

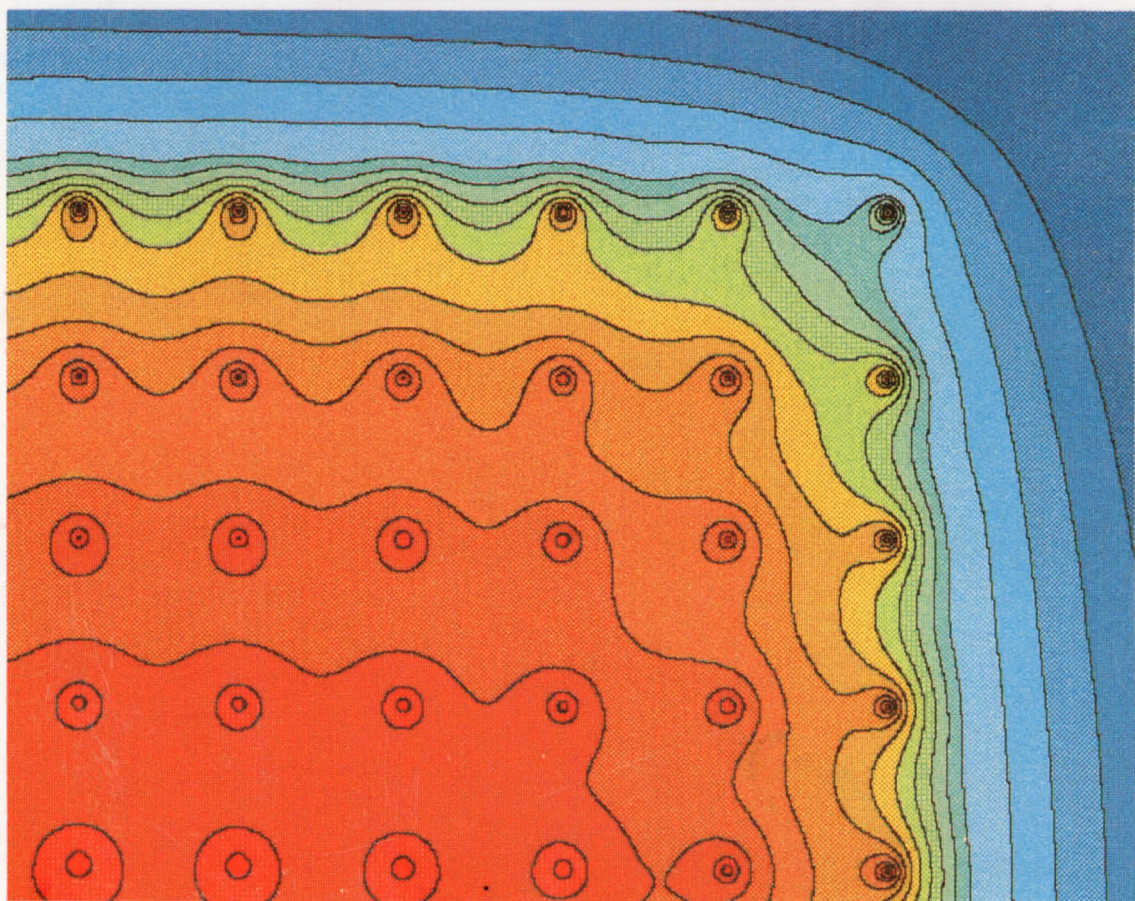
# MARKVÄRME

En handbok om termiska analyser

Johan Claesson m fl

**DEL II**

**VÄRMELAGER**



**Byggforskningsrådet**

# MARKVÄRME

En handbok om termiska analyser

---

## DEL II VÄRMELAGER

---

Johan Claesson  
Bengt Eftring  
Per Eskilson  
Göran Hellström

Byggeforskningsrådet

Denna skrift hänför sig till forskningsanslag 821398-9 från Statens råd för byggnadsforskning och 2060373 från Nämnden för energiproduktionsforskning till Avd för Matematisk fysik och Byggnadsteknik, LTH.

# KAPITELINDELNING

## DEL I: KAPITEL 1-5 ALLMÄN DEL. T16:1985

- KAPITEL 1. MARKVÄRMESYSTEM
- KAPITEL 2. FÄLTFÖRSÖK
- KAPITEL 3. INTRODUKTION TILL HANDBOKEN
- KAPITEL 4. STATIONÄRA TEMPERATURFÖRLOPP. VÄRMEFÖRLUSTFORMLER
- KAPITEL 5. GRUNDLÄGGANDE DYNAMISKA TEMPERATURFÖRLOPP

## DEL II: KAPITEL 6-8 VÄRMELAGER. T17:1985

- KAPITEL 6. VÄRMELAGRING I VATTEN. BERGRUM, GROP M M
- KAPITEL 7. MARKVÄRMELAGER. BORRHÅL I BERG, SLANGAR I LERA
- KAPITEL 8. AKVIFERVÄRMELAGER

## DEL III: KAPITEL 9-13 NATURVÄRMEKÄLLOR. T18:1985

- KAPITEL 9. GRUNDVATTENVÄRME, GEOTERMI
  - KAPITEL 10. BERGVÄRME
  - KAPITEL 11. YTJORDVÄRME
  - KAPITEL 12. TEMPERATURFÖRÄNDRINGAR I OMGIVANDE MARK
  - KAPITEL 13. ÖVERSIKT AV DATORPROGRAM
- REFERENSER
- APPENDIX

T17:1985

ISBN 91-540-4463-4

Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm

Liber Tryck AB Stockholm 1985

# INNEHÅLLSFÖRTECKNING

## DEL II: VÄRMELAGER

	sid
6. VÄRMELAGRING I VATTEN. BERGRUM, GROP M M .....	6.1
6.1 Handräkningsmetoder .....	6.2
6.1.1 Stationär värmeförlust .....	6.3
6.1.2 Transient värmeförlust .....	6.5
6.1.3 Lagringskapacitet i omgivande berg .....	6.8
6.1.4 Exempel .....	6.12
6.2 Datormodell .....	6.19
6.3 Termiska delanalyser. Några faktorerers betydelse .....	6.20
6.3.1 Lagrets storlek .....	6.20
6.3.2 Två omsättningar per lagringscykel .....	6.23
6.3.3 Lagrets avstånd till markytan .....	6.25
6.3.4 Förkortad lagringstid .....	6.26
6.3.5 Korttidsvärmelagring .....	6.27
6.3.6 Värmeisolering runt hela lagret .....	6.28
6.3.7 Geotermisk gradient .....	6.32
6.3.8 Termisk växelverkan mellan vatten och sten i blockfyllt bergrum .....	6.32
6.3.8.1 Temperaturfrontens hastighet .....	6.32
6.3.8.2 Temperaturspridning genom termisk dispersion .....	6.33
6.4 Temperaturpåverkan på omgivande mark .....	6.36
6.4.1 Påverkan vid markytan .....	6.36
6.4.2 Långsiktig uppvärmning runt värmelagret .....	6.37
6.4.3 Temperaturvariationer nära värmelagret under året .....	6.39
6.5 Simulering av laboratorieförsök .....	6.43
6.6 Simulering av fältförsök i Ingelstad .....	6.45
6.7 Studie av blockfyllt bergrum, Göteborg .....	6.47
6.8 Fältförsök med bergrum, Lyckebo .....	6.55
6.9 Fältförsök med bergrum, Avesta .....	6.59
7. MARKVÄRMELAGER. BORRHÅL I BERG, SLANGAR I LERA .....	7.1
7.1 Introduktion .....	7.1
7.2 Lokala termiska förlopp .....	7.7
7.2.1 Temperaturförlopp kring ett rör. Tidsskala .....	7.9
7.2.2 Korttidsanalys av effektpulser .....	7.11



7.2.2.1	Konstant effekt .....	7.11
7.2.2.2	Linjärt ökande effekt .....	7.11
7.2.2.3	Inverkan av fluidens värmekapacitet på temperatur- utvecklingen kring ett rör .....	7.12
7.2.3	Effektpulser med längre varaktighet. Värmemotstånd $m_{sf}$ ....	7.16
7.2.3.1	Allmänna samband .....	7.16
7.2.3.2	Värmemotståndet $m_{sf}$ .....	7.18
7.2.3.3	Tidsskala för "steady-flux"-tillstånd .....	7.19
7.2.3.4	Två introducerande exempel .....	7.20
7.2.4	Värmemotstånd $m_{sf}$ för markvärmväxlare med en värmväxlar- kanal .....	7.25
7.2.4.1	Koncentriskt rör i cylinderregion. Hexagonalt rör- gitter .....	7.26
7.2.4.2	Excentriskt rör i cylinderregion. Hexagonalt rör- gitter .....	7.28
7.2.4.3	Jämförelse mellan koncentrisk och excentrisk pla- cering av rör i cylinderregion .....	7.28
7.2.4.4	Rektangulärt rörgitter .....	7.29
7.2.4.5	Jämförelse mellan hexagonalt och kvadratisk rör- gitter .....	7.30
7.2.4.6	Plana markvärmväxlare .....	7.30
7.2.5	Värmemotståndet $m_{sf}$ för markvärmväxlare med symmetriska kanaler .....	7.32
7.2.5.1	Enkelt U-rör i rektangulärt rörgitter .....	7.35
7.2.5.2	Enkelt U-rör i hexagonalt rörgitter .....	7.37
7.2.5.3	Jämförelse mellan enkelt U-rör i hexagonalt och kvadratisk rörgitter .....	7.38
7.2.5.4	Dubbelt U-rör i hexagonalt rörgitter .....	7.39
7.2.5.5	Trippelt U-rör i hexagonalt rörgitter .....	7.40
7.2.5.6	Enkelt U-rör i värmedrän. Enkel U-formad innerslang i borrhål .....	7.41
7.2.5.7	Dubbelt U-rör i värmedrän. Dubbel U-formad inner- slang i borrhål .....	7.44
7.2.5.8	Trippelt U-rör i värmedrän. Trippel U-formad inner- slang i borrhål .....	7.47
7.2.6	Värmemotståndet $m_{sf}$ för markvärmväxlare med asymmetriska kanaler .....	7.49
7.2.6.1	Två olika kanaler i homogen mark .....	7.49
7.2.6.2	N stycken kanaler i homogen mark .....	7.52
7.2.7	Periodiska temperaturförlopp .....	7.55
7.2.7.1	Försumbar influens mellan markvärmväxlare med en värmväxlarekanal .....	7.58
7.2.7.2	Koncentriskt rör i isolerad cylinderregion.....	7.60

7.2.7.3	Influens mellan närliggande slangar för en värmeväxlare i lera .....	7.62
7.2.8	Olika lokala värmeövergångsmotstånd i markvärmeväxlaren ...	7.65
7.2.8.1	Värmeövergångsmotstånd mellan fluid och rörvägg i cirkulär strömningskanal .....	7.68
7.2.8.2	Värmeövergångsmotstånd mellan fluid och rörvägg i annulär strömningskanal .....	7.72
7.2.8.3	Värmemotstånd över materialet i rörväggen .....	7.78
7.2.8.4	Kontaktmotstånd mot omgivande mark .....	7.80
7.2.8.5	Hålradiens betydelse .....	7.81
7.2.9	Temperaturvariation längs fluidkanalerna i markvärmeväxlaren .....	7.82
7.3	Globala termiska delprocesser .....	7.88
7.3.1	Stationär värmeförlust .....	7.89
7.3.2	Transient värmeförlust .....	7.95
7.3.3	Periodisk process .....	7.99
7.4	Termisk dimensionering .....	7.110
7.4.1	Handberäkningsmetod .....	7.111
7.4.2	Förfinad handräkningsmetod med global periodisk lösning ...	7.114
7.4.3	Analys av korttidspulser .....	7.115
7.4.4	Diskussion av olika parametrars betydelse .....	7.115
7.4.4.1	Data för referensfall .....	7.116
7.4.4.2	Markvärmelagrets volym .....	7.117
7.4.4.3	Markvärmelagrets form .....	7.118
7.4.4.4	Markens termiska egenskaper .....	7.119
7.4.4.5	Värmeisolering av markvärmelagret .....	7.120
7.4.4.6	Markytans temperaturvariation .....	7.121
7.4.4.7	Borrhålets diameter .....	7.122
7.4.4.8	Värmeövergångsmotståndet $m_p$ .....	7.122
7.4.4.9	Borrhålsavstånd .....	7.123
7.4.4.10	Värmeöverföringskoefficienten $\alpha_v$ .....	7.124
7.5	Datormodeller .....	7.127
7.5.1	Duct Storage Model - DST .....	7.128
7.5.2	Superposition Borehole Model - SBM .....	7.129
7.6	Temperaturpåverkan på omgivande mark .....	7.130
7.6.1	Temperaturstörning i marken .....	7.130
7.6.2	Temperaturstörning nära markytan .....	7.131
7.7	Simulering av fältförsök .....	7.134
7.7.1	Luleå .....	7.134
7.7.2	Alnarp .....	7.136
7.7.3	Utby .....	7.137

8. AKVIFERVÄRMELAGER .....	8.1
8.1 Termohydrauliska grundbegrepp .....	8.3
8.1.1 Konvektiv - diffusiv värmeledning .....	8.3
8.1.2 Grundvattenflöde .....	8.6
8.1.3 Skiktad akvifer. Sprickplan .....	8.10
8.1.4 Termisk räckvidd .....	8.13
8.1.4.1 Termisk hastighet och räckvidd .....	8.13
8.1.4.2 Regional grundvattenströmning .....	8.16
8.1.4.3 Termisk genombröttstid .....	8.18
8.2 Datormodell .....	8.22
8.3 Termiska prestanda i dimensionslös form vid lagring kring en brunn .....	8.26
8.3.1 Värmelagring kring en brunn .....	8.27
8.3.2 Dimensionslös formulering .....	8.28
8.3.3 Variation av värmekapaciteter .....	8.29
8.3.4 Energiverkningsgrad .....	8.30
8.3.5 Dimensionslös uttagstemperatur .....	8.32
8.3.6 Några exempel. Variation av fysikaliska parametrar .....	8.33
8.3.7 Variation av den termiska dispersionen .....	8.39
8.3.8 Variation av injektions- och lagringstid .....	8.42
8.3.9 Variation av tjocklek på täckande skikt .....	8.44
8.3.10 Simulering av frontkantring .....	8.47
8.3.11 Jämförelse med fältförsök .....	8.48
8.3.12 Sammanfattande slutsatser .....	8.51
8.4 Parameterstudier för konstgjort magasin med horisontell tempera- turfront .....	8.53
8.4.1 Referensfall .....	8.54
8.4.2 Täckande skikts tjocklek .....	8.58
8.4.3 Injektions- och uttagsperiodens längd .....	8.60
8.4.4 Magasinets värmeledningsförmåga .....	8.60
8.4.5 Omgivande skikts termiska egenskaper .....	8.60
8.4.6 Värmeisolering .....	8.60
8.4.7 Storlek och form .....	8.63
8.5 Egenkonvektion och kantring av vertikal temperaturfront .....	8.64
8.5.1 Karakteristisk egenkonvektionshastighet .....	8.65
8.5.2 Karakteristisk kantringstid .....	8.66
8.5.3 Kantring av en skarp temperaturfront .....	8.68
8.5.4 Injektionskriterier .....	8.73
8.5.5 Exempel. Injektion i rullstensås .....	8.76

8.6 Effekt av infiltration från regn m m .....	8.80
8.7 Studier för några svenska akvifervärmelager .....	8.83
8.7.1 Lagring kring en brunn - Skåne, Jönköping .....	8.84
8.7.2 Geotermalformation - Malmö .....	8.94
8.7.3 Centrumbrunn och yttre krans av brunnar - Jönköping .....	8.108
8.7.4 Sprickakvifer - Landskrona .....	8.117
8.7.5 Skiktad geotermalformation - Landskrona .....	8.124

## FÖRORD

Denna skrift redovisar resultat från våra studier av markvärmesystem under åren 1977-85. Projektet finansierades under åren 1978-82 av Bygghälsningsrådet (BFR) och Nämnden för energiproduktionsforskning (NE). Den senaste perioden 1982-85 har finansierats av BFR.

Förutom författarna har följande personer deltagit i projektet. Johan Bennet har utvecklat datormodellerna för grundvattenvärme, geotermi och akvifervärmelager samt utfört en stor del av de simuleringar som redovisas i kapitel 8 och 9. Vidare har Mats Areskoug, Mats Johansson, Tord Bengtsson och Peter Olanders medverkat i forskargruppen. Pia Bruhn och Birgitta Salmi har svarat för utskrift. Sigurd Madison har hjälpt till med datorkörningarna mm. Figurerna har ritats av Lilian Johansson.

Avsnitt 3.7 är skrivet av Jacob Johnsson, SGU, Jan Sundberg, Jordvärme-gruppen och Bo Thunholm, SLU.

Under de gångna åren har vi haft ett givande samarbete och många stimulerande kontakter och diskussioner med ett stort antal ingenjörer, konsulter, forskare, uppfinnare, byggare, brunnsborrare, geologer, företagare, forskningssekreterare m fl. Följande personer skall här nämnas: Ove Platell, vars banbrytande idéer och entusiasm har varit en stor inspirationskälla för vårt arbete; Palne Mogensen, som kommit med många goda råd och konstruktiva anmärkningar; Bo Nordell, LuTH, med vilken vi haft ett givande samarbete om borrhålslager; Sören Andersson, Sam Johansson, Anders Eriksson, (AIB), Klas Cedervall och Bengt Åberg, (Vattenbyggnad, KTH), med vilka vi haft ett gott och nära samarbete om akvifervärmelager m m; Leif Bjelm, Per-Gunnar Persson m fl (Geoteknologi, LTH) och Sören Gotthardsson (ASEA Stal Geenergy AB), med vilka vi haft ett långvarigt och resultatrikt samarbete om olika geotermiska system; Johan Tollin, AIB, som varit till stor hjälp vid vårt arbete med bergvärmebrunnar; Hans Hydén, Leif Lemmeke m fl på VBB; Bengt Rydell och Caroline Palmgren, SGI; Mats Larsson, Lennart Spante och Bengt Vasseur, Vattenfall; K-Gösta Eriksson, Per-Åke Franck, Ingvar Rehn, Gösta Rosenblad, Jan Sundberg och Peter Wilén, Jordvärmegruppen, CTH; Kent Adolfsson, Ingvar Bogdanoff och Ulf Lindblom, Geoteknik, CTH; Örjan Haag m fl, Geologi, CTH; Göran Hultmark och Stefan Olsson, Andersson & Hultmark AB; Peter Margen, Margen-Consult; Torgny Ager-



strand, Olof Andersson, Peter Englöf, Lars Eriksson, Gunnar Gustafsson, Johan Landberg m fl på VIAK AB; Christer Gedda, Kjessler & Mannerstråle AB; Hans Gransell (Studsvik Energiteknik AV); Kjell Windelhed och Torgny af Forselles (Hagconsult); Stellan Braun, Firma Brunnsborningar i Höör AB; Lars Persson m fl, Energisparteknik AB; Sven-Erik Lundin och Björn Svedinger (BFR) samt Ingvar Östen Andersson (NE); Torbjörn Jilar m fl vid Installationsteknik, CTH; Ingemar Johansson, AGA-Thermia.

Vi har haft ett nära samarbete med Chin-Fu Tsang och dennes forskargrupp vid Earth Sciences Division, Lawrence Berkeley Laboratory, USA, angående termohydrauliska förlopp för akvifervärmelager och geotermiska system. Samarbetet har bl a skett i form av långvariga forskarbesök. Ett samarbete har också skett med Georges Vachaud, Alain Dunand m fl vid Institut de Mécanique des Fluides, Grenoble.

I samband med ett programutvecklingsarbete för simulering av energisystem inom IEA (Int Energy Agency), Task VII, Central Solar Heating Plants with Seasonal Storage, vill vi nämna följande samarbetspartner: Rune Håkansson, Sören Rolandsson (Studsvik Energiteknik AB), Arne Boysen (Hidemark och Danielsson AB), Verne Chant (Canada) och Jean-Christophe Hadorn (Schweiz).

Till de ovan nämnda personerna och till alla andra som på olika sätt varit oss till hjälp vill vi rikta ett varmt tack.

Vi vill gärna ha synpunkter på innehållet i denna handbok. Dessa kan gälla kompletteringar av teorin, vidareutveckling, datorprogram, oklarheter och felaktigheter. Telefonnummer: 046-107382 (Johan Claesson), 0500-37995 (Bengt Eftring), 046-107387 (Per Eskilson), 046-109091 (Göran Hellström).

Lund i augusti 1985  
Avd för Matematisk Fysik  
BYGGNADSTEKNIK  
Lunds Tekniska Högskola

## 6. VÄRMELAGRING I VATTEN. BERGRUM, GROPPAR OCH GROPAR

Vid värmelagring kan berg, gropar och blockfyllda berg utnyttjas. Dessa är fyllda med vatten eller en blandning av vatten och sten. Figur 1.1 visar ett öppet berg och figur 1.2 ett blockfyllt.

I avsnitt 6.1 presenteras handräkningsmetoder för beräkning av ett lagrs värmeförluster till omgivningen. En datormodell för simulering av det termiska förloppet i och utanför värmelagret beskrivs i avsnitt 6.2.

Avsnitt 6.3 behandlar olika faktorerens betydelse för ett lagrs termiska funktion.

De avslutande avsnitten presenterar analyser och datorsimuleringar av laboratorieförsök och fullskaleanläggningar.

Följande beteckningar används:

$a$	markens temperaturledningstal ( $a = \lambda/C$ )	$(m^2/s)$
$A$	lagrets omslutningsyta	$(m^2)$
$C$	markens volymetriska värmekapacitet	$(J/m^3 \cdot K)$
$d_0$	inträngningsdjup vid periodisk temperaturvariation	$(m)$
$D$	avstånd mellan markyta och lagrets överyta	$(m)$
$E_{tr}$	ackumulerad transient värmeförlust	$(J)$
$e_1$	värmeinhåll i en positiv halvpuls av ett periodiskt flöde	$(J/m, J/m^2)$
$E_1$	-----	$(J)$
$h$	dimensionslös värmeförlustfaktor	
$H$	lagrets höjd	$(m)$
$L_e$	kantlängd	$(m)$
$L_s$	skalningslängd	$(m)$
$q_m$	stationärt värmefflöde till marken	$(W/m, W/m^2)$
$Q_m$	-----	$(W)$
$q_{tr}$	transient värmefflöde till marken	$(W/m, W/m^2)$
$Q_{tr}$	-----	$(W)$
$q_1$	amplitud för periodiskt värmefflöde	$(W/m, W/m^2)$
$Q_1$	-----	$(W)$

$R$	lagrets radie	(m)
$T_m$	lagerytans årsmedeltemperatur	(°C)
$T_o$	ostörd omgivningstemperatur, årsmedeltemperatur vid markytan	(°C)
$T_1$	amplitud för periodiskt varierande lagertemperatur	(°C)
$T_+$	lagrets högsta temperatur under cykeln	(°C)
$T_-$	lagrets lägsta temperatur under cykeln	(°C)
$t_o$	lagringscykelns längd	(s)
$\lambda$	markens värmeledningsförmåga	(W/m K)
$\sim$	beteckning för komplexa storheter	

### 6.1 Handräkningsmetoder

I kapitel 4 och 5 behandlas grundläggande stationära och dynamiska temperaturförlopp för markvärmelager. Med hjälp av dessa analyser kan viktiga termiska prestanda hos värmelager av typ bergrum, grop och nedgrävd vattentank uppskattas med handräkningsmetoder.

Värmeflödet från ett lager till omgivande mark är tidsberoende. Det innehåller en periodisk del som upprepas varje lagringscykel och vars nettoflöde till omgivningen är noll under cykeln. Detta periodiska värmeflöde uppskattas i avsnitt 6.1.3.

Den del av värmeflödet som ej omfattas av den periodiska variationen utgör lagrets transienta värmeförluster till omgivningen. Detta flöde uppskattas i avsnitt 6.1.2.

Det transienta värmeflödet avtar asymptotiskt mot ett stationärt gränsvärde. Detta stationära värmeflöde uppskattas i avsnitt 6.1.1.

Det stationära värmeflödet ger värmeförlusterna till markytan, medan skillnaden mellan transient värmeflöde och stationärt slutvärde väsentligen åtgår till att bygga upp temperaturfältet runt lagret.

### 6.1.1 Stationär värmeförlust

Det stationära värmeflödet är ett gränsvärde för det transienta flödet från lagret efter lång tid. Skillnaden mellan det transienta flödet och det stationära värdet kan för stora lager vara betydande även efter tio till tjugo år. För mindre lager kan det stationära värdet användas som approximation av det transienta flödet redan efter fem till tio år.

Det stationära värmeflödesproblemet illustreras i figur 4.1.1. Årsmedeltemperaturen vid markytan och i ostörd mark är  $T_o$ . Årsmedeltemperaturen på lagrets yta är  $T_m$ . Det stationära värmeflödet  $Q_m$  från lagret är proportionellt mot temperaturdifferensen  $T_m - T_o$ . I kapitel 4 anges  $Q_m$  för ett flertal fall gällande bland annat cylindriska och parallelepipediska lagerformer. En sammanfattning av formler för  $Q_m$  ges i tabellerna 4.14. 1-3.

Det stationära värmeflödet anges ofta med hjälp av en dimensionslös värmeförlustfaktor enligt formeln

$$Q_m = \lambda(T_m - T_o)L_s \cdot h \quad (\text{W}) \quad (6.1.1.1)$$

Här är  $L_s$  en skalningslängd. För tvådimensionella tvärsnitt genom långsträckta lager ges värmeflödet per meter av

$$q_m = \lambda(T_m - T_o) \cdot h \quad (\text{W/m}) \quad (6.1.1.2)$$

Den stationära komponenten ger per lagringscykel värmeförlusten:

$$Q_m \cdot t_o \quad (\text{J/cykel}) \quad (6.1.1.3)$$

Här är  $t_o$  lagringscykelns längd.

För att det stationära värmeflödet från ett lager skall kunna beräknas, måste differensen  $T_m - T_o$  uppskattas. En god uppskattning av  $T_o$  kan erhållas ur klimatdata. En uppskattning av  $T_m$  är svårare att göra. I allmänhet varierar årsmedeltemperaturen över lagrets ytor.  $T_m$  skall vara

ett representativt medelvärde. Om differensen  $T_m - T_o$  uppskattas med en viss osäkerhet, så kommer samma osäkerhet att gälla de beräknade värmeförlusterna.

Exempel. Givet ett bergsvärmelager som approximeras med en cylinder med radien 10 m och höjden 20 m. Överytan ligger 20 m under marknivån. Bergrummets volym är  $6300 \text{ m}^3$ . Värmelagrets temperatur varierar mellan  $T_+ = 90 \text{ }^\circ\text{C}$  och  $T_- = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ostörd marktemperatur  $T_o$  är  $5 \text{ }^\circ\text{C}$ . Periodtiden  $t_o$  är ett år.

Lagret får stora årsvärmeförluster och är därför olämpligt för säsongslagring. Vid veckolagring blir förhållandena annorlunda. Detta visas i exempel 1 i avsnitt 6.1.4.

Följande data gäller:

$$\begin{array}{lll}
 R = 10 \text{ m} & H = 20 \text{ m} & D = 20 \text{ m} \\
 \lambda = 3.5 \text{ W/mK} & C = 2.16 \text{ MJ/m}^3\text{K} & \\
 t_o = 1 \text{ år} & T_o = 5 \text{ }^\circ\text{C} & (6.1.1.4) \\
 T_+ = 90 \text{ }^\circ\text{C} & T_- = 40 \text{ }^\circ\text{C} & 
 \end{array}$$

En uppskattning av medeltemperaturen  $T_m$  är

$$T_m \approx \frac{T_+ + T_-}{2} = 65 \text{ }^\circ\text{C} \quad (6.1.1.5)$$

Stationära förluster från ett cylinderformat värmelager under mark behandlas i avsnitt 4.3.2. Formel 4.3.3 ger:

$$h(R/D, H/D) = h(1/2, 1) =$$

$$\frac{10}{20} \cdot \frac{h_1(2)}{10 \cdot h_1(2)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{4\pi \cdot (40 + 20)}{4\pi \cdot (40 + 20)}}$$



Tabell 4.3.2 ger  $h_1(2) = 14.8$ .

$$h(1/2, 1) = 9.2$$

Formel 4.3.1 ger

$$Q_m = 3.5 \cdot (65 - 5) \cdot 20 \cdot 9.2 = 39 \text{ kW} \quad (6.1.1.6)$$

En uppskattning av årlig värmeförlust, då transient värmeförlust klingat av, blir

$$t_o \cdot Q_m = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ J} = 340 \text{ MWh} \quad (6.1.1.7)$$

Denna värmemängd kan jämföras med vattnets lagringskapacitet:

$$\begin{aligned} (T_+ - T_-) \cdot \pi R^2 H \cdot C_w &= (90 - 40) \cdot \pi \cdot 10^2 \cdot 20 \cdot 4.2 \cdot 10^6 = \\ &= 1.3 \cdot 10^{12} \text{ J} = 370 \text{ MWh} \end{aligned} \quad (6.1.1.8)$$

### 6.1.2 Transient värmeförlust

Förutsättningen vid beräkningen av det transienta värmeflödet är att begynnelsestemperaturen i omgivande berg är  $T_o$ . Vid starten  $t=0$  höjes lagerytans temperatur till  $T_m$ . Det resulterande transienta värmeflödet till marken betecknas  $Q_{tr}$  (W) i tredimensionella fall och  $q_{tr}$  (W/m, W/m<sup>2</sup>) i tvådimensionella och endimensionella fall.

Under olika tidsperioder användes olika approximationer för att uppskatta det transienta värmeflödet.

Under den första perioden beräknas värmeflödet ut i berget som ett endimensionellt förlopp. Hänsyn tas till om lagerytan är plan, cylindrisk eller sfärisk. Genom en korrektionsterm beaktas också det flerdimensionella förloppet i området runt kantlinjer, där två lagerytor möts. Dessa

korrektioner för kanteffekter är bara giltiga under en viss tid, vars längd bestäms av lagrets dimensioner. Denna tid bestämmer tiden under vilken den första approximationen är giltig.

Under nästa tidsperiod beräknas lagrets värmeförluster som om lagervoly-men vore sfärisk. Detta ger en viss underskattning av värmeflödet från lagret. Felet i approximationen är beroende av "hur mycket" lagrets verkliga form avviker från sfärisk form. Den sfäriska approximationen användes till den tidpunkt då det transienta värmeflödet är lika stort som det stationära flödet från lagret.

Efter den andra brytpunkten användes det stationära värmeflödet som approximation av det transienta flödet.

I avsnitt 5.1 ges det transienta värmeflödet från olika lagerformer. En sammanfattning av de olika fallen ges i avsnitt 5.1.3.

Då  $Q_{tr}(t)$  är känd blir värmeförlusten under lagringscykeln  $n$

$$E_{tr}(nt_0) - E_{tr}(nt_0 - t_0) = \int_{(n-1)t_0}^{nt_0} Q_{tr}(t) dt \quad (6.1.2.1)$$

Värmeflödet  $Q_{tr}$  är proportionellt mot  $T_m - T_0$ . Ett fel i uppskattningen av  $T_m - T_0$  ger motsvarande fel i den transienta värmeförlusten.

Exempel. Lagret är cylinderformat. Data ges av (6.1.1.4). Transienta värmeförluster för denna typ behandlas i avsnitt 5.1.2.11.

För små tider ges värmeförlusten av formlerna 5.1.48 - 49.

$$\begin{aligned} A &= 630 \text{ m}^2 & L_e &= 126 \text{ m} \\ a &= 1.62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \end{aligned} \quad (6.1.2.2)$$

$$\begin{aligned} Q_{tr} &= 3.5(65 - 5) \left( \frac{630}{\sqrt{\pi \cdot 1.62 \cdot 10^{-6} \cdot t}} + 0.6 \cdot 126 \right. \\ &\quad \left. + 20 h_{tr}^{cy1} (1.62 \cdot 10^{-6} \cdot t / 100) \right) \end{aligned}$$

$$Q_{tr} = \frac{58.6 \cdot 10^6}{\sqrt{t}} + 15.9 \cdot 10^3 + 4.2 \cdot 10^3 h_{tr}^{cy1} (1.62 \cdot 10^{-8} t) \quad (W) \quad (6.1.2.3)$$

Här ges  $h_{tr}^{cy1}$  av figur 5.1.9 och formel 5.1.34. Formel 5.1.47 kan användas för att uppskatta under hur lång tid  $t_1$  uttrycket 6.1.2.3 kan användas.

$$L_1 = \frac{1}{2} \min(2R, H)$$

$$t < t_1 = \frac{10^2}{1.62 \cdot 10^{-6}} \simeq 2 \text{ år} \quad (6.1.2.4)$$

Värmeflödet enligt formel 6.1.2.3 blir:

t (år)	0.5	1	2	3
$Q_{tr}$ (kW)	72.7	59.5	49.8	(44.9)

(6.1.2.5)

Efter tidpunkten  $t_1$  användes en sfärisk approximation. Sfärens radie ges av formeln 5.1.54. Värmeförlusten ges av formel 5.1.52.

$$R_V = 11.5 \text{ m}$$

$$Q_{tr} = 3.5(65 - 5)4\pi \cdot 11.5 \left(1 + \frac{11.5}{\sqrt{\pi \cdot 1.62 \cdot 10^{-6} t}}\right) =$$

$$= 30.3 \cdot 10^3 + \frac{155 \cdot 10^3}{\sqrt{t}} \quad (W) \quad (6.1.2.6)$$

Detta ger för de första tjugo åren:

t (år)	1	2	3	4	5	10	20
$Q_{tr}$ (kW)	(57.9)	49.8	46.2	44.1	42.6	39.0	36.5

(6.1.2.7)

Den precisa överensstämmelsen för värmeförlusten efter 2 år enligt (6.1.2.3) och (6.1.2.6) är en tillfällighet.

Den stationära värmeförlusten uppskattades enligt (6.1.1.6) till 39 kW. Den sfäriska approximationen (6.1.2.6) ger detta värde efter 10 år. För större tider än 10 år approximeras den transienta förlusten med värdet 39 kW.

Lagrets transienta värmeförluster till omgivningen ges av följande uttryck

$$0 < t \leq 2 \text{ år}$$

formel 6.1.2.3

$$2 < t \leq 10 \text{ år}$$

formel 6.1.2.6

(6.1.2.8)

$$10 \text{ år} < t$$

formel 6.1.1.6

### 6.1.3 Lagringskapacitet i omgivande berg

Temperaturen på värmelagrets yta har en periodiskt varierande komponent som överlagras medelvärdet  $T_m$ . Den periodiska delen ger upphov till ett pulserande värmefflöde mellan lager och omgivande berg eller jord. Man får en värmemängd som strömmar ut i berget under uppvärmningsperioden och som med en viss tidsfördröjning strömmar tillbaka till lagret under uttagsperioden. Denna värmemängd bidrar till den totala lagringskapaciteten. Man kan säga att en viss volym av berget svänger med värmelagrets temperatur.

Vid uppskattningen av det periodiska värmefflödet genom lagrets randyta approximeras randytornas temperaturvariation med en sinusfunktion. I av-

snitt 5.2.3 ges samband mellan värmefflöde och yttemperatur vid sinusformad variation. En sammanfattning av de olika fallen ges i tabell 6.1.1.1.

<u>Typ, form</u>	<u>Avsnitt</u>	<u>Formler</u>
Samband mellan effekt och lagringskapacitet	5.2.3	5.2.3.4
Plant halvoändligt fall	5.2.3.1	5.2.3.6
Cylinder	5.2.3.2	5.2.3.9, figur 5.2.3, tabell 5.2.2, 5.2.3.13
Sfär	5.2.3.3	5.2.3.15
Effekt av ytmotstånd	5.2.3.4	
Effekt av kant	5.2.3.5	
Parallelepipedformat lager under mark	5.2.3.6	5.2.3.23 - 25
Cylinderformat lager under mark	5.2.3.7	5.2.3.32
Parallelepipedformat lager med överytan vid marknivån	5.2.3.8	5.2.3.35 - 37
Cylinderformat lager med överytan vid marknivån	5.2.3.8	5.2.3.36, 5.2.3.38

Tabell 6.1.1.1 Översikt över samband i avsnitt 5.2.3 mellan temperatur och randflöde vid periodisk yttemperatur.

Amplituden för lagerytans temperaturvariation betecknas  $T_1$ . Om lagrets temperatur varierar mellan nivåerna  $T_-$  och  $T_+$  kan ett lämpligt val vara

$$T_1 \approx \frac{T_+ - T_-}{2} \quad (6.1.3.1)$$

Man kan göra olika uppskattningar av amplituden för olika delar.

Värmefflödet genom randen har amplituden  $Q_1$  (W) eller  $q_1$  (W/m, W/m<sup>2</sup>). För



det periodiska förloppet är normalt värmeflöde och yttemperatur fasförskjutna relativt varandra. En notation med komplexvärd tidsfaktor  $e^{2\pi it/t_0}$  och komplexa temperaturer och värmeflöden utnyttjas därför ( $i \cdot i = -1$ ). Komplexa värden markeras med  $\hat{\cdot}$ . Yttemperatur och randflöden ges av:

$$\hat{T}_1 \cdot e^{2\pi it/t_0} \quad \hat{q}_1 \cdot e^{2\pi it/t_0} \quad (6.1.3.2)$$

Här är  $\hat{T}_1$  och  $\hat{q}_1$  (eller  $\hat{Q}_1$ ) komplexa tal. Deras belopp ger amplitud för temperatur och värmeflöde. Fasset skillnaden ges av skillnaden mellan de komplexa talens argument. Den i berget ackumulerade värmemängden betecknas:

$$\hat{e}_1 \cdot e^{2\pi it/t_0} \quad (\text{J/m}^2, \text{J/m}) \quad (6.1.3.3)$$

$$\hat{E}_1 \cdot e^{2\pi it/t_0} \quad (\text{J}) \quad (6.1.3.3)$$

Den totala värmemängd som pulserar ut och in genom lagerytan ges av dubbla amplituden. Enligt formel 5.2.3.4 är sambandet mellan effektamplitud och i berget lagrad värmemängd:

$$2 \left| \hat{e}_1 \right| = \frac{t_0}{\pi} \left| \hat{q}_1 \right| \quad 2 \left| \hat{E}_1 \right| = \frac{t_0}{\pi} \left| \hat{Q}_1 \right| \quad (6.1.3.4)$$

För en mer detaljerad redovisning av den komplexvärda framställningen hänvisas till avsnitt 5.2. Många exempel ges där.

Det periodiska förloppet utanför en plan vägg behandlas i avsnitt 5.2.2.1. Vid randen, som kan vara en av lagrets plana ytor, råder en periodisk temperatur enligt figur 5.2.1 eller 5.2.2. Temperaturen ges av 5.2.2.1 eller 5.2.2.4.

Man har ett karakteristiskt inträngningsdjup  $d_0$ , vilket definieras av

$$d_0 = \sqrt{\frac{at_0}{\pi}} \quad (6.1.3.5)$$

På djupet  $d_0$  har temperaturamplituden dämpats från  $T_1$  till  $T_1 e^{-1} = 0.37 T_1$ .

Sambanden mellan komplex temperatur  $\hat{T}_1$ , randvärmeflöde  $\hat{q}_1$  och ackumulerad värmemängd  $\hat{e}_1$  ges för det plana, halvoändliga fallet enligt avsnitt 5.2.3.1 av:

$$\hat{q}_1 = \frac{\lambda(1+i)}{d_0} \hat{T}_1 \quad (\text{W/m}^2) \quad (6.1.3.6)$$

$$\hat{e}_1 = \frac{Cd_0}{1+i} \hat{T}_1 \quad (\text{J/m}^2)$$

Formel 5.2.3.8 ger dessa samband i reell form med tidsfaktorn medtagen.

Exempel. Lagret är cylinderformat. Data ges av (6.1.1.4) och (6.1.2.2). Periodiska förlopp för cylinderformade lager behandlas i avsnitt 5.2.3.7.

Lagerytornas temperaturvariation under året approximeras med en sinussvängning vars amplitud  $T_1$  är

$$T_1 = \frac{T_+ - T_-}{2} = \frac{90 - 40}{2} = 25 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Inträngningsdjupet  $d_0$  ges av formel 5.2.2.2.

$$d_0 = \sqrt{\frac{1.62 \cdot 10^{-6} \cdot 31.536 \cdot 10^6}{\pi}} = 4.0 \text{ m}$$

Villkor 5.2.3.30 är uppfyllt dvs.

$$2R, H, D > 2 d_0 = 8 \text{ m}$$

Det totala värmeflödet genom lagrets ränder ges av formel 5.2.3.32.

$$\begin{aligned} \hat{Q}_1 &= 25 \cdot 3.5 \cdot 2\pi \cdot 10 \left( (1+i) \frac{10+20}{4.0} + 1.2 + \frac{20}{2 \cdot 10} \right) = \\ &= 53.3 \cdot 10^3 + 41.3 \cdot 10^3 i = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sqrt{(53.3 \cdot 10^3)^2 + (41.3 \cdot 10^3)^2} e^{i \cdot \arctg \frac{41.3}{53.3}} = \\
 &= 67.4 \cdot 10^3 e^{i \cdot 0.66} \quad \text{W} \qquad (6.1.3.7)
 \end{aligned}$$

Effektamplituden är 67 kW. Fäsförskjutningen är  $0.66 = 0.11 \cdot 2\pi$ . Detta motsvaras i tid av

$$0.11 \cdot t_0 = 0.11 \cdot 365 = 40 \text{ dygn.}$$

Det maximala värmeflödet ut i berget inträffar 40 dygn innan lagret når sin högsta temperatur. Den i berget totalt ackumulerade värmemängden är enligt formel 5.2.3.4

$$\left. \frac{t_0}{\pi} \right| \hat{Q}_1 = \frac{31.536 \cdot 10^6}{\pi} \cdot 67.4 \cdot 10^3 = 188 \text{ MWh} \qquad (6.1.3.8)$$

Denna värmemängd är ungefär hälften av vattnets lagringskapacitet, som enligt (6.1.1.8) är 370 MWh.

#### 6.1.4 Exempel

Exempel 1. I avsnitt 6.1.1-3 behandlas som exempel årslagring i ett litet cylindriskt bergrum. Data ges av (6.1.1.4). Den årliga värmeförlusten vid stationära förhållanden är enligt (6.1.1.7) 340 MWh. Lagringskapaciteten i bergrummets vatten är enligt (6.1.1.8) 370 MWh. Bergrummet fungerar sålunda dåligt vid årslagring. Dess funktion vid veckolagring skall undersökas.

Lagrets transienta förluster ges av (6.1.2.8). Efter 0.5 år är värmeflödet från lagret 72.7 kW. Värmeförlusten under en vecka är då 12 MWh. Efter 10 år är förlusten under en vecka 6.6 MWh.

Det periodiska värmeflödet genom bergrummets ytor ges av formelerna 5.2.2.2 och 5.2.3.32.

$$t_0 = 1 \text{ vecka}$$

$$d_0 = \sqrt{\frac{1.62 \cdot 10^{-6} \cdot 7 \cdot 24 \cdot 3600}{\pi}} = 0.56 \text{ m} \quad (6.1.4.1)$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_1 &= 25 \cdot 3.5 \cdot 2\pi \cdot 10 \left( (1+i) \frac{10+20}{0.56} + 1.2 + \frac{20}{2 \cdot 10} \right) = \\ &= 306 \cdot 10^3 + 295 \cdot 10^3 i = \\ &= 425 \cdot 10^3 e^{i \cdot 0.77} \text{ W} \end{aligned} \quad (6.1.4.2)$$

Effektamplituden är 425 kW. Fasen är  $0.77 = 0.12 \cdot 2\pi$ . I tid motsvarar detta

$$0.12 \cdot t_0 = 0.12 \cdot 7 \cdot 24 \approx 20 \text{ timmar.}$$

Värmeflödet ut i berget har sitt maximum 20 timmar innan temperaturen når sitt maximum.

Den i berget totalt ackumulerade värmemängden är enligt formel 5.2.3.4

$$\frac{t_0}{\pi} \left| \hat{Q}_1 \right| = \frac{7 \cdot 24 \cdot 3600}{\pi} \cdot 425 \cdot 10^3 = 23 \text{ MWh.} \quad (6.1.4.3)$$

Veckolagring medför stora förändringar jämfört med årslagring. Värmeförlusterna under lagringsperioden reduceras från 340 till 6.6 MWh under stationära förhållanden. Amplituden för det periodiska värmeflödet genom bergrummets randytor ökar från 67.4 kW (6.1.3.7) till 425 kW (6.1.4.2). Den i berget totalt ackumulerade energin sjunker från 188 MWh (6.1.3.8) till 23 MWh (6.1.4.3).

Vid veckolagring är värmeförlusterna små jämfört med lagrets värmekapacitet.

Exempel 2. Ett parallelepipediskt bergrum har bredden 23 m, längden 47 m och höjden 47 m. Dess volym är  $50\,000\text{ m}^3$ . Avståndet till markytan är så stort att dennas inflytande på värmeflödet från bergrummet kan försummas.

Bergrummet innehåller en blandning av sten och vatten. Vattnet upptar 50% av lagrets volym. Blandningen har den viktade volymetriska värmekapaciteten  $3.18\text{ MJ/m}^3\text{K}$ .

Lagrets temperatur varierar i intervallet 55 till  $115\text{ }^\circ\text{C}$ . Temperaturen i ostörd mark är  $5\text{ }^\circ\text{C}$ .

Följande data gäller:

$$\begin{aligned} L &= 47\text{ m} & B &= 23\text{ m} & H &= 47\text{ m} \\ \lambda &= 3.5\text{ W/m K} & C &= 2.16\text{ MJ/m}^3\text{ K} \\ t_0 &= 1\text{ år} & T_0 &= 5\text{ }^\circ\text{C} & & (6.1.4.4) \\ T_+ &= 115\text{ }^\circ\text{C} & T_- &= 55\text{ }^\circ\text{C} \end{aligned}$$

I avsnitt 6.3.1 har datarsimuleringar genomförts för det beskrivna lagret. Resultaten skall jämföras med de värden som erhålles med handräkningsmetodik.

Lagrets årsmedeltemperatur  $T_m$  uppskattas till

$$T_m = \frac{T_+ + T_-}{2} = 85\text{ }^\circ\text{C}$$

Transient värmeflöde från ett parallelepipedformat lager behandlas i avsnitt 5.1.2.8. Formlerna 5.1.45 - 46 ger



$$\begin{aligned}
 A &= 8740 \text{ m}^2 & V &= 50000 \text{ m}^3 \\
 L_e &= 468 \text{ m} & a &= 1.62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}
 \end{aligned}
 \tag{6.1.4.5}$$

$$Q_{tr} = 3.5(85 - 5) \left( \frac{8740}{\sqrt{\pi \cdot 1.62 \cdot 10^{-6} \cdot t}} + 0.6 \cdot 468 \right)$$

$$Q_{tr} = \frac{1.08 \cdot 10^9}{\sqrt{t}} + 78.6 \cdot 10^3 \quad (\text{W}) \tag{6.1.4.6}$$

Formel 6.1.4.6 kan användas till tidpunkten  $t_1$  vilken ges av formel 5.1.45".

$$t_1 = \frac{\left(\frac{23}{2}\right)^2}{1.62 \cdot 10^{-6}} = 81 \cdot 10^6 \text{ s} = 2.6 \text{ år} \tag{6.1.4.7}$$

Under de första åren blir värmeflödet till omgivningen

t (år)	1	2	2.6
$Q_{tr}$ (kW)	271	215	198

(6.1.4.8)

Efter tidpunkten  $t_1$  användes en sfärisk approximation. Formlerna 5.1.53 - 54 ger

$$R_V = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 47 \cdot 23 \cdot 47}{4\pi}} = 23.0 \text{ m}$$

$$Q_{tr} = 3.5(85 - 5) \cdot 4\pi \cdot 23.0 \left( 1 + \frac{23.0}{\sqrt{\pi \cdot 1.62 \cdot 10^{-6} \cdot t}} \right)$$

$$Q_{tr} = 80.9 \cdot 10^3 + \frac{825 \cdot 10^6}{\sqrt{t}} \quad (\text{W}) \tag{6.1.4.9}$$

Värmeflödet till omgivningen blir enligt formel 6.1.4.9

t (år)	1	2	2.6	4	5	10	20
$Q_{tr}$ (kW)	(222)	(185)	172	154	147	127	114

(6.1.4.10)

Bytet av approximation vid tidpunkten  $t_1$  medför ett språng i det uppskattade transienta värmeflödet från 198 till 172 kW. Den sfäriska approximationen ger en alltför kompakt beskrivning av lagrets form. Därmed underskattas värmeförlusterna något.

Formel 6.1.4.9 ger efter lång tid det stationära flödet 80.9 kW. Lagrets form återges bättre av en cylinder än av en sfär. Vid volymkonservering kan R och H väljas enligt:

$$H = 23 \text{ m} \quad R = 26.5 \text{ m}$$

Formel 4.3.2 ger stationär värmeförlust för en cylinder.

$$Q_m = 3.5(85 - 5) \cdot 26.5 h_1(23/26.5)$$

$$h_1(0.87) \approx 11.4$$

$$Q_m = 84.6 \text{ kW} \quad (6.1.4.11)$$

Den sfäriska approximationen (6.1.4.9) användes till dess  $Q_{tr} = Q_m = 84.6$  kW. Därefter uppskattas flödet med det konstanta värdet 84.6 kW. I det aktuella fallet inträffar denna brytpunkt efter 1500 år.

Det transienta värmeflödet från lagret approximeras med följande uttryck:

$$0 < t \leq 2.6 \text{ år} \quad \text{formel 6.1.4.6} \quad (6.1.4.12)$$

$$2.6 \text{ år} < t \leq 1500 \text{ år} \quad \text{formel 6.1.4.9}$$

1500 år < t

formel 6.1.4.11

Bryttidpunkten på 1500 år vid övergången till det stationära värmeflödet 84.6 kW illustrerar det långsamma förloppet för stora lager på stort djup vid insvängning till stationära förhållanden. Ett lager på måttligt djup får en kortare tidsskala för stationaritet på grund av påverkan från markytan.

Tabell 6.1.4.1 visar årlig värmeförlust enligt (6.1.4.12). Motsvarande värden vid datorsimuleringen (tabell 6.3.1) anges också.

år	(6.1.4.12) 10 <sup>12</sup> J	dator- simulering 10 <sup>12</sup> J
1	15.	15.
2	7.5	9.2
3	6.3	6.4
4	5.0	5.5
5	4.7	5.1
10	4.0	4.2
20	3.6	3.7

Tabell 6.1.4.1 Årlig värmeförlust enligt handräkningsmetodik och enligt datorsimulering.

De handräkningsmässigt bestämda förlusterna bygger på en uppskattning av lagrets medeltemperatur under året. Efter det andra året ger approximationerna ett fel på 5-10 %.

Den pulserande temperaturen i bergrummet medför ett värmeflöde genom dess randytor. Det periodiska förloppet för den aktuella lagerformen behandlas i avsnitt 5.2.3.6. Randyornas temperaturvariation under året approximeras med en sinusfunktion mellan temperaturerna 55 och 115 °C. Amplituden  $T_1$  blir

$$T_1 = \frac{T_+ - T_-}{2} = 30 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Det totala periodiska värmeflödet ges av formlerna 5.2.2.2 och 5.2.3.25

$$d_0 = 4.0 \text{ m} \quad (6.1.4.13)$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_1 &= 30 \cdot 3.5 \left( 8740 \frac{1+i}{4.0} + 468 \cdot 0.6 \right) = \\ &= 259 \cdot 10^3 + 229 \cdot 10^3 \cdot i = \\ &= 346 \cdot 10^3 e^{i \cdot 0.72} \text{ W} \end{aligned} \quad (6.1.4.14)$$

Effektamplituden är 346 kW. Fasen är  $0.72 = 0.11 \cdot 2\pi$ . I tid motsvaras detta av  $0.11 \cdot 365 = 40$  dygn.

Den i berget totalt ackumulerade värmemängden är enligt formel 5.2.3.4

$$\frac{31.536 \cdot 10^6}{\pi} \cdot 346 \cdot 10^3 = 3.47 \cdot 10^{12} \text{ J} \quad (6.1.4.15)$$

Temperaturhöjningen från 55 till  $115 \text{ } ^\circ\text{C}$  i lagret motsvarar värmemängden ( $C_w = 4.2 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ ).

$$(115 - 55) \cdot 50000 \cdot 4.2 \cdot 10^6 = 12.6 \cdot 10^{12} \text{ J} \quad (6.1.4.16)$$

Den i berget ackumulerade värmemängden utgör cirka 30 % av bergrummets lagringsförmåga.

## 6.2 Datormodell

En datormodell har utvecklats för följande typer av värmelager.

1. Bergrum
2. Grop
3. Nedgrävd vattentank

Lagerinnehållet kan utgöras av vatten eller en blandning av vatten och sten. Lagren beskrivs med cylindergeometri. Lagervolymens diameter kan avta med djupet. Manual för datorprogrammet ges av referens 11. Datormodellen finns även i en tredimensionell version. Denna beskriver parallelepipedformade lager.

Temperaturfördelningen i lagret är horisontellt skiktad med det varma vattnet överst. Även fallet med en enda lagertemperatur kan behandlas.

Modellen har följande grundläggande egenskaper:

1. Tredimensionell konduktiv värmetransport utanför lagervolymen. De termiska egenskaperna kan varieras. Isoleringar kan placeras på valfria ställen i marken.
2. Konvektiv - konduktiv vertikal värmetransport i lagret. Koppling till temperaturförloppet i marken via värmeflöden genom lagrets randytor.
3. Temperaturskiktning med fallande temperatur nedåt i lagret upprätthålles genom ett blandningsförfarande.
4. Dispersionseffekt i lager med en blandning av sten och vatten beskrives med en ökad effektiv värmeledningsförmåga. Denna är beroende av pumpflödet (se avsnitt 6.3.8).
5. Så kallad numerisk dispersion vid beräkning av den konvektiva vatten-transporten genom lagret undviks genom ett buffertförfarande.
6. Pumpflödet och temperaturen på tilloppsvattnet kan variera i tiden. I den aktuella versionen kan vatten endast pumpas till och från lag-

ret vid dess topp och botten.

7. Utdata från simuleringar är bland annat vattnets utloppstemperatur, in- eller utmatad effekt, värmebalans i lagret för olika tidsperioder samt temperaturer i lager och mark.
8. Värmeledningsproblemet löses med finita differenser. Tidsderivatan approximeras med explicit framåtdifferens. I ett normalfall användes runt 1000 gitterceller i marken och cirka 20 celler för den vertikala temperaturprofilen i lagret. De numeriska beräkningarna bedöms ha ett maximalt fel på 2-5% beroende på cellantalet.
9. I avsnitt 6.5 och 6.6 ges resultat från simuleringar av laboratorie- och fältförsök. Överensstämmelsen är god.
10. Datorprogrammet kräver cirka 100 kbytes i minnesutrymme. Normalt tidsbehov för simulering av ett år är 5-10 sekunder på en UNIVAC 1100/80.

### 6.3 Termiska delanalyser. Några faktorerens betydelse.

Ett värmelagers termiska funktion är beroende av ett flertal olika faktorer. Betydelsen av några av dessa belyses i det följande.

#### 6.3.1 Lagrets storlek

Lagrets storlek är en mycket betydelsefull faktor. För att belysa detta har simuleringar utförts för ett blockfyllt bergrum vars volym har varierats från 10000 till 200000 m<sup>3</sup>. Bergrummets dimensioner har i de olika fallen valts så att dess form blir så kompakt som möjligt. Härigenom minimeras värmeförlusterna till omgivningen. Den största praktiskt genomförbara bredden har antagits vara 23 m. Tabell 6.3.1.1 anger volym och dimensioner för de studerade bergrummen.

Volym (m <sup>3</sup> )	längd (m)	bredd (m)	höjd (m)
200000	93	23	93
100000	66	23	66
50000	47	23	47
25000	33	23	33
10000	22	22	22

Tabell 6.3.1.1 Bergrummens dimensioner.

För att renodla problemet har bergrummet antagits vara omgivet av berg med oändlig utsträckning åt alla håll. Härigenom elimineras markytans inflytande.

Bergets volymetriska värmekapacitet är  $2.16 \text{ MJ/m}^3 \cdot \text{K}$  och dess värmeledningsförmåga är  $3.5 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ . Stenblocken upptar 50 % av lagrets volym. De antages vara jämnt fördelade i volymen. Ett karakteristiskt stenblock har måtten  $0.7 \times 0.5 \times 0.3 \text{ m}^3$ . Temperaturen i det ostörda berget är  $5 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Värme tillföres lagret under fyra månader. Efter två månaders lagring återvinnes värme under fyra månader. Årscykeln avslutas med två månader utan pumpning. Temperaturen på tilloppsvattnet är  $115 \text{ }^\circ\text{C}$  under laddningen och  $55 \text{ }^\circ\text{C}$  under återvinningen. Under såväl laddning som återvinning pumpas genom lagret en vattenvolym som motsvarar en termisk omsättning (se formel 6.3.8.3).

Beräkningarna har utförts med ett datorprogram enligt avsnitt 6.2. Programmet har modifierats till att gälla tredimensionella fall.

Den volymetriska värmekapaciteten för blandningen av sten och vatten har det viktade värdet  $3.18 \text{ MJ/m}^3 \cdot \text{K}$ . Blandningens värmeledningsförmåga har det viktade värdet  $2.1 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ . Värdet avser stillastående vatten.

Vattenströmningen genom lagret ger upphov till en höjning av den effektiva ledningsförmågan. Höjningen kan uppskattas med hjälp av formel 6.3.8.7. För det aktuella pumpflödet blir den i storleksordningen  $0.1 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ .

Tabellerna 6.3.1.2-6 ger inmatad ( $E_+$ ) och återvunnen ( $E_-$ ) energimängd samt energiverkningsgraden  $\eta = E_-/E_+$  under de tjugo första åren.

år	$E_+$		$E_-$		$\eta$
	$10^{12}$ J	GWh	$10^{12}$ J	GWh	
1	69.6	19.3	17.0	4.73	0.24
2	47.8	13.3	22.9	6.36	0.48
3	41.2	11.4	24.8	6.88	0.60
4	39.7	11.0	25.7	7.14	0.65
5	38.9	10.8	26.4	7.33	0.68
10	37.4	10.4	27.8	7.71	0.74
20	36.6	10.2	28.7	7.97	0.78

år	$E_+$		$E_-$		$\eta$
	$10^{12}$ J	GWh	$10^{12}$ J	GWh	
1	34.9	9.69	7.56	2.1	0.22
2	25.6	7.12	10.6	2.94	0.41
3	21.8	6.04	11.6	3.21	0.53
4	20.7	5.76	12.1	3.36	0.58
5	20.2	5.62	12.4	3.44	0.61
10	19.4	5.39	13.2	3.66	0.68
20	19.0	5.27	13.6	3.79	0.72

Tabell 6.3.1.2 Lagervolym 200 000 m<sup>3</sup>.

Tabell 6.3.1.3 Lagervolym 100 000 m<sup>3</sup>.

år	$E_+$		$E_-$		$\eta$
	$10^{12}$ J	GWh	$10^{12}$ J	GWh	
1	17.6	4.90	3.14	0.871	0.18
2	13.9	3.87	4.68	1.30	0.34
3	11.6	3.23	5.20	1.44	0.45
4	11.0	3.06	5.48	1.52	0.50
5	10.7	2.98	5.64	1.57	0.53
10	10.2	2.83	6.04	1.68	0.59
20	9.96	2.77	6.32	1.76	0.63

år	$E_+$		$E_-$		$\eta$
	$10^{12}$ J	GWh	$10^{12}$ J	GWh	
1	8.92	2.48	1.07	0.297	0.12
2	8.36	2.31	1.24	0.510	0.22
3	6.80	1.88	2.11	0.587	0.31
4	6.28	1.74	2.27	0.630	0.36
5	6.04	1.68	2.37	0.658	0.39
10	5.64	1.57	2.58	0.718	0.46
20	5.40	1.50	2.72	0.756	0.50

Tabell 6.3.1.4 Lagervolym 50 000 m<sup>3</sup>.

Tabell 6.3.1.5 Lagervolym 25 000 m<sup>3</sup>.

år	$E_+$		$E_-$		$\eta$
	$10^{12}$ J	MWh	$10^{12}$ J	MWh	
1	3.19	969	0.188	52.3	0.05
2	2.78	773	0.395	110	0.14
3	2.46	682	0.488	135	0.20
4	2.34	650	0.544	151	0.23
5	2.28	633	0.576	160	0.25
10	2.17	603	0.609	183	0.30
20	2.12	587	0.712	198	0.34

Tabell 6.3.1.6 Lagervolym 10 000 m<sup>3</sup>.



Tabell 6.3.1.2 visar hur verkningsgraden för ett blockfyllt bergrum med volymen 200 000 m<sup>3</sup> stiger från 0.24 det första året till 0.78 det tjugonde. För ett lager med volymen 50 000 m<sup>3</sup> stiger verkningsgraden från 0.18 till 0.63. För ett bergrum med volymen 10 000 m<sup>3</sup> stiger den från 0.05 till 0.34.

Varkningsgraden varierar således kraftigt med lagervolymen.

### 6.3.2 Två omsättningar per lagringscykel

Enda avvikelserna från förutsättningarna i avsnitt 6.3.1 gäller pumpflödet, som här är fördubblat under både laddnings- och återvinningsperioden. Lagertemperaturen blir högre under laddningen och lägre under återvinningsperioden. Energiomsättningen i lagret ökar.

Tabellerna 6.3.2.1-5 visar inmatad och återvunnen energimängd samt energiverkningsgrad under de tjugo första åren.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	96.0	26.7	30.3	8.42	0.32
2	56.0	15.6	35.0	9.96	0.64
3	53.2	14.8	37.6	10.4	0.70
4	52.0	14.4	38.4	10.7	0.74
5	51.6	14.3	39.1	10.9	0.76
10	50.0	13.9	40.4	11.2	0.80
20	49.2	13.7	40.8	11.3	0.84

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	51.2	14.2	14.6	4.07	0.29
2	30.4	8.43	17.8	4.94	0.59
3	28.7	7.98	18.8	5.22	0.65
4	28.0	7.79	19.4	5.38	0.69
5	27.7	7.69	19.7	5.47	0.71
10	26.9	7.47	20.4	5.67	0.76
20	26.4	7.33	20.9	5.80	0.79

Tabell 6.3.2.1 Lagervolym 200 000 m<sup>3</sup>.

Tabell 6.3.2.2 Lagervolym 100 000 m<sup>3</sup>.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	27.5	7.64	6.80	1.91	0.25
2	16.8	4.68	8.72	2.42	0.52
3	15.8	4.38	9.32	2.59	0.59
4	15.4	4.27	9.64	2.68	0.63
5	15.2	4.21	9.88	2.74	0.65
10	14.7	4.08	10.3	2.87	0.70
20	14.4	4.00	10.6	2.94	0.73

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	16.6	4.62	3.22	0.893	0.19
2	10.6	2.94	4.52	1.26	0.42
3	9.84	2.73	4.92	1.37	0.50
4	9.56	2.66	5.16	1.43	0.54
5	9.36	2.60	5.32	1.48	0.57
10	9.04	2.51	5.60	1.56	0.62
20	8.80	2.44	5.80	1.61	0.66

Tabell 6.3.2.3 Lagervolym 50 000 m<sup>3</sup>.Tabell 6.3.2.4 Lagervolym 25 000 m<sup>3</sup>.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	MWh	10 <sup>12</sup> J	MWh	
1	5.32	1480	0.692	192	0.13
2	3.56	989	1.02	282	0.29
3	3.32	922	1.13	313	0.34
4	3.22	894	1.20	332	0.37
5	3.16	879	1.24	344	0.39
10	3.05	847	1.34	371	0.44
20	2.98	828	1.40	390	0.47

Tabell 6.3.2.5 Lagervolym 10 000 m<sup>3</sup>.

Verkningsgraden för lagret med volymen 200 000 m<sup>3</sup> stiger från 0.32 (0.24) till 0.84 (0.78) det tjugonde året. Siffrorna inom parentes ger värden enligt avsnitt 6.3.1. Inmatad energi under det tjugonde året är 13.7 (10.2) GWh. Återvunnen energi är 11.3 (7.97) GWh. Verkningsgraden har ökat med 6 procentenheter. Energiomsättningen har ökat med cirka 3.4 GWh.

För lagret med volymen 50 000 m<sup>3</sup> stiger energiverkningsgraden från 0.25 (0.18) till 0.73 (0.63) det tjugonde året. Inmatad energi det tjugonde året är 4.00 (2.77) GWh. Återvunnen energi är 2.94 (1.76) GWh. Verkningsgraden har ökat med 10 procentenheter. Energiomsättningen har ökat med cirka 1.2 GWh.

För lagret med volymen  $10\ 000\ \text{m}^3$  stiger verkningsgraden från 0.13 (0.05) till 0.47 (0.34) det tjugonde året. Inmatad energi det tjugonde året är 828 (587) MWh. Återvunnen energi är 390 (198) MWh. Energiomsättningen har ökat med cirka 200 MWh.

Den dubbla omsättningen i lagret höjer såväl energiverkningsgrad som energiomsättning. Den procentuella höjningen är störst för små lager.

### 6.3.3 Lagrets avstånd till markytan

Avståndet till markytan påverkar ett värmelagers förluster. Ju närmare markytan lagret ligger desto större blir värmeförlusterna. Detta belyses med ett exempel för ett bergrum vars volym är  $50\ 000\ \text{m}^3$ . Förhållandena vid driften är desamma som redovisades i avsnitt 6.3.2. Enda skillnaden är avståndet till markytan.

Tabellerna 6.3.3.1-4 ger energibalansen under de tjugo första åren. Avståndet från bergrummets överyta till markytan är 50, 25, 10 respektive 5 m.

år	E+		E-		n
	$10^{12}\ \text{J}$	GWh	$10^{12}\ \text{J}$	GWh	
1	27.4	7.61	6.76	1.88	0.25
2	16.7	4.64	8.64	2.40	0.52
3	15.7	4.37	9.24	2.57	0.59
4	15.3	4.26	9.56	2.66	0.62
5	15.1	4.19	9.76	2.71	0.65
10	14.6	4.07	10.2	2.83	0.70
20	14.4	4.00	10.4	2.90	0.72

Tabell 6.3.3.1 Avstånd till markytan är 50 m.

år	E+		E-		n
	$10^{12}\ \text{J}$	GWh	$10^{12}\ \text{J}$	GWh	
1	27.5	7.64	6.80	1.88	0.25
2	16.8	4.68	8.68	2.41	0.52
3	15.8	4.38	9.28	2.58	0.59
4	15.4	4.28	9.60	2.67	0.62
5	15.2	4.21	9.80	2.72	0.64
10	14.8	4.11	10.1	2.81	0.68
20	14.6	4.04	10.3	2.87	0.71

Tabell 6.3.3.2 Avstånd till markytan är 25 m.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	27.2	7.56	6.80	1.89	0.25
2	16.7	4.64	8.40	2.33	0.50
3	15.8	4.39	8.88	2.47	0.56
4	15.4	4.29	9.12	2.53	0.59
5	15.2	4.23	9.24	2.57	0.61
10	14.9	4.13	9.48	2.63	0.64
20	14.7	4.09	9.60	2.67	0.65

Tabell 6.3.3.3 Avstånd till markytan är 10 m.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	27.4	7.61	6.16	1.71	0.22
2	17.1	4.76	7.52	2.09	0.44
3	16.2	4.51	7.92	2.20	0.49
4	15.9	4.41	8.08	2.24	0.51
5	15.7	4.37	8.20	2.28	0.52
10	15.4	4.28	8.40	2.33	0.54
20	15.2	4.23	8.48	2.36	0.56

Tabell 6.3.3.4 Avstånd till markytan är 5 m.

För de fyra djupen 50, 25, 10 och 5 m är energiverkningsgraden det tjugonde året 0.72, 0.71, 0.65 respektive 0.56. Enligt tabell 6.3.2.3 är verkningsgraden vid oändligt djup 0.73.

Markytans inflytande börjar ha praktisk betydelse vid djupet 10 till 20 m för det aktuella lagret.

#### 6.3.4 Förkortad lagringstid

I avsnitt 6.3.2 förflöt två månader innan värme började återvinnas. Om återvinningen istället följer omedelbart efter laddningen kommer värmeförlusterna att bli mindre.

Detta har studerats för lagervolymer 50 000 och 10 000 m<sup>3</sup>. Frånsett pumpstrategin är förhållandena identiska med de som använts i avsnitt 6.3.2. Laddning pågår under 4 månader. Den följs av fyra månaders återvinning varefter ingen pumpning sker under fyra månader. Pumpflödena är desamma som i avsnitt 6.3.2.

Tabellerna 6.3.4.1-2 ger lagrets energibalans under de tjugo första åren.

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	GWh	10 <sup>12</sup> J	GWh	
1	27.5	7.64	8.88	2.47	0.32
2	17.7	4.91	10.2	2.83	0.58
3	16.5	4.58	10.6	2.94	0.64
4	16.0	4.44	10.8	3.01	0.68
5	15.7	4.37	11.0	3.04	0.70
10	15.2	4.22	11.3	3.13	0.74
20	14.9	4.13	11.5	3.19	0.77

år	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	MWh	10 <sup>12</sup> J	MWh	
1	5.32	1480	1.20	334	0.23
2	3.75	1040	1.46	404	0.39
3	3.50	971	1.54	428	0.44
4	3.38	940	1.58	440	0.47
5	3.32	922	1.61	448	0.49
10	3.19	886	1.68	467	0.53
20	3.12	866	1.72	478	0.55

Tabell 6.3.4.1 Lagervolym 50 000 m<sup>3</sup>. Tabell 6.3.4.2 Lagervolym 10 000 m<sup>3</sup>.

Energiverkningsgraden stiger för lagret med volymen 50 000 m<sup>3</sup> från 0.32 (0.25) det första året till 0.77 (0.73) det tjugonde året. Inom parentes ges värden från avsnitt 6.3.2. För lagret med volymen 10 000 m<sup>3</sup> stiger verkningsgraden från 0.23 (0.13) till 0.55 (0.47).

### 6.3.5 Korttidsvärmelagring

Värme veckolagras i ett vattenfyllt bergrum vars volym är 6750 m<sup>3</sup>. Dess längd, bredd och höjd är 15, 15 respektive 30 m. Avståndet till markytan är så stort att dennas inflytande kan försummas.

Bergets värmeledningsförmåga är 3.5 W/m·K och dess värmekapacitet är 2.16 MJ/m<sup>3</sup>·K. Den ostörda bergtemperaturen är 5 °C.

Lagret laddas under 108 timmar. Under denna period sker en vattenomsättning i lagret. Återvinning sker under de följande 60 timmarna, varvid lagrets vatten också omsättes en gång. Förhållandena motsvarar laddning från måndag morgon till fredag kväll, varefter värme återvinns under veckoslutet.

Ett högtemperatur- och ett lågtemperaturfall har studerats. I det förra fallet laddas lagret med 115-gradigt vatten. Under återvinningen har returvattnet temperaturen 55 °C. I lågtemperaturfallet är motsvarande tem-

peraturer 40 respektive 10 °C.

Tabell 6.3.5.1 visar 115/55-lagrets energibalans under ett antal lagringscykler. Tabell 6.3.5.2 visar motsvarande värden för 40/10-lagret.

vecka	E+		E-		n
	10 <sup>12</sup> J	MWh	10 <sup>12</sup> J	MWh	
1	3.11	863	1.41	392	0.45
2	1.74	483	1.52	423	0.88
3	1.69	470	1.55	430	0.91
4	1.68	467	1.56	433	0.93
5	1.67	464	1.56	434	0.94
10	1.66	460	1.58	439	0.95
40	1.64	455	1.60	443	0.97

Tabell 6.3.5.1 Energibalans för 115/55-lagret.

vecka	E+		E-		n
	10 <sup>9</sup> J	MWh	10 <sup>9</sup> J	MWh	
1	988	274	756	210	0.77
2	836	232	784	217	0.94
3	828	230	792	220	0.96
4	824	229	796	221	0.97
5	824	229	796	221	0.97
10	820	228	800	222	0.98
40	816	227	804	223	0.99

Tabell 6.3.5.2 Energibalans för 40/10-lagret.

Höga energiverkningsgrader erhålles för båda driftsfallen. Se även exempel i avsnitt 6.1.1-4.

### 6.3.6 Värmeisolering runt hela lagret

Ett bergrumslager kan värmeisoleras mot det omgivande berget. Såväl transienta som stationära värmeflöden från lagret till omgivningen reduceras. Berget utanför lagret får lägre temperatur.

Isoleringens betydelse har studerats för två olika lagergeometrier. Den ena typen har cylindrisk form. Den andra utgöres av en långsträckt bergtunnel. Temperaturer och värmeflöden studeras härvid i ett vertikalt tvärsnitt. Bergrummet antages vara så långt att värmeflöden i dess längsriktning kan försummas.

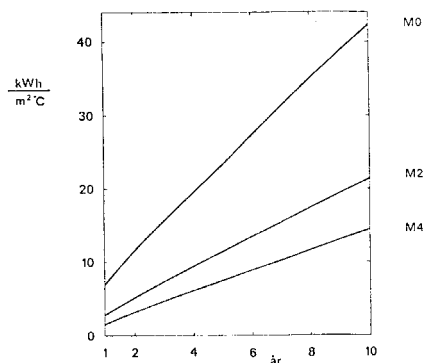
Vid studien har lagrets och markytans årsvariationer försumrats. Vid början av lagringen höjes lagrets temperatur till en given årsmedeltemperatur. Värmeförlusterna till omgivningen är proportionella mot temperaturhöjningen. De ges här per grad temperaturhöjning.

Två cylinderformade lager har studerats. Det ena har radien 10 m och höjden 20 m. Avståndet mellan markytan och lagret är 10 m. Det andra har radien 20 m och höjden 40 m. Djupet till lagrets överyta är 20 m. Vidare har två bergtunnlar studerats. Bredd, höjd och avstånd till markytan är 20, 20 respektive 10 m för det mindre lagret. För det större är motsvarande mått 40, 40 och 20 m.

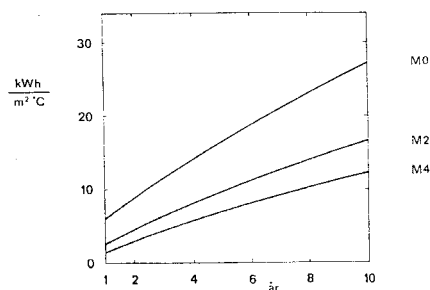
Bergets värmeledningsförmåga är  $3.6 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  och dess värmekapacitet är  $2.1 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ .

För vart och ett av de fyra bergsrummen har tre fall med olika värmeisolering studerats. Isoleringens värmemotstånd har varit 0, 2 och  $4 \text{ K}/(\text{W/m}^2)$ :

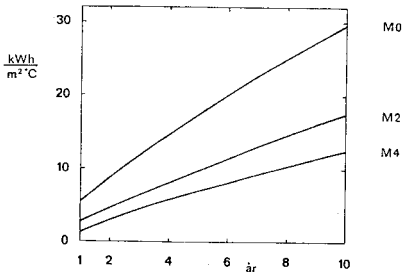
Figurerna 6.3.6.1-4 ger ackumulerade värmeförluster per kvadratmeter omslutningsyta för de fyra bergsrummen.



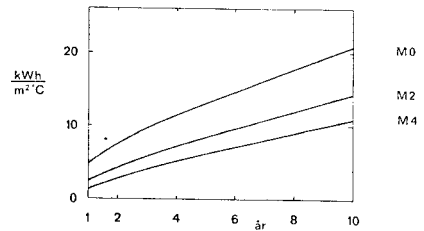
Figur 6.3.6.1 Ackumulerade värmeförluster för det mindre, cylindriska bergsrummet. Värmeisolering M0: 0, M2: 2, M4:  $4 \text{ K}/(\text{W/m}^2)$ .



Figur 6.3.6.2 Ackumulerade värmeförluster för det större, cylindriska bergsrummet.



Figur 6.3.6.3 Akkumulerade värmeförluster för det mindre, långsträckta berggrummet.

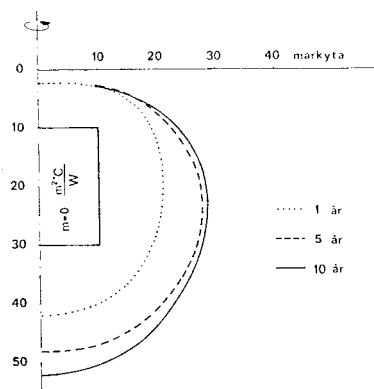


Figur 6.3.6.4 Akkumulerade värmeförluster för det större, långsträckta berggrummet.

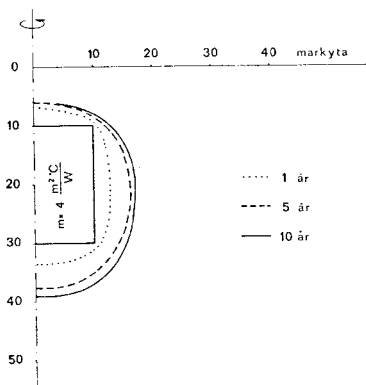
Figur 6.3.6.5 och 6.3.6.6 visar isotermer utanför det mindre, cylindriska lagret. Härvid är lagrets och den ostörda omgivningens medeltemperatur 55 respektive 5 °C .

För det mindre, cylindriska berggrummet kan figur 6.3.6.1 användas till följande analys. Låt värmelagrets årsmedeltemperatur vara 60 °C högre än den ostörda omgivningens. För det oisolerade berggrummet blir den totala värmeförlusten under 10 år  $60 \cdot 43 = 2580 \text{ kWh/m}^2$ . Om det isoleras med värmemotståndet  $2 \text{ K/(W/m}^2)$  är förlusten  $60 \cdot 22 = 1320 \text{ kWh/m}^2$ . För isoleringen  $4 \text{ K/(W/m}^2)$  är förlusten  $60 \cdot 14 = 840 \text{ kWh/m}^2$ .





Figur 6.3.6.5 15 °C-isotermen som funktion av tiden. Lagret är oisolerat.



Figur 6.3.6.6 15 °C-isotermen som funktion av tiden. Lagret är isolerat med  $m = 4 \text{ K}/(\text{W}/\text{m}^2)$ .

### 6.3.7 Geotermisk gradient

Den geotermiska gradienten ger en med djupet stigande temperatur.

Vid användning av datormodeller enligt avsnitt 6.2 kan effekten av den geotermiska gradienten i marken simuleras. Som starttemperaturer ansätts en med djupet stigande temperatur. Vid den nedre randen av beräkningsområdet ges det geotermiska värmeflödet som randvillkor.

Vid beräkningar med överslagsmetoder enligt avsnitt 6.1 måste en förenklad beskrivning av den geotermiska gradienten användas. Ostörd marktemperatur  $T_{Om}$  på lagrets medeldjup bestäms. Vid värmeförlustberäkning med hjälp av tidigare givna formler skall  $T_0$  ersättas med  $T_{Om}$ .

### 6.3.8 Termisk växelverkan mellan vatten och sten i blockfyllt berggrum

#### 6.3.8.1 Temperaturfrontens hastighet

I den aktuella typen av värmelager är temperaturen i lagret normalt stratifierad med varmare vatten överst. Vid inmatning av varmt vatten har man en mer eller mindre skarp temperaturfront som rör sig nedåt. Låt  $Q_W$  ( $m^3/s$ ) vara vattenflödet och  $A$  ( $m^2$ ) berggrummets eller gropens horisontella tvärsnittsarea. Vattenhastigheten i ett öppet berggrum blir då  $Q_W/A$  ( $m/s$ ). I det öppna berggrummet rör sig temperaturfronten vid pumpning med denna hastighet  $Q_W/A$ . I ett blockfyllt berggrum eller grop är förhållandena mer komplicerade.

Vattnets volymetriska värmekapacitet betecknas  $C_W$  ( $4.2 MJ/m^3 \cdot K$ ). Värmekapaciteten per volymsenhet av blandningen sten och vatten är  $C$  ( $J/m^3 K$ ). Temperaturfronten rör sig med hastigheten  $v_T$  ( $m/s$ ), vilken skall kallas termisk hastighet. Denna ges av

$$C_W \cdot q_W = C \cdot v_T \qquad q_W = \frac{Q_W}{A} \qquad (6.3.8.1)$$

Låt  $V_w$  ( $m^3$ ) vara den vattenvolym som krävs för att värma lagret från temperaturen  $T_-$  till  $T_+$ , då allt värmeutbytet med omgivningen försummas. Energibalans ger:

$$C_w \cdot V_w (T_+ - T_-) = C \cdot V (T_+ - T_-) \quad (6.3.8.2)$$

Här betecknar  $V = A \cdot H$  lagrets volym. Vattenmängden för en termiska omsättning är således

$$V_w = V \cdot \frac{C}{C_w} \quad (6.3.8.3)$$

Den termiska omsättningen kan relateras till den termiska hastigheten  $v_T$ . Låt en omsättning i lagret ske under tiden  $t_1 \leq t \leq t_2$ . Pumpflödet kan variera i tiden. Integralen av  $v_T$  ger den termiska frontens förflyttning. Med ovanstående formler fås

$$\int_{t_1}^{t_2} v_T dt = \int_{t_1}^{t_2} \frac{C_w \cdot q_w}{C} dt = \frac{C_w \cdot V_w}{CA} = \frac{V}{A} = H \quad (6.3.8.4)$$

En omsättning av lagret innebär att den termiska fronten precis genomlöper hela lagervolymens höjd.

### 6.3.8.2 Temperaturspridning genom termisk dispersion

Vid lagring av värme i blockfyllda bergrum uppstår en dispersionseffekt när vatten strömmar förbi stenblock med annan temperatur. Resultatet av processen är en ökad utspridning i vertikalled av temperaturfronten mellan varmt och kallt vatten. Detta kan beskrivas med en ökad effektiv värmeledningsförmåga  $\lambda_{eff}$  i lagret (referens 12).

Den effektiva värmeledningsförmågan  $\lambda_{eff}$  i lagret kan skrivas

$$\lambda_{eff} = \lambda_{st} + \tilde{\lambda} \quad (6.3.8.5)$$

$\lambda_{st}$  stagnant värmeledningsförmåga i lagret, d v s för blandningen sten/vatten med stillastående vatten

$\tilde{\lambda}$  ökning på grund av dispersionseffekt

I referens 12 ges för sfäriskt formade stenblock

$$\tilde{\lambda} = \lambda_s \cdot n_s \cdot \left( \frac{v_T \cdot R_s}{a_s} \right)^2 \cdot \frac{1}{15} \quad (\text{W/mK}) \quad (6.3.8.6)$$

$\lambda_s$  värmeledningsförmåga för stenblock (W/mK)

$n_s$  volymfraktion fast material i bergrummet,  $0 < n_s < 1$

$v_T$  termisk hastighet enligt formel 6.3.8.1 (m/s)

$R_s$  stenblocksradie (m)

$a_s$  temperaturledningstal för stenmaterial ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

$L_z/L_x$ $L_y/L_x$	.05	.10	.15	.20	.25	.30	.35	.40	.45	.50	.55	.60	.65	.70	.75	.80	.85	.90	.95	1.00	
.05	.086																				
.10	.14	.34																			
.15	.16	.46	.74																		
.20	.17	.54	.94	1.3																	
.25	.18	.59	1.1	1.6	2.0																
.30	.18	.62	1.2	1.8	2.3	2.7															
.35	.18	.64	1.3	1.9	2.6	3.1	3.6														
.40	.19	.66	1.3	2.0	2.8	3.5	4.1	4.6													
.45	.19	.67	1.4	2.1	2.9	3.7	4.5	5.1	5.7												
.50	.19	.68	1.4	2.2	3.1	4.0	4.8	5.5	6.2	6.9											
.55	.19	.69	1.4	2.3	3.2	4.1	5.1	5.9	6.7	7.4	8.1										
.60	.19	.70	1.4	2.3	3.3	4.3	5.3	6.2	7.1	7.9	8.7	9.3									
.65	.19	.71	1.5	2.4	3.4	4.4	5.5	6.5	7.5	8.4	9.2	10.	11.								
.70	.19	.71	1.5	2.4	3.5	4.5	5.7	6.7	7.8	8.8	9.7	11.	11.	12.							
.75	.19	.72	1.5	2.4	3.5	4.7	5.8	6.9	8.1	9.1	10.	11.	12.	13.	13.						
.80	.19	.72	1.5	2.5	3.6	4.7	5.9	7.1	8.3	9.4	10.	11.	12.	13.	14.	15.					
.85	.19	.72	1.5	2.5	3.6	4.8	6.1	7.3	8.5	9.7	11.	12.	13.	14.	15.	15.	16.				
.90	.19	.73	1.5	2.5	3.7	4.9	6.2	7.4	8.7	9.9	11.	12.	13.	14.	15.	16.	17.	17.			
.95	.20	.73	1.5	2.5	3.7	5.0	6.3	7.6	8.9	10.	11.	13.	14.	15.	16.	17.	17.	18.	19.		
1.00	.20	.73	1.5	2.6	3.7	5.0	6.3	7.7	9.0	10.	12.	13.	14.	15.	16.	17.	18.	19.	19.	20.	

Tabell 6.3.8.1 Formfaktorn  $g(L_y/L_x, L_z/L_x) \cdot 1000$ .

För parallelepipedformade stenblock används följande formel (J Claesson, opublicerad studie)

$$\tilde{\lambda} = \lambda_s \cdot n_s \cdot \left( \frac{v_T \cdot L_x}{a_s} \right)^2 \cdot g(L_y/L_x, L_z/L_x) \quad (\text{W/m}\cdot\text{K}) \quad (6.3.8.7)$$

Här är  $L_x$ ,  $L_y$  och  $L_z$  parallelepipedens kantlängder ( $L_x \geq L_y \geq L_z$ ). Formfaktorn  $g$  ges i tabell 6.3.8.1.

Exempel 1. I ett blockfyllt bergrum har en karakteristisk sten dimensionerna

$$L_x = 0.7 \text{ m} \quad L_y = 0.5 \text{ m} \quad L_z = 0.3 \text{ m}$$

Med  $L_y/L_x = 0.71$  och  $L_z/L_x = 0.43$  ger tabell 6.3.8.1  $g(0.71, 0.43) \approx 0.0073$ .

Bergrummets längd, bredd och höjd är 47, 23 respektive 47 m. Volymen är  $50\,000 \text{ m}^3$ . Stenarna upptar 50% av bergrummets volym. Bergets värmeledningsförmåga är  $3.5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  och dess värmekapacitet är  $2.16 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ . Antag att volymen  $100\,000 \text{ m}^3$  vatten pumpas genom lagret på 4 månader. Vattenflödet  $Q_w$  blir  $0.0095 \text{ m}^3/\text{s}$ .

Vattnets värmekapacitet är  $4.19 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ . Den viktade värmekapaciteten i lagret är  $3.18 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ . Enligt formel 6.3.8.1 är den termiska hastigheten  $v_T$

$$v_T = \frac{0.0095}{23 \cdot 47} \cdot \frac{4.19}{3.18} \approx 12 \cdot 10^{-6} \quad (\text{m/s})$$

Formel 6.3.8.7 ger

$$\tilde{\lambda} = 3.5 \cdot 0.5 \left( \frac{12 \cdot 10^{-6} \cdot 0.7}{3.5/2 \cdot 16 \cdot 10^6} \right)^2 \cdot 0.0073 = 0.34 \quad (\text{W/mK})$$

Ökningen i effektiv värmeledningsförmåga är 0.34 W/mK på grund av dispersionseffekter i lagret. Vid en fördubbling av vattenflödet eller en fördubbling av medelblockstorleken i lagret blir ökningen 1.4 W/mK. Värdet kan jämföras med vattnets och blockstenens värmeledningsförmåga vilka är 0.65 W/mK respektive 3.5 W/mK.

Exempel 2. Förutsättningarna är desamma som i exempel 1 men stenblocken utgöres av kuber med sidan 1 m. Formfaktorn  $g$  har enligt tabell 6.3.8.1 värdet 0.020. Formel (6.3.8.7) ger

$$\tilde{\lambda} = 3.5 \cdot 0.5 \cdot \left( \frac{12 \cdot 10^{-6} \cdot 1}{3.5 / 2.16 \cdot 10^6} \right)^2 \cdot 0.02 = 1.9 \quad (\text{W/m}\cdot\text{K})$$

#### 6.4 Temperaturpåverkan på omgivande mark

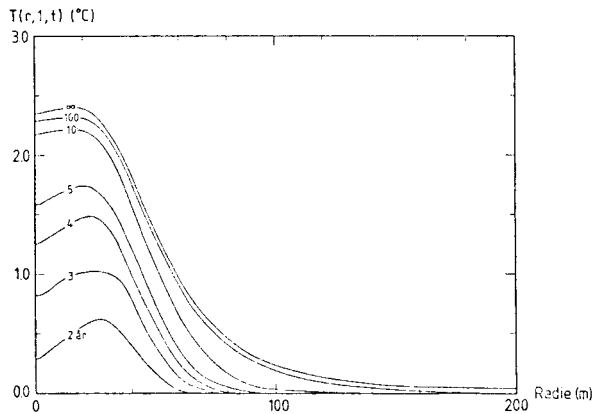
Värmelagring i bergrum medför temperaturförändringar i omgivande mark. Storleken på dessa förändringar nära markytan är viktiga ur miljösynpunkt. Även den långsiktiga förändringen runt lagret är av intresse. Markvärme-systemets temperaturpåverkan på omgivande mark behandlas vidare i kapitel 12.

##### 6.4.1 Påverkan vid markytan

Som exempel väljes bergrumsvärmelagret i Lyckebo (se avsnitt 6.8). Lagret approximeras med en ring eller toroid med innerradien 20 m och ytterradien 38 m. Dess höjd är 30 m. Avståndet till markytan är 30 m.

Bergets värmeledningsförmåga är 3.1 W/m·K och dess värmekapacitet är 2.16·MJ/m<sup>3</sup>K. Värmemotståndet mellan markytan och luften är 0.2 K/(W/m<sup>2</sup>). Årsmedeltemperaturen i ostört berg är 6 °C.

Bergrummet är vattenfyllt. Under sommarhalvåret tillföres vatten med temperaturen  $90^{\circ}\text{C}$  till bergrummets övre del. Under vintern återvinnes värme. Returvattnet som tillföres vid botten har då temperaturen  $40^{\circ}\text{C}$ .



Figur 6.4.1.1 Temperaturförändring på djupet 1 m under markytan för ett bergrumsvärmelager (Lyckebo).

Figur 6.4.1.1 ger temperaturförändringen på djupet 1 m längs en linje i radiell riktning från lagrets vertikala symmetrilinje. Värden ges för de hundra första åren samt för helt insvängda förhållanden ( $t = \infty$ ). Den största förändringen efter lång tid är  $2.4^{\circ}\text{C}$ . Temperaturen i marken under året kommer då att vara  $2.4^{\circ}\text{C}$  högre än vid ostörda, naturliga temperaturer. På större avstånd än 100 m från lagrets symmetrilinje är temperaturförändringen mindre än 10 % av det maximala värdet.

#### 6.4.2 Långsiktig uppvärmning runt värmelagret

Den långsiktiga uppvärmningen av marken utanför ett bergrumsvärmelager skall illustreras med några exempel.

I avsnitt 5.1.1.1 har detta behandlats för ett cylinderformat lager med överytan i marknivå.

Figur 5.1.2 ger ett skalat dimensionslöst temperaturförlopp utanför ett cylindriskt lager. Figuren visar hur två olika isotermer går mot sitt slutliga, stationära läge. I figur 5.1.2.A motsvarar isotermen temperaturer  $(T_m - T_0)/2 + T_0$  där  $T_m$  är lagrets årsmedeltemperatur och  $T_0$  är ostörd, naturlig omgivningstemperatur. I figur 5.1.2.B motsvarar isotermen temperaturen  $(T_m - T_0)/10 + T_0$ . Den senare isotermen når som längst 3-5 radier utanför lagret.

I avsnitt 5.1.1.2 behandlas ett cylinderformat berggrumslager. Dess radie är 10 m och dess höjd är 20 m. Lagrets årsmedeltemperatur är 55 °C. Ostörd omgivningstemperatur är 5 °C. I figur 5.1.3.A och B följes isotermerna för 30 och 15 °C i marken under de första 10 åren. 15 °C-isotermen har då nått 20 m utanför lagret. Figur 5.1.3.C ger 15 °C-isotermen när berggrummet är värmeisolerat med värmemotståndet 4 K/(W/m<sup>2</sup>). Efter 10 år har isotermen endast nått 7 m utanför lagret.

Värme lagring i blockfyllda berggrum behandlas i avsnitt 6.7. Det transienta temperaturförloppet i det omgivande berget har studerats för ett fall med fyra långsträckta berggrum som ligger vid sidan av varandra med det inbördes avståndet 30 m. Ett berggrums bredd är 30 m och dess höjd 90 m. Avståndet mellan berggrummets överyta och markytan är 50 m. Värmetransport i berggrummens längsriktning försummas.

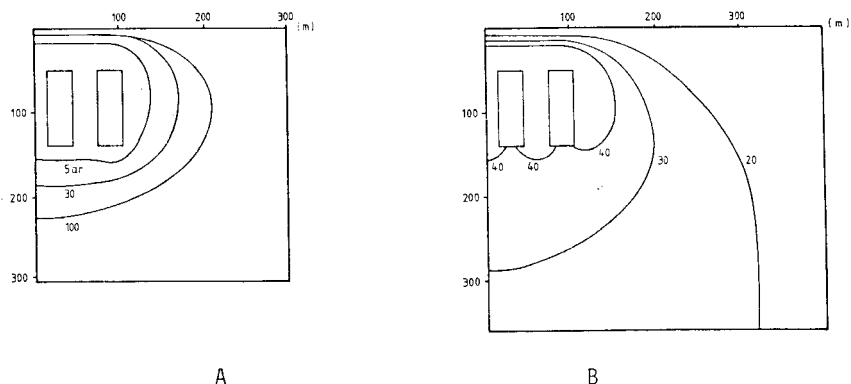
Bergets värmeledningsförmåga är 3.5 W/m·K och dess värmekapacitet är 2.16 MJ/m<sup>3</sup>·K.

Lagret användes på ett sådant sätt att berggrummysytans årsmedeltemperatur kan approximeras med en linjärt avtagande fördelning mellan dess överyta och botten. Vid överytan är temperaturen 90 °C och vid botten är den 40 °C. Ostörd omgivningstemperatur är 8 °C.

Figur 6.4.2.1 A och B visar beräknade isotermer. Efter 100 år har 20 °C-isotermen nått drygt 100 m från lagret. I den stationära temperaturfördelningen når 20 °C-isotermen drygt 200 m ut från lagret i horisontell riktning. Figuren illustrerar den stora tidsskalan i den transienta pro-



cessen. Figuren bygger på en tvådimensionell beräkning. Isotermerna når därför något längre ut från lagren än de skulle göra vid en tredimensionell beskrivning. Detta gäller framförallt den stationära temperaturfördelningen.



Figur 6.4.2.1 Isothermer kring fyra stora, långsträckta bergrum.

A: 20 °C-isoterm efter 5, 30 och 100 år.

B: Stationär temperaturfördelning.

#### 6.4.3 Temperaturvariationer nära värmelagret under året

Vid säsongslagring av värme i ett bergrumslager varierar lagertemperaturen med grundperioden  $t_0 = 1$  år. Variationer med kortare periodlängd är överlagrade på denna.

Den periodiska lagertemperaturen medför en periodisk temperaturvariation i berget utanför. I avsnitt 5.2.2.1 har detta behandlats för en sinusformad temperaturvariation. Formlerna 5.2.2.2 och 5.2.2.6 ger dämpningen av temperaturvariationen i berget. Tabell 5.2.1 ger värden på inträngningsdjupet  $d_0$  som funktion av periodtiden  $t_0$  och bergets temperaturlednings-tal  $a$ .

Som exempel tas ett berg med följande data:

$$\lambda = 3.5 \text{ W/m}\cdot\text{K} \quad C = 2.16 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$$

Tabell 5.2.1 ger

$$a = 1.62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \quad t_0 = 1 \text{ år}$$

$$d_0 = 4.0 \text{ m}$$

På djupet 12 m i berget är dämpningsfaktorn

$$e^{-12/4} = 0.05$$

För periodtiden  $t_0 = 1$  månad erhålles

$$d_0 = 1.16 \text{ m}$$

På djupet 12 m är dämpningsfaktorn

$$e^{-12/1.16} = 0.00003$$

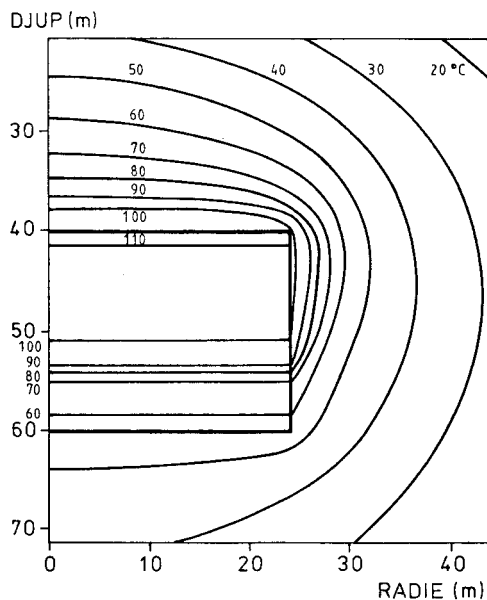
Av lagrets temperaturvariation under året har svängningen med grundperioden 1 år det största inträngningsdjupet. På djupet 12 m in i berget återstår endast 5 % av amplituden för lagrets årsvariation. Resultatet stämmer väl med de temperaturprofiler som ges i figur 6.8.4 (Lyckebo), figur 6.9.3-4 (Avesta) och figurerna 6.4.3.1-3.

När varmt vatten pumpas ned i ett bergrumslager erhålles en temperaturfront mellan varmt och kallt vatten. Temperaturfronten rör sig nedåt genom lagret vid fortsatt pumpning. Under återvinningsperioden pumpas avkylt vatten in i lagrets botten varvid temperaturfronten rör sig uppåt genom bergrummet. I varje punkt på bergrummets väggar erhålles en periodisk temperaturvariation under året. Denna variation har olika form för olika nivåer i lagret. Ett komplicerat temperaturförlopp uppstår i berget utanför lagrets ytor.

I figurerna 6.4.3.1-3 illustreras detta för ett cylindriskt bergrum med volymen  $39\,000 \text{ m}^3$ . Bergrummets radie är 25 m och dess höjd är 20 m. Avståndet mellan dess överyta och markytan är 40 m. Bergets värmeledningsförmåga är  $3.5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  och dess värmekapacitet är  $2.16 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ .

Bergrummet är vattenfyllt. Vid tillförsel av värme pumpas vatten med temperaturen  $115\text{ }^{\circ}\text{C}$  in i lagret. Vid återvinning av värme pumpas varmvatten från lagrets topp. Vattnets temperatur sänkes till  $55\text{ }^{\circ}\text{C}$  varefter det återföres till lagrets botten. Ostörd, naturlig omgivningstemperatur är  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

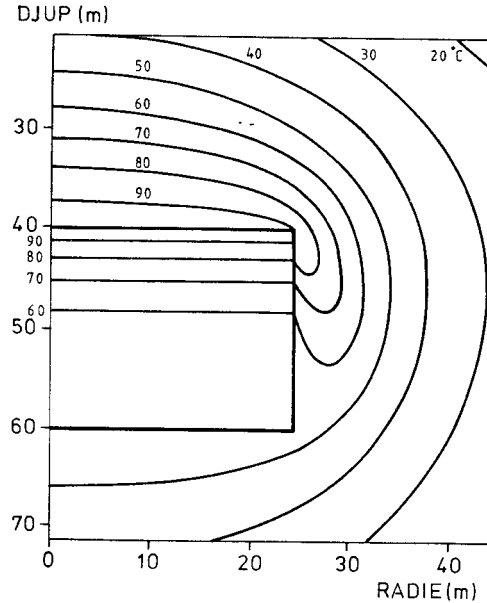
Både laddning och återvinning av värme pågår under fyra månader. Under varje period pumpas  $39\ 000\ \text{m}^3$  vatten genom lagret. Laddnings- och återvinningsperioderna åtskiljes av två månader utan vattenpumpning.



Figur 6.4.3.1 Isothermer efter tre månaders laddning år tio.

Figur 6.4.3.1 visar isotermer i lagret och det omgivande berget efter tre månaders laddning det tionde året. Temperaturfrontens centrum har nått  $3/4$  av avståndet från bergrummetts överyta till dess botten. Isotermerna ligger tätt i denna del av lagret. Det tillförda varma vattnet har höjt

temperaturen i berget.

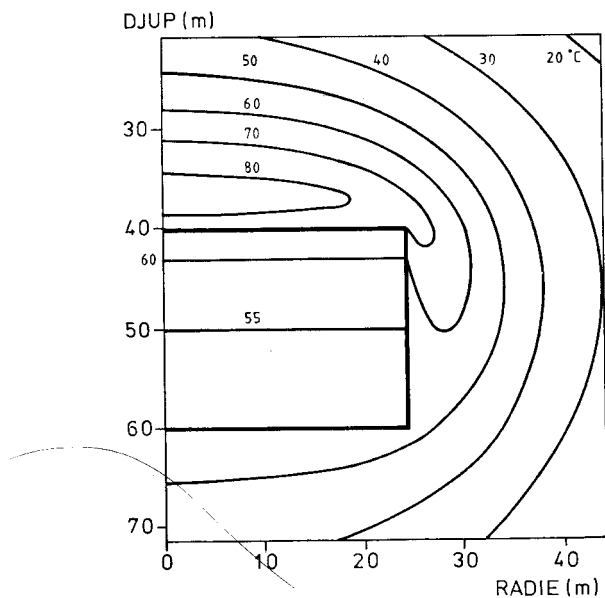


Figur 6.4.3.2 Isothermer efter tre månaders värmeåtervinning år tio.

Figur 6.4.3.2 visar isotermer efter tre månaders värmeåtervinning det tionde året. Temperaturfronten i lagret är ej lika skarp som den var i föregående figur. Det inpumpade kalla vattnet i lagrets botten sänker temperaturen utanför bergrummets sida.

Figur 6.4.3.3 visar isotermer efter fyra månaders värmeåtervinning det tionde året. Lagret är tömt på varmt vatten. Nedkylningen av berget utanför lagrets överyta och sida har fortsatt. Ett begränsat område med temperaturer över 80 °C återstår ovanför bergrummet.

Av figurerna 6.4.3.1-3 framgår att den årliga temperaturvariationen i lagret har mycket litet inflytande på temperaturen i berget på avstånd större än 15 m.



Figur 6.4.3.3 Isothermer efter fyra månaders värmeåtervinning år tio.

## 6.5 Simulering av laborieförsök

Vid institutionen för geoteknik med grundläggning, Chalmers, har ett nedskalrat försök med värmelagring i ett blockfyllt bergrum utförts (referens 108).

I laborieförsöket är bergrummet ersatt med en grop vars längd, bredd och djup är 5, 2 respektive 2.1 m. Den är fylld med stenar och vatten. En karakteristisk sten har måtten  $0.1 \times 0.07 \times 0.04 \text{ m}^3$ . Stenarna upptar 59 % av den totala volymen. Gropens väggar och botten består av kraftigt armerad betong. Överytan är täckt av en 75 mm tjock isolering, vilken når 0.8 m utanför väggarna. Vid laddning av värme pumpas varmt vatten in i gropens övre del.

Mätningar från experimentet har använts för att testa datormodellen som beskrivits i avsnitt 6.2. Eftersom experimentet ej har cylindersymmetri

har en modifierad, tredimensionell version använts.

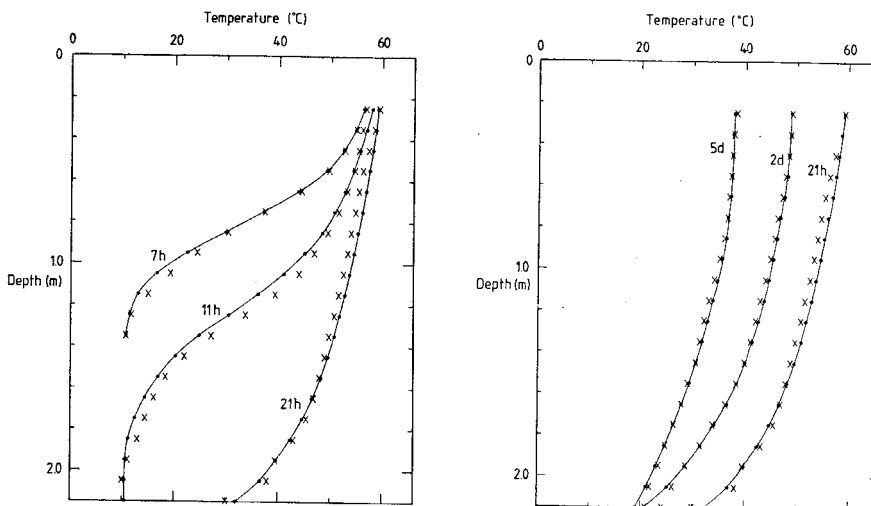
I simuleringarna har lagervolymer indelats i 20 skikt. Betong och mark har delats in i 5 000 celler.

Indata till simuleringen har erhållits från oberoende mätningar. Värmeledningsförmågan för den extremt kraftigt armerade betongen har dock bestämts genom passning. Vidare har det totala flödet korrigerats något.

Värmeledningsförmågan för betongen har givits värdet 3.5 W/mK. Detta är ett högt värde, men det kan motiveras av den mycket kraftiga armeringen. Variationer i värdet har liten betydelse för den beräknade temperaturprofilen under laddning. Värdet påverkar nivån på temperaturprofilen i den efter laddningen följande perioden utan vattenpumpning.

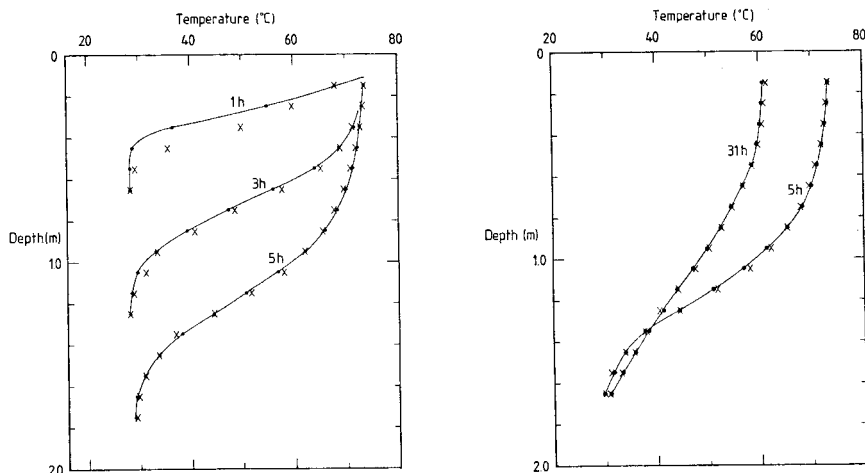
Den inpumpade vattenvolymer har valts så att den beräknade temperaturfrontens centrum ligger på rätt djup efter avslutad laddning. Korrigeringen medför en lägesförändring på 5-10 cm. Detta svarar mot ett fel på cirka 5 % vid uppmätning av total vattenvolym som inpumpas.

I fall 1 pumpades varmvatten in under 21 timmar. Därefter avbröts pumpningen. Lagertemperaturerna mättes under 5 dygn. Mätta och beräknade värden ges i figur 6.5.1.



Figur 6.5.1 Vertikal temperaturfördelning i lagret under laddnings- och lagringsperiod. Mätta värden betecknas med x. (h = timme, d = dygn).

I fall 2 var vattenflödet ungefär det dubbla. Pumpningen avbröts efter 5 timmar. Mätta och beräknade värden ges i figur 6.5.2.

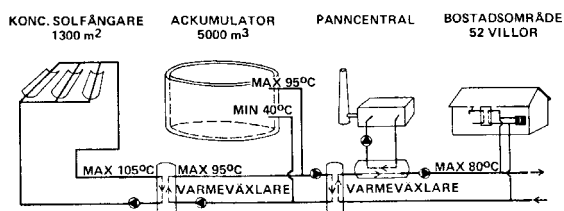


Figur 6.5.2 Vertikal temperaturfördelning i lagret under laddnings- och lagringsperiod. Mätta värden betecknas x. (h = timme).

Överensstämmelsen mellan mätta och beräknade värden är god.

## 6.6 Simulering av fältförsök i Ingelstad

I Ingelstad utanför Växjö har ett solvärmeverk uppförts (referens 109). En principbild över verket visas i figur 6.6.1



Figur 6.6.1 Principbild över solvärmeverket i Ingelstad.

Koncentrerande solfångare värmer vatten till maximalt 105 °C. Via värmewäxlare lagras varmvatten i en välisolerad cylindrisk tank, vars temperatur varierar i intervallet 40 till 95 °C. Under uppvärmningssäsongen utvinnes värme ur det lagrade varmvattnet.

Lagringstankens innerdiameter är 28.2 m och dess höjd 8 m. Volymen är 5 000 m<sup>3</sup>.

Lagringstanken togs i bruk 1979. Under 1981 värmdes tanken med hjälp av solfångaranläggningen. Temperaturen i tankens övre del kom upp till 75 °C i slutet av september. Från den 25:e september (25.9) till den 9:e november (9.11) skedde ingen pumpning genom tanken.

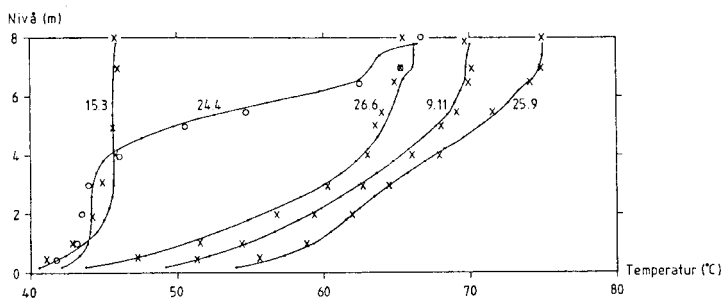
Tanken är på överytan och sidorna täckt med ett cirka 1 meter tjockt lager av isolering med den angivna värmeledningsförmågan 0.04 W/m·K. Mätvärden från två perioder utan vattenpumpning har använts för att bestämma isoler-konstruktionen k-värde. Perioderna omfattar 45 respektive 27 dygn. För de två perioderna motsvarar värmeförlusterna genom tankens sida och överyta en effektiv värmeledningsförmåga av 0.18 respektive 0.21 W/mK för isoleringen. Ett genomsnittligt effektivt  $\lambda$ -värde är således 0.20 W/mK.

Under försöket uppmätta värden på vattenflöden, inloppstemperatur och lufttemperatur har använts som ingångsdata vid simulering av det termiska förloppet. Den i avsnitt 6.2 beskrivna modellen har använts.

Vid en simulering med den effektiva värmeledningsförmågan 0.20 W/m·K för isoleringen erhöles genomgående för låga temperaturer i lagret. Under perioder utan vattenpumpning genom tanken sjunker de beräknade temperaturerna i tankens översta del för snabbt. Dett tyder på att de simulerade värmeförlusterna genom tankens överyta är för stora.

För isoleringen vid tankens överyta ansattes istället den nominella värmeledningsförmågan 0.04 W/mK. En ny analys av mätvärdena med dessa förutsättningar gav den effektiva värmeledningsförmågan 0.32 W/mK för isoleringen i tankens vägg. Figur 6.6.2 visar med dessa förutsättningar beräknade temperaturprofiler tillsammans med uppmätta värden. Överensstämmelsen är nu mycket god. Största skillnaden är cirka 1 °C.





Figur 6.6.2 Jämförelse mellan uppmätta (x, o) och beräknade temperaturprofiler för försöket i Ingelstad.

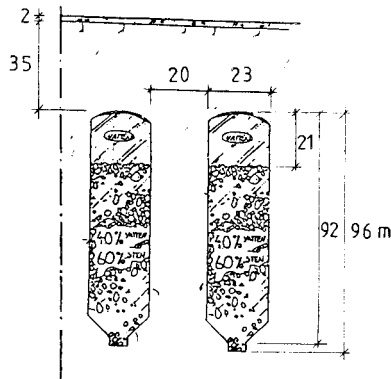
Ojämnheter i beräknade temperaturprofiler nära tankens överyta beror på datormodellens sätt att behandla vattenflödet genom tanken.

Den troligaste förklaringen till den stora värmeförlusten genom väggarna är konvektiv värmetransport genom öppna eller slutna system av springor eller spalter i isolerkonstruktionen.<sup>(\*)</sup> Överslagsräkningar visar att spaltvidder på några få millimeters storlek räcker för att förklara den ökade värmetransporten. Vidare är effekten av fri konvektion mycket kraftigare i en vägg med horisontell temperaturgradient än i ett tak med vertikal temperaturgradient. Detta stöder den gjorda fördelningen av den effektiva värmeledningsförmågan mellan vägg och överyta.

## 6.7 Studie av blockfyllt bergrum, Göteborg

Värme skall säsongslagras i blockfyllda bergrum (referens 110). Lagringsvolymen består av fyra parallella bergrum som är utsprängda vid sidan av varandra. Deras längd, bredd och höjd är 105, 22 respektive 92 m. Den totala volymen är  $850\,000\text{ m}^3$ . Avståndet mellan bergrummen är 20 m och avståndet till markytan är 37 m (se figur 6.7.1).

(\*) Senare inspektion (1983) har bekräftat detta. Dräneringskanaler vid betongväggen var ej tätade uppåt. Vidare fann man centimeterbredda spalter innanför isolerskivorna.



Figur 6.7.1 Blockfyllda bergrum. Göteborgsstudie.

Bergrummen är fyllda av outlastad sprängsten och vatten. Under sommarhalvåret pumpas varmt vatten in i lagrets övre del. Under vinterhalvåret återvinnes värme ur det varma vattnet.

Bergets värmeledningsförmåga och värmekapacitet är  $3.2 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  respektive  $2.37 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ . Från lagrets botten och till höjden 71 m består lagerinnehållet till 40 volymsprocent av vatten. Den översta delen innehåller enbart vatten. Dimensionerna på en karakteristisk sten i lagret är  $0.71 \times 0.50 \times 0.28 \text{ m}^3$ .

För de beskrivna bergrummen har datorsimuleringar genomförts för olika driftsfall. Den använda datormodellen är en till tredimensionella förhållanden modifierad version av den modell som beskrivs i avsnitt 6.2.

I datormodellen kan värmekapacitet och värmeledningsförmåga i lagret ej variera med höjden. De viktade värdena  $3.26 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$  och  $1.85 \text{ W/mK}$  har använts för hela lagervolymer.

Årsmedeltemperaturen i luften är  $8 \text{ }^\circ\text{C}$ . Som starttemperatur i mark och bergrum har värdet  $8 \text{ }^\circ\text{C}$  använts.

De fyra bergrummen kan på grund av symmetri delas upp i två inre och två yttre rum. De två inre rummen är vad gäller värmeförluster skyddade på båda långsidorna av övriga bergrum. De båda yttre rummen är endast skyddade på ena sidan. Datorprogrammet kan hantera ett bergrum i taget. Därför göres separata körningar för inre och yttre bergrum.

Driftsfall 1

Under laddningssäsongen pumpas vatten med temperaturen 119 °C ned i berg-rummen. Under återvinningssäsongen är temperaturen på returvattnet till berg-rummen 53 °C. För att kompensera de större värmeförlusterna till om-givningen under de första lagringssäsongerna har extra mycket värme ma-tats in det första året. Tabell 6.7.1 visar den använda driftsstrategin.

Vattenflöde l/s	Inloppstemp. °C	Tid timmar	
200	53	1050	år 1
"	85	"	
"	105	"	
"	119	"	
0	-	365	
200	53	1050	
0	-	4345	år 2-10
62.8	119	3000	
0	-	365	
200	53	1050	
0	-	4345	

Tabell 6.7.1 Driftsstrategi för fall 1.

Tabell 6.7.2 visar inmatad och återvunnen energi för åren 1 till 5 och för år 10. Värdena gäller för hela lagret, men de baseras på beräkningar för de yttre rummen. De redovisade förlusterna blir således något för stora.

Från år 2 till år 10 stiger verkningsgraden från 0.75 till 0.87. De in-matade energivärdena sjunker från 52 GWh till 48 GWh år 10.

år	E+ Energi in GWh	E- Energi ut GWh	$\eta = \frac{E-}{E+}$
1	103	44.6	.43
2	52.2	39.1	.75
3	51.3	39.6	.77
4	50.0	40.4	.81
5	49.3	40.7	.83
10	47.8	41.8	.87

Tabell 6.7.2 Inmatad och återvunnen energi för driftsfall 1.

### Driftsfall 2

Lagret arbetar i intervallet 54 till 90 °C. Det laddas under relativt kort tid med nittiogradigt vatten. Efter en halv månads lagring sker återvinning under cirka en och en halv månad. Tabell 6.7.3 visar den använda driftsstrategin.

Vattenflöde t/s	Inloppstemp. °C	Tid timmar	
200	54	1400	år 1
300	80	700	
400	90	900	
0	-	365	
200	54	1050	
0	-	4345	
490	90	470	år 2-10
0	-	365	
200	54	1050	
0	-	6875	

Tabell 6.7.3 Driftsstrategi för fall 2.

Tabell 6.7.4 visar inmatad och återvunnen energi. Värdena gäller för hela lagret men baseras på beräkningar för de yttre rummen.

år	E+ Energi in GWh	E- Energi ut GWh	n
1	75.8	23.6	.31
2	34.7	23.6	.68
3	35.3	23.6	.67
4	34.7	23.8	.68
5	33.6	24.0	.71
10	30.9	24.7	.79

Tabell 6.7.4 Inmatad och återvunnen energi för driftsfall 2.

Den stora inmatade energimängden under det första året höjer bergets temperatur så mycket att den inmatade energimängden under det andra året blir mindre än under det tredje.

### Driftsfall 3

Lagret laddas först med 45-gradigt vatten med stort vattenflöde. Därefter hålles inloppstemperaturen vid 115 °C. Under återvinningen sänkes temperaturen på returvattnet i en första period till 54 °C. Den utvunna värmemängden föres över till ett fjärrvärmesystem. I en andra omgång utvinnes värme ur lagret med hjälp av värmepumpar. Returvattnet till lagret får temperaturen 8.5 °C.

Tabell 6.7.5 visar driftsstrategin för fall 3.

Vattenflöde l/s	Inloppstemp. °C	Tid timmar
467	45	500
93	115	2500
0	-	365
140	54	1460
100	8.5	2300
200	8.5	730
300	8.5	905

Tabell 6.7.5 Driftsstrategi för fall 3.

Tabell 6.7.6 visar inmatad och återvunnen energimängd för de yttre berg-  
rummen. Den återvunna energimängden är uppdelad i tre delar. Den första  
delen  $E_1$ - ger energimängden vid sänkningen av returvattentemperaturen  
till 54 °C.  $E_2$ - ger energimängden under pumpningen med 100 l/s.  $E_3$ - ger  
energimängd under återstående återvinningsperiod.

år	E+	$E_1$ -	$E_2$ -	$E_3$ -	$\Sigma E$ -	$\eta$
	GWh	GWh	GWh	GWh	GWh	
1	46.3	18.0	18.6	1.9	38.5	.83
2	45.2	18.4	18.8	2.2	39.4	.87
3	44.8	18.7	19.1	2.4	40.2	.90
4	44.9	18.8	19.2	2.6	40.6	.90
5	45.0	19.0	19.2	2.6	40.8	.91
10	44.3	19.2	19.6	2.8	41.6	.94

Tabell 6.7.6 Inmatade och återvunna energimängder för fall 3 för de  
yttre bergrummen.

Tabellen visar hur verkningsgraden stiger från 83 % under första året  
till 94 % under det tionde. Den inmatade energimängden stiger något un-  
der det fjärde och femte året. Detta beror på datormodellens beskriv-  
ning av vattenflödet genom lagret.

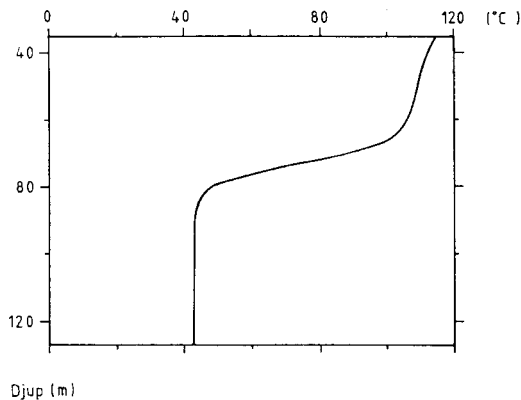
Värden för de inre rummen ges i tabell 6.7.7.

år	E+ GWh	E <sub>1</sub> - GWh	E <sub>2</sub> - GWh	E <sub>3</sub> - GWh	ΣE- GWh	n
1	46.3	18.0	18.6	2.0	38.6	.83
2	45.1	18.6	19.0	2.4	40.0	.89
3	44.6	18.9	19.3	2.7	40.9	.92
4	44.7	19.0	19.4	2.8	41.2	.92
5	44.8	19.2	19.4	2.8	41.4	.92
10	44.1	19.4	19.7	3.0	42.1	.96

Tabell 6.7.7 Inmatade och återvunna energimängder för fall 3 för de inre bergrummen.

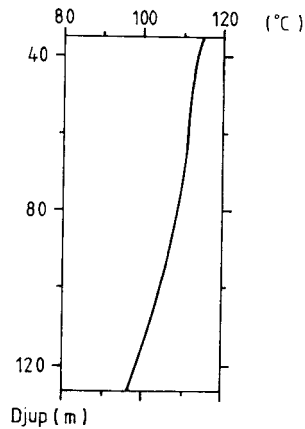
För de inre rummen stiger verkningsgraden från 83 % det första året till 96 % det tionde. Under det första året är värdena, förutom E<sub>3</sub>-, identiska med värdena för de yttre rummen. Under detta år hinner de yttre rummen ej skydda de inre rummen.

Figur 6.7.2 visar temperaturprofilen i lagret 2 månader efter påbörjad laddning under det tionde året. Figuren visar temperaturfronten mellan vatten med inladdningstemperaturen 115 °C och det vatten som tidigare laddats in med 45 °C.



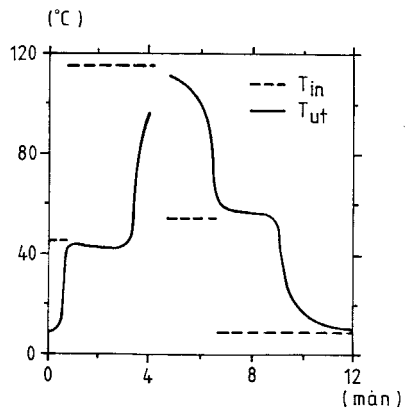
Figur 6.7.2 Temperaturprofil i lagret 2 månader efter laddningens början för det tionde året.

Figur 6.7.3 visar temperaturprofilen omedelbart efter laddningen det tionde året. Temperaturen faller genom lagret från 115 °C vid toppen till 96 °C vid dess botten.



Figur 6.7.3 Temperaturprofil i lagret efter det tionde årets laddning.

Figur 6.7.4 visar in- och utloppstemperaturer under det tionde året för fall 3. Under laddningsperioden stiger utloppstemperaturen snabbt när temperaturfronten når botten i lagret. Motsvarande förhållanden uppträder under återvinningsperioden.



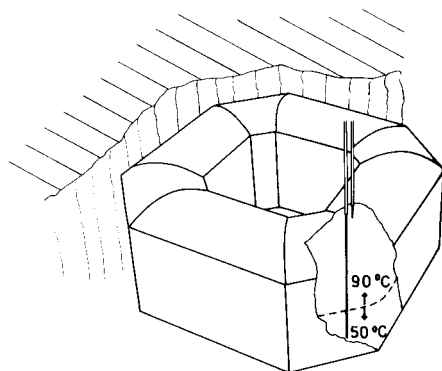
Figur 6.7.4 In- och utloppstemperaturer det tionde året för fall 3.



Dispersionseffekten som uppstår på grund av värmeledning mellan det cirkulerande vattnet och stenblocken motsvaras vid pumphastigheten 160 l/s av att den effektiva värmeledningsförmågan i lagret höjes med 1.1 W/mK. Beräkningsresultaten är ej känsliga för förändringar av stenblockens storlek.

### 6.8 Fältförsök med bergrum, Lyckebo

I Lyckebo, Uppsala, genomförs av UKAB ett fältförsök med värmelagring i ett bergrum (referens 13). Bergrummets volym är 100 000 m<sup>3</sup>. Dess tak ligger 35 m under markytan. Höjden är 30 m (figur 6.8.1). Bergrummet kan approximativt beskrivas som cylindersymmetriskt. Lagret är ringformat med ytterradien 38 m. Innerradien är 20 m. Bergrummet är vattenfyllt.



Figur 6.8.1 Bergrumsvärmelagret i Lyckebo.

Lagrets termiska funktion skall studeras för ett fall där lagrets temperatur varierar i intervallet 40 till 90 °C. Tabell 6.8.1 beskriver pumpstrategi och inloppstemperaturer.

Begynnelsestemperaturen har satts till 6 °C i bergrum och omgivande berg. Temperaturen vid markytan är konstant 6 °C vilket är årsmedelvärdet för Uppsala. Årsvariationer vid markytan har ingen betydelse för lagret på

djupet 35 m (se avsnitt 6.1.2).

Bergets värmeledningsförmåga är  $3.1 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  och dess värmekapacitet är  $2.16 \text{ MJ/m}^3\cdot\text{K}$ .

Vattenflöde $\ell/\text{s}$	Inloppstemp. $^{\circ}\text{C}$	Tid månader
12.7	90	3
0	-	3
12.7	40	3
0	-	3

Tabell 6.8.1 Pumpstrategi för lagret.

Vattenflödet är valt så att lagerinnehållet omsättes en gång på tre månader. Datormodellen enligt avsnitt 6.2 har använts vid simuleringen.

Tabell 6.8.2 visar inmatad och återvunnen energi under en femtonårsperiod. Två fall behandlas. I det ena fallet har den effektiva värmeledningsförmågan i lagret satts till värdet för stillastående vatten,  $0.6 \text{ W/mK}$ .

I det andra fallet har värdet  $5 \text{ W/mK}$  använts. Detta värde ger en ökad utjämning av temperaturen i bergrummet.

år	$\lambda = 0.6 \text{ W/mK}$			$\lambda = 5 \text{ W/mK}$		
	E+	E-	$\eta$	E+	E-	$\eta$
	GWh	GWh		GWh	GWh	
1	9.5	2.7	.28	9.3	2.4	.26
2	6.3	3.5	.55	6.1	3.3	.53
3	5.9	3.7	.64	5.7	3.5	.62
4	5.7	3.9	.68	5.5	3.7	.67
5	5.6	3.9	.71	5.4	3.8	.69
10	5.4	4.1	.76	5.2	3.9	.75
15	5.3	4.2	.78	5.2	4.0	.77

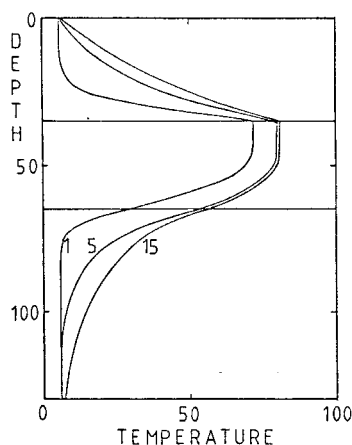
Tabell 6.8.2 Inmatad och återvunnen energi under en femtonårsperiod.

Verkningsgraden stiger från 0.28 till 0.78 det femtonde året. Den inmatade energimängden sjunker från 9.5 till 5.3 GWh det femtonde året. Skillnaden i verkningsgrad mellan fallen med olika effektiv värmeledningsförmåga är mycket liten. För det högre värdet är de omsatta energimängderna cirka 5 % mindre. Genom temperaturfrontens större spridning når varmt vatten lagrets botten tidigare. Därmed reduceras möjligheten att tillföra värme.

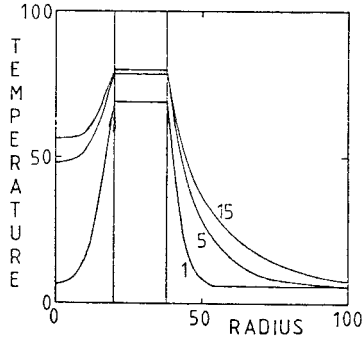
Det högre värmeledningstalet  $\lambda = 5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  kan approximativt representera en ökad temperaturutjämnning genom densitetsflöden. Exemplet ovan visar att bl a energiverkningsgraden är ganska okänslig för denna ökade temperaturutjämnning.

Figur 6.8.2 visar temperaturen före urladdning längs en vertikal linje på radien 27.5, d v s nära bergrummets mitt. Temperaturprofilerna ges för år 1, 5 och 15.

Figur 6.8.3 visar temperaturen längs en linje i radiell riktning genom lagrets mitt för samma tidpunkter. Efter 15 år har temperaturen på ett avstånd av 60 meter från lagret höjts någon grad.

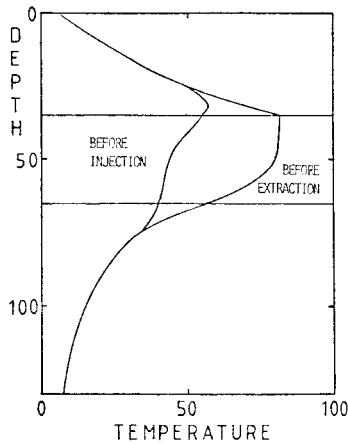


Figur 6.8.2 Temperatur före urladdning längs en vertikallinje på radien 27.5 m under år 1, 5 och 15.



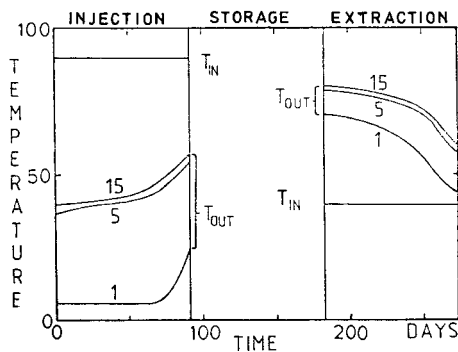
Figur 6.8.3 Temperatur före urladdning längs en radiell linje på djupet 50.5 m under år 1, 5 och 15.

Figur 6.8.4 visar vertikala temperaturprofiler nära lagrets mitt under det femtonde året. Influensområdet för den årliga temperaturvariationen sträcker sig knappt 10 meter in i berget.



Figur 6.8.4 Temperatur före laddning och före återvinning längs en vertikal linje på radien 27.5 meter under 15 år.

Figur 6.8.5 visar temperaturen på in- och utloppsvatten under år 1, 5 och 15. Under laddningsperioden når temperaturfronten lagrets botten efter cirka 80 dygn.



Figur 6.8.5 Vattnets in- och utloppstemperatur under år 1, 5 och 15.

### 6.9 Fältförsök med berggrum, Avesta

I Avesta genomföres ett fältförsök med värmelagring i ett öppet berggrum. Dess längd, bredd och höjd är 42, 17 respektive 21 m. Volymen är 15 000 m<sup>3</sup>. Avståndet mellan berggrummets tak och markytan är 25 m.

Berggrummet är avsett för korttidslagring av värme. Överskottsvärme från en sophöförbränningsanläggning lagras under vardagar för att användas nattetid och under veckoslut. Normala driftstemperaturer ligger i intervallet 70 till 115 °C.

Lagrets termiska funktion skall studeras med hjälp av simulering med den i avsnitt 6.2 beskrivna datormodellen. Berggrummet har approximerats till en cylinder med höjden 21 m och radien 15 m. Dess volym är 15 000 m<sup>3</sup>. Simuleringar har genomförts för veckolagring och för säsongslagring.

Bergets värmeledningsförmåga är 3.25 W/m·K. Dess värmekapacitet är 2 MJ/m<sup>3</sup>·K. Markytans årsmedeltemperatur har satts till 8 °C. Denna temperatur har vid simuleringarna även använts som starttemperatur i berggrum och omgivande mark.

## Fall 1

Tabell 6.9.1 visar den valda driftstrategin. Under laddnings- och återvinningsperioderna har pumpflödet valts så att lagrets vattenvolym omsätts en gång.

Vattenflöde l/s	Inloppstemp. °C	Tid månader
1.4	90	4
0	-	2
1.4	40	4
0	-	2

Tabell 6.9.1 Driftstrategi för fall 1.

år	E+ MWh	E- MWh	$\eta$
1	1500	686	.46
2	1280	778	.61
3	1240	811	.65
4	1230	828	.67
5	1220	836	.69
10	1200	856	.71
15	1190	861	.72

år	E+ MWh	E- MWh	$\eta$
1	1070	251	.23
2	864	347	.40
3	811	378	.47
4	789	394	.50
5	778	403	.52
10	753	425	.56
15	747	431	.58

Tabell 6.9.2 Inmatad och återvunnen energi under 15 år. Stratifierat lager.

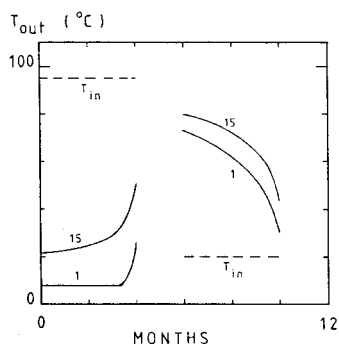
Tabell 6.9.3 Inmatad och återvunnen energi under 15 år. Icke stratifierat lager.

Tabell 6.9.2 och 6.9.3 ger inmatad och återvunnen energimängd under 15 år vid simulering med stratifierade respektive ostratifierade lagertemperaturer. I det ostratifierade lagret blandas vattnet så att hela vattenvolymen har samma temperatur.

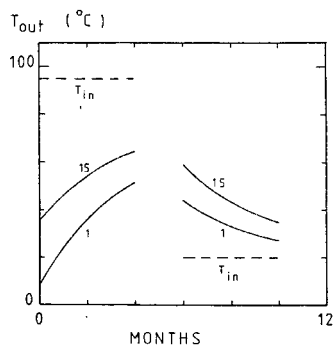
För det stratifierade lagret ökar energiverkningsgraden från 0.46 år 1 till 0.72 år 15. Den återvunna energimängden ökar från 686 till 861 MWh år 15.

För det icke stratifierade lagret ökar verkningsgraden från 0.23 till 0.58 år 15. Den återvunna energin ökar från 251 till 431 MWh år 15. Vid fullständig omblandning reduceras lagrets energiomsättning kraftigt.

Figurerna 6.9.1 och 6.9.2 visar in- och utloppstemperaturer under år 1 och år 15 för det stratifierade respektive omblandade lagret.



Figur 6.9.1 In- och utloppstemperatur under år 1 och 15. Stratifierat lager.

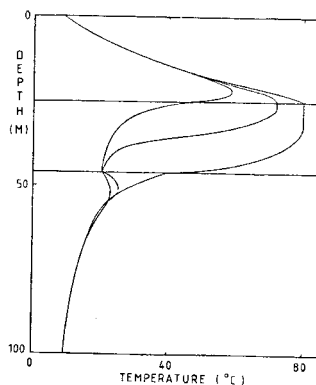


Figur 6.9.2 In- och utloppstemperatur under år 1 och 15. Icke stratifierat lager.

Figur 6.9.1 visar hur temperaturfronten når bergrummets botten i slutet av laddningsperioden. Temperaturen på utloppsvattnet stiger då snabbt. Under återvinningsperioden det femtonde året sjunker vattentemperaturen från 80 °C till cirka 43 °C.

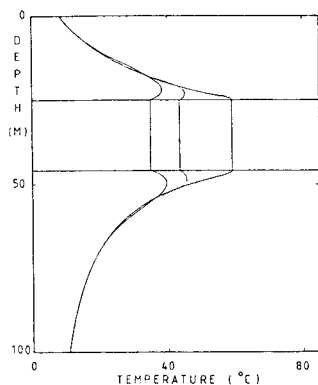
Figur 6.9.2 visar hur det inpumpade varma vattnets temperatur direkt slår igenom på utloppstemperaturen under laddningsperioden för det icke stratifierade lagret. Den inmatade energimängden blir mindre än för lagret med skiktade temperaturer. Den högsta temperaturen under återvinningsperioden är knappt 60 °C det femtonde året.

Figur 6.9.3 och 6.9.4 visar vertikala temperaturprofiler genom centrum av bergrummet. De valda tidpunkterna är efter fullbordad laddning, under pågående återvinning och omedelbart efter återvinningsperioden. Figur 6.9.3 avser det stratifierade lagret. Av figurerna framgår hur lagertemperaturns årsvariation endast påverkar bergets temperatur på ett begränsat avstånd från bergrummet.



Figur 6.9.3 Temperaturer längs en vertikal linje genom centrum av bergrummet i början, mitten och slutet av uttagsperioden. Stratifierat lager.





Figur 6.9.4 Temperaturer längs en vertikal linje genom centrum av bergrummet i början, mitten och slutet av uttagsperioden. Icke stratifierat lager.

### Fall 2

Fallet skiljer sig från fall 1 genom en ökad vattencirkulation genom lagret under laddningsperioden. Under de tre första månaderna är den genom-pumpade vattenmängden  $15\,000\text{ m}^3$ . Under den avslutande fjärde månaden höjes pumphastigheten så att ytterligare  $15\,000\text{ m}^3$  vatten strömmar genom lagret.

För det stratifierade lagret laddas då under det femtonde året 1380 MWh in i lagret. Av dessa återvinns 1020 MWh. Verkningsgraden blir 0.74. För lagret med omblandat vatten är den laddade och återvunna energimängden det femtonde året 980 respektive 600 MWh. Verkningsgraden är 0.61.

Den dubbla vattenomsättningen under laddningen ökar energiomsättningen i lagret med cirka 10 % för det stratifierade lagret och cirka 35 % för det omblandade lagret. Energiverkningsgraden påverkas mycket litet.

Fall 3

Driftsfallet avser veckolagring av värme. Under 5 dygn pumpas vatten med temperaturen  $115^{\circ}\text{C}$  in i lagret. Värme utvinnes under två dygn. Temperaturen på returvattnet till lagret är  $70^{\circ}\text{C}$ . Under laddning och återvinning av värme är den pumpade vattenvolymen  $15\ 000\ \text{m}^3$ .

Driftsfallet är simulerat såväl med stratifiering i lagret som utan. Efter fem till tio veckor är förändringar i lagrets verkningsgrad små. För det stratifierade lagret är inladdad och återvunnen energimängd 771 respektive 749 MWh. Verkningsgraden är 97 %. Vid full blandning av vattnet i bergrummet är inladdad och återvunnen energimängd 389 respektive 361 MWh. Verkningsgraden är 93 %.

I båda fallen är verkningsgraden avsevärt högre än vid säsongslagring. Graden av omblandning i lagret har stor betydelse för bergrummets lagringskapacitet. Den fulla omblandningen sänker i stort sett energiomsättningen i lagret till hälften av det stratifierade lagrets.



## 7. MARKVÄRMELAGER. BORRHÅL I BERG, SLANGAR I LERA

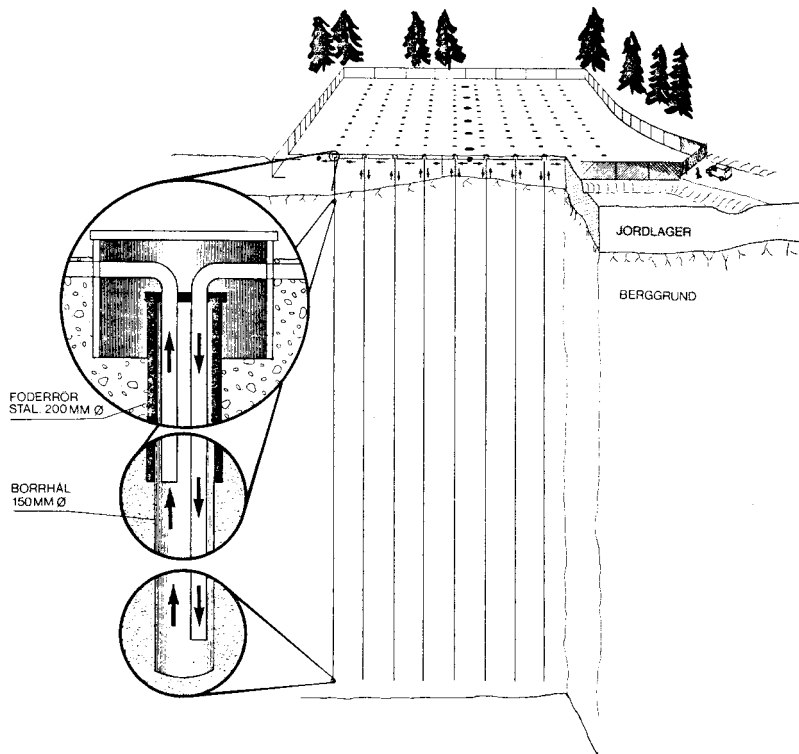
### 7.1 Introduktion

En markvolym kan användas direkt för värmelagring. Vid laddning uppvärms marken. Vid återvinning av värme sänks markvolymens temperatur. För att kunna tillföra och ta ut värme måste man skapa ett rör- eller kanalsystem genom den utnyttjade markvolymen. Värmebärande fluiden cirkuleras i kanalsystemet. Värmen sprids från kanalsystemet till omgivande mark genom värmeledning. I detta kapitel skall termen markvärmeslagring användas som allmän benämning på en sådan kanal i marken.

Många typer av kanalsystem är möjliga. I fast berggrund kan kanalsystemet utgöras av borrhål. Varje borrhål har en eller flera nedåtgående och uppåtgående kanaler för värmebäraren. Ett normalt system har många vertikala borrhål som ligger i ett regelbundet mönster. För ett värmelager i granit är avståndet mellan borrhålen i storleksordningen 4 meter. En alternativ utformning är att borrhålen ligger som ett divergerande knippe för att minska den area som systemet upptar vid markytan.

I lera förekommer en typ där plastslangar i form av U-rör drivs ner i marken. Slangarna är placerade i ett regelbundet mönster. Avståndet mellan dem kan vara i storleksordningen 2 meter. Ett alternativ är att gräva upp hela jordvolymen och placera ut horisontella slangar under återfyllningen. I något fall har man utnyttjat rader av nedgrävda plattvärmeslagringar.

Ett stort markvärmelager av typ borrhål i berg har anlagts vid Luleå Tekniska Högskola (Projekt Lulevärme). En kort beskrivning av detta projekt ges här som exempel på utformning av ett markvärmelager. Värmelagret består av en bergvolym i granit som är perforerad av 120 vertikala borrhål med diametern 150 mm. Se figur 7.1.1. Hålen är borrade inom ett rektangulärt område med sidorna  $36 \times 44 \text{ m}^2$  och når ett djup av 65 meter. Lagervolymen är  $115.000 \text{ m}^3$ . Berggrunden är täckt av ett jordskikt med tjockleken 2-6 m.

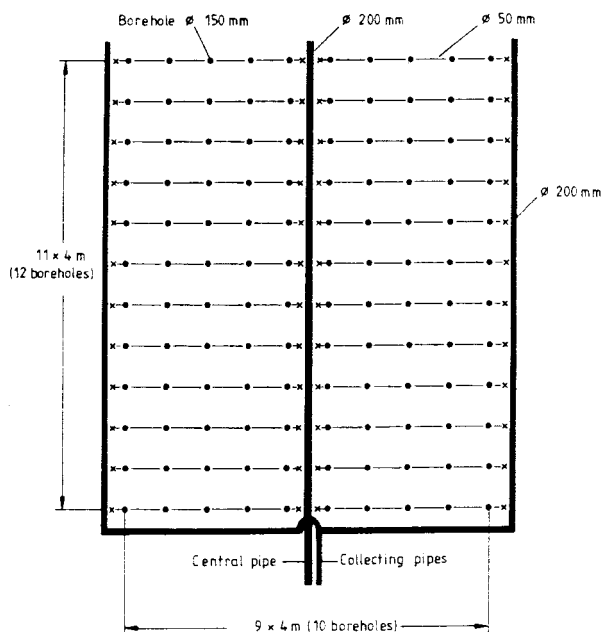


Figur 7.1.1 Projekt Lulevärme. Sprängskiss av markvärmelagret och markvärmeväxlaren.

Under sommarhalvåret laddas lagret via fjärrvärmenätet med spillvärme från ett stålverk. Under vinterhalvåret utnyttjas den lagrade värmen för uppvärmning av en byggnad vid högskolan. Värmeförbrukningen är 2000 MWh/år. Under vissa perioder utnyttjas värmepump för att ta ut värmen ur lagret.

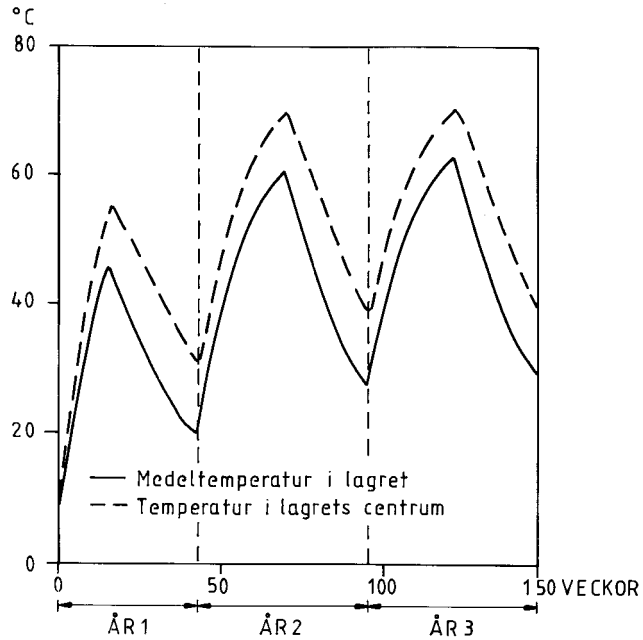
Flödesschema för värmebärarfluidens cirkulation genom markvärmelagret visas i figur 7.1.2. Vid laddning tillförs varmt vatten (ca 70<sup>0</sup>) i den centrala tillloppsledningen för att sedan delas upp i 24 parallellkoplade linjer om vardera 5 borrhål. Via två returledningar längs lagrets

långsidor återföres det avkylda vattnet till värmeväxlaren. När värmen tas ut är flödesriktningen omvänd. Pumpflödet varierar mellan 2 och 20 l/s. Värmelagret togs i drift i juni 1983.



Figur 7.1.2 Projekt Lulevärme. Flödesschema för värmebärare.

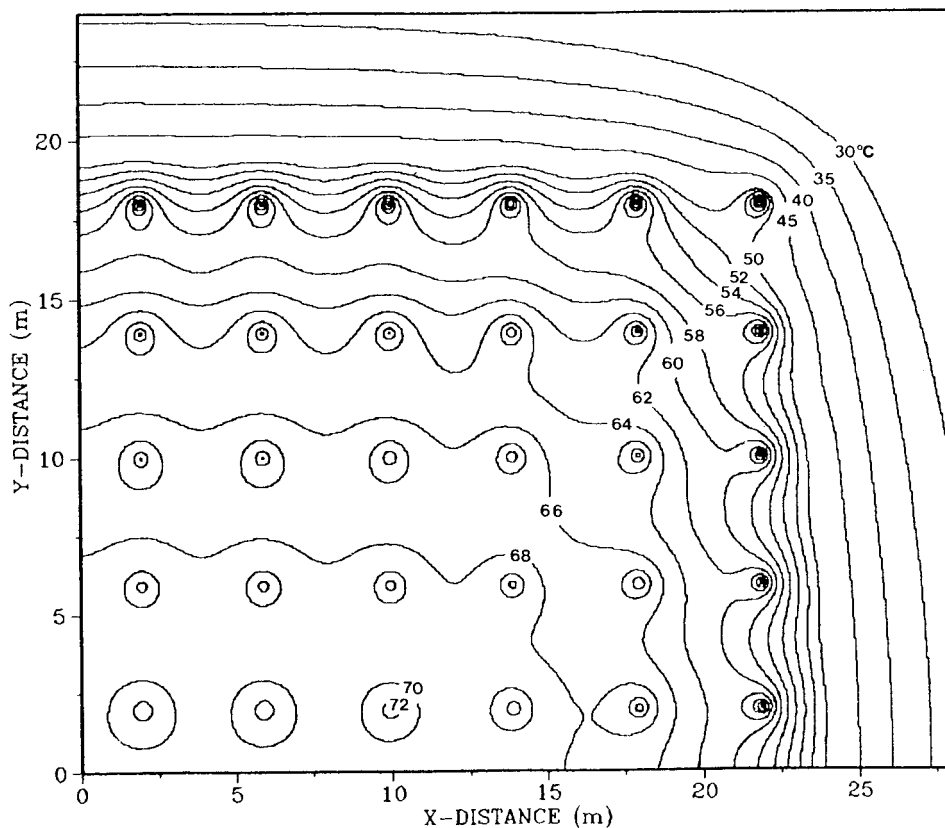
Värmelagrets termiska funktion har simulerats med de datormodeller som beskrivs i avsnitt 7.5. Beräkningarna är baserade på givna data för värmelagret, uppmätta termiska egenskaper hos berg och jord samt preliminära driftsvillkor. Simuleringen omfattar de inledande tre årscyklerna. I figur 7.1.3 visas lagrets beräknade medeltemperatur och temperaturen i värmelagrets centrum, mitt emellan de centrala borrhålen, under de tre första driftsåren. Lagrets medeltemperatur varierar mellan 30 och 60°C. Efter tre cykler har berggrunden omkring värmelagret värmts upp så att den årliga värmeförlusten från värmelagret är tämligen konstant. Värmeförlusten är under dessa driftsvillkor omkring 40%.



Figur 7.1.3 Projekt Lulevärme. Lagrets beräknade medeltemperatur och temperatur i värmelagrets centrum under de tre första driftsåren.

Temperaturfältets utseende i ett horisontellt snitt genom lagret på 35 meters djup ges i figur 7.1.4. Förloppet är symmetriskt med avseende på figurens x- och y-axel varför endast en fjärdedel av lagret visas. Tidpunkten är slutet av laddningen under den tredje årscykeln.

Man kan urskilja stora temperaturgradienter i närheten av rören, speciellt väl syns detta i de yttre delarna av lagret. Värmeledningsprocessen i området närmast varje enskilt rör sker huvudsakligen i radiell led. Utanför lagret antar temperaturfältet en mjukare karaktär där den termiska influensen från enskilda rör ej är märkbar. Temperaturfältet beror här av värmelagrets "globala" temperaturnivå.



Figur 7.1.4 Projekt Lulevärme. Beräknat temperaturfält i ett horisontellt snitt genom lagret på 35 meters djup vid slutet av laddningsfasen under den tredje cykeln. En fjärdedel av lagret visas.

En kort beskrivning av ett antal fältförsök med värmelagring i mark ges i kapitel 2.

Den grundläggande problemställningen vid termisk analys av markvärmelager är hur mycket av den lagrade värmen som kan återvinnas och vid vilka temperaturnivåer den återvunna värmen erhålls. Värmebärarens



temperaturnivå bestämmer lagrets driftsvillkor. Om värmebärarens temperatur vid uttag sjunker under ett givet värde kan det t ex vid husuppvärmning vara nödvändigt att använda tillsatsvärme eller värmepump. Det är därför viktigt att kunna förutsäga lagrets termiska respons vid en given belastning.

Det termiska förloppet i ett markvärmelager kan uppdelas i en lokal process kring varje markvärmväxlare (rör, borrhål, plastslinga) och en global process i lagervolym och omgivande mark. Figur 7.1.4 visar ett exempel med de båda processerna sammanlagrade. Växelverkan mellan lokal och global process utgör det främsta problemet vid termisk analys av markvärmelager. En precis beskrivning av den lokala processen är nödvändig för att erhålla in- och utmatad värmemängd. Värmeflödet från en markvärmväxlare till omgivande mark bestäms av värmebärarens temperatur, markvärmväxlarens värmeöverföringsförmåga och temperaturen i omgivande mark. Dessa temperaturer, och därmed värmeflödena, varierar längs markvärmväxlarna. Inmatad och utmatad värmemängd styr den globala processen. Det globala temperaturfältets värden i närområdet runt markvärmväxlarna är å andra sidan nödvändiga vid beräkning av det lokala förloppet.

I avsnitt 7.2 behandlas det lokala termiska förloppet kring en markvärmväxlare. Formler för korttidsanalys av effektpulser anges. Termisk respons för effektpulser med längre varaktighet behandlas relativt utförligt för olika typer av markvärmväxlare. Periodiskt temperaturförlopp diskuteras. Formler och diagram ges för olika lokala värmeövergångsmotstånd i markvärmväxlare.

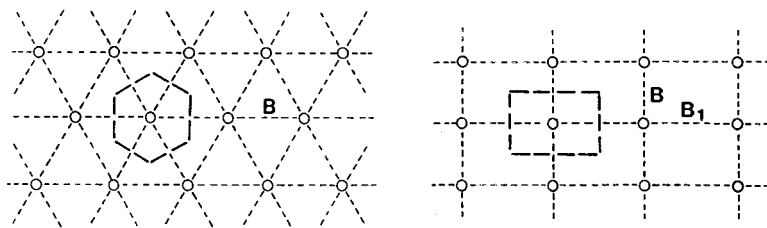
Avsnitt 7.3 behandlar globala termiska delprocesser såsom stationära och transienta värmeförluster. En analytisk modell av ett markvärmelager där temperaturer och flöden varierar periodiskt i tiden ges.

Handberäkningsmetoder för dimensionering av markvärmelager presenteras i avsnitt 7.4. I avsnitt 7.5 ges en kortfattad beskrivning av de två datormodellerna för simulering av termiska förlopp i och omkring ett markvärmelager. Värmelagrets temperaturpåverkan på omgivande mark diskuteras i avsnitt 7.6. I det avslutande avsnittet presenteras resultaten från datorsimuleringar av tre fältförsök.

## 7.2 Lokala termiska förlopp

Det termiska förloppet i ett markvärmelager är tämligen komplicerat. Det sker ett storskaligt värmefflöde mellan olika delar av lager och omgivande mark. Denna process växelverkar starkt med den konvektiva värmetransporten i markvärmeväxlaren (borrhål, rör, o dyl). Den globala värmeledningen i marken är sålunda termiskt kopplad till en lokal process vid varje markvärmeväxlare. Denna lokala process är väsentligen av samma karaktär i hela lagret.

Vid analys av det lokala problemet betraktas en markvärmeväxlare i det inre av lagervolymer. Markvärmeväxlarna antas vara likformigt placerade i lagervolymer. Speciellt skall här två huvudalternativ enligt figur 7.2.1 användas.



Figur 7.2.1 Hexagonalt rörgitter (t v) och rektangulärt rörgitter (t h).

I det hexagonala rörgittret är markvärmeväxlarna belägna i knutpunkter i ett mönster av liksidiga trianglar. Det inbördes avståndet mellan markvärmeväxlarna betecknas  $B$ . Varje sådan markvärmeväxlare kan av symmetriskäl tillskrivas en markregion med hexagonalt tvärsnitt. Vid termisk analys kan det hexagonala området approximeras med en cylinderregion under förutsättning att tvärsnittsarean  $A_p$  (pipe) bevaras.

För det hexagonala rörgittret blir då sambandet mellan radien  $R_1$  för cylinderregionen och avståndet  $B$ :

$$R_1 = 0.525 \cdot B \quad (7.2.1)$$

Tvårsnittsarean för cylinderregionen är:

$$A_p = \pi R_1^2 (=B \cdot B\sqrt{3}/2) \quad (7.2.2)$$

I det rektangulära rörgittret är markvärmeväxlarna belägna i knutpunkter i ett mönster av rektanglar. Rektangeln har sidlängderna  $B$  och  $B_1$ . Varje markvärmeväxlare kan av symmetriskäl tillskrivas en markregion med en tvårsnittsarea  $A_p$ :

$$A_p = B \cdot B_1 \quad (7.2.3)$$

Analysen i detta avsnitt visar att markvärmeväxlaren ger ungefär samma värmeöverföringsförmåga för hexagonalt rörgitter och rektangulärt rörgitter förutsatt att tvårsnittsarean  $A_p$  är densamma och att avståndet  $B$  och  $B_1$  för det rektangulära gittret är ungefär lika stora.

Medeltemperaturen i den markregion som tillskrives en markvärmeväxlare benämns lokal medeltemperatur.

I avsnitt 7.2.1 behandlas temperaturförloppet för en effektpuls från ett rör. Detta fundamentala fall visar karaktären hos den lokala processen kring en markvärmeväxlare. Under en inledande tidsperiod är temperaturutvecklingen densamma som för ett rör i en oändlig omgivning. Se avsnitt 7.2.2. Efter en viss karakteristisk tid börjar influensen av andra rör att märkas. Det termiska förloppet når ett tillstånd där differensen mellan värmebärande fluidens temperatur och den lokala medeltemperaturen blir konstant. Detta utnyttjas vid analys av effektpulser med längre varaktighet enligt avsnitt 7.2.3. Marken runt röret kan då karakteriseras av ett värmemotstånd  $m_{sf}$  (steady-flux). I avsnitt 7.2.4 anges  $m_{sf}$  för markvärmeväxlare, där en kanal är exponerad mot marken, medan avsnitt 7.2.5 behandlar fall med två eller flera symmetriska kanaler. Det allmänna fallet behandlas i avsnitt 7.2.6.

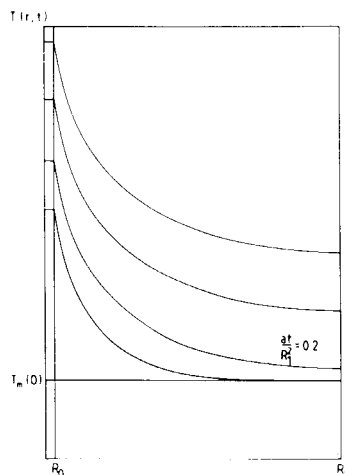
Temperaturförloppet kring en markvärmeväxlare kan ha periodiska komponenter. Detta behandlas i avsnitt 7.2.7.

I markvärmväxlaren sker värmeutbyte mellan olika strömningskanaler samt mellan dessa och omgivande mark. Värmeflödet bestäms av temperaturdifferens och värmeövergångsmotstånd mellan olika komponenter i markvärmväxlaren. Formler för olika lokala värmeövergångsmotstånd ges i avsnitt 7.2.8.

Värmebärande fluidens temperatur varierar längs strömningskanalerna i markvärmväxlaren beroende på värmeutbytet mellan olika kanaler och med omgivande mark. Dessa processer analyseras i avsnitt 7.2.9. Vid en noggrann dimensionering krävs kännedom om värmebärande fluidens in- och utloppstemperatur. Enkla formler för dessa temperaturer anges för effektpulser med längre varaktighet.

### 7.2.1 Temperaturförlopp kring ett rör. Tidsskala

För att belysa karaktären hos den termiska process som sker i närheten av ett rör betraktas följande fundamentala process. En konstant effekt  $q$  (W/m) avges från ett rör till en omgivande cylinderregion. Vid den yttre randen är värmeflödet noll. För det hexagonala rörgittret har man av symmetriskäl enligt figur 7.2.1 väsentligen denna situation. Värmeledning parallellt med rørets längsriktning försummas. Temperaturfältet beror då endast av tiden och den radiella koordinaten  $r$ . Figur 7.2.2 visar temperaturen vid olika tidpunkter enligt den analytiska lösningen.



Figur 7.2.2 Temperaturfält vid konstant effektagivning från rör till omgivande cylinderregion.

Inverkan av cylinderregionens yttre begränsning ( $r = R_1$ ), dvs den termiska influensen mellan olika rör, är försumbar under en första tidsperiod. Processen är densamma som för ett rör i en omgivning med oändlig utsträckning. Lösningen till detta problem ges i avsnitt 7.2.2. Inverkan av den yttre begränsningen är märkbar efter tiden  $t = 0.2R_1^2/a$ . Temperaturfältet ändrar då karaktär. Temperaturkurvans form blir densamma vid olika tidpunkter. Skillnaden mellan fluidtemperaturen  $T_f$  och den lokala medeltemperaturen  $T_m$  är konstant. Denna typ av process behandlas i avsnitt 7.2.3.

Betrakta temperaturen i marken omedelbart efter det att en effektpuls med godtycklig amplitud och varaktighet har avslutats. Man får en utjämning av temperaturen tills dess att en konstant temperaturnivå, den lokala medeltemperaturen, har erhållits i den omkringliggande markvoly-  
men. En karakteristisk tid,  $t_{eq}$ , för denna process kan anges.

För en cylinderregion (hexagonalt rörgitter) är den karakteristiska avklingningstiden:

$$t_{eq} = 0.2R_1^2/a \quad (7.2.4)$$

Alternativt kan detta uttryckas med hjälp av röravståndet  $B$ :

$$t_{eq} = 0.055 B^2/a \quad (7.2.5)$$

För temperaturförloppet i ett kvadratisk gitter med röravståndet  $B$  erhålls istället:

$$t_{eq} = 0.058 B^2/a \quad (7.2.6)$$

## 7.2.2 Korttidsanalys av effektpulser

För effektpulser med kort varaktighet är termisk växelverkan mellan olika rör försumbar. Det temperaturförlopp kring ett rör som en kort effektpuls ger upphov till är då detsamma som för ett rör i en oändlig omgivning. I detta avsnitt anges den ändring i fluidtemperatur som erhålls vid korta pulser med konstant effekt och linjärt ökande effekt. Dessa lösningar kan superponeras på andra termiska förlopp enligt den teknik som beskrivs i kapitel 3.5. Stegpulsanalys för värmeuttag via rör behandlas utförligt i avsnitt 5.3.

### 7.2.2.1 Konstant effekt

En konstant effekt  $q$  (W/m) avges från röret till omgivande mark. Rørets radie betecknas  $R_0$ . Vid tiden  $t = 0$  är temperaturen i omgivande mark lika med  $T_m(0)$ . Fluidtemperaturen kan med god noggrannhet skrivas (se avsnitt 5.3.2):

$$T_f(t) = T_m(0) + q m_p + q f(t) \quad (7.2.7)$$

$$f(t) = \frac{1}{4\pi\lambda} \{ \ln(4at/R_0^2) - \gamma \}$$

$$\gamma = 0.5772\dots \quad t > 5R_0^2/a$$

Detta approximativa uttryck gäller efter en kort initialtid:  $t > 5R_0^2/a$ . Termen  $q m_p$  ger temperaturskillnaden över rørets värmeövergångsmotstånd  $m_p$  (K/(W/m)).

### 7.2.2.2 Linjärt ökande effekt

En linjärt ökande effekt  $q = q_0 + \alpha t$  (W/m) avges från röret till omgivande mark. Vid tiden  $t = 0$  är temperaturen i omgivande mark lika med  $T_m(0)$  och effekten är  $q_0$ . Fluidtemperaturen efter denna tid kan med god noggrannhet skrivas:

$$T_f(t) = T_m(0) + (q_0 + \alpha t)m_p + (q_0 + \alpha t)f(t) + \alpha t g(t)$$

$$f(t) = \frac{1}{4\pi\lambda} \{(\ln(4at/R_0^2) - \gamma)\} \quad (7.2.8)$$

$$g(t) = \frac{1}{4\pi\lambda} \left\{ -1 + \frac{R_0^2}{4at} (\ln(4at/R_0^2) + 1 - \gamma) \right\}$$

$$\gamma = 0.5772\dots \quad t > 5R_0^2/a.$$

Detta approximativa uttryck gäller efter en kort initialtid:  $t > 5R_0^2/a$ . Termen  $(q_0 + \alpha t) m_p$  ger temperaturskillnaden över rörets värmeövergångsmotstånd  $m_p$ .

### 7.2.2.3 Inverkan av fluidens värmekapacitet på temperaturutvecklingen kring ett rör

Den inverkan som fluidens värmekapacitet har på temperaturutvecklingen kring ett rör kan ofta försummas. En uppskattning av denna inverkan görs här enligt följande resonemang.

En konstant effekt  $q$  (W/m) tillförs ett rör. Fluiden i röret har den volymetriska värmekapaciteten  $C_f$  (J/m<sup>3</sup>K), medan värmekapaciteten för omgivande mark betecknas  $C$ . Den tillförda effekten värmer både fluiden och den omgivande marken.

Fluidtemperaturens variation med tiden för det fall då fluidens värmekapacitet kan försummas ges av formel 7.2.7. Denna formel ger en övre gräns för temperaturändringen  $T_f(t) - T_f(0)$  i fluiden då dess värmekapacitet beaktas. Kvoten mellan den energimängd som upptagits av fluiden,  $C_f \cdot \pi R_0^2 \cdot (T_f(t) - T_m(0))$ , och den totalt tillförda energimängden  $q \cdot t$  kan efter smärre omformningar skrivas:

$$\frac{C_f}{C} \cdot \frac{\ln(4at/R_0^2) - \gamma + 4\pi\lambda \cdot m_p}{4at/R_0^2} \quad (7.2.9)$$

$$\gamma = 0.5772\dots$$

$$t > \frac{R_0^2}{5a}$$

Denna kvot är ett mått på den inverkan som fluidens värmekapacitet har på temperaturutvecklingen.

#### Exempel 7.2.1

Markvärmelager i granit. Följande värden tages:

$$C_f = 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \quad C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$\lambda = 3.5 \text{ W/mK}$$

$$m_p = 0.10 \text{ K/(W/m)} \quad R_0 = 0.0575 \text{ m}$$

$$B = 4 \text{ m (hexagonalt rörgitter vilket ger } R_1 = 2.1 \text{ m)}$$

Formel 7.2.7 för korttidspulser gäller efter en tid:

$$t = 5R_0^2/a \approx 2.9 \text{ timmar}$$

Kvoten blir vid denna tidpunkt enligt formel 7.2.9 lika med 0.65.

Efter 24.7 timmar är kvoten 10%.

Analysen av effektpulser med längre varaktighet enligt avsnitt 7.2.3 gäller efter en tid:

$$t = 0.2R_1^2/a = 6.4 \text{ dagar}$$

Kvoten (7.2.9) blir i detta fall lika med 0.02.

#### Exempel 7.2.2

Markvärmelager i lera. Följande värden tages:

$$C_f = 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \quad C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

$$m_p = 0.10 \text{ K/(W/m)} \quad R_0 = 0.02 \text{ m}$$

$$B = 2 \text{ m (hexagonalt rörgitter vilket ger } R_1 = 1.05 \text{ m)}.$$



Formel 7.2.7 för korttidspulser gäller efter tiden:

$$t = 5R_0^2/a = 1.9 \text{ timmar}$$

Kvoten (7.2.9) blir vid denna tidpunkt 0.23.

Efter 5.4 timmar är kvoten 10%.

Analysen för effektpulser med längre varaktighet enligt avsnitt 7.2.3 gäller efter en tid:

$$t = 0.2R_1^2/a = 8.7 \text{ dagar}$$

Kvoten (7.2.9) är för detta fall lika med 0.005.

Ovanstående exempel visar att det för korta pulser ibland är nödvändigt att ta hänsyn till fluidens värmekapacitet. Detta är speciellt viktigt då rörets diameter och värmeövergångsmotståndet  $m_p$  är stora. För effektpulser med längre varaktighet kan inverkan av fluidens värmekapacitet normalt försummas.

De formler som anges i avsnitt 7.2.2.1-2 är dock giltiga om  $q$  avser den effekt som avges från röret till omgivande mark. Den totalt tillförda effekten  $q'$  till mark och fluid ges då av  $q$  och den effekt som åtgår till att värma fluiden. Detta ger följande allmänna formel:

$$q' = q + C_f \pi R_0^2 \frac{dT_f}{dt} \quad (7.2.10)$$

För fallet med konstant effektagivning ges den totalt tillförda effekten för tiden  $t > 5R_0^2/a$  av (7.2.7). Derivation ger följande uttryck för  $q'$ :

$$q' = q \left( 1 + \frac{C_f R_0^2}{c \cdot 4at} \right) \quad (7.2.11)$$

$$(t < 5R_0^2/a)$$

Den högra termen i parentesen ger kvoten mellan den effekt som tillföres fluiden och den konstanta effekt som avges från röret till omgivande mark. Storleksordningen av denna kvot ges av:

$$\frac{C_f}{C} < 2 \quad \frac{4at}{R_0^2} > 20 \quad \Rightarrow \quad \frac{C_f \cdot R_0^2}{C \cdot 4at} < \frac{1}{10}$$

Den energimängd som upptagits av fluiden fram till tiden  $t = 5R_0^2/a$  erhålles genom att integrera formel 7.2.10:

$$\begin{aligned} \int_0^{5R_0^2/a} (q' - q) dt &= q \cdot C_f \pi R_0^2 \{T_f(5R_0^2/a) - T_f(0)\} = \\ &= q \cdot C_f \pi R_0^2 (m_p + \frac{0.2}{\lambda}) \end{aligned} \quad (7.2.12)$$

Kvoten mellan den energimängd som upptagits av fluiden och den energimängd som tillförts omgivande mark vid tiden  $t = 5R_0^2/a$  blir då:

$$\frac{\pi \cdot C_f}{5 \cdot C} (\lambda m_p + 0.2) \quad (7.2.13)$$

Enligt exempel 7.2.1 är denna kvot 0.65 för markvärmelager i granit för värmeövergångsmotståndet  $m_p = 0.10 \text{ K/(W/m)}$ .

Sammanfattningsvis gäller med hygglig approximation att den effekt som upptages i fluiden kan försummas efter en tid  $t = 5R_0^2/a$ . Då gäller:

$$q' \approx q \quad t > 5R_0^2/a \quad (7.2.14)$$

Man bör härvid observera att det under den första tidsperioden  $0 < t < 5R_0^2/a$  krävs en relativt stor extra energimängd för att värma fluiden. Denna ges av formel 7.2.12.

### 7.2.3 Effektpulser med längre varaktighet. Värmemotstånd $m_{sf}$ .

En grundläggande delprocess vid termisk analys av markvärmelager är effektpulser med längre varaktighet. För dessa pulser är den termiska influensen mellan olika markvärmväxlare fullt utvecklade. Medeleffektuttag och t ex månadsvis baslast är väsentligen av denna karaktär.

Överlagrade korttidsvariationer i effektkurvan kan superponeras på denna process enligt avsnitt 7.2.2.

#### 7.2.3.1 Allmänna samband

I detta avsnitt försummas variationen av fluidtemperaturen  $T_f$  längs strömningskanalerna. Vid en given tidpunkt användes samma fluidtemperatur i markvärmväxlarens samtliga strömningskanaler. Fluidtemperaturen beror endast av tiden. I avsnitt 7.2.9 analyseras temperaturvariationen längs kanaler och i omgivande mark samt värmeutbytet mellan olika kanaler.

Fluidtemperaturen  $T_f$  definieras här som medelvärdet av in- och utloppstemperaturen:

$$T_f = \frac{T_{in} + T_{ut}}{2} \quad (7.2.15)$$

Enligt analyserna i avsnitt 7.2.9, där variationer i fluidtemperaturen studeras, räcker det normalt att använda denna approximation där fluidtemperaturen representeras med ett enda värde.

Den totalt inmatade effekten per markvärmväxlare betecknas  $Q_p$  (W). Inmatad effekt per meter markvärmväxlare blir då:

$$q = Q_p/H \quad (\text{W/m}) \quad (7.2.16)$$

Här är  $H$  markvärmväxlarens längd (t ex ett borrhåls längd). Observera att markvärmväxlaren kan bestå av flera parallella strömningskanaler från vilka värmeutbyte sker med omgivningen.

Energibalansen för fluiden ger ett samband mellan in- och utloppstemperaturen för en markvärmväxlare. Vid pumpflödet  $V_f$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) genom markvärmväxlaren gäller att:

$$T_{\text{in}} - T_{\text{ut}} = \frac{q \cdot H}{C_f V_f} \quad (7.2.17)$$

Detta ger med formel 7.2.15:

$$\left| \begin{array}{l} T_{\text{in}} = T_f + \frac{q \cdot H}{2C_f V_f} \\ T_{\text{ut}} = T_f - \frac{q \cdot H}{2C_f V_f} \end{array} \right. \quad (7.2.18)$$

I avsnitt 7.2.3-6 används endast fluidtemperaturen  $T_f$ . In- och utloppstemperaturen erhålles enligt formel 7.2.18.

Låt  $A_p$  vara tvärsnittsarean på den markregion som tillskrivs en markvärmväxlare. Inmatad effekt per volymenhet blir då  $q/A_p$  ( $\text{W}/\text{m}^3$ ). Medelvärde av temperaturen i den omgivande markregionen,  $T_m$ , benämns lokal medeltemperatur. För denna temperatur gäller energibalansen:

$$\left| T_m(t) = T_m(t_0) + \frac{q(t - t_0)}{C A_p} \right. \quad (7.2.19)$$

Till detta kommer en överlagrad global process i lagret.

7.2.3.2 Värmemotståndet  $m_{sf}$ 

Betrakta ett fall med en konstant effekt som avges från en markvärmesväxlare. Efter en transient insvängningstid inträder en situation, där temperaturprofilen omkring markvärmesväxlaren har en tidsoberoende form. Detta är det så kallade "steady-flux"-tillståndet. Se figur 7.2.2. Värmeflödet är då konstant i tiden för varje punkt i den omgivande marken, och temperaturen ökar linjärt i tiden. Ökningstakten är densamma i varje punkt i området. Skillnaden mellan fluidtemperaturen  $T_f(t)$  och den lokala medeltemperaturen  $T_m(t)$  blir konstant. Differensen är proportionell mot effekten. Denna proportionalitet kan skrivas:

$$\boxed{T_f - T_m = q m_{sf}} \quad (7.2.20)$$

Detta är den grundläggande formeln för analys av effektpulser med längre varaktighet. Här är  $m_{sf}$  ett värmemotstånd ( $K/(W/m)$ ) mellan värmebärarfluid och omgivande mark. Det anger skillnaden mellan fluidens temperatur  $T_f$  och den lokala medeltemperaturen  $T_m$ , då en enhetseffekt tillföres lagret per meter markvärmesväxlare ( $q = 1 W/m$ ). Index *sf* (steady-flux) används för att understryka att effektpulser med längre varaktighet avses. I de följande avsnitten anges  $m_{sf}$  för olika typer av markvärmesväxlare. De olika formlerna baserar sig i flera fall på nya analytiska lösningar. Härledningarna av dessa kommer att redovisas i senare skrifter.

Låt  $q_v = Q/V$  vara värmetillskottet per volymsenhet mark. Den volymetriska värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$  ( $W/m^3K$ ) definieras av sambandet

$$q_v = \frac{q}{A_p} = \frac{Q}{V} = \alpha_v (T_f - T_m) \quad (7.2.21)$$

Sambandet mellan  $\alpha_v$  och  $m_{sf}$  blir enligt (7.2.20-21):

$$\alpha_v = \frac{1}{m_{sf} \cdot A_p} \quad (7.2.22)$$

Man kan också definiera en värmeöverföringskoefficient  $\alpha_V$  (W/K) för hela lagervolymen  $V$ :

$$Q = \alpha_V (T_f - T_m) \quad (7.2.23)$$

Formlerna ovan ger följande samband:

$$\alpha_V = \alpha_V V = \frac{V}{m_{sf} \cdot A_p} \quad (7.2.24)$$

### 7.2.3.3 Tidsskala för "steady-flux"-tillstånd

Då en konstant effekt avges från ett rör till en omgivande cylinderregion sker en insvängning av temperaturprofilen till ett "steady-flux"-tillstånd enligt figur 7.2.2. Enligt avsnitt 7.2.1 ges insvängningstiden för ett hexagonalt rörgitter av:

$$at/R_1^2 = 0.2 \quad (7.2.25)$$

Insvängningsperiodens längd för några olika röravstånd och värmediffusiviteter i lagret ges i tabell 7.2.1. Dessa värden gäller med god noggrannhet även för ett kvadratisk rörgitter under förutsättning att tvärsnittsarean  $A_p$  är densamma.

Analysen i avsnitt 7.2.3-6 och 7.2.9 avser effektpulser med längre varaktighet än de ovan angivna tiderna. Vid en ändring av effekten sker en insvängning till ett nytt "steady-flux"-tillstånd. Enligt tabell 7.2.1 blir insvängningstiden ungefär en vecka vid ett röravstånd på 4 meter i granit ( $a \approx 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ).

B (m)	$A_p$ (m <sup>2</sup> )	Värmediffusivitet (m <sup>2</sup> /s)		
		$0.4 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
0.5	0.22	0.40	0.16	0.10
1.0	0.87	1.6	0.6	0.4
1.5	1.95	3.6	1.4	0.9
2.0	3.46	6.4	2.6	1.6
2.5	5.4	10.0	4.0	2.5
3.0	7.8	14.4	5.7	3.6
3.5	10.6	19.5	7.8	4.9
4.0	13.8	25.5	10.2	6.4
4.5	17.5	32.3	12.9	8.1
5.0	21.6	39.0	16.0	10.0
5.5	26.2	48.2	19.3	12.1
6.0	31.2	57.4	23.0	14.4
6.5	36.6	67.4	27.0	16.8
7.0	42.4	78.2	31.3	19.5
7.5	48.7	89.7	35.9	22.4

Tabell 7.2.1 Insvängningstid (dagar) till "steady-flux"-tillstånd för hexagonalt rörgitter. Avståndet mellan rören är B.

#### 7.2.3.4 Två introducerande exempel

För att belysa beräkningsmetodiken ges här två introducerande exempel. För dessa utnyttjas resultaten i de kommande avsnitten.

#### Exempel 7.2.3

Hexagonalt rörgitter. Ofodrat borrhål med koncentrisk inner-slang. Denna typ av markvärmväxlare visas i figur 7.1.1. Borrhålet har en diameter på 115 mm. Innerslangens ytter-diameter är 63 mm och dess innerdiameter är 51.4 mm. Slang-materialet har värmeledningsförmågan 0.22 W/mK. Avståndet mellan olika borrhål är 4 meter. Fluidens medeltemperatur är 40°C.

Enligt avsnitt 7.2.4 kan värmemotståndet  $m_{sf}$  för denna typ

av markvärmväxlare uppdelas i två komponenter:

$$m_{sf} = m_g + m_p$$

Här är  $m_p$  värmemotståndet mellan den yttre strömningskanalen och marken omedelbart utanför strömningskanalen. Värmemotståndet i marken betecknas  $m_g$  (ground). Markens värmemotstånd beräknas enligt 7.2.4.1. Följande värden används:

$$\lambda = 3.5 \text{ W/mK} \quad R_0 = 0.0575 \text{ m} \quad B = 4 \text{ m}$$

Formlerna (7.2.1) och (7.2.2.7) ger

$$R_1 = 2.1 \text{ m} \quad m_g = 0.130 \text{ K/(W/m)}$$

Mellan de yttre kanalerna och bergytan ges värmeövergångsmotståndet  $m_p$  av en komponent  $m_{fay}$ , vilken beror av strömningsförhållandet i den yttre kanalen. Beräkningen av  $m_{fay}$  är något mer komplicerad än för  $m_g$ . Se avsnitt 7.2.8.2 för vidare detaljer. Följande värden används:

$$2R_i = 0.063 \text{ m} \quad 2R_y = 0.115 \text{ m} \quad T = 40^\circ\text{C} \quad \frac{q_i}{q_y} = -0.1$$

Beräkningen utföres för två olika pumpflöden. Vid det lägre pumpflödet,  $V_f = 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ , är strömningen laminär i den yttre kanalen. Det högre pumpflödet,  $V_f = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ , ger turbulent strömning. Med formler enligt avsnitt 7.2.8.2 erhålls då:

$$V_f = 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \quad \Rightarrow \quad m_p = 0.046 \text{ K/(W/m)}$$

$$V_f = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \quad \Rightarrow \quad m_p = 0.004 \text{ K/(W/m)}$$

Det totala värmemotståndet  $m_{sf}$  för effektpulser med längre varaktighet blir då:



$V_f$ ( $m^3/s$ )	K/(W/m)		
	$m_g$	$m_p$	$m_{sf} = m_g + m_p$
$0.1 \cdot 10^{-3}$	0.130	0.046	0.176
$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.130	0.004	0.134

För ett markvärmelager i berg är det totala värmemotståndet  $m_{sf}$  starkt beroende av värmeövergångsmotståndet  $m_p$  mellan fluid och borrhålsvägg. I detta exempel medför laminär strömning i den yttre kanalen 30% högre värmemotstånd  $m_{sf}$  än då strömningen är turbulent. Vid laminär strömning utgör således värmeövergångsmotståndet  $m_p$  ungefär 1/4 av det totala värmemotståndet  $m_{sf}$ .

Då effekten 100 W/m tillförs lagret per meter borrhål erhålls enligt formel 7.2.20 en drivande temperaturdifferens  $T_f - T_m$  för de två pumpflödena:

$$V_f = 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \quad \Rightarrow \quad T_f - T_m = 17.6 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$V_f = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \quad \Rightarrow \quad T_f - T_m = 13.4 \text{ }^\circ\text{C}$$

#### Exempel 7.2.4

Hexagonalt rörgitter. Enkelt U-rör i lera. Plastslangen har en ytterdiameter på 20 mm och dess innerdiameter är 16.2 mm. Plastens värmeledningsförmåga är 0.45 W/mK. Avståndet mellan U-rörets två skänklar är 0.18 m. Avståndet mellan olika markvärmväxlare är 2 m. Fluidens medeltemperatur är 20°C.

Enligt avsnitt 7.2.5 formel (7.2.23) kan värmemotståndet  $m_{sf}$  för denna typ av markvärmväxlare uppdelas på två komponenter:

$$m_{sf} = m_g + \frac{1}{2} m_p$$

Här är  $m_p$  värmemotståndet mellan en strömningskanal och marken omedelbart utanför denna. Värmemotståndet i marken betecknas  $m_g$ .

Markens värmemotstånd  $m_g$  beräknas enligt avsnitt 7.2.5. Följande värden används:

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK} \quad R_p = 0.01 \text{ m} \quad R_1 = 0.525 \quad B = 1.05 \text{ m}$$

$$B_u = 0.18 \text{ m}$$

Formel 7.2.38 ger:

$$m_g = 0.392 \text{ K/(W/m)}$$

Värmeövergångsmotståndet  $m_p$  mellan fluiden i plaströret och marken strax utanför slangen ges av tre komponenter: värmeövergångsmotståndet  $m_{fc}$  mellan fluiden och plaströrets innervägg (se avsnitt 7.2.8.1), värmemotståndet  $m'_p$  över plastmaterialet (se avsnitt 7.2.8.3) samt ett kontaktmotstånd  $m_c$  mot omgivande lera (se avsnitt 7.2.8.4). Värmeövergångsmotståndet  $m_p$  kan således skrivas:

$$m_p = m_{fc} + m'_p + m_c$$

Beräkningen har utförts för två olika pumpflöden,  $V_f = 0.025 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$  och  $V_f = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ , vilka ger laminärt ( $Re = 1965$ ) respektive turbulent flöde ( $Re = 19650$ ) i plastslangen.

Värmeövergångsmotståndet  $m_{fc}$  beror på strömningsförhållandet i kanalen.

Följande värden gäller:

$$T = 20^\circ\text{C} \quad 2R_{pi} = 0.0162 \text{ m}$$

Detta ger då enligt några enkla formler i avsnitt 7.2.8.1 värmeövergångsmotståndet  $m_{fc}$  för de två pumpflödena:

$$V_f = 0.025 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} : m_{fc} = 0.133 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$$

$$V_f = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} : m_{fc} = 0.004 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$$

Värmemotståndet  $m'_p$  beräknas enligt formel 7.2.110 med följande värden:

$$R_{pi} = 0.0081 \text{ m} \quad R_{py} = 0.010 \text{ m} \quad \lambda' = 0.45 \text{ W}/\text{mK}$$

Detta ger:

$$m'_p = 0.075 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$$

Värmemotståndet  $m_c$  mellan plastslangens yttervägg och omgivande lera ansättes till  $0.05 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$  (se avsnitt 7.2.8.4).

Värmeövergångsmotståndet  $m_p$  vid de två pumpflödena kan anges:

$$V_f = 0.025 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} : m_p = 0.258 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$$

$$V_f = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} : m_p = 0.129 \text{ K}/(\text{W}/\text{m})$$

Det totala värmeövergångsmotståndet  $m_{sf}$  ges av nedanstående tabell.

$V_f \text{ (m}^3/\text{s)}$	$\text{K}/(\text{W}/\text{m})$		
	$m_g$	$\frac{1}{2} m_p$	$m_{sf} = m_g + \frac{1}{2} m_p$
$0.025 \cdot 10^{-3}$	0.392	0.129	0.521
$0.25 \cdot 10^{-3}$	0.392	0.064	0.456

För ett markvärmelager i lera bestäms värmeövergångsmotståndet  $m_{sf}$  till stor del av värmeövergångsmotståndet  $m_g$  i leran, kontaktmotståndet  $m_c$  och plastslangens värmemotstånd  $m'_p$ . Laminär

strömning ger för ovanstående exempel ungefär 15% högre värde på  $m_{sf}$  än vid turbulent strömning.

Då effekten  $q = 25 \text{ W/m}$  tillförs lagret per meter markvärmewäxlare erhålls enligt formel 7.2.20 en drivande temperaturdifferens  $T_f - T_m$  på  $11.5^\circ\text{C}$ .

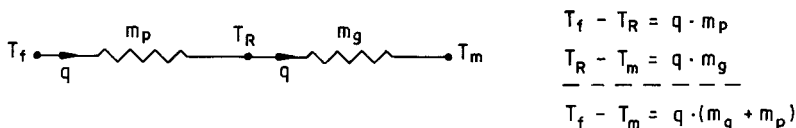
#### 7.2.4 Värmemotstånd $m_{sf}$ för markvärmewäxlare med en värmewäxlarkanal

I detta avsnitt behandlas de fall där värmewäxlingen mot omgivande mark sker från endast en strömningskanal i markvärmewäxlaren. Exempel på sådana markvärmewäxlare är ofodrat eller fodrat borrhål i berg, samt rör eller påle i lera. Dessa kanalsystem kan vara försedda med en inre slang för cirkulation av värmebärande fluiden. Ett exempel visas i figur 7.1.1. De kan även vara konstruerade så att fluiden strömmar igenom värmewäxlarkanalerna till ett uppsamlingsrör. Plana markvärmewäxlare är i princip utformade på detta sätt.

Värmemotståndet mellan fluidtemperaturen  $T_f$  i värmewäxlarkanalerna och temperaturen  $T_R$  i marken strax utanför kanalerna betecknas  $m_p$  (pipe), medan markens värmemotstånd mellan  $T_R$  och den lokala medeltemperaturen  $T_m$  i regionen runt kanalerna betecknas  $m_g$ . Det totala värmemotståndet  $m_{sf}$  ges av summan:

$$m_{sf} = m_g + m_p \quad (7.2.26)$$

Denna formel ger en enkel värmeströmningskrets enligt figur 7.2.3.



Figur 7.2.3 Värmeströmningskrets och härtill hörande ekvationer för en markvärmewäxlare med en värmewäxlarkanal.

Formler för markens värmemotstånd  $m_g$  (ground) ges i detta avsnitt. Värmemotståndet  $m_p$  för de olika markvärmväxlarna består av en till tre komponenter enligt tabell 7.2.2.

Markvärmväxlare med innerslang:	$\frac{m_p}{}$	<u>avsnitt</u>
Ofodrat borrhål i berg	$m_{fay}$	7.2.8.2
Fodrat borrhål i berg, rör i lera	$m_{fay} + m'_p + m_c$	7.2.8.2-4
Markvärmväxlare av genomströmningstyp:	$\frac{m_p}{}$	<u>avsnitt</u>
Ofodrat borrhål i berg	$m_{fc}$	7.2.8.1
Fodrat borrhål i berg, rör i lera	$m_{fc} + m'_p + m_c$	7.2.8.1,3-4

Tabell 7.2.2 Översikt av de komponenter som ingår i värmemotståndet  $m_p$  för olika markvärmväxlare med en värmväxlarkanal.

#### 7.2.4.1 Koncentriskt rör i cylinderregion. Hexagonalt rörgitter

Värmemotståndet  $m_g$  för ett rör i ett hexagonalt rörgitter (figur 7.2.1) är:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_0) - \frac{3}{4} \right\} \quad R_0 \ll R_1, \text{ steady-flux} \quad (7.2.27)$$

Alternativt kan detta samband med hjälp av formel 7.2.1 skrivas med röravståndet B:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(B/R_0) - 1.394 \right\} \quad R_0 \ll B, \text{ steady-flux} \quad (7.2.28)$$

Tabell 7.2.3 ger värmemotståndet  $m_g$  i granit för några olika rördiametrar och röravstånd.

B (m)	$A_p$ (m)	Rördiameter $2R_o$ (m)			
		0.052	0.089	0.115	0.152
2.0	3.5	0.134	0.110	0.098	0.085
2.5	5.4	0.144	0.120	0.108	0.095
3.0	7.8	0.153	0.128	0.116	0.104
3.5	10.6	0.160	0.135	0.123	0.111
4.0	13.8	0.166	0.141	0.130	0.117
4.5	17.5	0.171	0.147	0.135	0.122
5.0	21.6	0.176	0.151	0.140	0.127
5.5	26.2	0.180	0.156	0.144	0.131
6.0	31.2	0.184	0.160	0.148	0.135

Tabell 7.2.2 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) för olika röravstånd B (m) och rördiameter  $2R_o$  (m) enligt formel 7.2.28. Hexagonalt rörgitter,  $\lambda = 3.5$  W/mK.

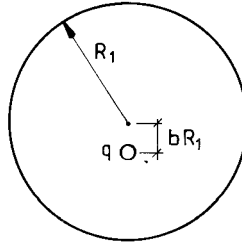
Värmemotståndet  $m_g$  i lera för några olika rördiametrar och röravstånd ges i tabell 7.2.4.

B (m)	$A_p$ (m)	Rördiameter $2R_o$ (m)			
		0.025	0.05	0.075	0.100
1.0	0.9	0.476	0.365	0.301	0.255
1.5	2.0	0.540	0.430	0.365	0.319
2.0	3.5	0.586	0.476	0.411	0.365
2.5	5.4	0.621	0.511	0.446	0.401
3.0	7.8	0.650	0.540	0.476	0.430
3.5	10.6	0.675	0.565	0.500	0.454

Tabell 7.2.4 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) för olika röravstånd B (m) och rördiameter  $2R_o$  (m) enligt formel 7.2.28. Hexagonalt rörgitter,  $\lambda = 1.0$  W/mK.

## 7.2.4.2 Excentriskt rör i cylinderregion. Hexagonalt rörgitter

Ett rör är excentriskt beläget i en cylinderregion. Låt  $bR_1$  vara avståndet mellan röret och cylinderregionens mittpunkt. Se figur 7.2.4.



Figur 7.2.4 Excentriskt rör i cylinderregion.

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall är:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_0) - \frac{3}{4} + b^2 - \ln(1 - b^2) \right\} \quad (7.2.29)$$

$$R_0 \ll R_1 \quad R_0 < (1 - b)R_1$$

## 7.2.4.3 Jämförelse mellan koncentrisk och excentrisk placering av rör i cylinderregion.

I tabell 7.2.5 ges kvoten av värmemotståndet  $m_g$  för excentriskt (formel 7.2.29) och koncentriskt rör (formel 7.2.27).

	b			
	0.05	0.10	0.25	0.50
20	1.002	1.009	1.057	1.239
40	1.002	1.007	1.043	1.183
60	1.001	1.006	1.038	1.161
80	1.001	1.006	1.035	1.148

Tabell 7.2.5 Kvoten mellan värmemotstånden  $m_g$  för excentriskt och koncentriskt rör.

Det framgår av tabell 7.2.5 att värmemotståndet  $m_g$  är tämligen okänsligt för måttliga avvikelser från koncentrisk placering av röret i cylinderregionen.

#### 7.2.4.4 Rektangulärt rörgitter

I ett rektangulärt gitter får varje rör en rektangulär omgivande region enligt höger bild i figur 7.2.1.

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall blir:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln\left(\frac{B}{2\pi R_o}\right) + \frac{\pi B_1}{6B} \right\} \quad (7.2.30)$$

$$B \leq B_1 \quad R_o \ll B$$

I tabell 7.2.6 visas hur värmemotståndet  $m_g$  beror av kvoten  $B/B_1$  vid given tvärsnittsarea för följande data:

$$A_p = 16 \text{ m}^2 \quad R_o = 0.0445 \text{ m}$$

$$\lambda = 3.5 \text{ W/mK}$$

$B_1/B$	1.0	1.2	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
$m_g$	0.145	0.145	0.147	0.153	0.160	0.167	0.185	0.203

Tabell 7.2.6 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med  $B_1/B$  vid given tvärsnittsarea  $A_p$  för rektangulärt rörgitter enligt formel 7.2.30. Övriga data enligt ovan.

Variationen av  $m_g$  är mindre än 5% för  $1 \leq B_1/B \leq 2$ .

Tabell 7.2.6 visar att måttliga avvikelser från kvadratisk placering av rören i gittret ej ger nämnvärt försämrade värmeöverföringsegenskaper.



## 7.2.4.5 Jämförelse mellan hexagonalt och kvadratisk rörgitter

I tabell 7.2.7 görs en jämförelse mellan värmemotståndet  $m_g$  för hexagonalt och kvadratisk rörgitter. Följande data användes:

$$R_0 = 0.0445 \text{ m} \quad \lambda = 3.5 \text{ W/mK}$$

Jämförelsen görs vid samma tvärsnittsarea:

$$B = B_1 \quad A_p = B^2 = \pi R_1^2$$

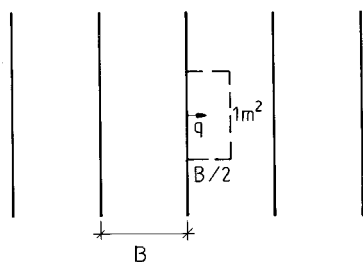
$A_p$ (m <sup>2</sup> )	5	10	15	20	25
B (m)	2.24	3.16	3.87	4.47	5.00
$R_1$ (m)	1.26	1.78	2.19	2.52	2.82
$m_g$ hexagonalt	0.1180	0.1337	0.1430	0.1495	0.1546
$m_g$ rektangulärt	0.1184	0.1341	0.1433	0.1499	0.1549

Tabell 7.2.7 Jämförelse mellan värmemotståndet  $m_g$  för hexagonalt och kvadratisk rörgitter. Övriga data enligt ovan.

Tabellen visar att hexagonalt och kvadratisk rörgitter ger likvärdiga värmeöverföringsegenskaper om tvärsnittsarean är densamma.

## 7.2.4.6 Plana markvärmväxlare

Värmeöverföringen mellan värmebäraren och omgivande mark sker via parallella rader av plana markvärmväxlare. Avståndet mellan raderna är B. Se figur 7.2.5.



Figur 7.2.5 Parallella rader av plana markvärmväxlare.

Effekten  $q$  anges per ytenhet ( $\text{W}/\text{m}^2$ ). Observera att den plana markvärmväxlaren har två ytor exponerade mot omgivande mark så att effekten  $2q$  avges totalt per  $\text{m}^2$  värmväxlare.

De allmänna formlerna i avsnitt 7.2.3 modifieras något i detta plana fall. Värmeffluet  $q$  får sorten  $\text{W}/\text{m}^2$  i stället för  $\text{W}/\text{m}$ . Låt  $T_y$  beteckna temperaturen i marken direkt utanför den plana värmväxlaren. Värme-motståndet  $m_p$  erhålls här av ett motstånd  $m_y$  med sorten  $\text{K}/(\text{W}/\text{m}^2)$ . Följande samband gäller:

$$T_f - T_y = q \cdot m_y \quad (7.2.31)$$

$$T_y - T_m = q \cdot m_g$$

$$T_f - T_m = q \cdot (m_y + m_g) = q \cdot m_{sf}$$

Markens värmemotstånd  $m_g$  ( $\text{K}/(\text{W}/\text{m}^2)$ ) ges av:

$$m_g = \frac{B}{6\lambda} \quad (7.2.32)$$

I tabell 7.2.8 visas variationen av värmemotståndet  $m_g$  med avståndet  $B$  mellan markvärmväxlarna då markens värmeledningsförmåga är  $1.0 \text{ W}/\text{mK}$ .

B	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0
$m_g$	0.167	0.333	0.500	0.667	0.833	1.000	1.167

Tabell 7.2.8 Variation av  $m_g$  med avståndet B mellan rader av plana markvärmväxlare enligt formel 7.2.32,  $\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$ .

### 7.2.5 Värmemotståndet $m_{sf}$ för markvärmväxlare med symmetriska kanaler

Värmväxlingen mot omgivande mark förutsätts i detta avsnitt ske från ett antal symmetriskt belägna strömningskanaler i markvärmväxlaren. Dessa kanaler har samma dimensioner och värmeöverförande egenskaper. Den avgivna effekten till omgivande material är lika stor från varje värmväxlarekanal. Inmatad effekt  $q$  per meter markvärmväxlare är enligt formel 7.2.16 lika med  $Q_p/H$ .

I detta avsnitt skall följande tre typer av markvärmväxlare analyseras:

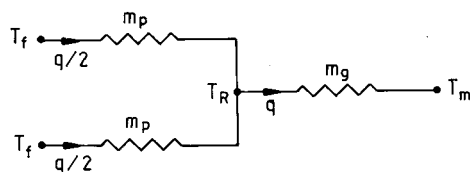
1. U-rör i lera. Markvärmväxlaren består av en eller flera U-formade plastslingor som nedförts i lera.
2. U-rör i värmedrän. Värmedrären består av ett cylindriskt hål i vilket en eller flera U-formade plastslingor har nedsänkts. Värmeöverföringen sker konduktivt från värmebärande fluiden till omgivande lera via sanden i hålet.
3. Borrhål i berg med U-formad innerslang. Markvärmväxlaren består av ett borrhål i vilket en eller flera plastslingor har nedsänkts. Värmeöverföringen sker konduktivt från värmebärande fluiden till omgivande berg via det material som förutom plastslingorna uppfyller borrhålet.

Den termiska analysen av U-rör i värmedrän och borrhål i berg med U-formad innerslang är densamma. Dessa två fall behandlas därför ej i skilda avsnitt.

För en markvärmväxlare med två symmetriskt belägna värmväxlarkana-  
ler (enkelt U-rör i lera eller värmedrän, enkel U-formad innerslang  
i borrhål) kan värmemotståndet  $m_{sf}$  uppdelas i två komponenter en-  
ligt:

$$m_{sf} = m_g + m_p/2 \quad (7.2.33)$$

Den termiska processen kan åskådliggöras som en värmeströmningskrets  
enligt figur 7.2.6. De två värmemotstånden  $m_p$  mellan kanalerna och  
marken är parallellkopplade. Det totala motståndet mellan  $T_f$  och  $T_R$   
blir då  $m_p/2$ .

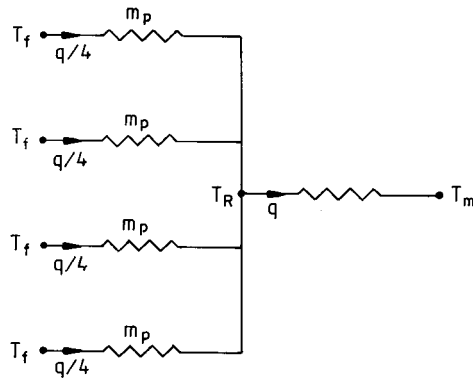


Figur 7.2.6 Värmeströmningskrets för markvärmväxlare med två  
symmetriska värmväxlarkanaler.

Då markvärmväxlaren består av fyra symmetriskt belägna värmväxlarkana-  
ler (dubbelt U-rör i lera eller värmedrän, dubbel U-formad inner-  
slang i borrhål) kan värmemotståndet  $m_{sf}$  skrivas:

$$m_{sf} = m_g + m_p/4 \quad (7.2.34)$$

Värmeströmningskretsen för detta fall, där man får fyra parallell-  
kopplade motstånd  $m_p$ , visas i figur 7.2.7.

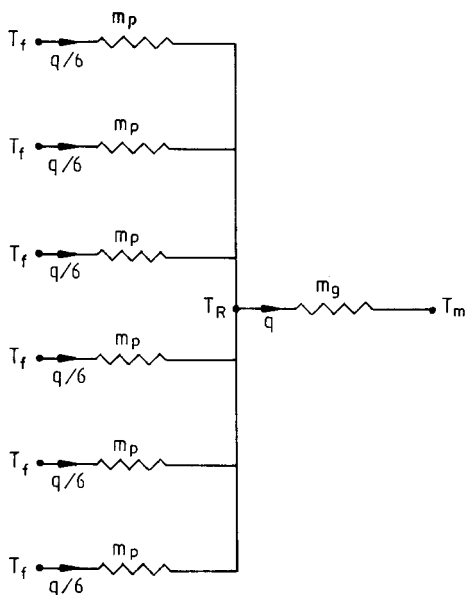


Figur 7.2.7 Värmeströmningskrets för markvärmväxlare med fyra symmetriska värmväxlarkanaler.

För sex symmetriskt belägna värmväxlarkanaler (trippelt U-rör i lera eller värmedrän, trippelt U-formad innerslang i borrhål) ges värmemotståndet  $m_{sf}$  av:

$$m_{sf} = m_g + m_p/6 \quad (7.2.35)$$

Figur 7.2.8 visar värmeströmningskretsen för detta fall.

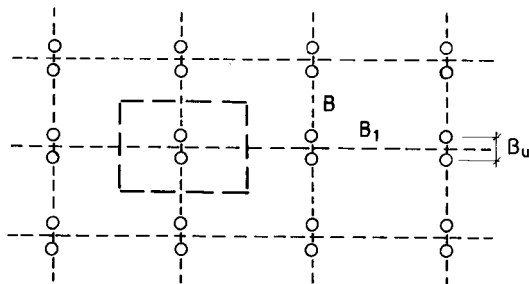


Figur 7.2.8 Värmeströmningskrets för markvärmväxlare med sex symmetriska värmväxlarkanalerna.

Formler för markens värmemotstånd  $m_g$  ges i detta avsnitt. Värmemotståndet  $m_p$  mellan värmebärarfluid och materialet omedelbart utanför plastslungan består av tre komponenter: värmövergångsmotståndet  $m_{fc}$  mellan fluiden i plaströret och plaströrets innervägg (se avsnitt 7.2.8.1), värmemotståndet  $m_p'$  över plastmaterialet (se avsnitt 7.2.8.3) samt ett kontaktmotstånd  $m_c$  mot omgivande material (se avsnitt 7.2.8.4).

#### 7.2.5.1 Enkelt U-rör i rektangulärt rörgitter

För ett enkelt U-rör i ett rektangulärt rörgitter används beteckningar enligt figur 7.2.9.



Figur 7.2.9 Enkelt U-rör i rektangulärt rörgitter.

Avståndet mellan U-rörets skänklar är  $B_u$ .

Värmemotståndet  $m_g$  blir för detta fall:

$$m_g = \frac{1}{4\pi\lambda} \left\{ \ln\left(\frac{B}{2\pi R_p}\right) + \frac{\pi B_1}{3B} + \ln\left(\frac{1}{2 \sin(\pi B_u/B)}\right) \right\} \quad (7.2.36)$$

$$B \leq B_1 \quad R_p \ll B \quad R_p \ll B_u$$

I tabell 7.2.9 visas variationen av  $m_g$  med  $B_u$  för ett kvadratisk rörgitter. Följande data gäller:

$$B_1 = B = 2 \text{ m} \quad R_p = 0.0125$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

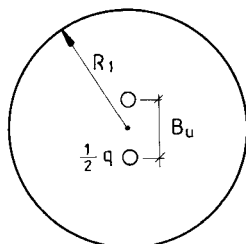
$B_u$	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
$m_g$	0.488	0.433	0.402	0.379	0.362	0.349	0.337

Tabell 7.2.9 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med  $B_u$  (m) för enkelt U-rör i kvadratisk rörgitter enligt formel 7.2.36. Övriga data enligt ovan.

Det framgår ur tabell 7.2.9 att värmemotståndet  $m_g$  är relativt starkt beroende av skänkelavståndet  $B_u$ .

## 7.2.5.2 Enkelt U-rör i hexagonalt rörgritter

För ett enkelt U-rör i ett hexagonalt rörgritter användes beteckningar enligt figur 7.2.10.



Figur 7.2.10 Enkelt U-rör i hexagonalt rörgritter

Avståndet mellan U-rörets skänklar betecknas  $B_u$ . Parametern  $b$  ges av:

$$b = B_u / (2R_1) \quad (7.2.37)$$

Radien  $R_1$  definieras av sambanden 7.2.1-2. Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall kan skrivas:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_p) - \frac{3}{4} + b^2 - \frac{1}{2} \ln(1 - b^4) - \frac{1}{2} \ln(B_u/R_p) \right\} \quad (7.2.38)$$

$$R_p \ll R_1 \quad R_p < (1 - b)R_1 \quad B_u > 3R_p$$

Här är  $R_p$  rörets ytterradie.

I tabell 7.2.10 visas variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelmotståndet  $B_u$ . Följande data gäller:

$$B = 2 \text{ m} \quad R_p = 0.008 \text{ m}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$



$B_u$	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
$m_g$	0.511	0.456	0.424	0.402	0.385	0.372	0.361

Tabell 7.2.10 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med skänkelavståndet  $B_u$  för ett enkelt U-rör i hexagonalt rörgitter enligt formel 7.2.38. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  minskar enligt detta exempel med 20% då avståndet mellan U-rörets skänklar ökar från 0.10 meter till 0.35 m.

#### 7.2.5.3 Jämförelse mellan enkelt U-rör i hexagonalt och kvadratisk rörgitter

I tabell 7.2.11 ges variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$  för enkelt U-rör i hexagonalt och kvadratisk rörgitter. Tvärsnittsarean är densamma för de två rörgittern. Följande data gäller:

$$R_p = 0.010 \text{ m} \quad \lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

$$A_p = 4 \text{ m}^2$$

$$\text{Hexagonalt rörgitter} \quad B = 2.15 \text{ m}$$

$$\text{Kvadratisk rörgitter} \quad B = 2.0 \text{ m}$$

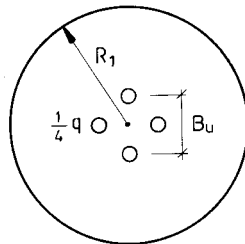
$B_u$ (m)	0.05	0.10	0.20	0.40
$m_g$ (hexagonalt)	0.5048	0.4499	0.3957	0.3443
$m_g$ (kvadratisk)	0.5061	0.4512	0.3970	0.3458

Tabell 7.2.11 Variation av värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) med skänkelavståndet  $B_u$  för hexagonalt (formel 7.2.38) och kvadratisk (formel 7.2.36) rörgitter med samma tvärsnittsarea. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  är enligt tabell 7.2.11 med god noggrannhet lika för hexagonalt och kvadratisk rörgitter med samma tvärsnittsarea.

#### 7.2.5.4 Dubbelt U-rör i hexagonalt rörgitter

I denna utformning av markvärmväxlaren används två U-rör. U-rörens skänklar är symmetriskt placerade enligt figur 7.2.11.



Figur 7.2.11 Dubbelt U-rör i hexagonalt rörgitter.

Avståndet mellan ett U-rörs skänklar betecknas  $B_u$  enligt figur 7.2.11. Här avses två motstående skänklar. Parametern  $b$  ges av formel 7.2.37. Tvärsnittsareans radie  $R_1$  ges av formel 7.2.1-2.

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall är:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_p) - \frac{3}{4} + b^2 - \frac{1}{4} \ln(1 - b^8) - \frac{3}{4} \ln(B_u/R_p) + 0.1733 \right\}$$

$$R_p \ll R_1 \quad R_p < (1 - b)R_1 \quad B_u > 3R_p \quad (7.2.39)$$

Rörets ytterrädie betecknas  $R_p$ .

Tabell 7.2.12 visar variation av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$ . Följande data gäller:

$$B = 2 \text{ m} \quad R_p = 0.008 \text{ m}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

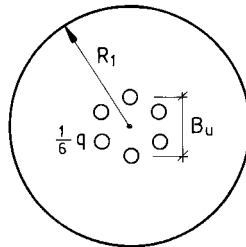
$B_u$	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
$m_g$	0.466	0.383	0.335	0.302	0.276	0.255	0.238

Tabell 7.2.12 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med skänkelavståndet  $B_u$  (m) för ett dubbelt U-rör i hexagonalt rör-gitter enligt formel 7.2.39. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  minskar enligt detta exempel med 38% då avståndet mellan U-rörets skänklar ökar från 0.10 meter till 0.35 meter.

#### 7.2.5.5 Trippelt U-rör i hexagonalt rör-gitter

Här används tre U-rör i markvärmväxlaren. Placering av U-rörens skänklar framgår av figur 7.2.12.



Figur 7.2.12 Trippelt U-rör i hexagonalt rör-gitter.

Avståndet mellan ett U-rörs skänklar betecknas  $B_u$  enligt figur 7.2.12. Här avses två motstående skänklar. Parametern  $b$  ges av formel 7.2.37. Tvärsnittsareans radie  $R_1$  definieras av formel 7.2.1-2.

Värmemotståndet  $m_g$  ges av:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_p) - \frac{3}{4} + b^2 - \frac{1}{6} \ln(1-b^2) - \frac{5}{6} \ln(B_u/R_p) + 0.2790 \right\}$$

$$R_p \ll R_1 \quad R_p < (1-b)R_1 \quad B_u > 3R_p \quad (7.2.40)$$

Rörets ytterradie betecknas  $R_p$ .

Tabell 7.2.13 visar variation av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$ . Följande data gäller:

$$B = 2 \text{ m} \quad R_p = 0.008 \text{ m}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

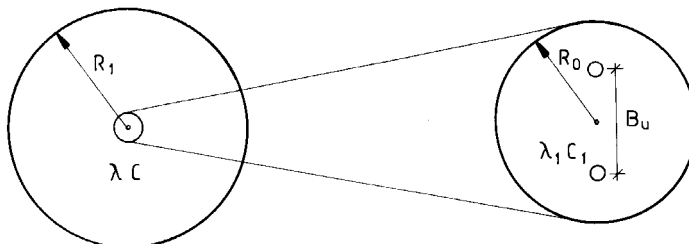
$B_u$	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
$m_g$	0.458	0.367	0.313	0.276	0.247	0.224	0.205

Tabell 7.2.13 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med skänkelavståndet  $B_u$  (m) för ett trippelt U-rör i hexagonalt rör-gitter enligt formel 7.2.40. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  minskar enligt detta exempel med 44% då avståndet mellan U-rörens skänklar ökar från 0.10 meter till 0.35 meter.

#### 7.2.5.6 Enkelt U-rör i värmedrän. Enkel U-formad innerslang i borrhål

För ett enkelt U-rör i värmedrän och en enkel U-formad innerslang i borrhål används beteckningar enligt figur 7.2.13.



Figur 7.2.13 Enkelt U-rör i värmedrän eller enkel U-formad innerslang i borrhål.

U-rörets slang har ytterradien  $R_p$ . Värmedränens eller borrhålets radie är  $R_o$ . I värmedrären eller i borrhålet är  $\lambda_1$  fyllnadsmaterialets värmeledningsförmåga och  $C_1$  dess volymetriska värmekapacitet. För värmekapacitet och värmeledningsförmåga i omgivande mark används som vanligt beteckningarna  $C$  och  $\lambda$ . Tvärsnittsareans radie  $R_1$  ges av formel 7.2.1-2, då värmedrärerna ligger i ett hexagonalt gitter. Avståndet mellan U-rörets skänklar i hålet betecknas  $B_u$ . Parametern  $b$  ges av:

$$b = B_u / (2R_o) \quad (7.2.41)$$

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall ges av följande uttryck:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda_1} \left[ \ln\left(\frac{R_o}{R_p}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{B_u}{R_p}\right) + \frac{1}{2} \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \ln(1-b^4) - \gamma_3(1-b^2) + \frac{1}{4} \gamma_3^2 \right] - f_1 \right\} \quad (7.2.42)$$

$$R_p \ll R_o < R_1 \quad R_p < (1-b)R_o \quad B_u > 3R_p$$

$$f_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \left[ \ln(R_1^2/R_o^2) - 1 + R_o^2/R_1^2 \right] \right\}$$

$$\gamma_1 = C\pi R_1^2 / C_T \quad \gamma_2 = C\pi (R_1^2 - R_o^2) / C_T$$

$$\gamma_3 = C_1\pi R_o^2 / C_T \quad C_T = \pi \{ CR_1^2 + (C_1 - C)R_o^2 \}$$

Tabell 7.2.14 visar variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$  för värmedrän i lera. Följande data gäller:

$$R_p = 0.01 \text{ m}$$

$$R_o = 0.10 \text{ m}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

$$\lambda_1 = 2.0 \text{ W/mK}$$

$$C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$C_1 = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$B = 2 \text{ m}$$

$B_u$	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18
$m_g$	0.350	0.344	0.340	0.338	0.340

Tabell 7.2.14 Variation av  $m_g$  (K/(W/m)) med skänkelavståndet  $B_u$  (m) för ett enkelt U-rör i värmedrän enligt formel 7.2.42. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  är för detta fall relativt okänsligt för avståndet  $B_u$  mellan U-rörets skänklar. Värdet på  $m_g$  har ett svagt minimum för  $B_u \approx 0.16$  m.

Värmedrånens värmeöverföringsförmåga beror även av sandens termiska egenskaper. I tabell 7.2.15 visas variationen av värmemotståndet  $\lambda_1$ . Skänkelavståndet  $B_u$  varieras i steg på 0.01 meter och det lägsta värdet på  $m_g$  väljes för ett givet  $\lambda_1$ . Övriga grunddata är desamma som för tabell 7.2.14.

$\lambda_1$	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
$B_u$	0.18	0.17	0.16	0.16	0.15	0.15
$m_g$	0.394	0.360	0.338	0.323	0.313	0.306

Tabell 7.2.15 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av sandens värmeledningsförmåga  $\lambda_1$  (W/mK) för ett enkelt U-rör i värmedrän enligt formel 7.2.42 för optimalt skänkelavstånd  $B_u$  (m). Samma data som för tabell 7.2.14.

Värmemotståndet  $m_g$  minskar med 7% då sandens värmeledningsförmåga ökas från 2.0 W/mK till 3.0 W/mK. Det framgår ur tabell 7.2.15 att skänkelavståndet  $B_u$  kan minskas då värmeledningsförmågan  $\lambda_1$  ökas.

I tabell 7.2.16 visas variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$  för en enkel U-formad innerslang i ett vattenfyllt borrhål. Följande data gäller:

$$\begin{aligned}
 R_p &= 0.01 \text{ m} & R_o &= 0.0575 \text{ m} \\
 \lambda &= 3.5 \text{ W/mK} & \lambda_1 &= 0.6 \text{ W/mK} \\
 C &= 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} & C_1 &= 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\
 B &= 3.5 \text{ m}
 \end{aligned}$$

Man skall här observera att man enbart tar hänsyn till ren konduktiv värmeledning i vattnet. Genom egenkonvektion i vattnet kan man få en ökad värmeöverföring.

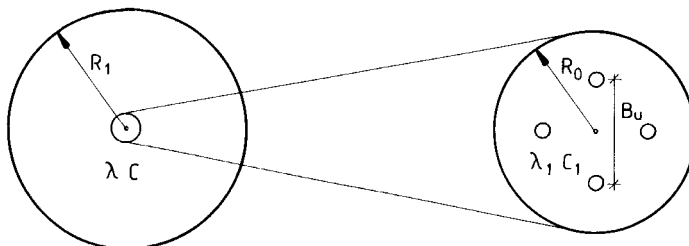
$B_u$	0.070	0.075	0.080	0.085	0.090	0.095
$m_g$	0.315	0.301	0.286	0.270	0.251	0.230

Tabell 7.2.16 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  (m) för enkel U-formad inner-slang i vattenfyllt borrhål. Övriga data enligt ovan.

Avståndet mellan U-rörets skänklar bör väljas så stort som möjligt ( $B_u = 0.095$  m), dvs skänklarna bör vidröra berget vid borrhålets kant.

#### 7.2.5.7 Dubbelt U-rör i värmedrän. Dubbel U-formad inner-slang i borrhål.

De beteckningar som används för ett dubbelt U-rör i värmedrän och för en dubbel U-formad innerslang i borrhål visas i figur 7.2.14.



Figur 7.2.14 Dubbelt U-rör i värmedrän eller dubbel U-formad inner-slang i borrhål.

Slangarnas ytterrädie betecknas  $R_0$ . Värmedränens eller borrhålets radi är  $R$ . I värmedrären eller i borrhålet är  $\lambda_1$  fyllnadsmaterialets värmeledningsförmåga och  $C_1$  dess värmekapacitet. Tvärsnittsareans radi  $R_1$  ges av formel 7.2.1-2. Avståndet mellan U-rörets skänklar är  $B_u$ . Parametern  $b$  definieras av formel 7.2.41.

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall blir:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda_1} \left[ \ln\left(\frac{R_0}{R_p}\right) - \frac{3}{4} \ln\left(\frac{B_u}{R_p}\right) + 0.1733 + \frac{1}{4} \cdot \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \ln(1-b^8) - \gamma_3(1-b^2) + \frac{1}{4} \gamma_3^2 \right] - f_1 \right\} \quad (7.2.43)$$

$$f_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \left( \ln(R_1^2/R_0^2) - 1 + R_0^2/R_1^2 \right) \right\}$$

$$\gamma_1 = C\pi R_1^2/C_T$$

$$\gamma_2 = C\pi(R_1^2 - R_0^2)/C_T$$

$$\gamma_3 = C_1\pi R_0^2/C_T$$

$$C_T = \pi \{ CR_1^2 + (C_1 - C)R_0^2 \}$$

$$R_p \ll R_0 < R_1 \quad R_p < (1-b)R_1 \quad B_u > 3R_p$$

I tabell 7.2.17 ges värmemotståndet  $m_g$  som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  för dubbelt U-rör i värmedrän. Följande data gäller:

$$R_p = 0.01 \text{ m}$$

$$R_0 = 0.10 \text{ m}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

$$\lambda_1 = 2.0 \text{ W/mK}$$

$$C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$C_1 = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$B = 2 \text{ m}$$



$B_u$	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18
$m_g$	0.317	0.306	0.298	0.291	0.286

Tabell 7.2.17 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  (m) för dubbelt U-rör i värmedrän enligt formel 7.2.43. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  har sitt lägsta värde då U-rörets skänklar vidrör leran vid hålets kanter.

Tabell 7.2.18 visar variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$  för enkel U-formad innerslang i borrhål med vatten. Följande värden gäller:

$$\begin{aligned}
 R_p &= 0.01 \text{ m} & R_o &= 0.0575 \text{ m} \\
 \lambda &= 3.5 \text{ W/mK} & \lambda_1 &= 0.6 \text{ W/mK} \\
 C &= 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} & C_1 &= 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\
 B &= 3.5 \text{ m}
 \end{aligned}$$

Konvektiv värmetransport i vattnet i borrhålet försummas.

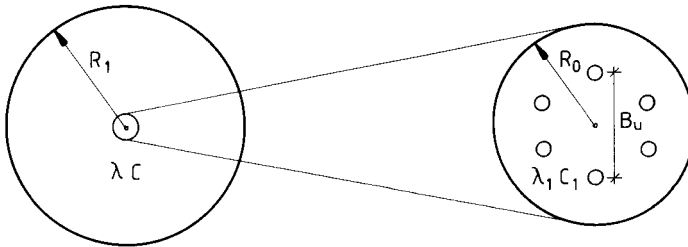
$B_u$	0.070	0.075	0.080	0.085	0.090	0.095
$m_g$	0.245	0.231	0.217	0.203	0.189	0.174

Tabell 7.2.18 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  (m) för dubbel U-formad innerslang i borrhålet enligt formel 7.2.43. Övriga data enligt ovan.

Avståndet mellan U-rörets skänklar bör förstås väljas så stort som möjligt ( $B_u = 0.095$  m), dvs skänklarna bör vidröra berget vid borrhålets kant.

7.2.5.8 Trippelt U-rör i värmedrän. Trippel U-formad inner-slang i borrhål.

För ett trippelt U-rör i värmedrän och en trippel U-formad inner-slang i borrhål används beteckningar enligt figur 7.2.15.



Figur 7.2.15 Trippelt U-rör i värmedrän eller trippel U-formad innerslang i borrhål.

Slangarnas ytterradie betecknas  $R_p$ . Värmedränens eller borrhålets radie är  $R_0$ . I värmedränen eller i borrhålet är  $\lambda_1$  fyllnadsmaterialets värmeledningsförmåga och  $C_1$  dess värmekapacitet. Tvärsnittsareans radie  $R_1$  ges av formel 7.2.1-2. Avståndet mellan U-rörets skänklar är  $B_u$ . Parametern  $b$  definieras av formel 7.2.41.

Värmemotståndet  $m_g$  för detta fall ges av:

$$m_g = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda_1} \left[ \ln\left(\frac{R_0}{R_p}\right) - \frac{5}{6} \ln\left(\frac{B_u}{R_p}\right) \right] + 0.2789 + \frac{1}{6} \cdot \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \ln(1 - b^2) \right\} - \gamma_3 \left( 1 - b^2 \right) + \frac{1}{4} \gamma_3^2 \quad (7.2.44)$$

$$f_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \left( \ln(R_1^2/R_0^2) - 1 + R_0^2/R_1^2 \right) \right\}$$

$$\gamma_1 = C\pi R_1^2 \quad \gamma_2 = C\pi (R_1^2 - R_0^2)/C_T$$

$$\gamma_3 = C_1\pi R_0^2/C_T \quad C_T = \pi \{ CR_1^2 + (C_1 - C)R_0^2 \}$$

$$R_p \ll R_0 < R_1 \quad R_p < (1 - b)R_1 \quad B_u > 3R_p$$

I tabell 7.2.19 ges värmemotståndet  $m_g$  som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  för trippelt U-rör i värmedrän. Följande data gäller:

$$\begin{aligned} R_p &= 0.01 \text{ m} & R_o &= 0.10 \text{ m} \\ \lambda &= 1.0 \text{ W/mK} & \lambda_1 &= 2.0 \text{ W/mK} \\ C &= 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K} & C_1 &= 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\ B &= 2 \text{ m} \end{aligned}$$

$B_u$	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18
$m_g$	0.310	0.298	0.288	0.280	0.273

Tabell 7.2.19 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  (m) för trippelt U-rör i värmedrän enligt formel 7.2.44. Övriga data enligt ovan.

Värmemotståndet  $m_g$  är i detta fall lägst då U-rörets skänklar vidrör leran vid hålets kanter.

Tabell 7.2.20 visar variationen av värmemotståndet  $m_g$  med skänkelavståndet  $B_u$  för trippelt U-formad innerslang i borrhål med vatten. Följande data gäller:

$$\begin{aligned} R_p &= 0.01 \text{ m} & R_o &= 0.0575 \text{ m} \\ \lambda &= 3.5 \text{ W/mK} & \lambda_1 &= 0.6 \text{ W/mK} \\ C &= 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} & C_1 &= 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\ B &= 3.5 \text{ m} \end{aligned}$$

Konvektiv värmetransport i vattnet i borrhålet beaktas ej.

$B_u$	0.070	0.075	0.080	0.085	0.090	0.095
$m_g$	0.231	0.215	0.201	0.187	0.174	0.160

Tabell 7.2.20 Värmemotståndet  $m_g$  (K/(W/m)) som funktion av skänkelavståndet  $B_u$  (m) för trippel U-formad innerslang i borrhål enligt formel 7.2.44. Övriga data enligt ovan.

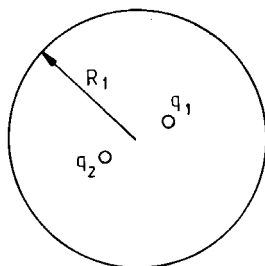
Avståndet mellan U-rörets skänklar bör väljas så att skänklarna vidrör berget vid borrhålets kant.

#### 7.2.6 Värmemotståndet $m_{sf}$ för markvärmväxlare med asymmetriska kanaler

I de två föregående avsnitten har  $m_{sf}$  angivits för markvärmväxlare med en kanal och med två eller flera lika kanaler. Om kanalerna ligger asymmetriskt eller på annat sätt är olika, får man normalt olika värmeflöden från de olika kanalerna. Detta allmänare fall skall diskuteras i detta avsnitt för två eller flera slangar i homogen mark. Slangar i en drän eller ett borrhål behandlas ej.

##### 7.2.6.1 Två olika kanaler i homogen mark

Markvärmväxlarna med sina två kanaler kan ligga i ett hexagonalt gitter enligt figur 7.2.1 så att varje värmväxlare kan tillskrivas ett cirkulärt område med en radie  $R_1 = 0.525B$  enligt (7.2.1). Se figur 7.2.16.

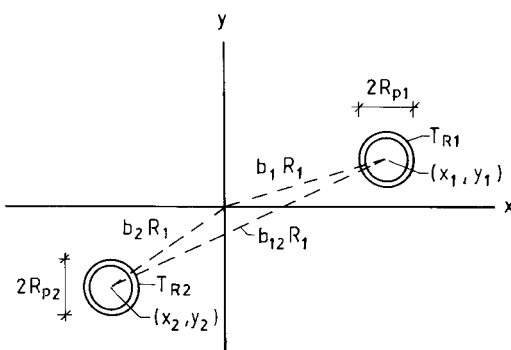


Figur 7.2.16 Markvärmväxlare med två slangar i cylinderregion. De angivna effekterna är  $q_1$  och  $q_2$  (W/m).

Slangarna avger vid en effektpuls med längre varaktighet effekterna  $q_1$  och  $q_2$  (W/m). Den totala effekten per meter markvärmväxlare ges av summan:

$$q = q_1 + q_2 \quad (7.2.45)$$

Koordinaterna för slangarnas mittpunkter är  $(x_1, y_1)$  och  $(x_2, y_2)$ . Slangarnas ytterradii är  $R_{p1}$  respektive  $R_{p2}$ . Avstånden till origo betecknas  $b_1 R_1$  och  $b_2 R_1$ , medan avståndet mellan slangarna är  $b_{12} R_1$ .



Figur 7.2.17 Beteckningar för de två slangarna.

Enligt figur 7.2.17 gäller för avstånden:

$$b_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}/R_1 \quad b_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}/R_1$$

$$b_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}/R_1 \quad (7.2.46)$$

Temperaturen i marken strax utanför slangarna betecknas  $T_{R1}$  respektive  $T_{R2}$ . Fluidtemperaturen  $T_f$  är densamma i båda slangarna. Den allmänna situationen med olika fluidtemperaturer på grund av variationer längs kanalerna behandlas i avsnitt 7.2.9. Låt  $m_{p1}$  och  $m_{p2}$  (K/(W/m)) vara värmemotstånden mellan fluid och mark för de två slangarna. Uttryck för dessa ges i avsnitt 7.2.8. Definitionsmässigt gäller nu:

$$\begin{cases} T_f - T_{R1} = q_1 \cdot m_{p1} \\ T_f - T_{R2} = q_2 \cdot m_{p2} \end{cases} \quad (7.2.47)$$

Medeltemperaturen i cylinderregionen betecknas som vanligt  $T_m$ . Genom att approximera slangarna med så kallade linjekällor får man följande linjära samband mellan flöden och temperaturdifferenser:

$$\begin{cases} T_{R1} - T_m = q_1 \cdot m_1 + q_2 \cdot m_{12} \\ T_{R2} - T_m = q_2 \cdot m_2 + q_1 \cdot m_{12} \end{cases} \quad (7.2.48)$$

De tre värmemotstånden  $m_1$ ,  $m_2$  och  $m_{12}$  (K/(W/m)) ges av följande uttryck:

$$m_1 = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_{p1}) - \frac{3}{4} + b_1^2 - \ln(1 - b_1^2) \right\} \quad (7.2.49)$$

$$m_2 = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_1/R_{p2}) - \frac{3}{4} + b_2^2 - \ln(1 - b_2^2) \right\}$$

$$m_{12} = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{1}{2}(b_1^2 + b_2^2) - \frac{3}{4} - \ln(b_{12}) - \ln(b'_{12}) \right\}$$

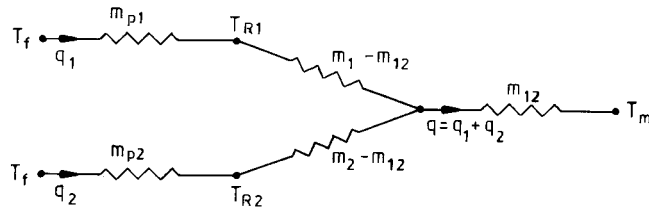
$$(b'_{12})^2 = (b_{12})^2 + (1 - b_1^2)(1 - b_2^2)$$

$$b_1 \ll 1, \quad b_2 \ll 1, \quad b_{12}R_1 < 1.5(R_{p1} + R_{p2})$$

Ekvationssystemet (7.2.48) kan omformas till följande uttryck:

$$\begin{cases} T_{R1} - T_m = q_1(m_1 - m_{12}) + (q_1 + q_2) \cdot m_{12} \\ T_{R2} - T_m = q_2(m_2 - m_{12}) + (q_1 + q_2) \cdot m_{12} \end{cases} \quad (7.2.50)$$

Ekvationerna (7.2.47) och (7.2.50) representeras i figur 7.2.18 av en värmeströmningskrets.



Figur 7.2.18 Värmeströmningskrets för två rör i cylinderregion enligt ekvationerna (7.2.47) och (7.2.50).

Värmemotståndet  $m_{sf}$  mellan fluiden och marken, dvs mellan temperaturerna  $T_f$  och  $T_m$ , erhålles genom att parallellkoppla de två grenarnas värmemotstånd och seriekoppla detta med  $m_{12}$  enligt figur 7.2.18. Således gäller:

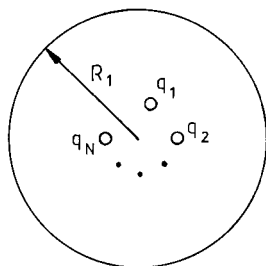
$$m_{sf} = \frac{1}{\frac{1}{m_{p1} + m_1 - m_{12}} + \frac{1}{m_{p2} + m_2 - m_{12}}} + m_{12} \quad (7.2.51)$$

Värmemotståndet  $m_{sf}$  avser det totala flödet  $q$ . Enligt formel 7.2.20 gäller:

$$T_f - T_m = q \cdot m_{sf} = (q_1 + q_2) \cdot m_{sf} \quad (7.2.52)$$

### 7.2.6.2 N stycken kanaler i homogen mark

Värmeväxlaren består av  $N$  stycken parallella kanaler eller slangar i homogen mark. Värmeväxlarna kan ligga i ett hexagonalt gitter så att en värmeväxlare med sina  $N$  stycken kanaler kan tillskrivas en cirkulär omgivande region. Se figur 7.2.19.



Figur 7.2.19 Markvärmesväxlare med  $N$  stycken slangar i en cylinderregion.

Slang  $i$  avger effekten  $q_i$  (W/m) för en effektpuls med längre varaktighet. Det totala effektfördet ges av summan:

$$q = \sum_{i=1}^N q_i \quad (\text{W/m}) \quad (7.2.53)$$

Mittpunkten på slang  $i$  har koordinaterna  $(x_i, y_i)$ . Avståndet till origo ges av  $b_i$ :

$$b_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2} / R_1 \quad (7.2.54)$$

Avståndet mellan slangarna  $i$  och  $j$  ges av  $b_{ij}$ :

$$b_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} / R_1 \quad (7.2.55)$$

Låt  $m_{pi}$  vara värmemotståndet mellan fluiden och angränsande mark för slang  $i$ . Uttryck för motståndet anges i avsnitt 7.2.8. Då gäller för de olika slangarna, då  $T_{Ri}$  är temperaturen i marken strax utanför slang  $i$ :

$$T_f - T_{Ri} = q_i \cdot m_{pi} \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (7.2.56)$$

Mellan temperaturskillnaderna  $T_{Ri} - T_m$  och flödena  $q_i$  gäller linjära samband av följande typ:



$$T_{Ri} - T_m = m_i \cdot q_i + \sum_{j \neq i} m_{ij} \cdot q_j \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (7.2.57)$$

Summationen i högra ledet skall ske över alla  $j$  från 1 till  $N$  med undantag av  $j = i$ . Motstånden  $m_i$  och  $m_{ij}$  ges av följande uttryck:

$$m_i = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \ln(R_i/R_{pi}) - \frac{3}{4} + b_i^2 - \ln(1 - b_i^2) \right\} \quad (7.2.58)$$

$$m_{ij} = \frac{1}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{1}{2}(b_i^2 + b_j^2) - \frac{3}{4} - \ln(b_{ij}) - \ln(b'_{ij}) \right\} \quad (i \neq j)$$

$$(b'_{ij})^2 = (b_{ij})^2 + (1 - b_i^2)(1 - b_j^2)$$

$$b_i \ll 1 \quad b_{ij} R_i < 1.5(R_{pi} + R_{pj})$$

Det är värt att notera att matriselementen  $m_{ij}$  och  $m_{ji}$  är lika.

Kombineras ekvationerna (7.2.56) och (7.2.57) erhålles följande slutliga ekvationssystem:

$$T_f - T_m = \sum_{j=1}^N m_{ij} q_j \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (7.2.59)$$

Värmemotståndet  $m_{ii}$  ges av:

$$m_{ii} = m_{pi} + m_i \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (7.2.60)$$

Ekvationssystemet (7.2.59) innehåller motståndsmatrisen  $(m_{ij})$ . Denna har  $N \times N$  element och är symmetrisk.

Låt  $m_{ij}^{-1}$  beteckna elementen i den inversa matrisen. Denna inversa matris får beräknas med någon lämplig numerisk metod. Det inverterade ekvationssystemet blir:

$$q_i = \sum_{j=1}^N m_{ij}^{-1} \cdot (T_f - T_m) \quad (7.2.61)$$

Summation över  $i = 1, 2, \dots, N$  ger det totala flödet  $q$ . Det totala värmemotståndet  $m_{sf}$  vid pulser med längre varaktighet erhålles:

$$q = \frac{T_f - T_m}{m_{sf}} \quad (7.2.62)$$

$$m_{sf} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N m_{ij}^{-1}}$$

Det allmänna uttrycket för  $m_{sf}$  för en markvärmväxlare med  $N$  stycken slangar i homogen mark ges av ovanstående uttryck. Matrisen  $(m_{ij})$  definieras av (7.2.58) och (7.2.60).

### 7.2.7 Periodiska temperaturförlopp

Temperaturförloppet kring en markvärmväxlare kan uppdelas i enklare delprocesser. Det totala förloppet kan bestå av en "steady-flux"-komponent enligt avsnitt 7.2.3 och ett antal överlagrade periodiska komponenter. I detta avsnitt behandlas en rent periodisk komponent. Det totala förloppet erhålls genom superponering enligt avsnitt 3.5.

I avsnitt 5.2 ges en utförlig behandling av periodiska temperaturförlopp för olika fall. Beteckningar från detta avsnitt användes här. Vidare skall olika formler från avsnitt 5.2 för räkning med komplexa storheter utnyttjas. Temperaturfält vid periodiska förlopp kring ett rör i oändlig omgivning behandlas i avsnitt 5.2.2.2. Samband mellan rörtemperatur och värmefflöde ges i avsnitt 5.2.3.2. Periodiskt förlopp i en isolerad cylinderregion behandlas i avsnitt 5.2.4.

I detta avsnitt skall formler för fluidtemperaturen i markvärmväxlaren anges. Den periodiskt varierande temperaturen i marken omedelbart utanför ett rörs yttervägg betecknas med komplex notation enligt:

$$T_R(t) = \hat{T}_R e^{2\pi it/t_0} \quad (7.2.63)$$

Periodtiden är  $t_0$ . Temperaturen i varje punkt i omgivningen och på ränderna varierar med denna periodtid.

Den effekt som tillförs marken per meter markvärmväxlare är med komplex notation:

$$q = \hat{q} \cdot e^{2\pi it/t_0} \quad (7.2.64)$$

Beloppet  $|\hat{q}|$  (W/m) ger effektflödets amplitud, medan fasläget ges av argumentet  $\arg(\hat{q})$ .

Följande beteckningar används:

$$d_0 = \sqrt{\frac{at_0}{\pi}} \quad r_0 = \frac{R_0\sqrt{2}}{d_0} \quad r_1 = \frac{R_1\sqrt{2}}{d_0} \quad (7.2.65)$$

Rörets ytterrädie är  $R_0$ . Cylinderregionens radie  $R_1$  definieras av formel 7.2.1-2. Inträngningsdjupet  $d_0$  för olika värden på värmedifusiviteten  $a$  ges i tabell 5.2.1.

Den komplexvärda fluidtemperaturen är  $\hat{T}_f e^{2\pi it/t_0}$ . Skillnaden mellan fluidtemperaturen och temperaturen (7.2.63) i marken strax utanför är lika med värmeflödet (7.2.64) multiplicerad med värmeövergångsmotståndet  $m_p$  (K/(W/m)). Förkortas den komplexa tidsfaktorn  $e^{2\pi it/t_0}$  bort erhålles:

$$\hat{T}_f - \hat{T}_R = \hat{q} \cdot m_p \quad (7.2.66)$$

Värmeövergångsmotståndet  $m_p$  mellan fluiden och marken omedelbart utanför röret behandlas i avsnitt 7.2.8.

För ett periodiskt förlopp, där inträngningsdjupet  $d_0$ , vilket definieras av (7.2.65), är litet i förhållande till avståndet mellan olika markvärmväxlare, är den termiska influensen mellan dessa försumbar. Det periodiska förloppet blir detsamma som för en markvärmväxlare i oändlig omgivning. Detta fall behandlas i avsnitt 7.2.7.1.

Då markvärmväxlarna inte ligger långt från varandra måste man ta hänsyn till de termiskt influerar varandra. Om värmväxlarna ligger i ett regelbundet gitter kan såsom i avsnitt 7.2.3 markvärmväxlaren tillskrivas en cirkulär omgivande region. Vid denna regions ytterrand  $r = R_1$  skall värmeflödet för den lokala periodiska processen vara noll. Detta fall behandlas i avsnitt 7.2.7.2.

De i avsnitt 7.2.7.1-2 behandlade fallen avser en markvärmväxlare med en enda värmväxlarkanal mot marken. Man har då ingen influens inom en värmväxlare med flera kanaler eller slangar. Detta senare problem behandlas i avsnitt 7.2.7.3.

Termisk influens mellan borrhål diskuteras i avsnitt 10.8.5. Där anges följande kriterier (formel 10.8.5.11) för influens mellan olika markvärmväxlare i ett hexagonalt rörgitter:

$$\text{Försumbar influens: } r_1 = R_1 \sqrt{\frac{2\pi}{at_0}} \geq 3$$

$$\text{Måttlig influens: } 0.8 \leq r_1 \leq 3 \quad (7.2.67)$$

$$\text{Stark influens: } r_1 \leq 0.8$$

För ett kvadratisk rörgitter med avståndet  $B$  mellan brunnarna blir kriterierna (7.2.67):

$$\text{Försumbar influens: } B \geq 2\sqrt{at_0}$$

$$\text{Måttlig influens: } 0.6\sqrt{at_0} \leq B \leq 2\sqrt{at_0} \quad (7.2.68)$$

$$\text{Stark influens: } B \leq 0.6\sqrt{at_0}$$

## Exempel 7.2.5

Lera	$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$	$C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
Kvadratisk rörgitter	$B = 2 \text{ m}$	
Försumbar influens:	$t_0 \leq 40 \text{ dagar}$	
Måttlig influens	$40 \text{ dagar} \leq t_0 \leq 14.5 \text{ månader}$	
Stark influens:	$t_0 \geq 14.5 \text{ månader}$	

## Exempel 7.2.6

Granit	$\lambda = 3.5 \text{ W/mK}$	$C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
Kvadratisk rörgitter	$B = 4 \text{ m}$	
Försumbar influens:	$t_0 \leq 1 \text{ månader}$	
Måttlig influens:	$1 \text{ mån} \leq t_0 \leq 10.6 \text{ månader}$	
Stark influens:	$t_0 \geq 10.6 \text{ månader}$	

Dessa två exempel visar att influensen vid dessa val av avstånd B kan försummas för periodtider kortare än en månad. Stark influens sker endast för grundfrekvensen med periodtiden 1 år.

## 7.2.7.1 Försumbar influens mellan markvärmväxlare med en värmväxlarkanal

I en markvärmväxlare med en enda värmväxlarkanal har man ingen intern influens mellan olika kanaler i samma markvärmväxlare. Kriterier för den termiska influensen från andra markvärmväxlare ges av (7.2.67-68). I ett hexagonalt gitter kan influensen försummas då

$$r_1 = R_1 \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{at_0}} \geq 3 \quad (7.2.69)$$

Radien  $R_1$  ges av formel 7.2.1-2. För ett kvadratisk rörgitter med röravståndet B blir motsvarande villkor:

$$B \geq 2\sqrt{at_0} \quad (7.2.70)$$

I detta avsnitt antas (7.2.69) eller (7.2.70) vara uppfyllt för den aktuella periodtiden  $t_0$ . Formlerna i avsnitt 5.2.2.2 och 5.2.3.2 för ett cylinderrör i en oändlig omgivning är tillämpliga.

Följande beteckningar användes:

$$d_0 = \sqrt{\frac{at_0}{\pi}} \quad r_0 = \frac{R_0\sqrt{2}}{d_0} \quad r' = \frac{r\sqrt{2}}{d_0} \quad (7.2.71)$$

Här är  $d_0$  inträngningsdjupet,  $R_0$  är rörets ytterradie och  $r$  radiellt avstånd från det aktuella rörets centrum.

Temperaturen i marken omedelbart utanför röret ( $r' = r_0$ ) ges av formel 5.2.3.10:

$$\hat{T}_R = \frac{\hat{q}}{2\pi\lambda} A(r_0)e^{-iB(r_0)} \quad (7.2.72)$$

Funktionerna  $A$  och  $B$  ges i figur 5.2.3 och tabell 5.2.2. För  $r_0 < 0.1$  kan det approximativa uttrycket (5.2.3.11) användas.

Fluidtemperaturen  $T_f(t)$  erhålles genom att formlerna 7.2.63, 64 och 72 insättes i formel 7.2.66:

$$T_f(t) = \hat{q} \left[ \frac{1}{2\pi\lambda} A(r_0)e^{-iB(r_0)} + m_p \right] e^{i2\pi t/t_0} \quad (7.2.73)$$

Här är  $m_p$  värmeövergångsmotståndet mellan fluiden och materialet omedelbart utanför rörets yttervägg. Formler för  $m_p$  anges i 7.2.8.

#### Exempel 7.2.7

Ofodrat borrhål i berg. Man har ett på övriga processer överlagrad förlopp med en periodiskt varierande effekt med amplituden 50 W/m. Periodtiden  $t_0$  är 1 vecka. Data tas från projekt Lulevärme (se avsnitt 7.1).

$$\begin{aligned} \lambda &= 3.626 \text{ W/mK} & C &= 2.169 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\ R_0 &= 0.075 \text{ m} & m_p &= 0.01 \text{ K/(W/m)} \end{aligned}$$

Kvadratisk rörgitter  $B = 4 \text{ m}$

$$A_p = B^2 = \pi R_1^2 \quad \Rightarrow \quad R_1 = 2.257 \text{ m}$$

$$d_o = 0.567 \quad r_o = 0.187 \quad r_1 = 5.626$$

Den termiska influensen kan försummas, eftersom villkoret (7.2.69) är uppfyllt ( $r_1 = 5.6 > 3$ ).

Ur tabell 5.2.2 erhålls

$$A(r_o) = A(0.187) \approx 1.97$$

$$B(r_o) = B(0.187) \approx 0.36$$

Fluidtemperaturens variation blir nu:

$$\begin{aligned} T_f(t) &= 50 \left( \frac{1.97}{2 \cdot \pi \cdot 3.626} e^{-i \cdot 0.36} + 0.01 \right) \cdot e^{i 2\pi t / t_o} = \\ &= 50(0.081 - 0.03 \cdot i + 0.01) e^{i 2\pi t / t_o} = \\ &= (4.55 - i \cdot 1.50) e^{i 2\pi t / t_o} = 4.79 \cdot e^{i(2\pi t / t_o - 0.32)} \quad (\text{K}) \end{aligned}$$

Den överlagrade variationen i inmatad effekt ger amplituden  $4.8^\circ\text{C}$  för fluidtemperaturens variation. Faseftersläpningen för  $T_f$  relativt  $q$  är  $0.32 t_o / (2\pi) = 8.6$  timmar.

### 7.2.7.2 Koncentriskt rör i isolerad cylinderregion

Det periodiska temperaturförloppet kring ett koncentriskt rör i en isolerad cylinderregion behandlas utförligt i avsnitt 5.2.4. Fluidtemperaturen kan enligt formlerna 5.2.4.4, 7.2.63, 7.2.64 och 7.2.66 skrivas:

$$T_f(t) = \hat{q} \left( \frac{A}{2\pi\lambda} \cdot e^{-iB} + m_p \right) e^{2\pi i t / t_o} \quad (7.2.74)$$

Amplitud- och fasfunktionerna  $A$  och  $B$  ges i figur 5.2.11-13.

## Exempel 7.2.8

Data för detta exempel är tagna från projekt Lulevärme (se avsnitt 7.1).

Ofodrat borrhål i berg med koncentrisk innerslang av plast. Överlagrad periodiskt varierande effekt med amplituden 75 W/m. Periodtiden  $t_0$  är 1 år.

$$\lambda = 3.626 \text{ W/mK} \quad C = 2.169 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$R_0 = 0.075 \text{ m} \quad m_p = 0.01 \text{ K/(W/m)}$$

Kvadratisk rörgitter  $B = 4 \text{ m}$ .

$$A_p = B^2 = \pi R_1^2 \Rightarrow R_1 = 2.257 \text{ m}$$

$$a = \lambda/C = 1.67 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\sqrt{at_0} = 7.261 \text{ m} \Rightarrow B/\sqrt{at_0} = 0.55 < 0.6$$

Detta innebär enligt formel 7.2.68 en stark termisk influens mellan olika markvärmväxlare.

Formel 5.2.4.2 ger:

$$d_0 = 4.10 \text{ m} \quad r_0 = 0.026 \quad r_1 = 0.779$$

Amplitud- och fasfunktionens värden avläses i figur 5.2.11-12:

$$A = 4.16 \quad B = 0.803$$

Fluidtemperaturen blir då:

$$\begin{aligned} T_f(t) &= 75 \left( \frac{4.16}{2\pi \cdot 3.626} \cdot e^{-i \cdot 0.803} + 0.01 \right) e^{2\pi i t / t_0} = \\ &= 75 \{ 0.183(0.695 - i \cdot 0.719) + 0.01 \} e^{2\pi i t / t_0} = \\ &= (10.28 - i \cdot 9.90) e^{2\pi i t / t_0} = 14.3 e^{2\pi i t / t_0 - i \cdot 0.77} \end{aligned}$$



Amplituden för fluidtemperaturens periodiska variation är  $14.3^{\circ}\text{C}$  för den överlagrade effekten. Faseftersläpningen är  $0.77 \cdot t_0 / (2\pi) = 45$  dagar.

### 7.2.7.3 Influens mellan närliggande slangar för en värmewäxlare i lera

En markvärmewäxlare i lera kan bestå av två eller flera slangar, vilka ligger nära varandra. Man måste vid periodiska förlopp ta hänsyn till influensen mellan dessa slangar även om influensen mellan olika markvärmewäxlare är försumbar. I detta avsnitt antas kriterium (7.2.69) eller (7.2.70) vara uppfyllt så att enbart intern influens behöver beaktas.

Temperaturen  $T_R$  i marken omedelbart utanför en kanal erhålls med superponeringsteknik. Se avsnitt 3.5. Marktemperaturen på avståndet  $r$  utanför ett rörs centrumlinje ges enligt referens 9 av:

$$T(r,t) = \frac{\dot{q}}{2\pi\lambda} \cdot \frac{N_0(r')}{F(r_0)} \cdot e^{i(2\pi t/t_0 + \phi_0(r') + G(r_0))} \quad (7.2.75)$$

$$r' \geq r_0$$

$$d_0 = \sqrt{\frac{at_0}{\pi}} \quad r' = \frac{r\sqrt{2}}{d_0} \quad r_0 = \frac{R_0\sqrt{2}}{d_0}$$

Den tillförda effekten definieras av formel 7.2.64. Rörrets ytterradie är  $R_0$ . Funktionerna  $N_0$ ,  $\phi_0$ ,  $F$  och  $G$  ges i figur 5.2.3 och tabell 5.2.2. För små värden på  $r_0$  gäller att:

$$F(r_0) \approx 1 \quad G(r_0) \approx 0 \quad (r_0 < 0.1) \quad (7.2.76)$$

Temperaturen i marken omedelbart utanför ett enskilt rör i oändlig omgivning ges av formel 7.2.72.

I det följande skall fluidtemperaturens variation för enkelt, dubbelt och trippelt U-rör i lera vid en (överlagrad) periodisk effektkomponent anges. Varje skänkel antas avge samma effekt och ha samma fluidtemperatur. Den totala effekttamplituden betecknas  $|\hat{q}|$  (W/m) för de tre typerna av markvärmväxlare. Avgiven effekt per meter skänkel är således total effekttamplitud  $|\hat{q}|$  dividerad med antalet skänklar.

Avståndet mellan ett U-rörs skänklar är  $B_u$ . Här avses två motstående skänklar vilka ligger i ett vertikalt plan genom cylinderregionens mittpunkt. Följande dimensionslösa storhet införs:

$$b_u = \frac{B_u \sqrt{2}}{d_0} \quad (7.2.77)$$

Inträngningsdjupet  $d_0$  definieras av formel 7.2.65.

Värmemotståndet  $m_p$  mellan fluiden och marken omedelbart utanför röret kan beräknas enligt avsnitt 7.2.8.

För ett enkelt U-rör erhålls då följande uttryck för fluidtemperaturen:

$$T_f(t) = \frac{\hat{q}}{4\pi\lambda} \{A(r_0)e^{-iB(r_0)} + \frac{N_0(b_u)}{F(r_0)} e^{i\{\phi_0(b_u) + G(r_0)\}} + 2\pi\lambda m_p\} e^{2\pi i t/t_0} \quad (7.2.78)$$

Dubbelt U-rör (se figur 7.2.11) ger:

$$T_f(t) = \frac{\hat{q}}{8\pi\lambda} \{A(r_0)e^{-iB(r_0)} + \frac{N_0(b_u)}{F(r_0)} e^{i\{\phi_0(b_u) + G(r_0)\}} + \frac{2N_0(b_u/\sqrt{2})}{F(r_0)} e^{i\{\phi_0(b_u/\sqrt{2}) + G(r_0)\}} + 2\pi\lambda m_p\} e^{2\pi i t/t_0} \quad (7.2.79)$$

Trippelt U-rör (se figur 7.2.12):

$$\begin{aligned}
 T_f(t) = & \frac{\dot{q}}{12\pi\lambda} \left\{ A(r_o) e^{-iB(r_o)} + \frac{N_o(b_u)}{F(r_o)} \cdot e^{i\{\phi_o(b_u) + G(r_o)\}} + \right. \\
 & + \frac{2N_o(b_u/2)}{F(r_o)} \cdot e^{i\{\phi_o(b_u/2) + G(r_o)\}} + \\
 & \left. + \frac{2N_o(\sqrt{3}b_u/2)}{F(r_o)} \cdot e^{i\{\phi_o(\sqrt{3}b_u/2) + G(r_o)\}} + 2\pi\lambda m_p \right\} e^{2\pi i t/t_o} \quad (7.2.80)
 \end{aligned}$$

#### Exempel 7.2.9

Beräkna fluidtemperaturens variation för en överlagrad periodisk effektvariation med amplituden 20 W/m och periodtiden 1 dygn för enkelt, dubbelt och trippelt U-rör med skänkelavståndet 0.18 m. Värmeväxlarna ligger i ett hexagonalt rörgitter. Följande data gäller:

$$\begin{aligned}
 B &= 2.5 \text{ m} & R_o &= 0.01 \text{ m} \\
 \lambda &= 1.0 \text{ W/mK} & C &= 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}
 \end{aligned}$$

Insättning i (7.2.65) och (7.2.1) ger:

$$d_o = 0.0899 \text{ m} \quad R_1 = 1.313 \text{ m}$$

Olikheten i formel 7.2.69 är väl uppfyllt ( $r_1 = 20.6$ ) vilket innebär att influensen mellan olika markvärmeväxlare kan försummas. Insättning i (7.2.75) och (7.2.77) ger:

$$r_o = 0.157 \quad b_u = 2.83$$

Ur figur 5.2.3 och tabell 5.2.2 erhålles följande värden:

$$\begin{aligned}
 A(0.157) &= 2.10 & B(0.157) &= 0.35 \\
 F(0.157) &= 0.99 & G(0.157) &= 0.032
 \end{aligned}$$

	$r' =$			
	$b_u/2$	$b_u/\sqrt{2}$	$\sqrt{3}b_u/2$	$b_u$
	1.42	2.00	2.45	2.83
$N_o(r')$	0.370	0.207	0.140	0.100
$-\phi_o(r')$	1.346	1.774	2.103	2.315

Formlerna 7.2.78-80 ger fluidtemperaturen för de tre markvärmväxlarna:

$$\begin{aligned} \text{Enkelt U-rör: } T_f(t) &= 4.52 \cdot e^{i(2\pi t/t_o - 0.283)} \\ \text{Dubbelt U-rör: } T_f(t) &= 2.34 \cdot e^{i(2\pi t/t_o - 0.422)} \\ \text{Trippelt U-rör: } T_f(t) &= 1.78 \cdot e^{i(2\pi t/t_o - 0.560)} \end{aligned}$$

Amplituden för fluidtemperaturens variation vid dygnspulser är väsentligen omvänt proportionell mot antalet U-rör i en markvärmväxlare.

#### 7.2.8 Olika lokala värmeövergångsmotstånd i markvärmväxlaren

Värmeöverföringen från fluid till omgivande mark beror på markvärmväxlarens utformning, fluidens egenskaper och fluidflödet i strömningskanalerna. I värmväxlaren sker värmeutbyte mellan olika strömningskanaler samt mellan dessa strömningskanaler och omgivande mark.

Värmeflödet mellan två ytor bestäms av temperaturdifferens och värmeövergångsmotstånd. Värmeövergångsmotståndet räknas i detta sammanhang per meter rör. Sambandet mellan värmeflödet  $q$  (W/m) och temperaturdifferensen  $\Delta T$  över motståndet  $m$  (K/(W/m)) är:

$$\Delta T = q m \quad (7.2.81)$$

Värmeövergångsmotstånden i värmväxlaren består av flera komponenter. I detta avsnitt behandlas de grundtyper av värmeövergångsmotstånd som kan förekomma.

Följande beteckningar används:

- $m_{fc}$       Värmeövergångsmotstånd mellan fluiden i en cirku-  
lär strömningskanal och strömningskanalens vägg.
- $m_{fai}$       Värmeövergångsmotstånd mellan fluiden i en annu-  
lär strömningskanal och strömningskanalens inre  
vägg.
- $m_{fay}$       Värmeövergångsmotstånd mellan fluiden i en annu-  
lär strömningskanal och strömningskanalens ytt-  
re vägg.
- $m_p'$       Värmemotstånd över materialet i en rörvägg (pipe;  
plastslang, foderrör o.d.)
- $m_c$       Kontaktmotstånd mellan yttre rörvägg och omgi-  
vande mark (contact resistance).

Värmebärande fluiden antas i detta kapitel vara vatten. Analysmetodi-  
ken kan generaliseras till andra vätskor.

Vatten har värmeledningsförmågan  $\lambda_w$ , (water), tätheten  $\rho_w$ , värmeka-  
pacitiviteten  $c_w$  (J/kgK) och den dynamiska viskositeten  $\mu_w$  (kg/ms).  
Termisk diffusivitet, kinematisk viskositet och Prandtl's tal blir:

$$a_w = \frac{\lambda_w}{c_w} = \frac{\lambda_w}{\rho_w c_w} \quad \nu_w = \frac{\mu_w}{\rho_w} \quad Pr = \frac{\nu_w}{a_w} = \frac{\mu_w c_w}{\lambda_w} \quad (7.2.82)$$

För rent vatten i aktuellt temperaturintervall gäller följande vär-  
den:

$$\rho_w \approx 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$c_w \approx 4200 \text{ J/kgK}$$

$$C_w \approx \rho_w c_w = 4.2 \cdot 10^6 \text{ J/kg} \cdot \text{m}^3$$

T (°C)	$\mu_w$ (kg/ms)	$\lambda_w$ (W/mK)	Pr
0	$1.8 \cdot 10^{-3}$	0.56	13.4
5	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.57	11.2
10	$1.3 \cdot 10^{-3}$	0.58	9.4
15	$1.1 \cdot 10^{-3}$	0.59	7.8
20	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.60	7.0
25	$0.89 \cdot 10^{-3}$	0.61	6.1
30	$0.80 \cdot 10^{-3}$	0.62	5.4
40	$0.65 \cdot 10^{-3}$	0.63	4.3
50	$0.55 \cdot 10^{-3}$	0.64	3.5
60	$0.47 \cdot 10^{-3}$	0.65	3.0
70	$0.40 \cdot 10^{-3}$	0.66	2.5
80	$0.36 \cdot 10^{-3}$	0.67	2.2
90	$0.31 \cdot 10^{-3}$	0.68	1.9

Tabell 7.2.21 Dynamisk viskositet, värmeledningsförmåga och Prandtl's tal för vatten vid olika temperaturer.

Det bör påpekas att det kan vara svårt att göra en god uppskattning av värmeövergångsmotståndet mellan olika delar i värmeväxlaren. Man bör eftersträva att få fram experimentellt uppmätta värden för den aktuella värmeväxlaren.

De formler och tabellvärden som ges i detta avsnitt grundar sig på mätvärden från kontrollerade laboratorierexperiment. I standardverk om värmeöverföring anges vanligen värmeövergångsmotståndet mellan strömningskanalens vägg och värmebärande fluiden endast för två idealiserade grundfall, vilka avser värmeöverföring antingen vid konstant temperatur på strömningskanalens vägg eller vid konstant värmeflöde från väggen. Dessa förhållanden antas råda längs hela strömningskanalen. För en värmeväxlare i ett markvärmelager är processen ej lika renodlad.

De formler som ges här gäller för långa rör. Vid inloppet till strömningskanalen råder andra förhållanden än i resten av kanalen. För de typer av värmeväxlare som behandlas här torde dock denna effekt ha liten inverkan eftersom den endast påverkar en mindre del av strömningskanalens längd. Vid turbulent strömning uppnås i allmänhet stationära för-

hållanden ett litet antal rördiametrar nedströms inloppet. För kanallängder större än ca 4 meter kan formler för långa rör användas. I det laminära fallet sträcker sig inloppsstörningen i allmänhet betydligt längre in i strömningskanalen. I vissa fall måste kanallängden överstiga 1000 kanaldiametrar innan formlerna för långa rör kan tillämpas med acceptabel noggrannhet ( $\pm 10\%$ ).

#### 7.2.8.1 Värmeövergångsmotstånd mellan fluid och rörvägg i cirkulär strömningskanal

I detta avsnitt skall värmeövergångsmotståndet  $m_{fc}$  mellan rörväggen och fluiden i ett cirkulärt rör diskuteras.

Strömningen sker i en cirkulär kanal med radien  $R_p$ . Vattnets medelhastighet betecknas  $v$  (m/s). Pumpflödet, dvs vattenflödet längs ett rör, betecknas  $V_f$  ( $m^3/s$ ).

$$V_f = v \cdot \pi R_p^2 \quad (7.2.83)$$

Reynolds tal  $Re$  är ett dimensionslöst tal som kan sägas ge kvoten mellan dynamiska och viskösa krafter. Som karakteristisk längd väljes rördiametern  $2R_p$ .

$$Re = \frac{2R_p v}{\nu_w} = \frac{2R_p v \rho_w}{\mu_w} \quad (7.2.84)$$

Reynolds tal uttryckt i pumpflöde blir:

$$Re = \frac{4\rho_w}{\pi\mu_w} \frac{V_f}{2R_p} \quad (7.2.85)$$

Värmeövergången är i hög grad beroende av om strömningen i röret är laminär eller turbulent. För  $Re < 2300$  är strömningen ovillkorligt laminär och för  $Re > 10000$  är den med säkerhet turbulent förutom vid exceptionella förhållanden med polerade ytor, mjukt rundade inlopp etc. I området  $2300 < Re < 10000$  är strömningsförhållandena ej entydigt bestämda av Reynolds tal.

## Exempel 7.2.10

Plaströr med ytterdiametern 40 mm och innerdiametern

$$2R_p = 0.0354 \text{ m.}$$

$$T = 20^\circ\text{C} \quad \mu_w = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/ms}$$

Då gäller enligt (7.2.85):

$$\text{Laminärt} \quad V_f < 0.064 \text{ liter/s}$$

$$\text{Turbulent} \quad V_f > 0.28 \text{ liter/s}$$

$$\text{Övergångsområde} \quad 0.064 < V_f < 0.28 \text{ liter/s}$$

Nusselts tal, vilket ger ett dimensionslöst värmeövergångstal, definieras av

$$Nu = \frac{\alpha \cdot 2R_p}{\lambda_w} \quad (7.2.86)$$

Här är  $\alpha$  värmeövergångskoefficienten ( $\text{W/m}^2\text{K}$ ). Den räknas per ytenhet och kan variera längs röret. Nusselts tal avser i allmänhet medelvärdet av  $\alpha$  över hela röret. Värmeflödet per ytenhet mellan rörvägg och fluid blir då lika med  $\alpha\Delta T$ . Här är  $\Delta T$  temperaturskillnaden mellan medelvärdet i vattnet och rörväggen. Värmeflödet till röret per meter är  $q$  ( $\text{W/m}$ ). Då gäller

$$\alpha\Delta T \cdot 2\pi R_p = q \quad (7.2.87)$$

Värmemotståndet  $m_{fc}$  mellan fluid och rörvägg blir således:

$$m_{fc} = \frac{1}{2\pi R_p \alpha} \quad \Delta T = q \cdot m_{fc} \quad (7.2.88)$$

Formlerna 7.2.86 och 7.2.88 ger

$$m_{fc} = \frac{1}{\pi \lambda_w Nu} \quad (7.2.89)$$



## Exempel 7.2.11

$$\lambda_w = 0.60 \text{ W/mK} \quad q = 20 \text{ W/m}$$

$$\text{i. } Nu = 4 \quad m_{fC} = \frac{1}{\pi \cdot 0.60 \cdot 4} = 0.133 \text{ K/(W/m)}$$

$$\Delta T = q \cdot m_{fC} = 20 \cdot 0.133 = 2.7 \text{ K}$$

$$\text{ii. } Nu = 100 \quad m_{fC} = \frac{1}{\pi \cdot 0.60 \cdot 100} = 0.005 \text{ K/(W/m)}$$

$$\Delta T = q \cdot m_{fC} = 20 \cdot 0.005 = 0.1 \text{ K}$$

Nusselts tal  $Nu$  beror av de dimensionslösa parametrarna  $Re$ ,  $Pr$  och  $2R_p/H_b$  samt ytans struktur. Parametern  $2R_p/H_b$  anger förhållandet mellan rörets diameter och rörets längd  $H_b$ . För rörvärmelager gäller för storleksordningen av denna parameter:

$$\frac{2R_p}{H_b} < \frac{0.1}{20} = \frac{1}{200} \quad (7.2.90)$$

Influensen av denna faktor kan därför försummas enligt referens 106 (A9, Bild 17). Formler för oändligt långa rör används.

För laminär strömning gäller då

$$Nu \approx 4 \quad (Re < 2300) \quad (7.2.91)$$

För turbulent strömning anger referens 105 följande formel:

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad (7.2.92)$$

$$(10000 < Re < 100000, 0.5 < Pr < 100, H_b > 60 \cdot 2R_p)$$

## Exempel 7.2.12

Beräkna temperaturskillnaden mellan fluid och rörvägg för två pumpflöden 0.05 och 0.25 liter/s, då värmeflödet är 20 W/m och fluidtemperaturen är 10°C respektive 40°C. Rörets diameter  $2R_p$  är 0.0354 m.

Då gäller enligt tabell 7.2.21:

$$T = 10^{\circ}\text{C} \quad Pr = 9.4 \quad \lambda_w = 0.58 \text{ W/mK} \quad \mu_w = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/ms}$$

$$T = 40^{\circ}\text{C} \quad Pr = 4.3 \quad \lambda_w = 0.63 \text{ W/mK} \quad \mu_w = 0.65 \cdot 10^{-3} \text{ kg/ms}$$

Reynolds tal  $Re$  blir enligt formel 7.2.85:

		T		
		10°C	40°C	
$V_f$	0.05 l/s	1400	2800	(Re)
	0.25 l/s	7000	14000	

För flödet 0.05 liter/s och temperaturen 10°C är strömningen laminär. Nusselts tal beräknas med formel 7.2.91. Strömningen är turbulent för flödet 0.25 liter/s vid temperaturen 40°C. Flödet 0.05 liter/s vid temperaturen 40°C och flödet 0.25 liter/s vid 10°C ger ett Reynolds tal som visar att strömningen ligger i övergångsområdet. Man bör dock även för dessa fall kunna använda formel 7.2.92, som gäller för turbulent strömning. Nusselts tal  $Nu$  blir då:

		T		
		10°C	40°C	
$V_f$	0.05 l/s	4	28	(Nu)
	0.25 l/s	45	78	

Värmeövergångsmotståndet  $m_{fc}$  beräknas med hjälp av formel 7.2.89. Detta ger  $m_{fc}$  (K/(W/m)) för de fyra fallen:

		T		
		10°C	40°C	
$V_f$	0.05 l/s	0.137	0.020	$(m_{fc})$
	0.25 l/s	0.011	0.006	

Temperaturfallet  $\Delta T$  över gränsskiktet ges av  $m_{fc}$  multiplicerat med värmeflödet per meter rör. Ett flöde  $q = 20 \text{ W/m}$  ger följande temperaturfall:

		T		
		10°C	40°C	
$V_f$	0.05 l/s	2.75	0.40	(ΔT,K)
	0.25 l/s	0.22	0.12	

Av ovanstående exempel framgår att värmeövergångsmotståndet mellan fluid och rörvägg väsentligen är försumbart då strömningen är turbulent. Vid laminär strömning blir motståndet tämligen stort. Notera att värmeövergångsmotståndet kan variera kraftigt med fluidtemperaturen.

#### 7.2.8.2 Värmeövergångsmotstånd mellan fluid och rörvägg i annulär strömningskanal

I detta avsnitt behandlas värmeövergångsmotståndet mellan rörväggar och fluid i ett annulärt rör, dvs vid strömning i spalten mellan två koncentriska cylindrar. Den inre cylindern har radien  $R_i$  och den yttre har radien  $R_y$ . Förhållandet mellan innerradie och ytterradie betecknas

$$R^* = \frac{R_i}{R_y} \quad (7.2.93)$$

Vattnets medelhastighet i spalten betecknas  $v$  (m/s). Pumpflödet  $V_f$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) blir då:

$$V_f = v \cdot \pi (R_y^2 - R_i^2) \quad (7.2.94)$$

Som karakteristisk längd vid beräkning av Reynolds tal används i detta fall den hydrauliska diametern,  $d_h$ , som beräknas enligt:

$$d_h = 2(R_y - R_i) \quad (7.2.95)$$

Reynolds tal kan då skrivas:

$$\text{Re} = \frac{2(R_y - R_i)v}{v_w} = \frac{2(R_y - R_i)v\rho_w}{\mu_w} \quad (7.2.96)$$

Reynolds tal uttryckt i pumpflöde blir:

$$\text{Re} = \frac{4\rho_w V_f}{\pi\mu_w 2(R_y + R_i)} \quad (7.2.97)$$

Den övre gränsen för ovillkorligt laminär strömning ligger vid  $\text{Re} = 1000$  för spalter som är mycket smala i förhållande till  $R_i$ . För bredare spalter stiger det kritiska  $\text{Re}$ -värdet. För  $\text{Re} > 10000$  gäller, liksom tidigare, att strömningen är säkert turbulent. I området  $1000 < \text{Re} < 10000$  är strömningsförhållandena ej entydigt bestämda av Reynolds tal.

#### Exempel 7.2.13

$$\begin{aligned} 2R_i &= 0.063 \text{ m} & 2R_y &= 0.15 \text{ m} \\ T &= 50^\circ\text{C} & \mu_w &= 0.55 \cdot 10^{-3} \text{ (kg/ms)} \end{aligned}$$

Det ger då med formel 7.2.97:

$$\begin{aligned} \text{Laminärt} & & V_f &< 0.1 \text{ liter/s} \\ \text{Turbulent} & & V_f &> 0.9 \text{ liter/s} \\ \text{Övergångsområde} & & 0.1 &< V_f < 0.9 \text{ liter/s} \end{aligned}$$

Nusselts tal definieras för detta fall av

$$\text{Nu} = \frac{2(R_y - R_i)\alpha}{\lambda_w} \quad (7.2.98)$$

Här är  $\alpha$  värmeövergångskoefficienten ( $\text{W/m}^2\text{K}$ ). Det räknas per ytenhet. Om spalten ej kan anses smal antar  $\alpha$  olika värden på yttervägg och innervägg. Värmeflödet per ytenhet mellan rörvägg och fluid blir lika med  $\alpha\Delta T$ . Här är  $\Delta T$  temperaturskillnaden mellan fluid och rörvägg.

Värmeflödet till vattnet från den inre väggen per meter rör betecknas  $q_i$  (W/m). Då gäller

$$\alpha_i \Delta T_i \cdot 2\pi R_i = q_i \quad (7.2.99)$$

Värmeövergångskoefficienten mellan den inre väggen och fluiden betecknas  $\alpha_i$ .

Värmeövergångsmotståndet  $m_{fai}$  mellan fluid och inre rörvägg blir således:

$$m_{fai} = \frac{1}{2\pi R_i \alpha_i} \quad \Delta T_i = q_i m_{fai} \quad (7.2.100)$$

Formlerna 7.2.98 och 7.2.100 ger

$$m_{fai} = \frac{1}{\pi \lambda_w Nu_i} (1/R^* - 1) \quad (7.2.101)$$

Värmeflödet till fluiden från den yttre väggen per meter rör är  $q_y$  (W/m). Då gäller

$$\alpha_y \Delta T_y \cdot 2\pi R_y = q_y \quad (7.2.102)$$

Värmeövergångskoefficienten mellan den yttre väggen och fluiden betecknas  $\alpha_y$ .

Värmemotståndet  $m_{fay}$  mellan fluid och yttre rörvägg blir:

$$m_{fay} = \frac{1}{2\pi R_y \alpha_y} \quad \Delta T_y = q_y m_{fay} \quad (7.2.103)$$

Formlerna 7.2.98 och 7.2.103 ger

$$m_{fay} = \frac{1}{\pi \lambda_w Nu_y} (1 - R^*) \quad (7.2.104)$$

Nusselts tal  $Nu$  beror av de dimensionslösa parametrarna  $Re$ ,  $Pr$  och  $2(R_y - R_i)/H_b$ . Parametern  $2(R_y - R_i)/H_b$  anger förhållandet mellan spältens hydrauliska diameter och rörets längd  $H_b$ . För rörvärmelager gäller för storleksordningen av denna parameter:

$$\frac{2(R_y - R_i)}{H_b} < \frac{0.1}{20} = \frac{1}{200} \quad (7.2.105)$$

Influensen av denna faktor kan därför försummas enligt referens 106 (figur Gc3). Formler för oändligt långa rör används.

För laminär och turbulent strömning gäller då nedanstående uttryck enligt referens 106.

Vid värmeövergång mellan fluid och inre rörvägg:

$$Nu_i = \frac{Nu_{ii}}{1 - \theta_i^* \cdot q_y / q_i} \quad (7.2.106)$$

där  $\theta_i^*$  är en influenskoefficient som beror av  $R^*$ . I det turbulenta fallet beror  $\theta_i^*$  av  $Re$  och  $Pr$ .

Vid värmeöverföring mellan fluid och yttre rörvägg:

$$Nu_y = \frac{Nu_{yy}}{1 - \theta_y^* \cdot q_i / q_y} \quad (7.2.107)$$

Influenskoefficienten  $\theta_y^*$  är i detta fall alltid oberoende av  $Re$ .

För laminär strömning ges  $Nu_{ii}$ ,  $Nu_{yy}$ ,  $\theta_i^*$ ,  $\theta_y^*$  i nedanstående tabell.

$R^*$	$Nu_{ij}$	$Nu_{yy}$	$\theta_i^*$	$\theta_y^*$
0.0	$\infty$	4.364	$\infty$	0.0
0.05	17.81	4.792	2.18	0.0294
0.10	11.91	4.834	1.383	0.0562
0.20	8.499	4.883	0.905	0.1041
0.40	6.583	4.979	0.603	0.1823
0.60	5.912	5.099	0.473	0.2455
0.80	5.58	5.24	0.401	0.299
1.00	5.385	5.385	0.346	0.346

Tabell 7.2.22 Parametrar och korrektionsfaktorer för beräkning av Nusselts tal vid värmeöverföring mellan rörväggar och fluid i annulär strömningskanal vid laminärt flöde.

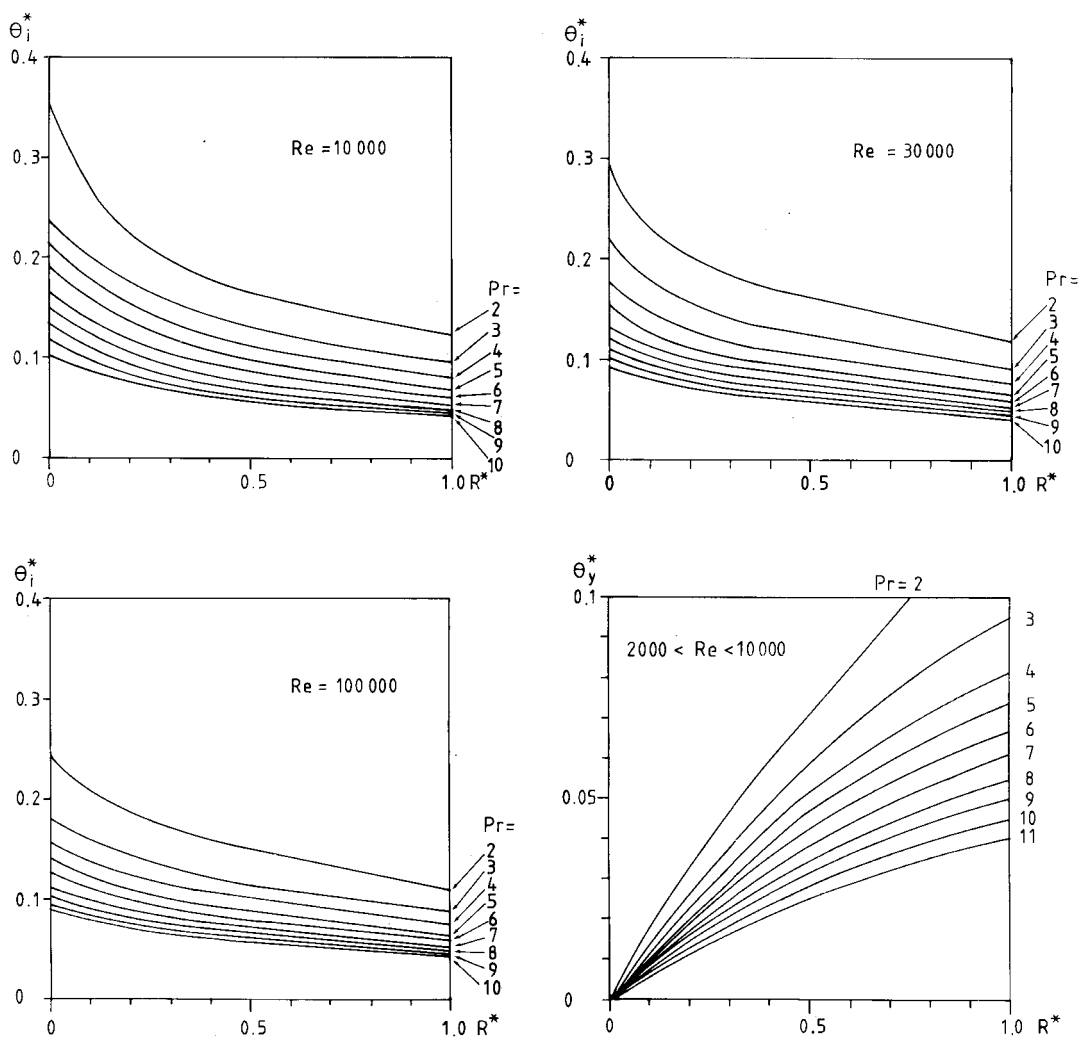
Vid turbulent strömning anger referens 106 följande formler för parametrarna  $Nu_{ij}$  och  $Nu_{yy}$ .

$$\begin{aligned} Nu_{ij} &= Nu^* \cdot 0.86(R^*)^{-0.16} \\ Nu_{yy} &= Nu^* \cdot (1 - 0.14(R^*)^{0.6}) \end{aligned} \quad (7.2.108)$$

Här ges  $Nu^*$  av:

$$\begin{aligned} Nu^* &= 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \\ (10000 < Re < 100000, 0.5 < Pr < 100, H_b > 60 \cdot 2R_y) \end{aligned} \quad (7.2.109)$$

Reynolds tal beräknas enligt formel 7.2.97.



Figur 7.2.20 Influenskoefficienten  $\theta_i^*$  i formel 7.2.106 för  $Re = 10\,000$ ,  $30\,000$  och  $100\,000$  samt influenskoefficienten  $\theta_y^*$  i formel 7.2.107.



Influenskoeficienten  $\Theta_i^*$  ges i figur 7.2.20 i tre diagram för  $Re = 10000, 30000$  och  $100000$ . Det fjärde diagrammet anger  $\Theta_y^*$ .

Värmeflödena i  $q_i$  och  $q_y$  räknas positiva vid flöde från rörvägg till fluid. Flödet  $q_i$  beror på temperaturskillnaden och det totala värmeövergångsmotståndet mellan de två strömningskanalerna. Flödet  $q_y$  ges av temperaturskillnaden och totalt värmeövergångsmotstånd mellan yttre strömningskanal och omgivande mark. För ett rör i ett värmelager har dessa flöden motsatt tecken. Flödet  $q_i$  från den inre rörväggen är dessutom vanligen betydligt mindre än flödet  $q_y$  genom den yttre väggen. En lämplig ansats kan vara att sätta  $q_i/q_y = -0.1$ .

Ovanstående formler gäller för ett annulärt rör där de två cylindrarna är koncentriskt belägna. För ett excentriskt beläget innerrör blir värmeöverföringsförmågan lägre. Minskningen av Nusselts tal kan uppgå till ungefär 10% beroende på graden av excentricitet. Se referens 104.

Ojämheter i strömningskanalens ytor ökar turbulensen, vilket medför höjd värmeöverföringsförmåga.

### 7.2.8.3 Värmemotstånd över materialet i rörväggen

Värmemotståndet över enbart materialet i rörväggen ges av:

$$m_p' = \frac{1}{2\pi\lambda'} \ln\left(\frac{R_{py}}{R_{pi}}\right) \quad (7.2.110)$$

Här är  $\lambda'$  rörmaterialets värmeledningsförmåga, medan  $R_{py}$  och  $R_{pi}$  är ytter- respektive innerradie.

## Exempel 7.2.14

$$R_{pi} = 0.0177 \text{ m} \quad R_{py} = 0.020 \text{ m}$$

Polyetenrör (PE)

$$\lambda' = 0.43 \text{ W/mK} \quad : \quad m'_p = 0.045 \text{ K/(W/m)}$$

PVC-rör

$$\lambda' = 0.17 \text{ W/mK} \quad : \quad m'_p = 0.114 \text{ K/(W/m)}$$

Ett värmefflöde  $q = 20 \text{ W/m}$  ger då temperaturdifferensen:

$$\Delta T_{PE\text{-vägg}} = 0.045 \cdot 20 = 0.9 \text{ K}$$

$$\Delta T_{PVC\text{-vägg}} = 0.114 \cdot 20 = 2.2 \text{ K}$$

Plastmaterial med alltför låg värmeledningsförmåga bör således undvikas.

## Exempel 7.2.15

Foderrör av stål. Följande värden antas gälla:

$$R_{pi} = 0.052 \text{ m} \quad R_{py} = 0.055 \text{ m}$$

Stål

$$\lambda' = 50 \text{ W/mK} \quad : \quad m'_p = 0.00018 \text{ K/(W/m)}$$

Ett värmefflöde  $q = 20 \text{ W/m}$  ger då temperaturdifferensen:

$$T_{stålvägg} = 0.00018 \cdot 20 = 0.0036 \text{ K}$$

Värmemotståndet över materialet i ett stålrör är försumbart.

## 7.2.8.4 Kontaktmotstånd mot omgivande mark

Värmeöverföringen från värmväxlarens yttervägg till omgivande mark sker ofta över ett värmeövergångsmotstånd. Detta kontaktmotstånd uppstår vid avvikelser från ideala förhållanden då rörets yttervägg står i perfekt kontakt med omgivande mark.

I ett fodrat borrhål i berg finns vanligtvis en mindre spalt mellan foderrörets yttervägg och omkringliggande berg. Värmeövergångsmotståndet över denna spalt beror på värmeledningsförmågan  $\lambda_s$  hos det ämne som uppfyller spalten. Det kan t ex vara vatten, luft eller något injektionsmaterial. Detta motstånd kan uppskattas med formeln:

$$m_c = \frac{1}{2\pi\lambda_s} \ln \left( \frac{R_y + \Delta R}{R_y} \right) \quad (7.2.111)$$

Här är  $R_y$  rörets ytterradi och  $\Delta R$  är spaltvidden. Vi har då antagit att bidraget från konvektion i spalten är försumbart. Detta torde gälla med god noggrannhet för vatten vid normala spaltdimensioner.

Om  $\Delta R$  är litet jämfört med  $R_y$  kan  $m_c$  skrivas:

$$m_c = \frac{1}{2\pi\lambda_s} \frac{\Delta R}{R_y} \quad (7.2.112)$$

En hypotes för uppkomsten av detta kontaktmotstånd i jord och lera är att röret expanderar och kontraherar under en pulserande termisk belastning. Se referens 108. Under expansionen skjuts en del av de jordpartiklar som vidrör röret undan. Dessa partiklar ersätts sedan under kontraktionen av luft eller vatten. Detta skapar en zon med lägre värmeledningsförmåga.

Vid anläggandet av rörsystemet är det naturligtvis svårt att undvika att markens struktur förändras i området närmast röret. Detta kan då medföra att även markens termiska egenskaper i rörets närmaste omgivning antar andra värden än vad som gäller i den övriga delen av lagret.

Detta kontaktmotstånd är svårt att uppskatta teoretiskt. I referens 108 anges ett experimentellt uppmätt motstånd mellan ett PVC-rör och ospecificerad mark med låg värmeledningsförmåga till 0.035 K/(W/m). För ett polyetylenrör med ytterradien 8 mm erhöles ett kontaktmotstånd på 0.07 K/(W/m). Den omgivande markens vattentättnadsgrad framgår ej av referensen.

#### 7.2.8.5 Hålradiens betydelse

Hålet i berget (eller röret i marken) har diametern  $2R_0$ . En större diameter ger bättre värmeöverföringsförmåga.

Låt  $T_R(t)$  och  $T'_R(t)$  vara temperaturen vid hålets vägg för två fall med hålradierna  $R_0$  och  $R'_0$ . De två fallen är i övrigt lika. De har samma effektuttag  $q(t)$ . Berget mellan radierna  $R_0$  och  $R'_0$  representerar ett värmemotstånd som ges av:

$$m = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln\left(\frac{R'_0}{R_0}\right) \quad (\text{K}/(\text{W/m})) \quad (7.2.113)$$

Detta värmemotstånd multiplicerat med värmeflödet  $q$  ((W/m) ger differensen  $T_R - T'_R$ .

Detta ger följande samband för två fall som är lika i allt utom rördie.

$$T'_R(t) \approx T_R(t) - \frac{q}{2\pi\lambda} \ln\left(\frac{R'_0}{R_0}\right) \quad (7.2.114)$$

#### Exempel 7.2.16

Följande data gäller:

$$q = 20 \text{ W/m} \quad \lambda = 3.5 \text{ W/mK}$$

$$R'_0 = 0.05 \text{ m} \quad R_0 = 0.025 \text{ m}$$

Formel 7.2.113 ger:

$$m = \frac{1}{2\pi \cdot 3 \cdot 5} \ln \frac{0.05}{0.025} = 0.032 \text{ K/(W/m)}$$

Detta ger enligt formel 7.2.114:

$$T'_R(t) = T_R(t) - 20 \cdot 0.032 \quad (\text{K})$$

eller

$$T'_R(t) - T_m = T_R(t) - T_m - 0.64 \quad (\text{K})$$

Här är  $T_m$  den lokala medeltemperaturen i hålets omgivning.

Den drivande temperaturen (se avsnitt 7.2.3) för ett givet värme-flöde  $q$  (W/m) minskar när hålradien ökar.

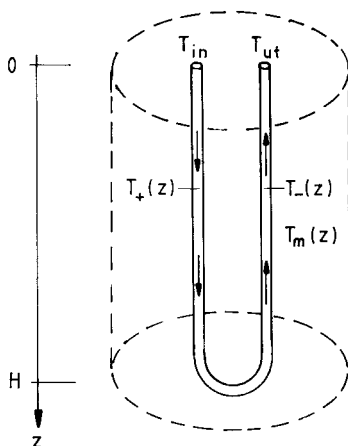
Om värmeöverföringsmotståndet anges för en viss markvärmväxlare är det väsentligt att också ange till vilken radie  $R_0$  motståndet mätts eller beräknats. Det är annars inte möjligt att beräkna det totala systemets egenskaper. Det finns inte heller någon möjlighet att jämföra olika konstruktioners prestanda.

#### 7.2.9 Temperaturvariation längs fluidkanalerna i mark- värmväxlaren

I de föregående avsnitten tas ingen hänsyn till att temperaturen varierar längs fluidkanalerna och härmed i marken längs kanalerna. Man har räknat med en enda fluidtemperatur  $T_f = (T_{in} + T_{ut})/2$  enligt (7.2.15) och en enda medeltemperatur  $T_m$  i markvolymen runt värmväxlaren. I detta avsnitt skall temperaturvariationen i längsled analyseras. Såsom i de föregående avsnitten i avsnitt 7.2 behandlas effektpulser med längre varaktighet. Så kallade steady-flux-förhållanden råder, varvid temperaturerna i mark och fluid ändras med en viss konstant hastighet. Tidsskalan för att detta skall gälla anges i avsnitt 7.2.1.

Här skall enbart fallet med en nedåtgående och en uppåtgående kanal med en homogen omgivning enligt figur 7.2.21 behandlas. Formler och uttryck anges utan härledningar. Den allmänna teorin för detta samt tillämpningar med fler kanaler och med inre cirkelregion såsom för dräner och borrhål kommer att redovisas i andra skrifter av Claesson och Hellström.

Figur 7.2.21 visar de två värmeväxlarkanalerna och den omgivande markvolymen med radien  $R_1$ . Temperaturerna för fluiden i nedåtgående och uppåtgående kanaler betecknas  $T_+(z)$  respektive  $T_-(z)$ ,  $0 < z < H$ . Medeltemperaturen i marken runt värmeväxlarna på djupet  $z$  är  $T_m(z)$ .



Figur 7.2.21 Markvärmeväxlare varvid hänsyn toges till temperaturvariationen i z-led.

Temperaturvillkoren vid  $z = 0$  och  $z = H$  är:

$$\begin{aligned} T_+(0) &= T_{in} \\ T_-(H) &= T_{ut} \end{aligned} \tag{7.2.116}$$

Utloppstemperaturen  $T_{ut}$  ges av  $T_-(H)$ . Låt  $q_+(z)$  och  $q_-(z)$  (W/m)

vara värmeflödet från nedåtgående respektive uppåtgående kanal. Det totala värmeflödet vid djupet  $z$  ges av summan:

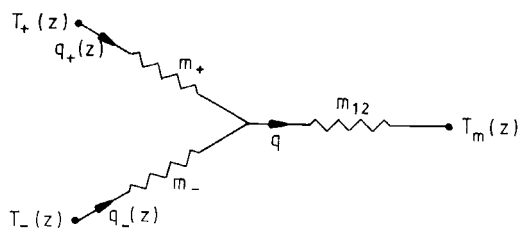
$$q = q_+(z) + q_-(z) \quad (7.2.117)$$

I den aktuella processen med en effektpuls med längre varaktighet skall temperaturen överallt stiga med den konstanta takten  $(q \cdot H)/(\pi R_1^2 C)$  (K/s). Detta medför att  $q$  blir beroende av  $z$ .

Värmeströmningskretsen 7.2.18 och motsvarande ekvationer (7.2.47) och (7.2.50) gäller för varje nivå  $z$  med den skillnaden att fluidtemperaturen  $T_f$  ersättes av två värden  $T_+(z)$  och  $T_-(z)$  samt att  $T_m$  beror på  $z$ . Låt  $m_+$  och  $m_-$  beteckna det totala motståndet för de två grenarna mot  $T_+(z)$  och  $T_-(z)$ :

$$\begin{aligned} m_+ &= m_{p1} + m_1 - m_{12} \\ m_- &= m_{p2} + m_2 - m_{12} \end{aligned} \quad (7.2.118)$$

Motstånden  $m_1$ ,  $m_2$  och  $m_{12}$  ges av (7.2.49), medan  $m_{p1}$  och  $m_{p2}$  anges i avsnitt 7.2.8. Värmeströmningskretsen visas i figur 7.2.22.



Figur 7.2.22 Värmeströmningskrets på nivå  $z$  för markvärmväxlare enligt figur 7.2.21.

Motsvarande ekvationssystem blir:

$$\begin{aligned} T_+(z) - T_m(z) &= m_+ \cdot q_+(z) + m_{12} \cdot q \\ T_-(z) - T_m(z) &= m_- \cdot q_-(z) + m_{12} \cdot q \end{aligned} \quad (7.2.119)$$

Fluidens temperaturvariation i z-led skall balansera värmeflödet till omgivande mark. Pumpflödet betecknas  $V_f$  ( $m^3/s$ ). Då gäller:

$$\begin{aligned} C_f V_f \cdot \frac{dT_+}{dz} &= -q_+(z) \\ C_f V_f \cdot \frac{dT_-}{dz} &= q_-(z) \end{aligned} \quad (7.2.120)$$

Ekvationerna (7.2.119-120) ger ett ekvationssystem med två kopplade ordinära differentialekvationer. Randvillkor ges av (7.2.116).

Lösningen ges av följande uttryck:

$$\left\{ \begin{aligned} T_+(z) &= T_b + \frac{m_-}{m_+ + m_-} \Delta T \left(1 - \frac{z}{H}\right) + \Delta T_i \cdot \left(1 - \frac{z}{H}\right)^2 \\ T_-(z) &= T_b - \frac{m_+}{m_+ + m_-} \Delta T \left(1 - \frac{z}{H}\right) + \Delta T_i \cdot \left(1 - \frac{z}{H}\right)^2 \\ T_m(z) &= T_b + \frac{m_- - m_+}{m_+ + m_-} \Delta T \left(1 - \frac{z}{H}\right) + \Delta T_i \cdot \left(1 - \frac{z}{H}\right)^2 - q \cdot m_{sf} \end{aligned} \right. \quad (7.2.121)$$

Temperaturfaktorerna  $\Delta T$  och  $\Delta T_i$  ges av:

$$\begin{aligned} \Delta T &= T_{in} - T_{ut} = \frac{qH}{C_f V_f} \\ \Delta T_i &= \frac{qH^2}{2C_f^2 V_f^2 \cdot (m_+ + m_-)} = \Delta T \cdot \frac{H}{2C_f V_f (m_+ + m_-)} \end{aligned} \quad (7.2.122)$$



Motståndet  $m_{sf}$  är det tidigare motståndet vid parallellkoppling av de två fluidkanalerna. Det ges enligt formel (7.2.51) eller figur 7.2.22 av:

$$m_{sf} = \frac{1}{\frac{1}{m_+} + \frac{1}{m_-}} + m_{12} \quad (7.2.123)$$

Temperaturen i botten, där kanalerna möts, betecknas  $T_b$ . Låt  $T_{mm}$  beteckna medeltemperaturen över hela höjden i marken utanför värmewäxlarna:

$$T_{mm} = \frac{1}{H} \int_0^H T_m(z) dz \quad (7.2.124)$$

Då gäller för bottentemperaturen  $T_b$ :

$$T_b = T_{mm} + \frac{m_+ - m_-}{m_+ + m_-} \cdot \frac{\Delta T}{2} - \frac{\Delta T_i}{3} + q \cdot m_{sf} \quad (7.2.125)$$

Uttrycken (7.2.121) och (7.2.125) har en anmärkningsvärt enkel struktur. Man har en linjär och en kvadratisk term i  $1 - z/H$ .

Av primärt intresse är värmewäxlarens termiska respons. Man har ett givet totalt effektflöde  $Q = q \cdot H$  (W) för en given medelmarkstemperatur  $T_{mm}$ . Man vill veta vilken inloppstemperatur  $T_{in}$  detta kräver och vilken utloppstemperatur  $T_{ut}$  man får. I enlighet med det föregående användes fluidtemperaturen  $T_f$  vilken definieras av (7.2.15). Då gäller:

$$T_f = \frac{T_{in} + T_{ut}}{2} \quad (7.2.126)$$

Då  $T_f$  är känd erhålles  $T_{in}$  och  $T_{ut}$  såsom tidigare enligt (7.2.18) av:

$$T_{in} = T_f + \frac{qH}{2C_f V_f} \quad (7.2.127)$$

$$T_{ut} = T_f - \frac{qH}{2C_f V_f}$$

Fluidtemperaturen  $T_f$  erhålles ur (7.2.121) och (7.2.125). Man får följande enkla uttryck:

$$T_f - T_{mm} = m'_{sf} \cdot q \quad (7.2.128)$$

$$m'_{sf} = m_{sf} + \frac{H^2}{3C_f^2 V_f^2 (m_+ + m_-)} \quad (7.2.129)$$

Här är  $m_{sf}$  värmemotståndet (7.2.123) enligt de föregående avsnitten då man inte tar hänsyn till temperaturvariation i z-led.

Det korrigerade totala värmemotståndet  $m'_{sf}$  erhålles genom att lägga till en enkel term till  $m_{sf}$  enligt (7.2.129)

$$m'_{sf} - m_{sf} = \frac{H^2}{3C_f^2 V_f^2 (m_+ + m_-)} \quad (7.2.130)$$

Korrektionstermen beror enbart på motståndet  $m_+ + m_-$  från värme-strömningskretsen 7.2.22. Detta motstånd anger värmemotståndet mellan de två kanalerna. Det är också intressant att notera att korrektionen beror på pumpflödet  $V_f$  i kvadrat. Ändrar man pumpriktningen så byter  $V_f$  tecken, medan  $m'_{sf}$  ej förändras. Detta medför att  $T_f$  och härigenom inloppstemperatur och utloppstemperatur blir oförändrade. Man kan dra den intressanta slutsatsen att det inte spelar någon roll åt vilket håll pumpflödet sker. Denna slutsats gäller för den aktuella typen av termisk respons.

### 7.3 Globala termiska delprocesser

Det totala storskaliga temperaturförloppet i och utanför ett markvärmelager kan genom superposition uppdelas i enklare delprocesser. Enligt avsnitt 4.1.1 består denna "globala" process av en stationär del och en periodisk del. Dessutom sker en transient uppbyggnad till årligt periodiska förhållanden under ett inledningsskede. I detta avsnitt behandlas stationär och periodisk process samt den transienta värmeuppbyggnaden för markvärmelager.

Den globala processen är kopplad till det lokala termiska förloppet kring varje markvärmväxlare. Den lokala processen, som behandlats ingående i avsnitt 7.2, kan i den globala analysen representeras via en enda parameter. Formel 7.2.21 ger följande samband mellan den tillförda effekten per volymenhet och skillnaden mellan fluidtemperatur  $T_f$  och den lokala medeltemperaturen  $T_m$  kring varje markvärmväxlare:

$$q_v = \alpha_v (T_f - T_m) \quad (7.3.1)$$

Den lokala medeltemperaturen  $T_m$  varierar från delområde till delområde runt markvärmväxlarna. Denna variabla medeltemperatur genom lagret blir lika med den globala temperaturfördelningen.

Den volumetriska värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$  kan skrivas:

$$\alpha_v = \frac{\lambda}{\ell^2} \quad (7.3.2)$$

Här får  $\ell$  dimensionen längd. Markens värmeledningsförmåga betecknas  $\lambda$ . Vid insättning i formel 7.3.1 erhålles:

$$q_v = \lambda \frac{T_f - T_m}{\ell^2} \quad (7.3.3)$$

Längden  $\ell$  är en karaktäristisk värmeöverföringslängd för markvärmväxlaren.

Formlerna 7.2.22 och 7.3.2 ger följande samband mellan värmeöverföringslängden  $\ell$  och värmemotståndet  $m_{sf}$ :

$$l = \sqrt{\lambda m_{sf} A_p} \quad (7.3.4)$$

Här är  $m_{sf}$  värmemotståndet mellan fluid och lager enligt avsnitt 7.2.3. Tvärsnittsarean  $A_p$  för markvärmväxlaren ges av formlerna 7.2.1-3.

Värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_V$  mellan värmebärarfluiden och hela lagervolymen ges av formlerna 7.2.23-24. Sambandet mellan  $l$  och  $\alpha_V$  är:

$$l = \sqrt{\lambda V / \alpha_V} \quad (7.3.5)$$

Lagrets volym betecknas  $V$ . För ett lager med vertikala parallella markvärmväxlare är lagrets vertikala utsträckning  $H$  den längd över vilken värmväxlingen sker mellan markvärmväxlaren och omgivande mark. Markvärmväxlarens tvärsnittsarea  $A_p$  definieras av formel 7.2.1-3. Antalet markvärmväxlare är  $N_p$ . Markvärmelagrets volym ges då av:

$$V = N_p A_p H \quad (7.3.6)$$

För ett cylinderformat lager ges lagrets radie  $R$  av:

$$\pi R^2 = N_p A_p \quad (7.3.7)$$

Markvärmelager med överytan vid marknivå antas vara värmeisolerade på hela överytan och till djupet  $D_i$  på de vertikala sidoytorna.

### 7.3.1 Stationär värmeförlust

I detta avsnitt behandlas den stationära komponenten av det totala värmeflödet genom lagervolymens randyta. Det stationära värmeflödet ger värmeförlusten från lagret under en cykel sedan den transienta komponenten har avklingat. För stora lager kan den transienta värmeförlusten vara betydande även efter tio till tjugo år. För mindre lager kan det stationära värdet användas som approximation för den totala värmeförlusten under en cykel redan efter något eller några år.

Det stationära värmeflödesproblemet har behandlats utförligt i kapitel 4. I avsnitt 4.14 ges en översikt av formler, diagram och tabeller för detta problem.

Markvärmelagrets överyta ligger ofta vid eller strax under marknivån. Formler för dessa fall ges i avsnitt 4.7-4.9. För ett cylinderformat lager ges den totala stationära värmeförlusten av formel 4.8.3-6. Formel 4.9.3 skall användas då lagret är parallelepipediskt. En jämförelse av stationär värmeförlust för cylindriskt och parallelepipediskt lager görs i avsnitt 4.9.3.

Vid beräkning av det stationära värmeflödet från ett lager måste temperaturdifferensen  $T_m - T_o$  uppskattas. Här är  $T_m$  temperaturen på lagrets randyta och  $T_o$  är markens ostörda temperatur. En god uppskattning av  $T_o$  kan erhållas ur klimatdata. För ett lager som når till stort djup under markytan kan det vara nödvändigt att ta hänsyn till den ostörda marktemperaturens variation med djupet. Medelvärdet av ostörd marktemperatur längs lagrets vertikala yta är en lämplig ansats.

En uppskattning av  $T_m$  kan vara svårare att göra. I allmänhet varierar årsmedeltemperaturen över lagrets ytor.  $T_m$  skall vara ett representativt medelvärde.

I referens 25 anges en metod för att beräkna lagerytans medeltemperatur då fluidtemperaturens variation inom lagret är liten. Enligt denna metod kan en medeltemperatur  $T_{m,isolering}$  anges för den del av lagerytan,  $A_i$ , som är isolerad och en medeltemperatur,  $T_{m,mark}$ , för den yta,  $A_g$ , som är direkt exponerad mot omgivande mark. De stationära värmeförlusterna genom de två delytorna ges enligt denna metod av:

$$Q_{m,mark} = \lambda \cdot \frac{T_{fo} - T_{m,mark}}{\ell} \cdot A_g$$

$$Q_{m,isolering} = \frac{T_{fo} - T_o}{\frac{\ell}{\lambda} + \frac{d_i}{\lambda_i}} \cdot A_i$$
(7.3.8)

Här är  $T_{fo}$  fluidens medeltemperatur under cykeln. Värmeöverföringslängden  $\ell$  bestäms av markvärmeväxlarens egenskaper enligt formel 7.3.2 eller 7.3.4 och avsnitt 7.2.3. Isoleringstjockleken betecknas  $d_i$  och  $\lambda_i$  är isoleringsmaterialets värmeledningsförmåga.

Formel 4.8.5 ger följande uttryck för den stationära värmeförlusten mot mark:

$$Q_{m,mark} = \lambda(T_{m,mark} - T_0)R \cdot h(H/R, D_i/H) \quad (7.3.9)$$

Medeltemperaturen på lagerytan kan elimineras med hjälp av formel 7.3.8. Då erhålles:

$$Q_{m,mark} = \lambda \frac{T_{fo} - T_0}{\ell + \ell_g} A_g \quad (7.3.10)$$

där

$$\ell_g = \frac{A_g}{R \cdot h(H/R, D_i/H)} \quad (7.3.11)$$

Om fluidens medeltemperatur under cykeln är känd kan de stationära värmeförlusterna beräknas med hjälp av formlerna 7.3.8 och 7.3.10-11. Den totala stationära värmeförlusten är enligt formel 4.8.4:

$$Q_m = Q_{m,isolering} + Q_{m,mark} \quad (7.3.12)$$

Formel 7.3.3 ger ett samband mellan fluidtemperaturen och medeltemperaturen för hela lagervolymen. Insättning ger:

$$T_{fo} - T_{ms} = \frac{Q_m \ell^2}{\lambda V} \quad (7.3.13)$$

Här användes beteckningen  $T_{ms}$  i stället för  $T_m$  för att understryka att medeltemperaturen i hela lagret (store), under en cykel avses och inte medeltemperaturen på lagrets yta. Med hjälp av detta samband kan  $T_{fo}$  elimineras ur formlerna 7.3.8 och 7.3.10. Den totala stationära värmeförlusten blir då:

$$Q_m = \lambda \cdot \frac{\ell'}{(1 - \ell' \cdot \ell^2/V)} \cdot (T_{ms} - T_0) \quad (7.3.14)$$

$$\ell' = \frac{A_i}{\ell + \lambda d_i/\lambda_i} + \frac{A_g}{\ell + \ell_g}$$

Längden  $\ell_g$  ges av formel 7.3.11.

Formel 7.3.14 ger den totala stationära värmeförlusten som funktion av differensen mellan lagrets och markens årsmedeltemperatur, markens termiska egenskaper samt lagrets och värmeväxlarens utformning.

För ett oisolerat, cylinderformat värmelager under marknivå ges lagrets totala stationära värmeförlust  $Q_m$  av komponenten  $Q_{m,mark}$ . Formlerna (7.3.8-14) i detta avsnitt är fortfarande giltiga förutsatt att  $A_i$  sätts till noll och att faktorn  $R \cdot h(H/R, D_i/H)$  byts mot  $D \cdot h(R/D, H/D)$  enligt formel 4.3.1.

Exempel 1. Cylinderformat värmelager i granit med överytan vid marknivån. Följande data gäller:

$$\begin{array}{ll} T_{ms} = 40^\circ\text{C} & T_o = 10^\circ\text{C} \\ \lambda = 3.5 \text{ W/mK} & C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\ d_i = 0.25 \text{ m} & \lambda_i = 0.1 \text{ W/mK} \\ D_i = 2 \text{ m} & H/R = 2.5 \\ B = 4 \text{ m} & \text{hexagonalt rörgitter} \\ R_o = 0.0525 \text{ m} & m_p = 0.05 \text{ K/(W/m)} \end{array}$$

För koncentriskt rör (borrhål) i hexagonalt rörgitter erhålles enligt formlerna 7.2.1-2 och 7.2.27:

$$A_p = 13.85 \text{ m}^2 \quad m_g = 0.134 \text{ K/(W/m)}$$

Formel 7.2.26 ger:

$$m_{sf} = m_g + m_p = 0.134 + 0.05 = 0.184 \text{ K/(W/m)}$$

Värmeöverföringslängden  $\ell$  blir då enligt formel 7.3.4:

$$\ell = \sqrt{3.5 \cdot 0.184 \cdot 13.85} = 2.98 \text{ m}$$

Värmeförlustfaktorn  $h(H/R, D_i/H)$  ges i figur 4.8.4, tabell 4.8.1 och av formel 4.8.6.

Den stationära värmeförlusten under ett år är  $Q_m t_y$ , där  $t_y$  betecknar tiden ett år. Denna energimängd jämföres med

lagringskapaciteten  $CV\Delta T$ , som här baseras på ett temperatur-sving  $\Delta T$  i lagret på  $40^{\circ}\text{C}$ .

Beräkningen utföres för tre olika volymer och ger följande resultat:

$V \text{ (m}^3\text{)}$	25000	100000	1000000
R (m)	14.71	23.35	50.31
H (m)	36.78	58.38	125.77
$A_i \text{ (m}^2\text{)}$	772	1860	8268
$A_g \text{ (m}^2\text{)}$	3987	10131	47392
$h(H/R, D_i/H)$	24.7	26.6	29.7
$Q_m \text{ (kW)}$	42.25	76.40	221.32
$Q_m t_y \text{ (MWh)}$	370.1	669.3	1938.8
$CV\Delta T \text{ (MWh)}$	611.1	2444.4	24444.4
$Q_m t_y / (CV\Delta T)$	0.61	0.27	0.08

Den värmeförlust som sker från lagret vid stationära förhållanden minskar från 61% till 8% av den tillförda värmemängden då lagrets volym ökar från  $25000 \text{ m}^3$  till  $1000000 \text{ m}^3$ .

För ett markvärmelager med kvadratisk tvärsnitt med samma volym och djup som det cylindriska lagret är den stationära värmeförlusten ungefär 5% högre (se avsnitt 4.9.3).

Exempel 2. Cylinderformat värmelager i lera med överytan vid marknivå.

Följande data gäller:

$$T_{ms} = 20^{\circ}\text{C}$$

$$T_o = 10^{\circ}\text{C}$$

$$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$$

$$C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$$

$$d_i = 0.25 \text{ m}$$

$$\lambda_i = 0.1 \text{ W/mK}$$

$$D_i = 2 \text{ m}$$

$$B = 2 \text{ m}$$

Enkelt U-rör i hexagonalt rörgitter

$$B_u = 0.11 \text{ m}$$

$$R_o = 0.0125 \text{ m}$$

$$m_p = 0.10 \text{ K/(W/m)}$$



Markvärmväxlarens tvärsnittsarea ges av formlerna 7.2.1-2:

$$A_p = 3.46 \text{ m}^2$$

För enkelt U-rör i hexagonalt rörgitter beräknas värmemotståndet i lera med hjälp av formel 7.2.38:

$$m_g = 0.413 \text{ K/(W/m)}$$

Formel 7.2.33 ger:

$$m_{sf} = m_g + m_p/2 = 0.413 + 0.10/2 = 0.463 \text{ K/(W/m)}$$

Värmeöverföringslängden  $\ell$  blir då enligt formel 7.3.4:

$$\ell = \sqrt{1.0 \cdot 0.463 \cdot 3.46} = 1.27 \text{ m}$$

Värmeförlustfaktorn  $h(H/R, D_i/H)$  ges i figur 4.8.4, tabell 4.8.1 och formel 4.8.6.

Den stationära värmeförlusten under ett år,  $Q_{mty}$ , jämförs med lagringskapaciteten  $CV\Delta T$  p s s som i det föregående exemplet. Temperatursvinget  $\Delta T$  är  $20^\circ\text{C}$ .

Beräkningen genomförs för tre olika lagervolymer:

$V \text{ (m}^3\text{)}$	10000	25000	100000
$R \text{ (m)}$	12.6	17.8	32.6
$H \text{ (m)}$	20	25	30
$A_i \text{ (m}^2\text{)}$	570	1112	3538
$A_g \text{ (m}^2\text{)}$	2007	3690	9266
$h(H/R, D_i/H)$	20.3	20.1	19.2
$Q_m \text{ (kW)}$	3.98	6.39	15.52
$Q_{mty} \text{ (MWh)}$	34.9	56.0	136.0
$CV\Delta T \text{ (MWh)}$	188.9	472.2	1888.9
$Q_{mty}/(CV\Delta T)$	0.18	0.12	0.07

De stationära värmeförlusterna från ett värmelager i lera med låg temperaturnivå jämfört med ostörd mark blir relativt små.

### 7.3.2 Transient värmeförlust

Vid beräkning av det transienta värmeflödet från lagervolymen vid uppbyggnaden av värmekudden gäller följande förutsättningar. Begynnelsetemperaturen i marken är  $T_0$ . Vid tiden  $t=0$  höjes lagrets medeltemperatur till  $T_{ms}$ . Det transienta värmeflödet till omgivande mark betecknas  $Q_{tr}$  (W).

Avsnitt 5.1.3 ger en översikt av formler för transient värmeförlust. Cylinderformat lager med överytan vid marknivån behandlas i avsnitt 5.1.2.2. Cylinderformat och parallelepipedformat värmelager under marknivå behandlas i avsnitt 5.1.2.11 respektive 5.1.2.12.

Den transienta värmeförlusten till omgivande mark bestäms av temperaturen på lagrets randyta. Denna temperatur varierar i tiden över lagrets ytor. I den analys som genomförs här representeras randtemperaturen med ett lämpligt valt medelvärde  $T_m$  under den aktuella tidsperioden.

För ett marknivålager med överytan vid marknivån representeras randtemperaturen  $T_m$  med två medelvärden. Den yta,  $A_i$ , som är isolerad har randtemperaturen  $T_{m,isolering}$ . Randtemperaturen för den yta,  $A_g$ , som är direkt exponerad mot mark betecknas  $T_{m,mark}$ .

Värmeflödet genom isoleringen blir enligt formel 4.8.3:

$$Q_{m,isolering} = \frac{\lambda_i (T_{m,isolering} - T_0)}{d_i} \cdot A_i \quad (7.3.15)$$

$$A_i = \pi R^2 + \pi R D_i$$

Här är  $\lambda_i$  isoleringens värmeledningsförmåga och  $d_i$  dess tjocklek. Isoleringen täcker lagrets vertikala sidor till djupet  $D_i$  under markytan.

Den ackumulerade värmeförlusten (J) blir:

$$E_{tr} = E_{tr,mark} + Q_{m,isolering} \cdot t \quad (7.3.16)$$

$E_{tr,mark}$  ges av formel 5.1.22 och figur 5.1.5.

Då markvärmelagrets medeltemperatur  $T_{ms}$  är given återstår problemet att uppskatta randytans temperatur. Här antas att randtemperaturerna  $T_{m,mark}$  och  $T_{m,isolering}$  kan approximeras med de värden som gäller vid stationära förhållanden. Stationära värmeförluster har behandlats i avsnitt 7.3.1. Först beräknas den stationära värmeförlusten  $Q_m$  enligt formel 7.3.14. Formel 7.3.13 ger sedan fluidens medeltemperatur  $T_{fo}$ . Värmeflödet genom isoleringen  $Q_{m,isolering}$  beräknas med hjälp av formel 7.3.8. Den stationära värmeförlusten mot omgivande mark blir enligt formel 7.3.12:

$$Q_{m,mark} = Q_m - Q_{m,isolering} \quad (7.3.17)$$

Randtemperaturen  $T_{m,mark}$  erhålles slutligen ur formel 7.3.8. Temperaturen  $T_{m,mark}$  används i stället för  $T_m$  i formel 5.1.22 för beräkning av den ackumulerade transienta värmeförlusten mot omgivande mark.

För ett oisolerat, cylinderformat värmelager under marknivå är  $Q_{m,mark}$  lika med lagrets totala transienta värmeförlust  $Q_{tr}$ . Den transienta värmeförlusten för detta fall ges i avsnitt 5.1.2.11. Temperaturen på lagrets randyta antas vara densamma som under stationära förhållanden. Se avsnitt 7.3.1.

Exempel 1. Cylinderformat värmelager i granit med överytan vid marknivå. Här används samma data som för exempel 1 i avsnitt 7.3.1:

$V = 100000 \text{ m}^3$	$H = 58.38 \text{ m}$	$R = 23.35 \text{ m}$
$T_{ms} = 40^\circ\text{C}$	$T_o = 10^\circ\text{C}$	
$\lambda = 3.5 \text{ W/mK}$	$C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$	
$d_i = 0.25 \text{ m}$	$\lambda_i = 0.1 \text{ W/mK}$	
$D_i = 2 \text{ m}$	$H/R = 2.5$	
$B = 4 \text{ m}$	hexagonalt rörgitter	

Borrhål med koncentrisk innerslang.

$R_o = 0.0525 \text{ m}$	
$m_p = 0.05 \text{ K/(W/m)}$	$\ell = 2.98 \text{ m}$
$A_i = 1860 \text{ m}^2$	$A_g = 10131 \text{ m}^2$

Temperaturen på värmelagrets randyta  $T_{m,mark}$  antas vara densamma som vid stationära förhållanden. Enligt den beräkningsgång som anvisats ovan erhålles:

$$\text{Formel 7.3.14} \Rightarrow Q_m = 76.4 \text{ kW}$$

$$\text{Formel 7.3.13} \Rightarrow T_{fo} = 41.9^{\circ}\text{C}$$

$$\text{Formel 7.3.8} \Rightarrow Q_{m,isolering} = 17.7 \text{ kW}$$

$$\text{Formel 7.3.12} \Rightarrow Q_{m,mark} = 58.7 \text{ kW}$$

$$\text{Formel 7.3.8} \Rightarrow T_{m,mark} = 37.0^{\circ}\text{C}$$

Den ackumulerade transienta värmeförlusten ges av formel 5.1.22 och figur 5.1.5. Figuren gäller för  $D_i/H = 0.1$ . Korrektionen för den aktuella kvoten  $D_i/H = 0.034$  erhålles genom formel 5.1.24 och 4.7.17. Randtemperaturen  $T_{m,mark}$  skall användas i formel 5.1.24. Den transienta värmeförlusten beräknas för cykel 1, 2 och 5. Följande värden erhålles ur figur 5.1.5:

t (år)	$\frac{at}{R^2}$	$e_{tr}$	$E_{tr}$ (J)
1	0.092	6.6	$5.14 \cdot 10^{12}$
2	0.184	10.6	$8.26 \cdot 10^{12}$
4	0.368	16.7	$1.31 \cdot 10^{13}$
5	0.460	19.6	$1.54 \cdot 10^{13}$

Efter korrektion av den transienta värmeförlusten mot omgivande mark och addition av värmeförlusten  $Q_{m,isolering}$  genom isoleringen erhålles följande årliga värmeförluster för de olika cyklerna:

cykel	1	2	5
värmeförlust (MWh)	1666	1105	877

Då stationära förhållanden har uppnåtts är den årliga värmeförlusten 669 MWh.

Exempel 2. Cylinderformat värmelager i lera med överytan vid marknivån.  
Här används samma data som för exempel 2 i avsnitt 7.3.2:

$$\begin{array}{ll}
 V = 25000 \text{ m}^3 & H = 25 \text{ m} \quad R = 17.84 \text{ m} \\
 T_{\text{ms}} = 20^\circ\text{C} & T_0 = 10^\circ\text{C} \\
 \lambda = 1.0 \text{ W/mK} & C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\
 d_i = 0.25 \text{ m} & \lambda_i = 0.1 \text{ W/mK} \\
 D_i = 2 \text{ m} & H/R = 1.40 \\
 B = 2 \text{ m} & \text{Enkelt U-rör i hexagonalt rörgitter} \\
 B_u = 0.11 \text{ m} & R_o = 0.0125 \text{ m} \\
 m_p = 0.10 \text{ W/mK} & \ell = 1.27 \text{ m} \\
 A_i = 1112 \text{ m}^3 & A_g = 3690 \text{ m}^2
 \end{array}$$

Temperaturen på värmelagrets randyta  $T_{\text{m,mark}}$  antas vara densamma som vid stationära förhållanden. Enligt den beräkningsgång som använts ovan erhålles:

$$\begin{array}{ll}
 \text{Formel 7.3.14} & \Rightarrow Q_m = 6.39 \text{ kW} \\
 \text{Formel 7.3.13} & \Rightarrow T_{\text{fo}} = 20.4^\circ\text{C} \\
 \text{Formel 7.3.8} & \Rightarrow Q_{\text{m,isolering}} = 3.07 \text{ kW} \\
 \text{Formel 7.3.12} & \Rightarrow Q_{\text{m,mark}} = 3.32 \text{ kW} \\
 \text{Formel 7.3.8} & \Rightarrow T_{\text{m,mark}} = 19.3^\circ\text{C}
 \end{array}$$

Den ackumulerade värmeförlusten ges av formel 5.1.22 och figur 5.1.5. Figuren gäller för  $D_i/H = 0.1$ . Korrektion för den aktuella kvoten  $D_i/H = 0.08$  erhålles genom formel 5.1.24 och 4.7.17. Randtemperaturen  $T_{\text{m,mark}}$  skall användas i formel 5.1.24.

Den transienta värmeförlusten beräknas för cykel 1, 2 och 5. Följande värden erhålles ur figur 5.1.5:

$t$ (år)	$\frac{at}{R^2}$	$e_{\text{tr}}$	$E_{\text{tr}}$ (J)
1	0.029	2.44	$4.29 \cdot 10^{11}$
2	0.058	3.56	$6.25 \cdot 10^{11}$
4	0.117	5.56	$9.77 \cdot 10^{11}$
5	0.146	6.44	$1.13 \cdot 10^{12}$

Efter korrektion av den transienta värmeförlusten mot omgivande mark och addition av värmeförlusten  $Q_{m,isolering}$  genom isoleringen erhålles följande värmeförluster för de olika cyklerna:

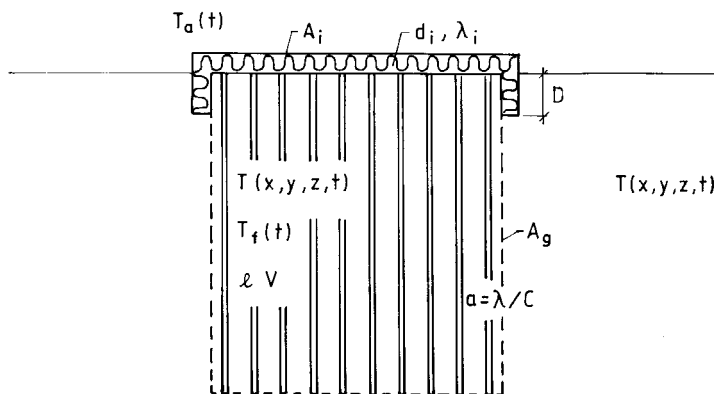
cykel	1	2	5
värmeförlust (MWh)	147	83	71

Då stationära förhållanden har uppnåtts är den årliga värmeförlusten 56 MWh.

### 7.3.3 Periodisk process

I referens 25 beskrivs en analytisk modell av det termiska förloppet i ett markvärmelager där processen har en stationär komponent och en överlagrad periodisk variation.

Figur 7.3.1 ger en schematisk bild av markvärmelagret, vars överyta är belägen vid marknivå. Lagervolymen  $V$  antas vara värmeisolerad vid markytan och längs lagrets vertikala sidor till djupet  $D_i$  under marknivån. Isoleringen har värmeledningsförmågan  $\lambda_i$  och tjockleken  $d_i$ . Den del av lagrets yta som är isolerad betecknas  $A_i$  och den del som är direkt exponerad mot omgivande mark betecknas  $A_g$ . Markens värmeledningsförmåga är  $\lambda$  (W/mK) och dess värmekapacitet är  $C$  (J/m<sup>3</sup>K).



Figur 7.3.1. Markvärmelager. Definitioner enligt texten.

Temperaturen ges genom superponering av en stationär komponent och en komponent som varierar periodiskt i tiden. Med komplex notation (se avsnitt 5.2.1) kan fluidtemperaturen  $T_f$  i markvärmeväxlarna och temperaturen  $T_a$  (air) vid markytan skrivas:

$$T_f(t) = T_{f0} + T_{f1} \cdot e^{i\phi_f} \cdot e^{i2\pi t/t_0} \quad (7.3.18)$$

$$T_a(t) = T_{a0} + T_{a1} \cdot e^{i\phi_a} \cdot e^{i2\pi t/t_0}$$

Här är  $T_{f1}$  och  $T_{a1}$  de periodiska delarnas amplituder. Relativa faslägen ges av  $\phi_f$  och  $\phi_a$ . Periodtiden är  $t_0$ .

Fluidtemperaturen  $T_f$  definieras i enlighet med avsnitt 7.2.3 som ett medelvärde av inloppstemperaturen  $T_{in}$  och utloppstemperaturen  $T_{ut}$ :

$$T_f = (T_{in} + T_{ut})/2 \quad (7.3.19)$$

Enligt formel 7.2.18 ges inlopps- och utloppstemperaturen vid en given tidpunkt av:

$$T_{in}(t) = T_f(t) + Q(t)/(2C_f V_f(t)) \quad (7.3.20)$$

$$T_{ut}(t) = T_f(t) - Q(t)/(2C_f V_f(t))$$

Här är  $Q$  totalt inmatad effekt,  $C_f$  fluidens värmekapacitet och  $V_f$  pumpflödet ( $m^3/s$ ). Fluidtemperaturen  $T_f$  (formel 7.3.19) och effekten  $Q$  ges av ett konstant värde  $Q_m$  och en överlagrad periodisk komponent med amplituden  $Q_1$  och fasen  $\phi_q$ .

Vid lösning av värmeledningsekvationerna för de globala termiska förloppen i marken används endimensionella approximationer. Värmeflödet i och utanför lagret vid en randyta antas ske i randytans normalriktning. Kanteffekter försummas. Termisk växelverkan mellan olika randytor har i allmänhet liten inverkan på temperaturfördelningen i lagret. Värmeflödet genom isolerade och oisolerade randytor behandlas därför var för sig. För små lager med lineära dimensioner i storleksordningen några meter kan modellen ej tillämpas.

Följande beteckningar används:

$$d_0 = \sqrt{\frac{at_0}{2\pi}}$$

$$\beta = \sqrt{d_0^2 + i\ell^2} = b \cdot e^{i\psi} \quad (7.3.21)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1/\ell^2 + i/d_0^2}} \quad (\text{Re } \gamma \geq 0)$$

$$m^1 = \frac{\lambda}{d_0} \cdot \frac{d_i}{\lambda_i}$$

(I övriga delar av denna skrift definieras  $d_0$  enligt formel 5.2.22 utan faktorn 2 i nämnaren.) Här är  $\ell$  värmeöverföringslängden för markvärmewäxlaren enligt formlerna 7.3.2-5.

Värmeutbytet mellan värmebärande fluid och lager består av fem bidrag. Uttryck för dessa bidrag härledes i referens 25.

1. Stationär förlust genom den isolerade randytan:

$$Q_{0i} = \frac{T_{f0} - T_{a0}}{\ell/\lambda + d_i/\lambda_i} \cdot A_i \quad (7.3.22)$$

2. Stationär förlust  $Q_{0g}$  genom den del av randytan som är direkt exponerad mot omgivande mark enligt avsnitt 7.3.1.

3. Periodisk komponent för värmeöverföring mellan fluid och lagrets inre delar:

$$Q_{1v} e^{i\phi_{qv}} = V\lambda \frac{i}{\beta^2} T_{f1} e^{i\phi_f} \quad (7.3.23)$$

4. Periodisk komponent från den isolerade delen av randytan:

$$Q_{1i} e^{i\phi_{qi}} = A_i \lambda \frac{d_0}{\beta} \cdot \frac{1}{\ell + m^1 \beta} \left[ \frac{d_0^2}{\beta^2} T_{f1} e^{i\phi_f} - T_{a1} e^{i\phi_a} \right] \quad (7.3.24)$$



5. Periodisk komponent genom oisolerad randyta mot omgivande mark:

$$Q_{1g} e^{i\phi_{qg}} = A_g \lambda \left(\frac{d_0}{\beta}\right)^3 \frac{\sqrt{i}}{2\sqrt{i} + \beta} \cdot T_{f1} e^{i\phi_f} \quad (7.3.25)$$

Värmeutbytet  $Q$  mellan fluid och lager ges nu av:

$$Q = Q_0 + Q_1 \cdot e^{i\phi_q} \cdot e^{i2\pi t/t_0}$$

$$Q_0 = Q_{0i} + Q_{0g} \quad (7.3.26)$$

$$Q_1 \cdot e^{i\phi_q} = Q_{1v} e^{i\phi_{qv}} + Q_{1i} e^{i\phi_{qi}} + Q_{1g} e^{i\phi_{qg}}$$

Ett datorprogram som beräknar amplitud och fas för de olika komponenterna ges i appendix A.

Den periodiska delen av termiska förloppet kan utvärderas med hjälp av diagram. Formlerna 7.3.23-25 skrivs då om på följande sätt (skalningslängden  $b$  är enligt (7.3.29) beloppet av  $\beta$ ):

$$Q_{1v} e^{i\phi_{qv}} = \lambda b \cdot \frac{V}{b^3} Z_v \cdot T_{f1} e^{i\phi_f}$$

$$Q_{1i} e^{i\phi_{qi}} = \lambda b \cdot \frac{A_i}{b^2} [Z_i T_{f1} e^{i\phi_f} - Z_a T_{a1} e^{i\phi_a}] \quad (7.3.27)$$

$$Q_{1g} e^{i\phi_{qg}} = \lambda b \cdot \frac{A_g}{b^2} Z_g \cdot T_{f1} e^{i\phi_f}$$

Summan av dessa komponenter ger den totala periodiska effekten:

$$Q_1 e^{i\phi_q} = \lambda b \left[ \left( \frac{V}{b^3} Z_v + \frac{A_i}{b^2} Z_i + \frac{A_g}{b^2} Z_g \right) T_{f1} e^{i\phi_f} - \frac{A_i}{b^2} Z_a T_{a1} e^{i\phi_a} \right] \quad (7.3.28)$$

Detta är den fundamentala formeln för den periodiska processen. Man har ett direkt samband mellan periodiskt effektuttag och fluidtemperatur. I ett givet fall kan effekt eller fluidtemperatur föreskrivas varvid fluidtemperatur eller effekt erhålles.

Ett godtyckligt periodiskt förlopp med en periodtid  $t_0$  kan med en Fourier-serie representeras av sinus- och cosinuskomponenter med periodtider  $t_0$ ,  $t_0/2$ ,  $t_0/3$ , ... För varje komponent gäller formel 7.3.28.

Storheterna  $Z_v$ ,  $Z_i$ ,  $Z_g$  och  $Z_a$  är dimensionslösa komplexa tal. De kan skrivas som funktioner av  $\Psi$  och  $m^1$ . Enligt formel 7.3.21 gäller att:

$$be^{i\Psi} = \beta = \sqrt{d_0^2 + i\ell^2} \quad (7.3.29)$$

Detta medför:

$$b = \sqrt{d_0^4 + \ell^4}$$

$$\Psi = \frac{1}{2} \arctan(\ell^2/d_0^2) \quad (0 \leq \Psi \leq \frac{\pi}{4}) \quad (7.3.30)$$

$$\frac{d_0}{b} = \sqrt{\cos 2\Psi}$$

$$\frac{\ell}{b} = \sqrt{\sin 2\Psi}$$

De dimensionslösa talen  $Z_v$ ,  $Z_i$ ,  $Z_g$  och  $Z_a$  blir då:

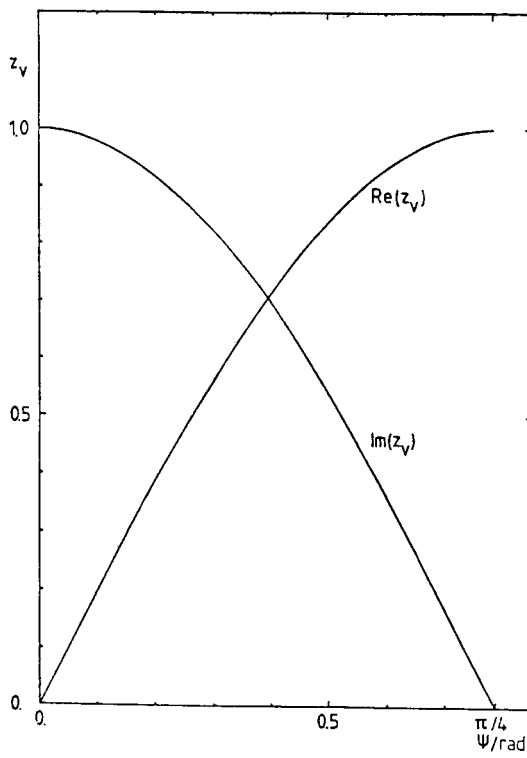
$$Z_v = \frac{i}{e^{i2\Psi}}$$

$$Z_i = (\cos 2\Psi)^{3/2} e^{-i3\Psi} \frac{1}{\sqrt{\sin 2\Psi + m^1 e^{i\Psi}}} \quad (7.3.31)$$

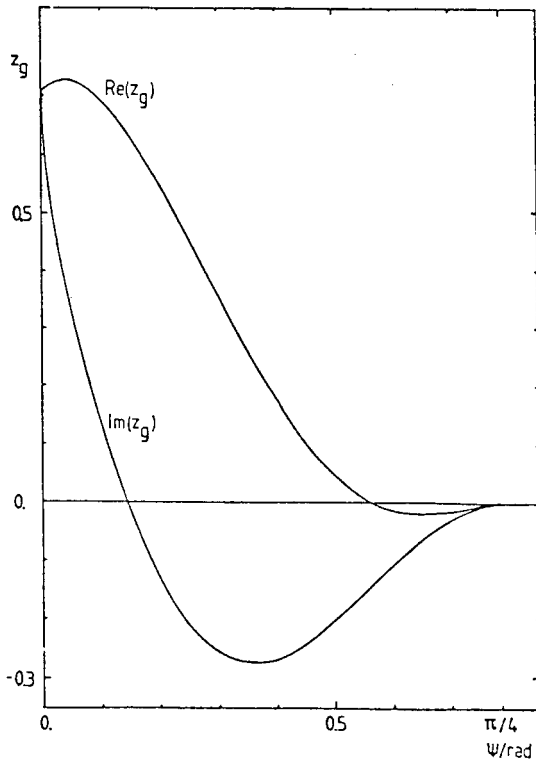
$$Z_g = (\cos 2\Psi)^{3/2} e^{-i3\Psi} \frac{1}{\sqrt{\sin 2\Psi + e^{-i\pi/4} \cdot e^{i\Psi}}}$$

$$Z_a = \sqrt{\cos 2\Psi} \cdot e^{-i\Psi} \frac{1}{\sqrt{\sin 2\Psi + m^1 e^{i\Psi}}}$$

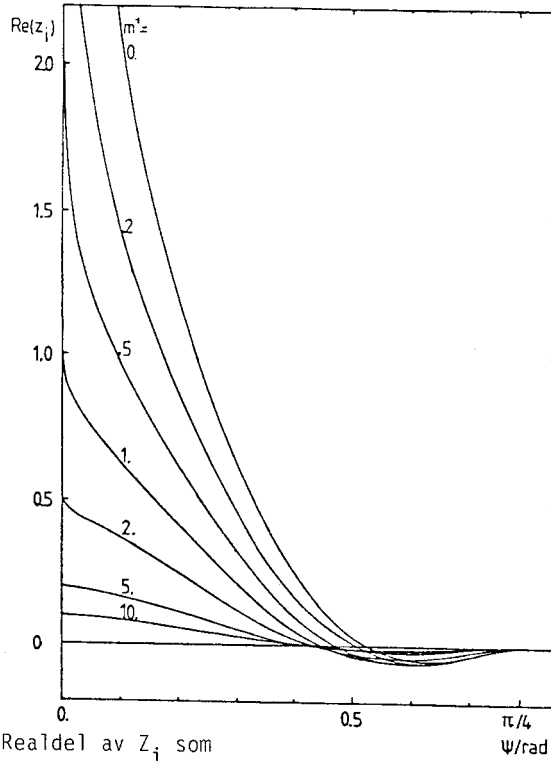
Real- och imaginär del av  $Z_v$ ,  $Z_i$  och  $Z_g$  ges som funktion av  $\Psi$  i figur 7.3.2-5. För  $Z_a$  är det lämpligare att ange absolutvärdet och argumentet. Se figur 7.3.6-7. Förhållandet mellan fluidtemperaturen och effektens periodiska variation kan nu beräknas med hjälp av diagrammen 7.3.2-7 och formlerna 7.3.27-30.



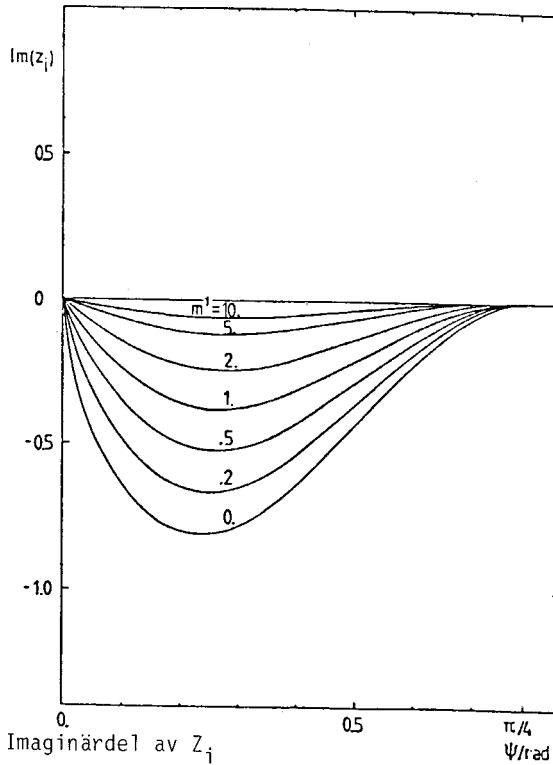
Figur 7.3.2.  $Z_v$  som funktion



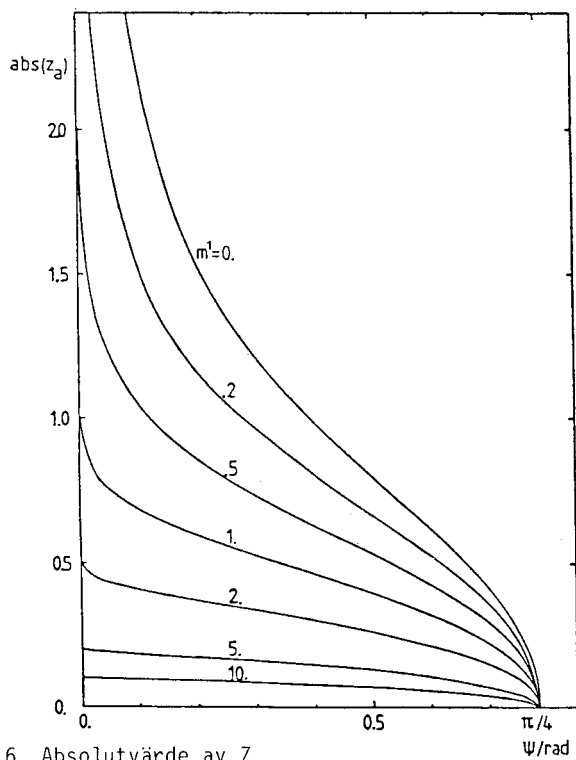
Figur 7.3.3.  $Z_g$  som funktion  
av  $\psi$ .



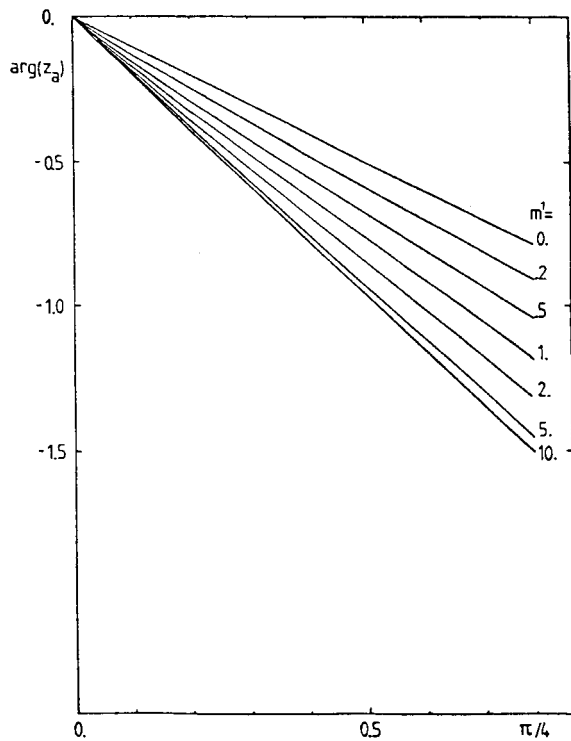
Figur 7.3.4. Realdel av  $Z_i$  som funktion av  $\psi$  och  $m^1$ .



Figur 7.3.5. Imaginär del av  $Z_i$  som funktion av  $\psi$  och  $m^1$ .



Figur 7.3.6. Absolutvärde av  $Z_a$   
som funktion av  $\psi$  och  $m^1$ .



Figur 7.3.7. Argumentet av  $Z_a$   
som funktion av  
 $\psi$  och  $m^1$ .

Exempel. Cylinderformat värmelager i granit med överytan vid marknivån. Här används samma data som för exempel 1 i avsnitt 7.3.1 och 7.3.2.

$$\begin{array}{lll}
 V = 100000 \text{ m}^3 & H = 58.38 \text{ m} & R = 23.35 \text{ m} \\
 T_{\text{ms}} = 40^{\circ}\text{C} & T_{\text{ao}} = 10^{\circ}\text{C} & \\
 \lambda = 3.5 \text{ W/mK} & C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} & \\
 d_i = 0.25 \text{ m} & \lambda_i = 0.1 \text{ W/mK} & \\
 D_i = 2 \text{ m} & H/R = 2.5 & \\
 B = 4 \text{ m} & \text{hexagonalt rörgitter} & 
 \end{array}$$

Borrhål med koncentrisk innerslang.

$$\begin{array}{ll}
 R_o = 0.0525 \text{ m} & \\
 m_p = 0.05 \text{ K/(W/m)} & \lambda = 2.98 \text{ m} \\
 A_i = 2006 \text{ m}^2 & A_g = 9985 \text{ m}^2 \\
 V_f = 0.020 \text{ m}^3/\text{s} & t_o = 31536000 \text{ s}
 \end{array}$$

Den inmatade effektens periodiska komponent har amplituden 500 kW:

$$Q_i = 5 \cdot 10^5 \text{ W} \quad \phi_q = 0 \text{ rad}$$

Markytans temperaturvariation har amplituden  $10^{\circ}\text{C}$ :

$$T_{a1} = 10^{\circ}\text{C} \quad \phi_a = 0 \text{ rad}$$

Värmeförluster och fluidtemperatur vid stationära förhållanden har beräknats i exempel 1 i avsnitt 7.3.1:

$$\begin{array}{l}
 Q_{01} = 17.7 \text{ kW} \\
 Q_{0g} = 58.7 \text{ kW} \\
 T_{fo} = 41.9^{\circ}\text{C}
 \end{array}$$

För utvärdering av de periodiska komponenterna beräknas först följande parametrar enligt (7.3.21) och (7.3.30):

$$\begin{array}{l}
 d_o = 2.826 \text{ m} \\
 b = 3.456 \text{ m} \\
 \psi = 0.419 \text{ rad} \\
 m^1 = 3.097
 \end{array}$$

Figur 7.3.2-7 ger nu

$$Z_v = 0.74 + i \cdot 0.67$$

$$Z_i = 0.00 - i \cdot 0.14$$

$$Z_g = 0.15 - i \cdot 0.26$$

$$Z_a = 0.22 \cdot e^{-i \cdot 0.53}$$

Dessa värden insättes i formel 7.3.6. Den periodiska variation av fluidtemperaturen som krävs för att erhålla den givna effektvariationen blir då:

$$\begin{aligned} T_{f1} e^{i\phi_f} &= \left[ \frac{5 \cdot 10^5}{3.5 \cdot 3.456} + \frac{2006}{(3.456)^2} (0.22 \cdot e^{-i \cdot 0.53}) \cdot 10.0 \right] / \\ &\quad \left[ \frac{10^5}{(3.456)^3} \cdot (0.74 + i \cdot 0.67) + \frac{2006}{(3.456)^2} (0.00 - i \cdot 0.14) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{9985}{(3.456)^2} \cdot (0.15 - i \cdot 0.26) \right] = \frac{41634.2 - i \cdot 173.2}{1920.4 + i \cdot 1379.2} = \\ &= \frac{41635 \cdot e^{-i \cdot 0.004}}{2363.5 \cdot e^{i \cdot 0.622}} = 17.6 \cdot e^{-i \cdot 0.628} \end{aligned}$$

Fluidtemperaturen kan nu skrivas

$$T_f = T_{f0} + T_{f1} \cdot e^{i\phi_f} \cdot e^{i2\pi t/t_0} = 41.9 + 17.6 \cdot e^{-i \cdot 0.628} \cdot e^{i2\pi t/t_0} \text{ } ^\circ\text{C}$$

Den varierar således mellan 24.3<sup>0</sup>C och 59.5<sup>0</sup>C under cykeln. Fluidtemperaturens maximivärde infaller 36 dagar efter effektkurvans maximivärde.

Den inmatade effekten ges av:

$$Q = Q_{0i} + Q_{0g} + Q_1 \cdot e^{i\phi_f} \cdot e^{i2\pi t/t_0} = 76.4 + 500.0 \cdot e^{i2\pi t/t_0} \text{ kW}$$



Periodisk effekt p g a temperaturvariationer inom lagret:

$$Q_{1v} e^{i\phi_{qv}} = 515.2 \cdot e^{i \cdot 0.105} \text{ kW}$$

Periodisk effekt p g a värmeförluster genom isoleringen:

$$Q_{1i} e^{i\phi_{qi}} = 6.2 \cdot e^{-i \cdot 2.96} \text{ kW}$$

Periodisk effekt p g a värmeförluster direkt mot omgivande mark:

$$Q_{1g} e^{i\phi_{qg}} = 55.1 \cdot e^{-i \cdot 1.69} \text{ kW}$$

Den periodiska variationen av lagervolymens medeltemperatur kan beräknas ur formel 7.3.3:

$$T_{ms1} e^{i\phi_s} = T_{f1} e^{i\phi_f} - \frac{\ell^2}{\lambda V} Q_1 e^{i\phi_q}$$

Insättning ger då

$$\begin{aligned} T_{ms1} e^{i\phi_s} &= 17.6 \cdot e^{-i \cdot 0.628} - \frac{2.98^2}{3.5 \cdot 10^5} \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot e^{i \cdot 0} = \\ &= 17.6 \cdot e^{-i \cdot 0.628} - 12.7 \cdot e^{i \cdot 0} = 10.4 \cdot e^{-i \cdot 1.42} \text{ } ^\circ\text{C} \end{aligned}$$

Lagervolymens medeltemperatur varierar mellan  $29.6^\circ\text{C}$  och  $50.4^\circ\text{C}$ . Faseftersläpningen är 83 dagar jämfört med effekten.

#### 7.4 Termisk dimensionering

Vid dimensionering av markvärmelager är målet att minimera energikostnaden för det totala energisystemet i vilket lagret ingår som en del. Lagrets utformning blir beroende av energisystemets utformning, energipriser, kostnader för olika komponenter i lagret m m. I detta avsnitt behandlas endast dimensionering av markvärmelagrets termiska funktion. Inverkan av olika parametrar för markvärmelagret diskuteras.

## 7.4.1 Handberäkningsmetod

Låt  $E_{ut}$  vara den energimängd som uttages från lagret under en cykel. Denna mängd och den årliga värmeförlusten måste balanseras av den tillförda energimängden  $E_{in}$ :

$$E_{in} = E_{ut} + E_m \quad (7.4.1)$$

Här ges  $E_m$  av lagrets stationära värmeförlust. Se avsnitt 7.3.1.

Fluidtemperaturen  $T_f$ , vilken definieras av formel 7.2.15, varierar mellan ett övre värde  $T_f^{max}$  och ett undre värde  $T_f^{min}$ . Medeltemperaturen i lagervolymer varierar mellan ett övre värde  $T_b$  och ett undre värde  $T_a$ . Som startvärde ansättes:

$$T_a = T_f^{min} \quad T_b = T_f^{max} \quad (7.4.2)$$

Lagrets medeltemperatur under cykeln antas vara:

$$T_{ms} = (T_a + T_b)/2 \quad (7.4.3)$$

Systemets lagringskapacitet anses vara  $CV(T_b - T_a)$ . Här är  $C$  markens värmekapacitet och  $V$  är lagrets volym. Lagringskapaciteten skall motsvara den energimängd som skall tas ur lagret. Från detta samband beräknas den erforderliga lagervolymer:

$$V = \frac{E_{ut}}{C(T_b - T_a)} \quad (7.4.4)$$

En lämplig form på lagervolymer väljes. Lagrets värmeförlust uppskattas enligt avsnitt 7.3.1. För en cylinderformad lagervolym med övertan vid marknivå ges den stationära värmeförlusten av  $Q_m$  av formel 7.3.14. Den årliga värmeförlusten för en cykel med perioden  $t_0$  blir då:

$$E_m = Q_m \cdot t_0 \quad (7.4.5)$$

Den energimängd  $E_m$  som måste tillföras lagret under laddningsperioden ges av formel 7.4.1.

Medelvärdet av värmeeffekten under laddningsperioden  $t_{in}$  och uttagsperioden  $t_{ut}$  ges av:

$$Q_{in} = E_{in}/t_{in} \qquad Q_{ut} = E_{ut}/t_{ut} \qquad (7.4.6)$$

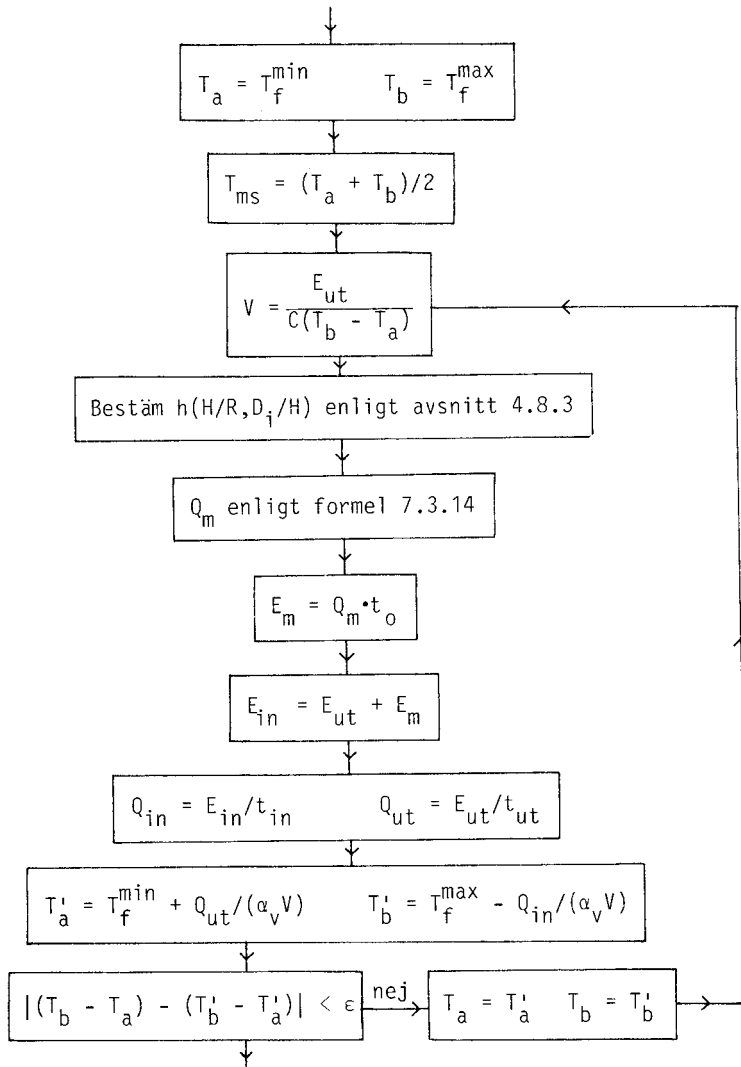
Ekvation 7.2.21 ger skillnaden mellan fluidtemperaturen och lagrets medeltemperatur. En förbättrad uppskattning av intervallet för medeltemperaturen i lagret bestäms nu av:

$$T_a = T_f^{\min} + \frac{Q_{ut}}{\alpha_v V} \qquad (7.4.7)$$

$$T_b = T_f^{\max} - \frac{Q_{in}}{\alpha_v V}$$

Här är  $\alpha_v$  markvärmväxlarens volymetriska värmeöverföringskoefficient enligt formel 7.2.21. Temperaturskillnaden  $T_b - T_a$  är lägre än vid det första antagandet. Volymen måste därför ökas för att rymma tillräcklig energimängd. Förbättrade värden erhålls genom att upprepa proceduren från formel 7.4.4. Denna iterativa metod konvergerar tämligen snabbt. Överensstämmelsen med en fullständig numerisk simulering med dator är ofta god.

Flödesschema för handberäkningsmetoder ges i figur 7.4.1. Här avses cylinderformat markvärmelager med överytan vid marknivå. Indata för beräkningen är  $E_{ut}$ ,  $T_f^{\max}$ ,  $T_f^{\min}$ ,  $C$ ,  $H/R$ ,  $D_i$ ,  $d_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\lambda$ ,  $t_o$ ,  $t_{in}$ ,  $t_{ut}$  samt  $\alpha_v$ . Erforderlig volym  $V$  och inmatad energimängd  $E_{in}$  erhålles ur handräkningsmetoden.



Figur 7.4.1. Flödesschema för handberäkningsmetod. Cylinderformat markvärmelager med överytan vid marknivå.

## 7.4.2 Förfinad handräkningsmetod med global periodisk lösning

I avsnitt 7.3.3 beskrivs en analytisk modell där det termiska förloppet i markvärmelagret har en stationär komponent och en överlagrad periodisk variation. Den stationära komponenten behandlas i avsnitt 7.3.1. Den periodiska variationen kan beräknas med hjälp av formler och diagram i avsnitt 7.3.3. I appendix A ges ett datorprogram för beräkning av den periodiska variationen.

Exempel på beräkningsmetodiken ges i avsnitt 7.3.3. Metoden har använts för parametervariation enligt exempel i avsnitt 7.4.4.

Inmatad energimängd  $E_{in}$  och utagen energimängd  $E_{ut}$  erhålles efter integration av den totala effekten över tiden då  $Q(t)$  är positiv respektive negativ:

$$E_{in} = \frac{Q_1 t_0}{\pi} \cdot \cos(\varphi_1) + \frac{Q_m t_0}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} + \varphi_1 \right) \quad (7.4.8)$$

$$E_{ut} = \frac{Q_1 t_0}{\pi} \cdot \cos(\varphi_1) - \frac{Q_m t_0}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} - \varphi_1 \right)$$

$$\varphi_1 = \arcsin(Q_m/Q_1) \quad Q_m \leq Q_1$$

Om den stationära förlusten  $Q_m$  är större än amplituden  $Q_1$  för den periodiska variationen sker inget värmeuttag ur lagret.

Energiverkningsgraden  $\eta_E$  för lagret definieras som kvoten mellan utagen och inmatad energimängd. Enligt formel 7.4.8 kan energiverkningsgraden för detta fall skrivas:

$$\eta_E = \frac{E_{ut}}{E_{in}} = \frac{\cos\varphi_1 - \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_1\right) \cdot Q_m/Q_1}{\cos\varphi_1 + \left(\frac{\pi}{2} + \varphi_1\right) \cdot Q_m/Q_1} \quad (7.4.9)$$

Energiverkningsgraden blir en funktion av kvoten  $Q_m/Q_1$ . Se tabell 7.4.1.

$Q_m/Q_1$	0.0	0.05	0.1	0.22	0.25	0.5	0.75	1.0
$\eta_E$	1.0	0.86	0.73	0.50	0.45	0.18	0.05	0.0

Tabell 7.4.1 Energiverkningsgraden  $\eta_E$  som funktion av kvoten  $Q_m/Q_1$ .

För att erhålla en energiverkningsgrad som är större än 50% måste kvoten  $Q_m/Q_1$  vara mindre än 0.22.

#### 7.4.3 Analys av korttidspulser

Effektpulser med kort varaktighet och snabb periodisk variation kan analyseras med superpositionsteknik. Analys av stegpulser ges i avsnitt 7.2.2, 5.3 och 10.3.7. Periodiska förlopp behandlas i avsnitt 5.2 och 7.2.7.

#### 7.4.4 Diskussion av olika parametrars betydelse

Markvärmelagrets termiska funktion bestäms av ett antal olika faktorer. Dessa faktorer berör dels den globala processen i lagret och den omgivande marken dels den lokala processen kring varje enskild markvärmväxlare. Den lokala processen är kopplad till den globala processen genom den volumetriska värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_V$  för effektpulser med längre varaktighet. Se avsnitt 7.2 och 7.3.

I detta avsnitt skall inflytande av olika parametrar på markvärmelagrets termiska funktion belysas med några exempel.

Grunddata för referensfallet, som avser ett markvärmelager i granit, ges i avsnitt 7.4.4.1. Effektkurvans variation består av ett konstant värde och en överlagrad sinusvariation med periodtiden ett år. Fluidtemperatur och uttagen energimängd är given. Vid parametervariationen väljs avståndet  $B$  mellan närliggande borrhål så att givet värde på uttagen energimängd erhålles.

## 7.4.4.1 Data för referensfall

Referensfallet för exemplen i avsnitt 7.4.4 avser ett markvärmelager i granit med överytan vid marknivå. Följande data gäller:

$$\begin{array}{ll}
 V = 100000 \text{ m}^3 & H/R = 2.5 \\
 (H = 58.38 \text{ m} & R = 23.35 \text{ m}) \\
 \lambda = 3.5 \text{ W/mK} & C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K} \\
 \lambda_i = 0.1 \text{ W/mK} & d_i = 0.25 \text{ m} \\
 D_i = 2 \text{ m} & t_o = 1 \text{ år} = 31536000 \text{ s} \\
 B = 4 \text{ m} & \text{hexagonalt rörgitter} \\
 R_o = 0.0525 \text{ m} & m_p = 0.05 \text{ K/(W/m)}
 \end{array}$$

Detta medför:

$$\begin{array}{ll}
 m_g = 0.134 \text{ K/(W/m)} & m_{sf} = 0.184 \text{ K/(W/m)} \\
 \alpha_V = 0.393 \text{ W/m}^3\text{K} & \alpha_V = 39.3 \text{ kW/K} \\
 \ell = 2.98 \text{ m} & N_p = 123.9
 \end{array}$$

Effektens periodiska variation har amplituden 569.5 kW. Den är vald så att amplituden på fluidtemperaturens variation blir  $20.0^\circ\text{C}$ . Fluidtemperaturen varierar mellan  $20^\circ\text{C}$  och  $60^\circ\text{C}$ , vilket medför att fluidens medeltemperatur  $T_{f0}$  är  $40^\circ\text{C}$ . Markytan har medeltemperaturen  $10^\circ\text{C}$  och en årsvariation med amplituden  $10^\circ\text{C}$ . Markytans temperatur har samma fas som effekten.

Beräkningen sker med den periodiska modell som beskrivits i avsnitt 7.3.3 och 7.4.2. För referensfallet erhålles följande resultat:

$$\begin{array}{l}
 T_f = 40.0 + 20.0 \cdot e^{-i \cdot 0.63} \text{ } ^\circ\text{C} \\
 T_{ms} = 38.2 + 11.9 \cdot e^{-i \cdot 1.42} \text{ } ^\circ\text{C} \\
 Q_{m,mark} = 55.0 \text{ kW} \\
 Q_{m,isolering} = 16.6 \text{ kW} \\
 Q_m = Q_{m,mark} + Q_{m,isolering} = 71.6 \text{ kW} \\
 Q = 71.6 + 569.5 \cdot e^{i \cdot 0.0} \text{ kW}
 \end{array}$$

Formel 7.4.8 ger

$$E_{in} = 1914 \text{ MWh}$$

$$E_{ut} = 1286 \text{ MWh}$$

vilket medför (eller direkt enligt formel 7.4.9)

$$\eta_E = 0.672$$

Vid parametervariationerna i de följande avsnitten är uttagen energi och fluidtemperaturen givna av:

$$E_{ut} = 1286 \text{ MWh}$$

$$T_f = 40 + 20 \cdot e^{-i \cdot 0.63} \cdot e^{2\pi i t / t_0} \text{ } ^\circ\text{C}$$

#### 7.4.4.2 Markvärmelagrets volym

Lagrets storlek är av stor betydelse för dess termiska prestanda. Den stationära värmeförlusten är enligt formel 4.1.7 proportionell mot lagrets linjära storlek. Lagringskapaciteten är proportionell mot temperatursvinget i lagret och lagrets volym.

Variationen av lagrets volym ger resultat enligt tabell 7.4.2. Övriga data enligt referensfallet (avsnitt 7.4.4.1)

$V(\text{m}^3)$	$Q_m(\text{kW})$	$B(\text{m})$	$N_p$	$L_p(\text{m})$	$T_{m1}(\text{K})$	$\eta_E$
60000	62.5	2.05	335	16517	18.4	0.701
75000	65.5	3.09	171	9078	15.3	0.692
90000	69.2	3.69	136	7649	13.0	0.680
100000	71.6	4.00	124	7236	11.9	0.672
110000	74.0	4.26	116	6988	10.9	0.665
125000	77.3	4.62	108	6775	9.7	0.655
150000	82.5	5.11	99	6626	8.3	0.640

Tabell 7.4.2 Variation av lagrets volym  $V$ . Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd  $B$ , antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$ , lagermedeltemperaturens amplitud  $T_{m1}$  och energiverkningsgraden  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.



Den stationära värmeförlusten är som väntat högre för stora lagervolymer vilket medför att energiverkningsgraden minskar med ökande lagervolym. Den värmemängd som behöver lagras är väsentligen densamma för de olika fallen. Det erforderliga temperatursvinget i lagret, d v s lagermedeltemperaturens amplitud, kommer därför att minska med ökande lagervolym.

Värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_V$  för markvärmelagret ges enligt 7.2.23:

$$Q = \alpha_V(T_f - T_m) \quad (7.4.10)$$

Här är  $Q$  den totalt tillförda effekten vid en viss tidpunkt. Denna effekt är väsentligen densamma för de olika fallen. Då lagrets volym ökar kommer enligt ovan den temperaturskillnad  $T_f - T_m$  mellan fluid och lager som är tillgänglig för att driva in effekten att öka. Lagrets värmeöverföringskoefficient  $\alpha_V$  kan då minskas när lagervolymer ökar.

Värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_V$  för markvärmelagret ges av produkten  $\alpha_V V$ , där  $\alpha_V$  är den volumetriska värmeöverföringskoefficienten och  $V$  är lagrets volym. Om lagrets volym ökas måste  $\alpha_V$  minskas i motsvarande grad för att bibehålla värdet på  $\alpha_V$ . Detta innebär att avståndet  $B$  mellan närliggande borrhål kan ökas då lagervolymer görs större.

Anläggningskostnaden för lagret beror bl a av antalet borrhål och total borrhålslängd. Den reduktion av anläggningskostnaden som enligt tabell 7.4.2 bör ske då lagervolymer ökas skall vägas mot att den rörliga energikostnaden ökar eftersom energiverkningsgraden blir lägre. Man bör även beakta att den energimängd som under de första driftsåren måste tillföras för att bygga upp värmekudden kring lagret är större för ett stort lager. Se avsnitt 7.3.2.

#### 7.4.4.3 Markvärmelagrets form

Värmeförlusterna från markvärmelagret beror även av lagrets form. Närheten till markytan, lagervolymerens omslutningsarea och isolertjocklek är betydelsefulla faktorer som avgör vilken form som ger lägst värmeförlust.

Tabell 7.4.3 ger beräkningsresultat vid variation av förhållandet mellan lagerdjupet  $H$  och lagervolymens radie  $R$ . Övriga data enligt referensfallet i avsnitt 7.4.4.1. Lagrets volym är  $100000 \text{ m}^3$ .

H/R	$Q_m$ (kW)	B(m)	$N_p$	$L_p$ (m)	H(m)	$\eta_E$
0.5	111.3	3.64	438	8734	20.0	0.569
1.0	87.8	3.85	246	7802	31.7	0.626
2.0	74.4	3.97	146	7328	50.3	0.664
2.5	71.6	4.00	124	7236	58.4	0.672
3.0	69.8	4.01	109	7177	65.9	0.678
5.0	66.7	4.04	76	7081	92.7	0.688
10.0	67.3	4.03	48	7095	147.1	0.686

Tabell 7.4.3. Variation av lagrets form  $H/R$ . Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd  $B$ , antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$ , borrhålsdjup  $H$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

Enligt tabell 7.4.3 ger en lagerform med  $H/R \approx 5$ , d v s ett relativt djupt lager, den lägsta stationära värmeförlusten och därmed den högsta energiverkningsgraden. Vid denna form erhålls även den minsta totala borrhålslängden. Antalet borrhål är tämligen få.

För tunna lager, för vilka kvoten  $H/R$  är liten, är den stationära värmeförlusten relativt stor. Effektvariationens amplitud måste då ökas för att få ut önskad energimängd. Detta medför att värmeöverföringskoefficienten måste höjas, vilket sker genom att välja ett kortare borrhålsavstånd.

#### 7.4.4.4 Markens termiska egenskaper

Värmeförlusten genom lagrets oisolerade randyta är proportionell mot markens värmeledningsförmåga. Markvärmeväxlarnas värmeöverföringsförmåga är å andra sidan bättre i mark med hög värmeledningsförmåga.

Tabell 7.4.4 ger beräkningsresultat för några värden på markens värmeledningsförmåga.

$\lambda$ (W/mK)	$Q_m$ (kW)	B(m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
2.5	55.8	3.69	145	8488	0.725
3.0	63.8	3.86	133	7753	0.697
3.5	71.6	4.00	124	7236	0.672
4.0	79.3	4.10	117	6857	0.649

Tabell 7.4.4. Variation av markens värmeledningsförmåga  $\lambda$ . Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

De stationära värmeförlusterna är lägre och energiverkningsgraden är högre då markens värmeledningsförmåga är låg. För att uppnå god värmewäxling mellan fluid och mark krävs dock att borrhålen placeras tätare och därigenom att antalet borrhål ökas.

Värmekapaciteten i bergarten är tämligen konstant. I lera och jord varierar den dock kraftigt beroende på materialets vattenmättnadsgrad.

#### 7.4.4.5 Värmeisolering av markvärmelagret

Värmeförlusterna från lagret kan minskas genom att placera värmeisolering på lagervolymens randyta. Tabell 7.4.5 ger beräkningsresultat för några fall med olika tjocklek på värmeisoleringen.

$d_i$ (m)	$Q_m$ (kW)	B(m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
0.05	98.9	3.73	142	8282	0.598
0.10	86.0	3.86	133	7770	0.631
0.25	71.6	4.00	124	7236	0.672
0.50	64.3	4.07	120	6981	0.695
1.0	59.8	4.11	117	6831	0.711

Tabell 7.4.5. Variation av värmeisoleringens tjocklek  $d_i$ . Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energiverkningsgraden  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

Då värmeisoleringen görs tjockare minskar värmeförlusten genom lagrets värmeisolerande delyta. Den totala värmeförlusten bestäms då till stor del av värmeförlusten genom den oisolerade delytan.

Markvärmelagrets vertikala sidoyta är värmeisolerad från markytan till djupet  $D_i$ . I tabell 7.4.6 ges beräkningsresultat för olika djup  $D_i$ .

$D_i$ (m)	$Q_m$ (kW)	B(m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
0	105.6	3.74	141	8233	0.582
1	76.0	3.96	126	7352	0.659
2	71.6	4.00	124	7236	0.672
5	66.6	4.03	122	7118	0.688
10	64.4	4.04	121	7089	0.695

Tabell 7.4. 6. Variation av värmeisoleringens djup på lagrets sidoyta. Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

Kostnaden för den ökade värmeisoleringen skall vägas mot ökad energiverkningsgrad och färre antal borrhål.

#### 7.4.4.6 Markytans temperaturvariation

Vid isoleringsberäkningar av ett markvärmelagers termiska prestanda sätts ofta markytans temperatur till ett konstant värde. Den årliga temperaturvariationen har liten inverkan, vilket framgår ur tabell 7.4.7.

$T_{a1}$ (K)	$Q_m$ (kW)	B(m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
0	71.6	4.01	123	7173	0.672
10	71.6	4.00	124	7236	0.672

Tabell 7.4.7. Effekt av markytans temperaturvariation. Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

## 7.4.4.7 Borrhålets diameter

Om borrhålets diameter ökas sker en viss reducering av värmemotståndet kring borrhålet. Avståndet mellan nära liggande borrhål kan därmed ökas något för att bibehålla det givna värdet på värmeöverföringskoefficienten.

Tabell 7.4.8 ger beräkningsresultat för tre fall med olika borrhålsdiameter.

$2R_o$ (mm)	$Q_m$ (kW)	B (m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
89	71.6	3.92	128	7500	0.672
105	71.6	4.00	124	7236	0.672
150	71.6	4.16	114	6669	0.672

Tabell 7.4.8. Variation av borrhålets diameter  $2R_o$ . Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsradie B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energi-verkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

Värmeförlusten från lagret påverkas ej av borrhålsdiametern.

7.4.4.8 Värmeövergångsmotståndet  $m_p$ 

Värmeövergångsmotståndet  $m_p$  mellan fluiden och borrhålsväggen är en mycket viktig faktor. Den har ägnats ingående behandling i avsnitt 7.2.8. Tabell 7.4.9 visar beräkningsresultat för variation av värmeövergångsmotståndet  $m_p$ .

$m_p$ (K/(W/m))	$Q_m$ (kW)	B (m)	$N_p$	$L_p$ (m)	$\eta_E$
0.00	71.6	4.58	94	5509	0.672
0.01	71.6	4.44	100	5849	0.672
0.05	71.6	4.00	124	7236	0.672
0.10	71.6	3.58	154	9010	0.672
0.15	71.6	3.27	185	10815	0.672
0.20	71.6	3.02	217	12648	0.672

Tabell 7.4.9. Variation av värmeövergångsmotståndet  $m_p$  mellan fluiden och borrhålsväggen. Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , borrhålsavstånd B, antal borrhål  $N_p$ , total borrhålslängd  $L_p$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.1.

Vid laminär strömning kan värmeövergångsmotståndet  $m_p$  uppgå till drygt 0.05 K/(W/m). Då strömningen är turbulent är värdet nära 0.01 K/(W/m). Turbulent strömning kräver en högre pumpeffekt än laminär strömning, vilket skall vägas emot att antalet borrhål kan minskas med 20% (!).

För de fall där värmeväxlingen sker från fodrade borrhål eller från borrhål med nedsänkta, slutna cirkulations slangar kan värmeövergångsmotståndet  $m_p$  anta de högre värden, 0.10-0.20 K/(W/m), som anges i tabellen.

#### 7.4.4.9 Borrhålsavstånd

Värmeöverföringskoefficienten för lagret bestäms av borrhålsavståndet då borrhålsdiametern, värmeövergångsmotståndet  $m_p$  och markens värmeledningsförmåga är givna. Lagrets termiska prestanda kommer därmed att påverkas då borrhålsavståndet ändras.

Tabell 7.4.10 visar beräkningsresultat vid variation av borrhålsavståndet B.

B(m)	$Q_m$ (kW)	$E_{ut}$ (MWh)	$T_{m1}$ (K)	$\alpha_v$ (W/m <sup>3</sup> K)	$N_p$	$\eta_E$
3.0	75.3	1806	15.7	0.75	220	0.732
3.5	73.4	1544	13.8	0.53	162	0.706
4.0	71.6	1286	11.9	0.39	124	0.672
4.5	69.8	1044	10.0	0.30	98	0.631

Tabell 7.4.10. Variation av borrhålsavståndet B. Tabellen visar stationär värmeförlust  $Q_m$ , uttagen energimängd  $E_{ut}$ , lagermedeltemperaturens amplitud  $T_{m1}$ , volumetrisk värmeöverföringskoefficient  $\alpha_v$ , antal borrhål  $N_p$  och energiverkningsgrad  $\eta_E$ . Övriga data enligt avsnitt 7.4.4.2.

Värmeöverföringsförmågan mellan fluid och lager ökar naturligtvis när borrhålen placeras tätare. Vid given variation av fluidtemperaturen kommer då även effektvariationens amplitud att öka. Den stationära värmeförlusten ökar endast i ringa grad. Därmed ökar uttagen energimängd och energiverkningsgrad vid tätare placering av borrhålen.

#### 7.4.4.10 Värmeöverföringskoefficienten $\alpha_v$

Värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$  (W/m<sup>3</sup>K) är ett direkt mått på markvärmväxlarens termiska prestanda. Se avsnitt 7.2. Denna parameter ger även kopplingen mellan den lokala termiska processen kring varje enskild markvärmväxlare och den globala termiska processen i lagret och omgivande mark.

Kostnadsjämförelser mellan olika utformningar av markvärmväxlaren görs lämpligen för ett givet värde på värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$ . Lagrets termiska respons för effektpulser med längre varaktighet är då densamma för de olika alternativen.

I detta avsnitt skall vi med ett exempel visa hur underlaget för en sådan jämförelse kan beräknas.

Exempel. Värmelagring sker i lervolym. Leran har värmeledningsförmågan 1.0 W/mK. Markvärmväxlaren utgörs av enkla eller dubbla U-rör som nedstuckits till ett djup av 20 meter. Plastslangens (PEM PN10) diameter är 10-32 mm enligt nedan och dess värmeledningsförmåga är 0.40 W/mK. Kontaktmotståndet  $m_c$  mellan plast och lera antas vara 0.05 K/(W/m) i samtliga fall. Turbulent strömning i plastslangen medför att värmeövergångsmotståndet mellan fluid och plastvägg med god noggrannhet kan försummas.

Värmemotståndet  $m_{sf}$  ges av formel 7.2.33 och 7.2.34 för enkelt respektive dubbelt U-rör i lera. Värmemotståndet  $m_p$  har två komponenter,  $m_c$  enligt ovan och  $m'_p$  enligt avsnitt 7.2.8.

För ett hexagonalt rörgitter ges den volumetriska värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$  av (7.2.22) och (7.2.2):

$$\alpha_v = \frac{1}{\pi R_1^2 \cdot m_{sf}} \quad (7.4.11)$$

För ett givet  $\alpha_v$  kan avståndet B mellan närliggande nedstick beräknas genom ett iterativt förfarande.

1. Ansätt ett startvärde B' för nedsticksavståndet. Radien  $R_1$  är då enligt (7.2.1):

$$R_1 = 0.525 \cdot B' \quad (7.4.12)$$

2. Värmemotståndet  $m_{sf}$  beräknas för denna radie.
3. Ett förbättrat värde på radien  $R_1$  kan beräknas ur (7.4.11):

$$R_1 = \left( \frac{1}{\pi \alpha_v m_{sf}} \right)^{1/2} \quad (7.4.13)$$

4. Om det nya värdet med acceptabel noggrannhet överensstämmer med det gamla värdet kan den iterativa proceduren avbrytas. I annat fall upprepas proceduren från steg 2 med



det nya värdet på radien  $R_1$ .

5. Avståndet  $B$  mellan närliggande nedstick ges enligt (7.2.1) av:

$$B = \frac{R_1}{0.525} \quad (7.4.14)$$

Jämförelsen görs med den volumetriska värmeöverföringskoefficienten  $\alpha_v$  satt till  $0.5 \text{ W/m}^3\text{K}$ . Tabell 7.4.11 visar nedsticksavståndet mellan enkla U-rör för några värden på slangdiametern. Avståndet mellan U-rörets skänklar varieras.

Slangdiameter (mm)	Skänkelavstånd (m)				
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
10	1.98	2.07	2.12	2.16	2.19
16	2.06	2.16	2.22	2.26	2.30
20	2.11	2.22	2.28	2.33	2.36
25	2.15	2.26	2.33	2.38	2.42
32	2.19	2.31	2.38	2.43	2.47

Tabell 7.4.11. Nedsticksavstånd (m) mellan enkla U-rör i lera för  $\alpha_v = 0.5 \text{ W/m}^3\text{K}$ . Övriga data enligt exempeltext.

Tabell 7.4.12 visar nedsticksavståndet mellan dubbla U-rör i lera.

Slangdiameter (mm)	Skänkelavstånd (m)				
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
10	2.22	2.41	2.54	2.64	2.72
16	2.28	2.48	2.62	2.73	2.82
20	2.31	2.52	2.66	2.78	2.88
25	2.34	2.55	2.70	2.82	2.92
32	2.36	2.58	2.74	2.86	2.97

Tabell 7.4.12. Nedsticksavstånd (m) mellan dubbla U-rör i lera för  $\alpha_v = 0.5 \text{ W/m}^3\text{K}$ . Övriga data enligt exempeltext.

Nedsticksavståndet ökar med ökande slangdiameter och ökande skänkelavstånd.

En jämförelse mellan tabell 7.4.11 och 7.4.12 visar att nedsticksavståndet för dubbelt U-rör kan göras avsevärt större för enkla U-rör. Speciellt markant är skillnaden vid stora skänkelavstånd.

Det kan vara intressant att jämföra det antal nedstick som krävs för ett markvärmelager då markvärmeväxlaren består av enkla eller dubbla U-rör enligt ovan givna specifikationer. Lagrets volym antas vara  $50\,000\text{ m}^3$ . Med nedsticksdjupet 20 m blir lagrets överyta  $50 \times 50\text{ m}^2$ . I tabell 7.4.13 ges antalet nedstick vid slangdiameter 20 mm för olika skänkelavstånd.

	Skänkelavstånd (m)				
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Enkelt U-rör	646	588	555	532	516
Dubbelt U-rör	540	455	406	374	349

Tabell 7.4.13. Antal nedstick för markvärmelager i lera med enkla eller dubbla U-rör. Slangens diameter är 20 mm, lagervolymer  $50\,000\text{ m}^3$ , nedsticksdjup 20 m och volumetrisk värmeöverföringskoefficient  $0.5\text{ W/m}^3\text{K}$ . Övriga data enligt exempeltext.

Antalet nedstick minskar då skänkelavståndet ökar. Betydligt färre nedstick krävs då dubbla U-rör används som markvärmewäxlare.

## 7.5 Datormodeller

Två datorprogram, Duct Store Model (DST) och Superposition Borehole Model (SBM), har utvecklats för simulering av det termiska förloppet i ett markvärmelager.

DST-modellen är speciellt anpassad för simulering av markvärmelager. Den ger god beräkningsnoggrannhet och har reellt kort exekverings-tid.

SBM-modellen är i första hand avsedd för system med bergvärmebrunnar. Se kapitel 10. Modellen kan även användas för simulering av markvärme-lager. Den ger en mycket detaljerad beskrivning av det termiska förlop-pet. Exekveringstiden ökar dock kraftigt med antalet borrhål och är betydligt längre än för DST-modellen.

#### 7.5.1 Duct Storage Model - DST

Simuleringsmodellen DST har utvecklats för följande typer av markvärme-lager:

1. Borrhål i berg
2. Slangar i lera

Modellen är ej lämpad för system med en eller två horisontella lager med rör eller med få vertikala rör.

Lagret utgörs av en markvolym som penetreras av ett antal rör. Dessa rör förutsätts vara placerade i ett relativt likformigt mönster i lager-volymen. Rörens exakta lägen behöver ej anges. Modellen använder i stället en homogen densitet av rör i lagret. Lagervolymen antas vara cylindersymmetrisk. Manual för datorprogrammet ges av referens 17.

Modellen har följande grundläggande egenskaper:

1. Tredimensionell konduktiv värmetransport för den globala termiska processen i lagret och omgivande mark. De termiska egenskaperna i omgivande mark kan ges olika värden. Värmeisolerande skikt kan placeras på valfria ställen i marken.
2. Lokal termisk process runt rören.
3. Termisk koppling mellan global process och den lokala processen runt rören.

4. Varierande fluidtemperatur längs rören. En enkel värmebalans för fluiden beaktar växelverkan med lokala processer.
5. Pumpflödet kan variera i tiden.
6. Tidsberoende fluidtemperatur eller injektion/extraktion av värme.
7. Utdata från simuleringar är bl a vattnets utloppstemperatur, in- och utmatad effekt, värmebalans i lagret för olika tidsperioder samt temperaturer i lager och mark.
8. Värmeledningsproblemet löses med finit differensmetod (FDM). Tidsderivatan approximeras med explicit framåtdifferens. I ett normalfall användes omkring 600 gitterceller för den globala processen i marken och 7 celler för den lokala processen i ett antal delvolymer av lagret. De numeriska beräkningarna bedöms ha ett maximalt fel på 5-10% beroende på gitterindelning.
9. I avsnitt 7.7 ges resultat från simuleringar av fältförsök. Överensstämmelsen är god.
10. Datorprogrammet kräver cirka 100 kbytes i minnesutrymme. Normalt tidsbehov för simulering av ett år är omkring 30 sekunder på en UNIVAC 1100/80.

#### 7.5.2 Superposition Borehole Model - SBM

SBM-modellen är som tidigare nämnts i första hand utvecklad för system med bergvärmebrunnar. Modellen beskrivs i avsnitt 10.7. Den kan användas även för simulering av markvärmelager när en detaljerad beskrivning av det termiska förloppet är nödvändig, t ex vid fältförsök. Grundversionen avser system med vertikala borrhål. En version som tillåter även sneda borrhål har framtagits.

Två väsentliga nackdelar är programmets längre exekveringstid och större krav på datorminnesutrymme i fall då antalet borrhål är stort.

Ett års simulering för ett markvärmelager med 120 vertikala borrhål tar omkring 20 minuter på en UNIVAC 1100/80. För detta problem var programmets storlek 136 kord, vilket för den använda datortypen motsvarar omkring 600 kbytes.

## 7.6 Temperaturpåverkan på omgivande mark

Den naturliga temperaturfördelningen i marken störs av markvärmelagret. Avvikelsen från den naturliga temperaturfördelningen i marken kallas i fortsättningen för temperaturstörning.

I avsnitt 7.6.1 anvisas hur temperaturstörningen från ett markvärmelager kan uppskattas. Störningen nära markytan belyses med ett exempel i avsnitt 7.6.2.

### 7.6.1 Temperaturstörning i marken

Under ett inledningsskede som för ett stort lager kan vara i tiotals år sker en transient uppbyggnad av en värmekudde i marken runt lagret. I figur 5.1.2 visas ett exempel på det transienta temperaturförloppet utanför ett cylinderformat värmelager med överytan vid marknivå. Temperaturen ges i dimensionslös form med värden mellan 0 och 1.

Figur 5.1.2.A visar isotermer för temperaturstörning som är halva differensen mellan lagrets medeltemperatur och markens ostörda temperatur. I horisontalled når denna störning maximalt till avståndet  $0.6R$  från markvärmelagrets vertikala randyta.

Den transienta temperaturen närmar sig efterhand den stationära. Figur 5.1.2 och exempel enligt formel 5.1.3-4 ger att 50%-isotermer väsentligen har nått stationärt läge efter 3, 13 och 79 år för ett cylindriskt lager med lineära dimensioner om 20, 40 och 100 m.

Den maximala temperaturstörningen ges av det stationära temperaturfältet. Temperaturen utanför ett cylinderformat värmelager under marknivå visas i dimensionslös form i figurerna 4.3.2-3. Dimensionslös +

stationärt temperaturfält utanför cylinderformat värmelager med överytan vid marknivån ges i figur 4.8.2.

En periodiskt varierande lagertemperatur påverkar endast en mindre randzon kring lagret. Värmeledningsprocessen är väsentligen endimensionell i randytans normalriktning. Temperaturfördelningen i en halvoändlig kropp med periodiskt varierande yttemperatur behandlas i avsnitt 5.2.2.1. Amplituden på den periodiskt varierande marktemperaturen dämpas enligt formel 5.2.2.5 med faktorn  $e^{-x/d_0}$ . Här är  $x$  avståndet från randytan och  $d_0$  är inträngningsdjupet definierat av formel 5.2.2.2. På avståndet  $x=d_0$  har således amplituden minskat till 37% av randens amplitud ( $e^{-1}=0.37$ ). Vid  $x=3d_0$  återstår 5%.

Exempel.  $t_0 = 1$  år

Granit	$\lambda = 3.5 \text{ W/mK}$	$C = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
=> $d_0 = 4.0 \text{ m}$		$3d_0 = 12.0 \text{ m}$

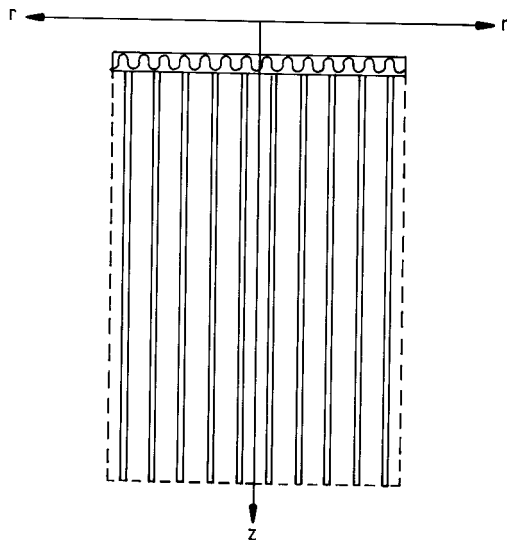
Lera	$\lambda = 1.0 \text{ W/mK}$	$C = 3.4 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
=> $d_0 = 1.7 \text{ m}$		$3d_0 = 5.1 \text{ m}$

Det framgår av detta exempel att en periodiskt varierande randtemperatur med periodtiden 1 år påverkar en relativt tunn zon runt lagret. För periodiska komponenter med kortare periodtid är inträngningsdjupet mindre.

### 7.6.2 Temperaturstörning nära markytan

Ur miljösynpunkt är det intressant att känna till storleken av temperaturstörningen i området närmast markytan. Denna temperaturstörning skall här belysas med ett exempel från ett projekterat värmelager i berg vid Stora Skuggan (se avsnitt 2.2.2).

Lagret är cylinderformat. Se figur 7.6.1. Dess radie och höjd är 21.3 m respektive 70 m. Lagrets överyta är täckt av en isolering med värmemotståndet  $3.3 \text{ K/(W/m}^2\text{)}$ . Ovanpå isoleringen ligger ett skikt fyllnadsmaterial. Avståndet mellan isoleringen och markytan är 2 m.



Figur 7.6.1. Skiss över markvärmelagret i Stora Skuggan.

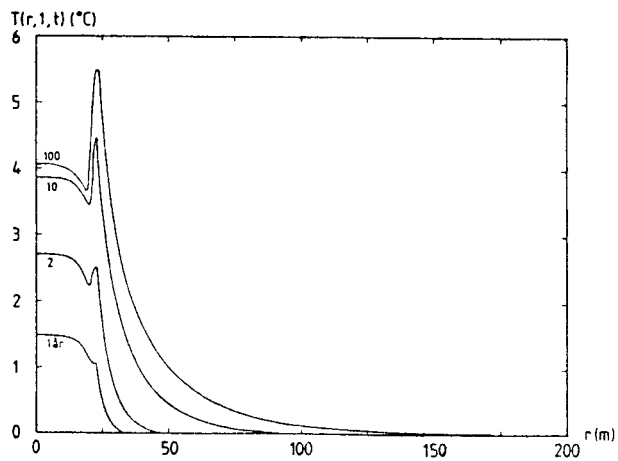
Bergets värmeledningsförmåga och värmekapacitet är  $3.5 \text{ W/mK}$  respektive  $2.1 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ . Motsvarande värden för det täckande jordskiktet är  $1.0 \text{ W/mK}$  respektive  $3.5 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ .

Vid simuleringen är den största effekten  $267 \text{ kW}$  under laddningen av värme till lagret. Under återvinningsperioden är den största effekten  $82 \text{ kW}$ . Pumpflödet är  $16 \text{ l/s}$ . Lagertemperaturen varierar under året mellan  $25$  och  $45^\circ\text{C}$ .

Figur 7.6.2 visar temperaturstörningen på djupet  $1 \text{ m}$  som funktion av radie och tid. Simuleringen har genomförts för  $100$  årscykler. Temperaturstörningen har efter  $10$  år i det närmaste nått sin slutliga nivå. Den kraftiga temperaturvariationen vid lagrets ytterradie beror på att värmeisoleringen endast täcker lagrets överyta.

Den maximala störningen är  $5.5^\circ\text{C}$  vid lagrets ytterkant. Mitt över lagret är störningen drygt  $4^\circ\text{C}$ .

Temperaturstörningen nära markytan från ett markvärmelager är av samma storleksordning som temperaturstörningen den närmaste metern utanför en byggnad.



Figur 7.6.2. Temperaturstörning från ett markvärmelager. (Stora Skuggan). Förutsättningar ges i texten.



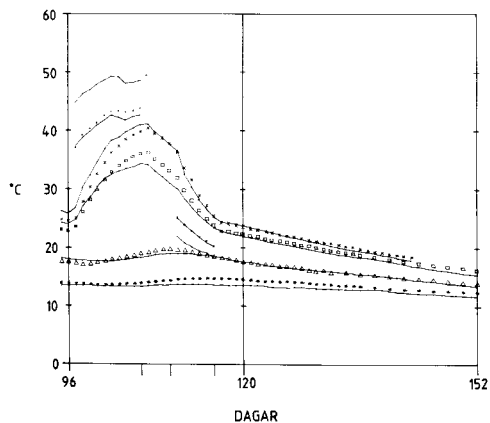
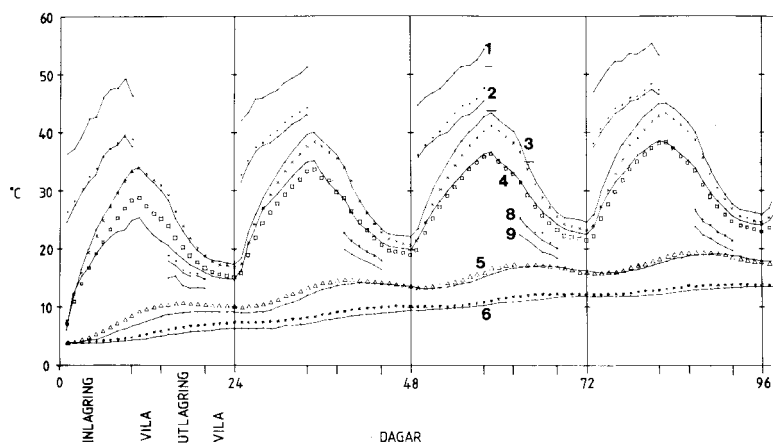
## 7.7 Simulering av fältförsök

I detta avsnitt redovisas jämförelser mellan mätvärden från tre fältförsök och resultat som erhållits vid simulering med våra datormodeller. Det första fältförsöket gäller värmelagring i granit. I de två andra fallen är lagringsmediet lera.

### 7.7.1 Luleå

I detta fältförsök, som utfördes 1981, lagrades värme i granit, referens 20. Berget och ett 6.5 meter tjockt täckande jordskikt penetrerades av 19 vertikala borrhål. Avståndet mellan borrhålen är 1.3 meter. Lagervolymen är cylinderformad och belägen mellan 6.5 och 19.5 meter under markytan. Borrhålen är fodrade och värmeisolerade i det vattenmättade jordskiktet ovanför lagret. Vatten cirkulerar i borrhålen med hjälp av ett inre plaströr. Fem cykler om vardera 24 dagar genomfördes. Lagrets dimensioner är skalade så att en cykel motsvarar en period på ett år för ett oskalat system.

Den termiska processen för detta rörvärmelager simulerades med Superposition Borehole Model. Denna datormodell beskrivs kortfattat i avsnitt 7.5.2. Laddningsvillkoren är givna av dagliga medelvärden av fluidens flödes hastighet och inloppstemperatur. Alla grunddata för beräkningen har erhållits från oberoende mätningar. Värmeövergångsmotståndet mellan fluid och granit uppskattades till 4.5 mm stillastående vatten. Inloppstemperaturen varierade mellan 15°C och 55°C.



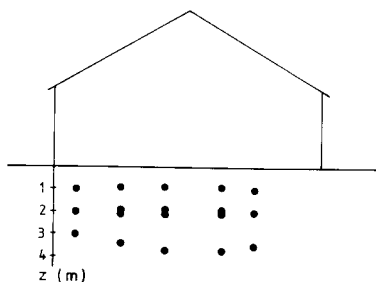
Figur 7.7.1. Uppmätta in- och utloppstemperaturer (kurvorna 1, 2; 8, 9) och uppmätta temperaturer i fyra punkter i berget på 13 meters djup (kurvorna 3, 4, 5, 6). Motsvarande beräknade värden ges av punkter.

Figur 7.7.1 visar uppmätta och beräknade temperaturer. Överensstämmelsen är genomgående tämligen bra. Medelavvikelsen mellan uppmätta och beräknade temperaturer är  $0.9^{\circ}\text{C}$  för kurva 4. Temperaturerna är mycket känsliga för avståndet mellan en mätpunkt och närmaste borrhål på grund av de stora lokala temperaturgradienterna. Vid en preliminär

simulering erhöjls beräknade temperaturer för kurva 5 som var betydligt högre än de som uppmätts. Mätpunkten flyttades då 0.15 meter längre ut från röret för att få bättre överensstämmelse. En osäkerhet av denna storleksordning är rimlig vid 13 meters djup.

### 7.7.2 Alnarp

Ett överskott av solenergi från ett växthus lagras i lera med hjälp av en värmepump, se referens 127. Lagret är beläget direkt under växthuset. Lagrets volym är  $1500 \text{ m}^3$ . Markvärmeväxlaren består av 1800 meter polyetylen-rör med en yttre diameter på 32 mm. De är nedgrävda i knippen med fyra rör. Tre nivåer av rör på ett djup mellan 1 och 4 meter används. Se figur 7.7.2. Avståndet mellan rören varierar från 1 till 2.5 meter. Den totala värmeöverföringskapaciteten är omkring  $3 \text{ kW/}^\circ\text{C}$ .



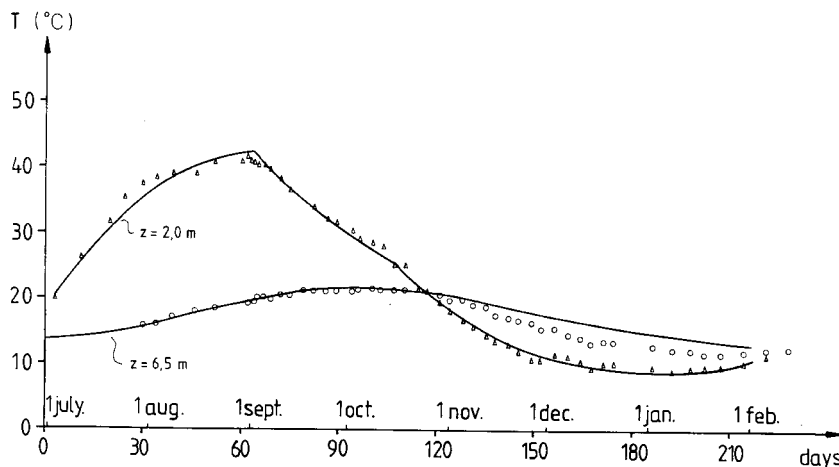
Figur 7.7.2. Värmelager i Alnarp med tre lager plastslangar under ett växthus.

Marken består av sandig, siltig moränlera med en vattenhalt på ca 15%. Grundvattennivån ligger 1.5 meter under markytan. Medeltemperaturen i den ostörda marken är  $9^\circ\text{C}$ .

Värme tillförs lagret under 58 dagar. Därefter följer en 40 dagar lång viloperiod utan cirkulation i jordvärmeväxlaren. Uttag av värme sker sedan under 97 dagar. Marktemperaturen under experimentet uppmättes med 80 temperaturgivare. Den maximala marktemperaturen var  $40\text{--}45^\circ\text{C}$ .

En speciell datormodell för värmelagring med horisontella rör utvecklades för detta experiment. Temperaturledningstalet ( $\alpha$ ) för lera er-

hölls från oberoende mätningar. De absoluta värdena av värmeledningsförmåga och värmekapacitet bestämdes genom passning av uppmätt och simulerad temperaturrespons för en enskild punkt i lagret. Den uppmätta tillförda värmeeffekten till lagret gavs som indata till modellen. Beräknade och simulerade temperaturer visar god överensstämmelse. Se figur 7.7.3. Den maximala skillnaden är  $3^{\circ}\text{C}$ . Medelavvikelsen är under  $1^{\circ}\text{C}$ .



Figur 7.7.3. Uppmätta (punkter) och beräknade (heldragna linjer) temperaturer för två djup i lagrets centrala delar.

Värmeförlusten från lagret var mycket stor. Det mesta av den lagrade värmemängden förlorades under hösten. Detta beror på att lagret är litet. Speciellt begränsande är dess ringa vertikala utsträckning under markytan. Det omslutande jordskiktets isolerande effekt blir då relativt litet. Fortsatta simuleringar indikerade att lagrets vertikala tjocklek bör vara 10-15 meter för att möjliggöra verklig säsongs-lagring av överskottsvärme. Metoden med horisontellt nedgrävda rör bedömdes vara olämplig för denna tillämpning.

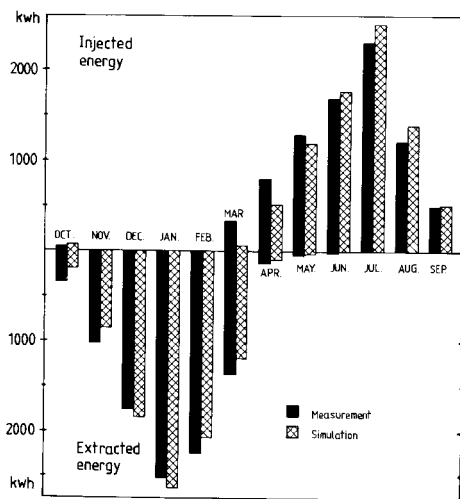
### 7.7.3 Utby

Värmelagret består av 37 vertikala PVC-rör i vattenmättad lera. Se referens 125. Rören har en yttre diameter på 50 mm och når till 10 meters

djup. Avståndet mellan rören är 2 meter. De är kopplade i tre separata slingor med parallellt flöde. Värme tas ur lagret med hjälp av en värmepump under den kalla säsongen. En luftkonvektor används för återladdning av värme under sommaren. Temperaturen i lagret varierar mellan  $0^{\circ}\text{C}$  och  $14^{\circ}\text{C}$ . Tre årscyklar har utförts. Under de två inledande cyklerna frystes en avsevärd del av marken runt rören.

Den tredje cykeln har simulerats med Duct Storage Model. Se avsnitt 7.5.1. Denna modell tillåter ej frysning av marken. Endast en liten del av den uttagna energimängden under denna cykel härrörde från frysning av marken. Detta bidrag försummas. Denna förenkling har liten inverkan på beräkningsresultatet.

Temperaturen vid markytan och markens termiska egenskaper bestäms ur den vertikala marktemperaturprofilens variation på ett stort avstånd från lagret. Skillnaden i medeltemperatur mellan markyta och luft var  $1.2^{\circ}\text{C}$ . Dagnsmedelvärden av fluidens inloppstemperatur och volymflöde gavs som ingångsdata till modellen.



Figur 7.7.4. Inmatad och uttagen energi per månad.

Den totala inmatade och uttagna energimängden ges månadsvis i figur 7.7.4. Överensstämmelsen mellan uppmätta och beräknade värden är tillräckligt tillfredsställande. De största relativa avvikelserna återfinns under våren då både inmatning och uttag av energi sker. Simuleringen ger 98% respektive 94% av uppmätt inmatad respektive uttagen energimängd under hela årscykeln.

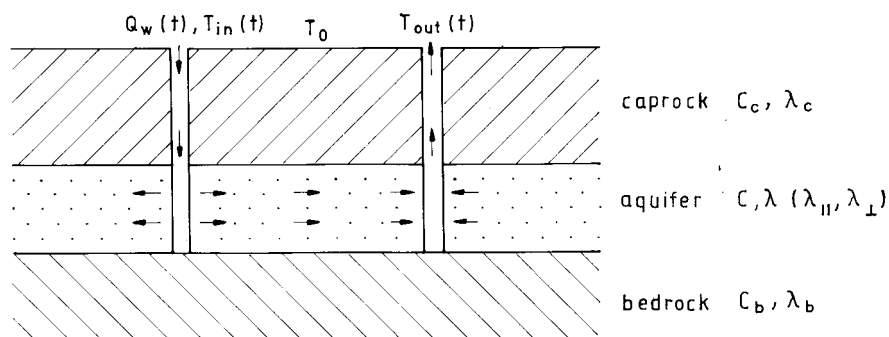


## 8. AKVIFERVÄRMELAGER

Ett akvifervärmelager utnyttjar en akvifer, dvs en grundvattenförande formation i marken, för värmelagring. Grundvattnet användes som värmebärare, medan värmelagringen utnyttjar värmekapaciteten både hos vattnet och det fasta materialet i akviferen.

Geotermisk energi utnyttjar akviferer på stora djup, där den naturliga temperaturen är hög. De termiska analyserna i detta kapitel om akvifervärmelager och i nästa om grundvattenvärme är lika tillämpliga för geotermalformationer, dvs för akviferer på stora djup. Vi har här ingen anledning att skilja på begreppen. I avsnitt 8.7.2 och 8.7.9 behandlas två fall där värme skall lagras i skånska geotermalformationer.

Figurerna 1.4 och 8.0.1 visar den enklaste typen av akvifervärmelager. Man har två brunnar ner genom den slutna akviferen. Vid inladdning tas grundvatten eller geotermalvatten upp ur den ena (högra) brunnen. Efter uppvärmning injekteras vattnet i den andra brunnen. Vid urladdning av lagret vändes pumpriktningen.



Figur 8.0.1. Akvifervärmelager där två brunnar användes.

Pumpflödet  $Q_w(t)$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) är en given funktion av tiden. Värdet är positivt vid inlagring, noll då pumpning ej sker och negativt vid uttag av värme. Temperaturen på det inmatade vattnet,  $T_{in}(t)$ , är given vid



inmatning och uttag av värme. Det viktigaste syftet med de termiska analyserna är att ange  $T_{\text{out}}(t)$ , dvs uttagstemperaturen vid värmeuttag och returtemperaturen vid inmatning av värme.

Vid tillräckligt höga lagringstemperaturer kan värmen från lagret användas direkt t ex för att försörja ett fjärrvärmenät. Formationer på större djup är här speciellt attraktiva, eftersom man där har höga tryck så att temperaturer över  $100^{\circ}\text{C}$  kan upprätthållas utan ångbildning. I allmänhet utnyttjas lägre temperaturnivåer, varvid värmelagret verkar tillsammans med en värmepump. En viktig variant är grundvattenmagasin som laddas på sommaren med temperaturen runt  $20^{\circ}\text{C}$  genom till exempel infiltration av ljumt ytvatten.

Akvifervärmelagren utnyttjar ett system med två eller fler brunnar. I grundfallet enligt figur 8.0.1 har man ett brunnspar. Figur 8.7.19 visar ett system med en centrumbrunn eller eventuellt ett antal närliggande brunnar i centrum och en krans av returbrunnar på en cirkel runt centrumbrunnen. Grundvattenströmningen vid pumpning är i huvudsak horisontell i akviferens plan i dessa system. Temperaturfronten mellan varmt och kallt vatten blir då i huvudsak vertikal. Det lättare varma vattnet har en tendens att flyta uppåt, varvid fronten kantrar och värme förloras. Frontkantringen är proportionell mot akviferens permeabilitet. Akviferlager med huvudsakligen vertikala temperaturfronter och horisontell grundvattenströmning kan därför bara utnyttjas i förhållandevis lågpermeabla formationer. Dessa kantringsproblem behandlas i avsnitt 8.5.

I högpermeabla formationer kan man ha en horisontell temperaturfront enligt höger bild i figur 8.5.1. Fronten är stabil genom att det varmare vattnet är överst. Vid inmatning av värme och vid uttag rör sig temperaturfronten huvudsakligen vertikalt nedåt respektive uppåt. Ett system av denna typ kräver in- och uttag via brunnar i akviferens övre och undre del. Vidare måste det varma vattnet förhindras att rinna ut från lagringsregionen. Detta kräver att man söker upp en akvifer med naturliga vertikala begränsningsytor mot impermeabel mark eller att täta väggar byggs. Denna typ av akvifervärmelager fungerar termiskt ungefär som ett blockfyllt bergrum enligt avsnitt 6.7.

Inom akviferområdet sker en omfattande forskning framför allt i USA, Västtyskland och Frankrike. Mycket av detta redovisas i den amerikanska tidskriften Water Resources Research. Ett internationellt Newsletter

om akvifervärmelagring utges i USA (referens 166). Sedan något år tillbaka behandlas, förutom akviferer, även andra markvärmelager.

Syftet med de termohydrauliska studier som här redovisas är att ange värmeförluster och i synnerhet temperaturen på det upptagna vattnet ( $T_{\text{out}}(t)$ ) i olika fall. En förståelse av de termiska förloppen är viktig för att kunna utforma systemen på bästa sätt vid givna hydrogeologiska betingelser. Det finns alltid en större eller mindre osäkerhet om akviferens uppbyggnad. Den termohydrauliska förståelsen är nödvändig för att kunna göra en korrekt bedömning av konsekvenserna för systemets prestanda av dessa osäkerheter.

I avsnitt 8.1 behandlas olika grundbegrepp för de termohydrauliska processerna. De använda datormodellerna presenteras i 8.2. I avsnitt 8.3 anges termiska prestanda i en dimensionslös, relativt komplett form för värmelagring kring en brunn. En motsvarande parameterstudie för ett lager med horisontell temperaturfront redovisas i avsnitt 8.4. Egenkonvektion och kantring av en vertikal temperaturfront behandlas i 8.5, medan avsnitt 8.6 belyser effekten av infiltration av regnvatten mm till en akvifer. I avsnitt 8.7 redovisas studier för fem konkreta fall.

## 8.1 Termohydrauliska grundbegrepp

I ett akvifervärmelager sker en termohydraulisk process, där grundvatten och värme strömmar. Dessa två strömningsförlopp är kopplade till varandra. Vi skall i detta avsnitt diskutera viktiga grundbegrepp, vilka är mycket värdefulla för en förståelse av de termohydrauliska förloppen.

### 8.1.1 Konvektiv - diffusiv värmeledning

Temperaturförloppet i akviferen och i omgivande mark styrs av en energibalans ekvation för varje punkt. Man får den partiella differentialekvationen (3.4.10) för temperaturen  $T(x,y,z,t)$ . Med hjälp av sambandet (8.1.6) kan (3.4.10) omformas till:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}) -$$

$$- C_w (q_{wx} \frac{\partial T}{\partial x} + q_{wy} \frac{\partial T}{\partial y} + q_{wz} \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (8.1.1)$$

Här är  $C$  ( $J/m^3K$ ) akviferens volumetriska värmekapacitet. Den erhålles genom viktning mellan vatten och fast material (solid):

$$C = \pi \cdot C_w + (1 - \pi) \cdot \rho_s c_s \quad (8.1.2)$$

Här är  $\pi$  porositeten ( $m^3/m^3$ ), medan  $\rho_s$  ( $kg/m^3$ ) är det fasta markmaterals egendensitet och  $c_s$  ( $J/kgK$ ) dets värmekapacitet per massenhet. Vattnets volumetriska värmekapacitet betecknas  $C_w$  ( $\approx 4.2 \cdot 10^6 J/m^3K$ ).

Det volumetriska grundvattenflödet  $\bar{q}_w = (q_{wx}, q_{wy}, q_{wz})$  ( $m^3/m^2, s$ ) benämnes också darcyflödet. Ofta kallar man det för en vattenhastighet med dimensionen  $m/s$ . Vattnets filtrationshastighet ges av  $\bar{q}_w/\pi$  ( $(m^3/m^2s)/(m^3/m^3) = m/s$ ). I markregioner som ej är vattenförande är  $q_{wx} = q_{wy} = q_{wz} = 0$ . Energibalans ekvationen (8.1.1) övergår då i värmeledningsekvationen (3.4.1).

I en inhomogen akvifer och allmänt i inhomogen mark varierar  $\lambda$  och  $C$  från område till område. Figur 8.0.1 visar ett fall, där man har värdena  $\lambda$ ,  $C$  i akviferen,  $\lambda_c$ ,  $C_c$  i täckande skikt (caprock) samt  $\lambda_b$ ,  $C_b$  i underliggande skikt (bedrock). Figur 8.1.2 visar en skiktad akvifer. I skikt  $j$  med höjden  $H_j$  har man värmeledningsförmågan  $\lambda_j$  och värmekapaciteten  $C_j$ .

I ekvation 8.1.1 representeras diffusiv värmeledning av de tre första termerna i högra ledet. Man har en värmeledningsförmåga  $\lambda$  för akviferens blandning av vatten och fast material. Den mätes normalt i ett prov utan vattenrörelser. Ett besvärligt problem i detta sammanhang är att en verklig akvifer alltid är mer eller mindre inhomogen. Vattenflödet  $\bar{q}_w$  får lokala variationer, vilka normalt ej kan beaktas till fullo i den modell man har för beräkning av vattenflödena enligt avsnitt 8.1.2. Dessa inhomogen-

gena flöden ger upphov till ytterligare temperaturutjämnning. Även lokala inhomogeniteter såsom lerlinsar o dyl med annan värmeledningsförmåga bidrar till utjämnningen. Dessa så kallade dispersionsfenomen kan enligt olika teorier representeras av en förhöjd effektiv värmeledningsförmåga. Allmänt ersättes värmeledningsförmågan  $\lambda$  med en så kallad värmeledningstensor. Se referens 158 och 159. Man får en total effektiv värmeledningsförmåga  $\tilde{\lambda}_{\parallel}$  i grundvattenströmningens riktning och en effektiv värmeledningsförmåga  $\tilde{\lambda}_{\perp}$  i planet vinkelrätt mot strömningsriktningen  $\bar{q}_w$  i den aktuella punkten. Allmänt antages att den dispersiva värmeledningen är en funktion av grundvattenflödets belopp  $q_w = |\bar{q}_w|$ .

$$\begin{aligned}\tilde{\lambda}_{\parallel} &= \lambda + f_{\parallel}(q_w) \\ \tilde{\lambda}_{\perp} &= \lambda + f_{\perp}(q_w)\end{aligned}\tag{8.1.3}$$

Här är  $f_{\parallel}$  och  $f_{\perp}$  två funktioner som erhålles ur mätningar genom passning. De är noll för  $q_w = 0$ , varvid man får den vanliga värmeledningen utan grundvattenströmning. I litteraturen ges understundom motstridiga uppgifter från fältmätningar. Vanligen är  $f_{\perp}$  en tiopotens mindre än  $f_{\parallel}$ . Enligt referens 158 har man speciellt följande ansats:

$$\begin{aligned}\tilde{\lambda}_{\parallel} &= \lambda + d_{\parallel} \cdot q_w \cdot C_w \\ \tilde{\lambda}_{\perp} &= \lambda + d_{\perp} \cdot q_w^2 \cdot C_w\end{aligned}\tag{8.1.4}$$

Här är  $d_{\parallel}$  och  $d_{\perp}$  (m) två så kallade dispersionslängder. En annan vanlig ansats är :

$$\begin{aligned}\tilde{\lambda}_{\parallel} &= \lambda + d_{\parallel}^* \cdot q_w^2 \cdot C_w \\ \tilde{\lambda}_{\perp} &= \lambda + d_{\perp}^* \cdot q_w^2 \cdot C_w\end{aligned}\tag{8.1.5}$$

Parametrarna  $d_{\parallel}^*$  och  $d_{\perp}^*$  har dimensionen tid.

Storleken på den termiska dispersionen är osäker. Man får ofta nöja sig med att göra en känslighetsstudie. I det följande utnyttjas ofta en approximation, där konstanta effektiva värde på  $\lambda_{\parallel}$  och  $\lambda_{\perp}$  användes.

En vanlig och viktig typ av inhomogenitet är att akviferen är skiktad såsom i figur 8.1.2. I vissa studier har man försökt att representera denna inhomogenitet med en dispersionstensor. Detta torde normalt i de här aktuella tillämpningarna ge felaktiga och missvisande resultat. Man måste såsom göres i tillämpningen i avsnitt 8.7.5 direkt räkna med de olika skikten med deras olika grundvattenflöden.

### 8.1.2 Grundvattenflöde

För att kunna beräkna temperaturförloppet med (8.1.1) måste man känna grundvattenflödet  $\bar{q}_w$ . Detta flöde är allmänt en funktion av rumskoordinaterna  $x$ ,  $y$  och  $z$  samt av tiden  $t$ . Snabba transienta förlopp, där vattnets kompressibilitet och akviferens deformationer är av betydelse t ex vid en kortvarig pumpptest, kan försummas när det gäller de relativt långsamma termiska förloppen. Massbalansekvationen för grundvattnet blir då:

$$\frac{\partial}{\partial x} (q_{wx}) + \frac{\partial}{\partial y} (q_{wy}) + \frac{\partial}{\partial z} (q_{wz}) = 0 \quad (8.1.6)$$

Grundvattenflödet ges av Darcys lag:

$$\bar{q}_w = -\frac{k}{\mu} (\nabla P - \rho_w g \hat{z}) \quad (8.1.7)$$

Här är  $P$  trycket i grundvattnet,  $\nabla P = \left( \frac{\partial P}{\partial x}, \frac{\partial P}{\partial y}, \frac{\partial P}{\partial z} \right)$  gradientvektorn för trycket,  $\rho_w$  vattnets densitet,  $g$  tyngdacceleration och  $\hat{z}$  den nedåtriktade enhetsvektorn. Vattnets (kinematiska) viskositet är  $\mu$  (kg/ms). Proportionalitetsfaktorn  $k$  ( $m^2$ ) är det porösa materialets (interna) permeabilitet.

Ekvationerna 8.1.6-7 bestämmer tillsammans med randvillkor vid yttre ränder och vid brunnar med givna pumpförhållanden tryckfördelningen  $P(x,y,z,t)$  och grundvattenströmningsbilden vid varje tidpunkt. Ekvationerna är kopplade till temperaturförloppet genom att viskositeten  $\mu$  och densiteten  $\rho_w$  beror på temperaturen  $T$ . I det allmänna fallet får man lösa de kopplade ekvationerna numeriskt med dator. Exempel på denna typ av beräkningar visas i figurerna 8.5.9-12.

Densitetsskillnader orsakade av temperaturskillnader ( $\rho_w = \rho_w(T)$ ) ger via (8.1.7) en egenkonvektion varvid t ex en vertikal front efterhand kantrår. Denna process analyseras i avsnitt 8.5. För övrigt skall denna egenkonvektion försummas. Kriterier för att man skall kunna göra detta anges i avsnitt 8.5. Viskositetens temperaturberoende försummas också. Med dessa antaganden blir grundvattenströmningen oberoende av temperaturfältet. Detta innebär en stor förenkling.

Den hydrauliska konduktiviteten  $K$  och tryckhöjden  $\phi$ , dvs den drivande tryckkraften mätt i meter vattenpelare, definieras av

$$K = \frac{k\rho_w g}{\mu} \quad (8.1.8)$$

$$\phi = \frac{P}{\rho_w g} - z \quad (8.1.9)$$

Darcys lag (8.1.7) kan nu, då densitetsinducerade flöden försummas, skrivas på följande konventionella sätt:

$$\bar{q}_w = -K \nabla \phi \quad (8.1.10)$$

I många för våra sammanhang viktiga tillämpningar kan man direkt ange vattenströmningen med relativt enkla analytiska uttryck. Man behöver då ej lösa den partiella differentialekvationen enligt (8.1.6-7). Detta skall utnyttjas i det följande. Genom att på detta sätt maximalt reducera problemet kan man sedan med stor noggrannhet lösa det återstående termiska förloppet. Nedan redovisas omfattande parameterstudier och analyser för olika tillämpningar. Det torde vara ogörligt med hänsyn till beräkningstider och datorkostnad att genomföra detta med ett allmänt datorprogram för den kopplade grundvatten- och värmeströmningsprocessen.

I ett akvifervärmelager med horisontell temperaturfront, avsnitt 8.4, antas att grundvattenflödet är rent vertikalt:

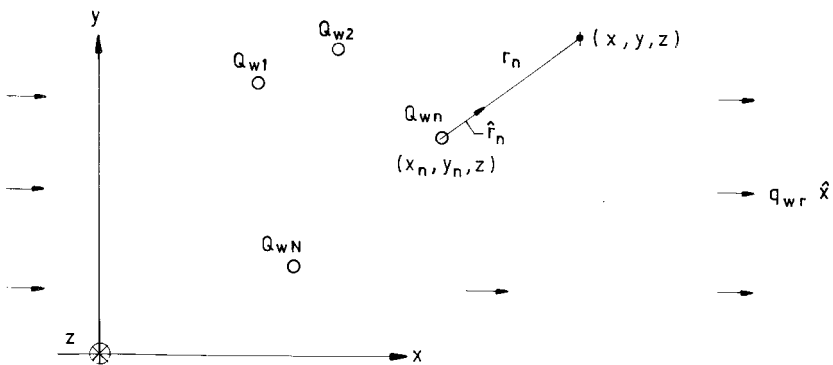
$$\bar{q}_w = q_w(t) \cdot \hat{z} \quad (\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}) \quad (8.1.11)$$

Flödets storlek  $q_w(t)$  ( $\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}$ ) är en given funktion av tiden beroende på inpumpning, viloperioder och utpumpning. Ansatsen 8.1.11 förutsätter att tillförsel och uttag av vatten i akviferens övre och undre del sker

jämt fördelat över lagervolymens horisontella tvärsnittsytta. Vidare måste akviferen vara likadan i alla vertikala strömningssnitt. Den kan bestå av olika homogena, horisontella skikt enligt figur 8.1.2.

I den andra huvudtypen av akvifervärmelager har man en huvudsakligen horisontell grundvattenströmning i akviferens plan. I grundfallet är akviferen homogen och sluten. Den har konstant höjd  $H$ . Denna typ skall behandlas i detta avsnitt, medan den skiktade akviferen enligt figur 8.1.2 behandlas i nästa.

Brunnssystemet kan vara mer eller mindre komplicerat. I det enklaste fallet enligt figur 8.0.1 har man två brunnar. Figur 8.1.1 visar ett allmänt fall med  $N$  stycken brunnar. Dessa ligger längs vertikallinjerna  $(x_n, y_n, z)$ ,  $D < z < D + H$ . Pumpflödet till brunn  $n$  är  $Q_{wn}(t)$  ( $m^3/s$ ). Det är positivt i injektionsbrunnar och negativt i uttagsbrunnar. Då ingen pumpning sker är  $Q_{wn}(t)$  noll. Vidare tillåtes ett regionalt grundvattenflöde med storleken  $q_{wr}$  ( $m^3/m^2s$ ). Eventuellt är  $q_{wr}$  noll. Koordinat-systemet orienteras här så att det regionala flödet ligger i  $\hat{x}$ -riktningen.



Figur 8.1.1. Akvifersystem med  $N$  stycken brunnar för injektion och uttag samt med ett regionalt grundvattenflöde i  $\hat{x}$ -riktningen.

Varje brunn bidrar till det totala grundvattenflödet med ett rent radiellt flöde i  $\hat{r}_n$ -riktningen ut från den aktuella brunnen  $n$ . Flödets intensitet multiplicerat med genomströmningsarean  $2\pi r_n H$  skall vara lika med utmatat flöde  $Q_{wn}$ . Det totala grundvattenflödet ges då av följande grundläggande uttryck:

$$\bar{q}_w = q_{wr} \hat{x} + \sum_{n=1}^N \frac{Q_{wn}}{2\pi H r_n} \hat{r}_n \quad (8.1.12)$$

Här är i enlighet med figur 8.1.1  $r_n$  avståndet horisontellt från en punkt  $(x,y,z)$  till brunn  $n$ , medan  $\hat{r}_n$  är en horisontell enhetsvektor som pekar radiellt ut från brunn  $n$ :

$$r_n = \sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2} \quad (8.1.13)$$

$$\hat{r}_n = \frac{1}{r_n} (x - x_n, y - y_n, 0) \quad (8.1.14)$$

Den grundläggande formeln för grundvattenflödet är (8.1.12). Pumpflödena  $Q_{wn}$  (och det naturliga grundvattenflödet) är godtyckliga givna funktioner av tiden. Förutsättningarna för uttrycket (8.1.12) är följande:

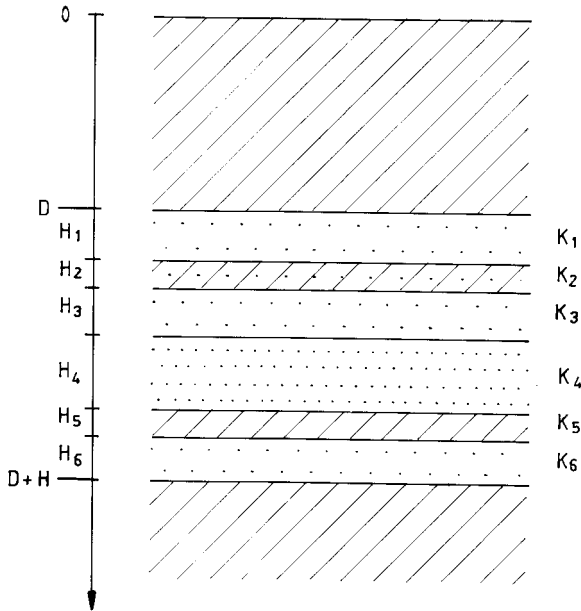
1. Grundvattenrörelser beroende på densitetsskillnader orsakade av temperaturskillnader försummas.
2. Homogen, sluten akvifer med konstant höjd och stor horisontell utsträckning.
3. Viskositetens temperaturberoende försummas.
4. Kompression och elastiska deformationer försummas.

Villkoret att akviferen har stor eller oändlig horisontell utsträckning kan ofta kringgås med hjälp av spegelbrunnsteknik. Sålunda kan en rak hydraulisk gräns simuleras genom att man ansätter identiska brunnar i spegelpunkter. Härigenom uppfylles villkoret att grundvattenflödet vinkelrätt mot den hydrauliska gränsen är noll.



## 8.1.3 Skiktad akvifer. Sprickplan

Grundvattenflödet  $\bar{q}_w$  kan enligt föregående avsnitt explicit anges enligt (8.1.12) och (8.1.11) förutsatt att olika antaganden enligt ovan är uppfyllda. Den väsentligaste förutsättningen för (8.1.12) var att akviferen är homogen. Formel (8.1.12) kan emellertid generaliseras till fallet då akviferen består av godtyckliga horisontella skikt. Varje skikt skall vara homogent och ha konstant tjocklek. Ett exempel, där akviferen består av sex lager, visas i figur 8.1.2. Skikten har förstås olika hydrauliska konduktiviteter ( $K_1, \dots, K_6$ ). I det givna fallet anger skiktmarkeringen att skikt 1, 3 och 6 har relativt hög permeabilitet, skikt 4 medelhög permeabilitet och skikt 2 låg permeabilitet, medan skikt 5 är impermeabelt ( $K_5 = 0$ ).



Figur 8.1.2. Exempel på skiktad akvifer.

I det allmänna fallet har man en akvifer med  $M$  skikt. Skikt nummer  $m$ ,  $m = 1, \dots, M$ , har tjockleken  $H_m$ , den hydrauliska konduktiviteten  $K_m$ , värmeledningsförmågan  $\lambda_m$  och värmekapaciteten  $C_m$ . Täckande skikt (caprock  $0 < z < D$ ) och underliggande skikt (bedrock  $z > D + H$ ) är homogena och impermeabla.

Låt  $T_m$  beteckna transmissiviteten för skikt  $m$  och  $T_t$  akviferens totala transmissivitet (index  $t$  användes för att undvika sammanblandning med temperaturen  $T$ ):

$$T_m = H_m K_m \quad T_t = \sum_{m=1}^M T_m \quad (8.1.15)$$

Formel (8.1.15) kan tillämpas för varje skikt  $m$ . I formeln skall vidare  $H$  ersättas med  $H_m$ . Uttrycket  $q_{wr}$  för det regionala grundvattenflödet modifieras på följande sätt. Låt  $q_{wr}^I$  ( $m_w^3/ms$ ) beteckna det totala regionala grundvattenflödet då man integrerar över hela akviferens höjd. Det regionala grundvattenflödet i skikt  $m$  blir då

$$q_{wr}^I \cdot \frac{T_m}{T_t} \cdot \frac{1}{H_m} = \frac{K_m}{T_t} q_{wr}^I \quad (m_w^3/m^2s) \quad (8.1.16)$$

Grundvattenflödet i skikt  $m$  blir då:

$$\left| \bar{q}_{w,m} = \frac{K_m}{T_t} (q_{wr}^I \bar{x} + \sum_{n=1}^N \frac{Q_{wn}}{2\pi r_n} \bar{r}_n) \right. \quad (8.1.17)$$

$$m = 1, 2, \dots, M$$

Med uttrycket ovan kan en mycket bred klass av grundvattenströmningsbilder behandlas. Pumpflödena  $Q_{wn}(t)$  kan variera godtyckligt med tiden. Genom att  $\bar{q}_w$  anges analytiskt, förenklas det kopplade värme- och grundvattenströmningsproblemet kraftigt. Man får lösa ekvationen (8.1.1), då  $\bar{q}_w$  ges av uttryck av typen (8.1.17) eller (8.1.12). Värmebalansekvationen (8.1.1) för skikt  $m$  blir:

$$C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_m \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\lambda_m \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_m \frac{\partial T}{\partial z}) - C_w (q_{wx,m} \frac{\partial T}{\partial x} + q_{wy,m} \frac{\partial T}{\partial y}) \quad (8.1.18)$$

Den konvektiva termen i  $z$ -led blir noll eftersom  $q_{wz,m}$  är noll.

Tunna akviferskikt kan med fördel betraktas som sprickplan. Låt sprickplanet eller det tunna akviferskiktet med nummer  $m$  ha transmissiviteten  $T_m$ . Grundvattenflödet i sprickan eller grundvattenflödet integrerat över

det tunna akviferskiktets höjd  $H_m$  betecknas  $q_{w,m}^I$  (water, skikt  $m$ , integrerat över höjden). Dess dimension blir  $m^3/m.s$ . Analogt med formel (8.1.7) gäller då för en spricka:

$$\left| \bar{q}_{w,m}^I = \frac{T_m}{T_t} (q_{wr}^I \hat{x} + \sum_{n=1}^N \frac{Q_{wn}}{2\pi r_n} \hat{r}_n) \right. \quad (8.1.19)$$

Energibalanskvation för ett sprickplan erhålles från (8.1.18) genom integration över sprickans höjd. Vänstra ledet blir noll då sprickans egen värmekapacitet kan försummas. De två första värmeledningstermerna för värmeledning i horisontalled kan också försummas. Man får en balans mellan konvektiv värmetransport i sprickans plan och den vertikala värmeledningen uppåt och nedåt:

$$\begin{aligned} 0 = \lambda_{m+1} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_m+0} - \lambda_{m-1} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_m-0} - \\ - C_w (q_{wx,m}^I \frac{\partial T}{\partial x} + q_{wy,m}^I \frac{\partial T}{\partial y}) \end{aligned} \quad (8.1.20)$$

Sprickplanet ligger på djupet  $z = z_m$ . Värmeflödena vid sprickplanet nedåt i skikt  $m+1$  och uppåt i skikt  $m-1$  markeras med  $z = z_m + 0$  respektive  $z = z_m - 0$ .

Det mest allmänna fallet som kan behandlas med ovanstående samband är en skiktad akvifer med ett godtyckligt antal olika skikt och/eller sprickplan. Vart och ett av dessa skikt är i sig homogent. Man kan ha ett godtyckligt brunnssystem enligt figur 8.1.1 och ett godtyckligt regionalt flöde.

Formlerna ovan ger direkt grundvattenflödena utan att man först beräknar trycket  $P$  eller tryckhöjden  $\phi$ . Tryckhöjden  $\phi$  är av intresse ur pumpsynpunkt eftersom den bestämmer de tryck som måste appliceras vid brunnarna för att man skall få de föreskrivna pumpflödena  $Q_{wn}$ . För en homogen akvifer enligt figur 8.0.1 ges trycket av en sammansättning av (8.1.10) och (8.1.12). Man utnyttjar härvid följande gradientsamband:

$$\nabla(x) = \hat{x} \quad \nabla(r_n) = \frac{1}{r_n} \hat{r}_n \quad (8.1.21)$$

Tryckhöjden blir:

$$\phi(x,y,z,t) = \phi_0 - \frac{1}{K}(q_{wr} x + \sum_{n=1}^N \frac{Q_{wn}}{2\pi H} \ln(r_n)) \quad (8.1.22)$$

Här är  $\phi_0$  en godtyckligt vald referensnivå. För en skiktad akvifer erhålles ur (8.1.17) och (8.1.10) med  $K = K_m$  tryckhöjden till

$$\phi = \phi_0 - \frac{1}{T_t}(q_{wr}^I x + \sum_{n=1}^N \frac{Q_{wn}}{2\pi} \ln(r_n)) \quad (8.1.23)$$

För ett enda skikt övergår förstås (8.1.23) i (8.1.22) ( $T_t = K H$ ). Man bör notera att tryckhöjden (8.1.23) är densamma för alla skikt. Detta medför att man inte får några vertikala grundvattenflöden.

#### 8.1.4 Termisk räckvidd

Det strömmande grundvattnet förflyttar temperaturfältet med en viss så kallad termisk hastighet. Överlagrad på denna process har man en diffusiv värmetransport, vilken efterhand utjämnar temperaturdifferensen. I de tillämpningar som här är aktuella kan man säga att den konvektiva processen dominerar i så måtto att den kan förskjuta temperaturfältet tiotals meter på låt oss säga en månad, medan den diffusiva värmeledningens under samma period har en räckvidd eller ett influensområde runt en meter. I detta avsnitt skall dessa fundamentala ting diskuteras. En alternativ något mer kortfattad behandling av detta ges också i avsnitt 9.2.

##### 8.1.4.1 Termisk hastighet och räckvidd

Temperaturförloppet i akviferen med sitt strömmande grundvatten styrs av ekvation (8.1.1). Låt oss nu i denna bortse ifrån värmeledningstermerna ( $\lambda \rightarrow 0$ ). Ekvationen kan då skrivas:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_{Tx} \frac{\partial T}{\partial x} + v_{Ty} \frac{\partial T}{\partial y} + v_{Tz} \frac{\partial T}{\partial z} \approx 0 \quad (8.1.24)$$

Här har den termiska hastigheten  $\bar{v}_T$  (m/s) införts:

$$\bar{v}_T = \frac{C_W}{C} \bar{q}_W \quad (v_{Tx} = \frac{C_W}{C} q_{wX}, \dots) \quad (8.1.25)$$

Detta är en äkta hastighet:

$$\dim(\bar{v}_T) = \frac{\frac{J}{m^3 \cdot K} \cdot \frac{m^3 K}{J} \cdot \frac{m^3}{m^2 s}}{\frac{m}{s}} = \frac{m}{s} \quad (8.1.25')$$

Antag för ögonblicket att  $\bar{v}_T$  är en konstant vektor (Detta gäller approximativt lokalt). En allmän lösning till (8.1.24) är då följande uttryck:

$$T(x, y, z, t) = f(x - v_{Tx} \cdot t, y - v_{Ty} \cdot t, z - v_{Tz} \cdot t) \quad (8.1.27)$$

Här är  $f(x', y', z')$  engodtycklig funktion av tre variabler  $x'$ ,  $y'$  och  $z'$ . Lösningen (8.1.27) innebär en stel förskjutning av ett temperaturfält, vilket vid  $t = 0$  ges av  $T(x, y, z, 0) = f(x, y, z)$ . Vid en senare tidpunkt har fältet förskjutits med vektorn  $\bar{v}_T \cdot t$ . Ett motsvarande resonemang kan föras för det allmänna fallet, där  $\bar{v}_T$  varierar med  $x$ ,  $y$ ,  $z$  och  $t$ .

Den viktiga slutsatsen av ovanstående resonemang är att energibalanskvationen (8.1.1) innebär att temperaturfältet förskjutes enligt det termiska hastighetsfältet  $\bar{v}_T$ , vilket är relaterat till det volumetriska grundvattenflödet  $\bar{q}_W$  enligt (8.1.25). Värmekapacitetsfaktorn förklaras på följande vis. Vattenvolymflödet är  $q_w$  ( $m^3/m^2s$ ). Energitransporten med vatten blir då  $\Delta T \cdot C_W q_w$  ( $J/m^2s$ ). Här är  $\Delta T$  temperaturdifferensen över en temperaturfront. På en tidsenhet förskjutes fronten sträckan  $v_T$ . För detta åtgår värmeenergin  $\Delta T \cdot C v_T$  ( $J/m^2s$ ). Energibalans ger således:

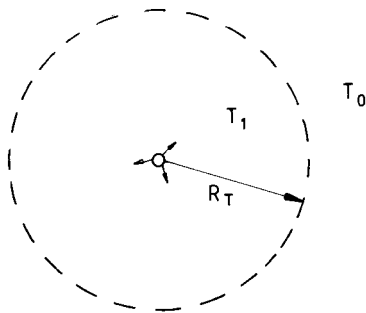
$$\Delta T \cdot C v_T = \Delta T \cdot C_W q_w \quad (8.1.26)$$

Detta ger i vektorform (8.1.25).

Antag nu att man i ett akvifervärmelager börjar pumpa in varmt vatten med en temperatur  $T_1$ . Den ostörda temperaturen i akviferen är  $T_0$ . Man får då en termisk front mellan temperaturerna  $T_1$  och  $T_0$ , där varje punkt på

fronten förskjutes. Genom värmeledning vidgas fronten efterhand. För att förstå ett givet akvifervärmelagers termiska beteende bör man skaffa sig en klar bild av hur den termiska fronten rör sig vid inlagring och vid uttag.

För att belysa detta skall vi se på ett enkelt fall med lagring kring en brunn. Returbrunnen ligger långt bort så att grundvattenflödet blir rent radiellt i det termiskt påverkade området runt brunnen. Låt  $R_T$  beteckna frontens läge enligt figur 8.1.3.



Figur 8.1.3. Cirkulär termisk front med radien  $R_T$  vid inmatning via en ostörd brunn.

Den termiska hastigheten på avståndet  $r$  från brunnen är:

$$v_T(r, t) = \frac{C_W}{C} \cdot \frac{Q_W(t)}{2\pi H r} \quad (8.1.28)$$

Den termiska frontens rörelse ges av:

$$\frac{d}{dt}(R_T) = v_T(R_T, t) = \frac{C_W}{C} \cdot \frac{Q_W(t)}{2\pi H R_T} \quad (8.1.29)$$

eller med differentier:

$$d(R_T^2(t)) = \frac{C_W}{C} \cdot \frac{Q_W(t)}{\pi H} dt \quad (8.1.30)$$

Detta kan integreras direkt. För  $R_T(0) = 0$  erhålles:

$$R_T(t) = \sqrt{\frac{C_w}{C} \cdot \frac{V_w(t)}{\pi H}} \quad (8.1.31)$$

Här är  $V_w(t)$  den totalt inpumpade vattenvolymen, dvs integralen av  $Q_w(t)$ . Formel (8.1.31) härleds genom en direkt energibalans i avsnitt 9.2. I allmänhet är vi framförallt intresserade av den maximala termiska radien vid slutet av inmatningsperioden. Denna skall betecknas  $R_T$  utan tidsvariabel.

Den inmatade vattenvolymen betecknas  $V_w$  ( $m^3$ ). Den motsvarar en termisk volym  $V_T$  ( $m^3$ ) på det uppvärmda området, vilket begränsas utåt av den termiska fronten. Allmänt gäller:

$$V_T = \frac{C_w}{C} V_w \quad (8.1.32)$$

För en brunn med radiell strömning blir den termiska volymen en cylinder med radien  $R_T$ . I enlighet med (8.1.31) och (8.1.32) gäller då  $V_T = \pi H R_T^2$ .

I en skiktad akvifer får man olika termiska radier i de olika skikten. Låt  $V_w$  beteckna den totalt inmatade vattenvolymen till alla skikten. Andelen till skikt  $m$  blir  $V_w \cdot T_m / T_t$ . För en ostörd brunn, dvs en brunn med rent radiellt flöde i det termiska aktiva området, blir då den termiska radien för skikt  $m$  enligt (8.1.31) ( $T_m/H_m = K_m$ ):

$$R_{T,m} = \sqrt{\frac{C_w}{C} \cdot \frac{K_m V_m}{\pi T_t}} \quad (8.1.33)$$

För en spricka, där man försummar sprickans ändliga höjd, är begreppet termisk radie ej meningsfullt.

#### 8.1.4.2 Regional grundvattenströmning

Det regionala grundvattenflödet  $q_{wr}$   $\hat{x}$  överlagras på strömningen från pumpning i brunnarna enligt (8.1.12). Den regionala strömningen förflyttar hela tiden det varma området i  $\hat{x}$ -riktningen. Om denna förskjutning under lagringscykelns längd är stor jämfört med den termiska radien

förlorar man det varma vattnet från inlagring till uttag.

Vi skall här bara analysera det enklaste fallet med lagring kring en brunn i en homogen akvifer. Den termiska förskjutningen under en tid  $t$  på grund av det regionala flödet blir:

$$L_T(t) = \frac{C_w q_{wr}}{C} \cdot t \quad (8.1.34)$$

Förskjutningen under en lagerperiod  $t_y$  (year) betecknas  $L_{Ty}$ .

Låt  $R_T$  vara den termiska radien enligt (8.1.31) vid slutet av inlagringsperioden. Om  $L_{Ty}$  är mindre än låt oss säga  $0.5R_T$ , så stör den regionala grundvattenströmningen förloppet obetydligt. Om å andra sidan  $L_{Ty}$  är större än låt oss säga  $2R_T$  så får man räkna med att lagringssystemet inte alls fungerar eller åtminstone störs kraftigt. I det mellanliggande intervallet måste man göra en noggrannare undersökning. Detta ger följande tumregel för störningen från ett regionalt grundvattenflöde vid lagring i en homogen akvifer;

$$\begin{aligned} L_{Ty} < 0.5R_T & : \text{ obetydlig störning} \\ L_{Ty} > 2R_T & : \text{ kraftig störning så att systemet troligen} \\ & \text{ är oanvändbart} \end{aligned} \quad (8.1.35)$$

$$0.5R_T < L_{Ty} < 2R_T : \text{ noggrannare studie erfordras}$$

Det regionala grundvattenflödet bestäms av Darcys lag (8.1.10). Låt  $\frac{d\phi_r}{dx}$  vara tryckhöjdsgradienten i strömningsriktningen  $\bar{x}$  för det ostörda regionala flödet. Då gäller:

$$q_{wr} = -K \cdot \frac{d\phi_r}{dx} \quad (8.1.36)$$

Tryckhöjdsgradienten kan normalt bestämmas med hygglig precision. Den hydrauliska konduktiviteten  $K$  är däremot understundom osäker. Värdet på  $q_{wr}$  blir då osäkert i motsvarande mån.

Analysen av effekten av det regionala grundvattenflödet är betydligt mer komplicerat för en skiktad akvifer. Ovanstående analys kan göras för varje skikt. Man får sedan väga samman effekterna av de olika skikten.



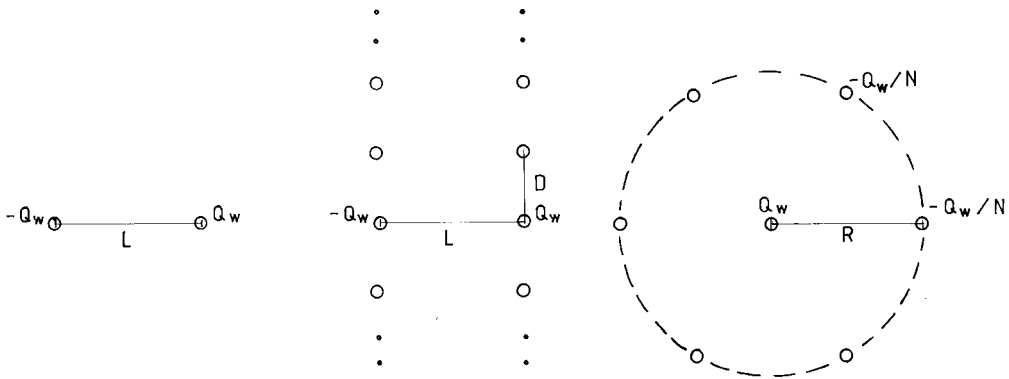
I enklare fall ger tumregeln (8.1.35) samma utslag för alla skikt. I övrigt måste man göra en mer detaljerad analys.

#### 8.1.4.3 Termisk genombrottstid

Ett viktigt begrepp för analys av akvifervärmelager som utnyttjar två eller flera brunnar är den termiska genombrottstiden. Man har ett karakteristiskt pumpflöde  $Q_w$ . Vid konstant pumpning med detta flöde får man en termisk front som efterhand vidgar sig runt inmatningsbrunnarna. Efter en viss tid kommer den termiska fronten fram till uttagsbrunnarna. Den termiska genombrottstiden är den tidpunkt då den första punkten på fronten når en uttagsbrunn.

I avsnitt 9.6 behandlas motsvarande process för ett brunnspår i ett grundvattenvärmsystem. Här pumpar man in kallt vatten i stället. Med vissa antaganden enligt avsnitt 9.6 kan temperaturstörningen i returbrunnen anges med analytiska uttryck som en funktion av tiden. Störningen börjar vid tiden  $t = t_{bt}$  och ökar sedan efterhand. I figurerna 9.6.1-3 visas i dimensionslös form hur temperaturstörningen efterhand ökar.

Vi skall här ange den termiska genombrottstiden för tre viktiga fall enligt figur 8.1.4. Det första fallet enligt vänster figur är ett brunnspår. Avståndet mellan brunnarna är  $L$ . Det andra fallet är en oändlig svit av brunnspår. Injektions- och uttagsbrunnarna ligger längs två parallella linjer, varvid avståndet mellan två brunnar på samma linje är  $D$ . Det tredje fallet gäller en centralbrunn, där pumpflödet är  $Q_w$ , och en krans av  $N$  brunnar på radien  $R$  runt centralbrunnen. För kransbrunnarna, som ligger jämt fördelade runt cirkeln, är pumpflödet  $-Q_w/N$ . Fallet  $N = 1$  ger ett brunnspår. Akviferen förutsätts bestå av ett enda skikt. Vidare förutsätts att regionalt flöde är försumbart. Om akviferen består av flera skikt gäller formlerna för varje skikt för sig.



Figur 8.1.4. Brunnskonfigurationer för vilka termisk genombrottstid anges.

Den termiska genombrottstiden för ett brunnspar enligt vänster bild i figur 8.1.4 är:

$$t_{bt} = \frac{\pi H L^2 C}{3 Q_w C_w} \quad (8.1.37)$$

Låt  $t_L$  vara den tid vid vilken den termiska radien för en enskild brunn, där returbrunnen ligger långt bort, blir lika med längden  $L$ . Då gäller enligt (8.1.31) med  $v_w = Q_w \cdot t_L$  och  $R_T = L$ :

$$t_L = \frac{\pi H L^2 C}{Q_w C_w} \quad (8.1.38)$$

Genombrottstiden för ett brunnspar är således lika med  $t_L/3$ .

För den oändliga sviten av brunnspar enligt mittbilden i figur 8.1.4 är genombrottstiden:

$$t_{bt} = t_L \cdot \frac{\frac{\pi L}{D} \cosh\left(\frac{\pi L}{D}\right) - \sinh\left(\frac{\pi L}{D}\right)}{\left(\frac{\pi L}{D}\right)^2 \sinh\left(\frac{\pi L}{D}\right)} \quad (8.1.39)$$

Tabell 8.1.1 anger  $t_{bt}/t_L$  för olika värden på  $D/L$ .

D/L	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
$t_{bt}/t_L$	0.016	0.031	0.060	0.086	0.111	0.134	0.155	0.173
D/L	0.8	0.9	1	1.1	1.25	1.5	1.75	2
$t_{bt}/t_L$	0.190	0.205	0.218	0.230	0.245	0.264	0.278	0.289
D/L	2.5	3	4	5	10	$\infty$		
$t_{bt}/t_L$	0.303	0.311	0.320	0.325	0.331	1/3		

Tabell 8.1.1. Genombrotts-tid för oändlig svit av brunnspår enligt (8.1.39).

Det är intressant att jämföra ett enskilt brunnspår med den oändliga sviten av brunnspår. Genombrotts-tiden för den oändliga sviten är dubbelt så snabb som för brunnspåret då  $D/L = 0.664$ .

För centrumbrunn och kransbrunnar enligt höger bild i figur 8.1.4 får man följande märkvärdigt enkla formel för genombrotts-tiden:

$$t_{bt} = t_L \cdot \frac{N}{N+2} \quad (8.1.40)$$

Här ges  $t_L$  av (8.1.38) med  $R = L$ . Härledningarna av formlerna ovan kommer att redovisas i en annan skrift. För fallet  $N = 1$  erhålles ett brunnspår med  $t_{bt}$  enligt (8.1.37). Det är intressant att jämföra genombrotts-tiden för olika antal kransbrunnar. Sålunda gäller

$$\begin{aligned}
 N = 1 & : t_{bt} = \frac{1}{3} t_L \\
 N = 2 & : t_{bt} = \frac{1}{2} t_L \\
 N = 4 & : t_{bt} = \frac{2}{3} t_L \\
 N = \infty & : t_{bt} = 1 t_L
 \end{aligned} \quad (8.1.41)$$

Genombrotts-tiden fördubblas då man går från  $N = 1$  till  $N = 4$  och den tredubblas från  $N = 1$  till  $N = \infty$ . Fallet  $N = \infty$  svarar mot en radiell strömning, varvid fronten når radien  $R(=L)$  efter tiden  $t_L$  enligt resonemanget för formel (8.1.38).

Genombrottstiden ger en första indikation på hur man bör välja avståndet mellan injektions- och uttagsbrunnar. Låt  $Q_w$  vara pumpflödet under injektionsperioden med längden  $t_i$ . Om pumpflödet varierar, så avser  $Q_w$  medelvärdet under injektionstiden. Om  $t_i$  är mycket större än  $t_{bt}$ , så kommer man att få en termisk kortslutning, varvid en väsentlig del av inmatad värme direkt återfås i returbrunnen. Brunnarna ligger då för nära varandra. För att undvika termiskt genomslag har man kriteriet:

$$t_i \leq t_{bt} \quad (8.1.42)$$

För ett brunnspar ges  $t_{bt}$  av (8.1.37). Kriteriet ovan kan då skrivas:

$$L \geq \sqrt{3} \cdot \sqrt{\frac{C_w}{C} \cdot \frac{Q_w t_i}{\pi H}} \quad (8.1.42')$$

Den andra faktorn i högra ledet ger den termiska radien för en enskild, ostörd brunn enligt (8.1.31). Avståndet mellan brunnarna bör således vara runt dubbla termiska radien ( $\sqrt{3} \geq 1.7$ ) eller större, för att man skall undvika termiskt genomslag.

Om avståndet mellan brunnarna i ett brunnspar är tillräckligt stort, så får man i det termiskt influerade området runt lagringsbrunnen ett cylindersymmetriskt förlopp. Man får det enklaste fallet med lagring kring en brunn. Detta fall behandlas i detalj i avsnitt 8.3. Ett lämpligt krav för denna approximation, där man får lagring kring en ostörd brunn är:

$$t_i < \frac{1}{2} t_{bt} \quad (8.1.43)$$

Med (8.1.37) kan detta skrivas:

$$L > \sqrt{6} \cdot \sqrt{\frac{C_w}{C} \cdot \frac{Q_w t_i}{\pi H}} = \sqrt{6} \cdot R_T \quad (8.1.43')$$

Den andra faktorn i högra ledet är den termiska radien för den ostörda, enskilda brunnen enligt (8.1.31). Om således avståndet mellan brunnarna i ett brunnspar är större än  $\sqrt{6} \cdot R_T = 2.45R_T$  så kan lagringsbrunnen behandlas som en enskild brunn utan störning från returbrunnen.

Det är värt att notera att intervallet mellan fallet med termiskt genomslag och fallet då lagringsbrunnen kan betraktas som ostörd är tämligen snävt enligt (8.1.42') och (8.1.43'). Om  $L$  är mindre än  $\sqrt{3} \cdot R_T$ , så får man ett termiskt genomslag, och om  $L$  är större än  $\sqrt{6} \cdot R_T$ , så kan lagringsbrunnen betraktas som ostörd.

## 8.2 Datormodeller

Den huvuddatormodell, AST (Aquifer Storage Model), som har utvecklats simulerar temperaturförloppet i akviferen och i omgivande mark. Den finns i olika versioner för olika typer av grundvattenströmning. Grundversionen avser det enklaste rotationssymmetriska fallet kring en brunn. Manual ges av referens 17. I ett komplement till denna redovisas versionen med två brunnar. Modellen kan tillämpas på akvifervärmelager och geotermiska system. Den kan också tillämpas på grundvattenvärmesystem. Se avsnitt 9.3.

I modellen beräknas det transienta, tredimensionella temperaturförloppet numeriskt, medan grundvattenflödet  $\bar{q}_w$  ges av analytiska uttryck enligt avsnitt 8.1. Akviferen och marken i övrigt kan bestå av olika horisontella lager eller allmänt av en godtycklig svit av horisontella skikt och sprickplan med olika transmissiviteter och olika termiska data. Modellen tillåter således en godtycklig variation i djupled. A andra sidan förutsätts att akvifer- och markskikten ej varierar i horisontalled.

Modellen har följande grundläggande egenskaper:

1. Tredimensionell diffusiv värmeledning i akvifer och omgivande mark.

De termiska egenskaperna är godtyckligt variabla i  $z$ -led och konstanta i  $x$ - och  $y$ -led ( $\lambda = \lambda(z)$ ,  $C = C(z)$ ).

2. Konvektiv värmetransport i akviferen eller i akviferskikten och sprickplanen.

3. Termisk dispersion beaktas av en flödesberoende dispersionstensor.

Den effektiva värmeledningsförmågan kan ges av uttrycken (8.1.3), där  $\tilde{\lambda}_{||}$  och  $\tilde{\lambda}_{\perp}$  är funktioner av grundvattenflödet

$q_w$ . Speciellt kan (8.1.4) eller (8.1.5) användas. En förenklad version är att ha konstanta värden för  $\lambda_{||}$  och  $\lambda_{\perp}$ . I de programversioner som finns användes denna förenkling, då det visat sig att detta normalt ger tillräcklig noggrannhet.

#### 4. Analytiskt givna grundvattenflöden.

Grundvattenflödena är givna analytiskt enligt uttrycken i avsnitt 8.1.

##### 4.1. Grundversion. En brunn med radiellt grundvattenflöde.

Grundvattenflödet ges av (9.4.1.1). Se figur 9.4.1.

##### 4.2. Brunnspar i homogen akvifer.

Se figur 8.0.1. Grundvattenflödet ges av ett uttryck av typen (8.1.12), med  $N = 2$  och  $Q_w(t) = Q_{w1}(t) = -Q_{w2}(t)$  samt med  $q_{wr} = 0$ .

##### 4.3. Godtyckliga, givna tidsberoende pumpflöden till och från brunnarna.

##### 4.4. Skiktad akvifer.

Akviferen kan bestå av ett godtyckligt antal skikt, vilka var för sig är homogena med konstant höjd. Se figur 8.1.2. I det allmänna fallet ges då  $\bar{q}_w$  av (8.1.17). I avsnitt 8.7.5 redovisas en studie för en skiktad akvifer.

##### 4.5. Sprickplan.

Akviferen kan vidare ha ett godtyckligt antal horisontella sprickplan. Varje sprickplan (och varje homogent skikt) har en föreskriven transmissivitet  $T_m$ . Flödet i sprickplanet ges allmänt av (8.1.19). Energibalans ekvationen för sprickplanet ges av (8.1.20).

##### 4.6. Godtyckligt antal brunnar och regionalt flöde.

I det allmänna fallet kan man ha ett godtyckligt antal brunnar med föreskrivna pumpflöden  $Q_{wn}(t)$ ,  $n = 1, \dots, N$ . Vidare kan man ha ett regionalt grundvattenflöde  $q_{wr}$ . Se figur 8.1.1. Akviferen kan bestå av olika parallella skikt och sprickplan. De allmänna uttrycken för grundvattenflödet ges då av (8.1.17) för ett akviferskikt och (8.1.19) för ett sprickplan. Vattenflödet är således alltid hori-

sontellt. Flödets belopp varierar från skikt till skikt enligt de olika skiktens hydrauliska konduktivitet.

För detta allmänna fall pågår en successiv programutveckling. För fallet med två plus två brunnar med godtyckliga lägen finns en version utvecklad. Ett annat fall, som är avklarat, är ett brunnspår med en rak hydraulisk gräns. En version kan behandla fallet enligt figur 8.7.19, där man har en centrumbrunn och ett antal kransbrunnar på en cirkel. Denna modell används i avsnitt 8.7.3.

Den numeriska beräkningen utnyttjar att alla dessa typer av grundvattenflöden kan genereras av konforma avbildningar,  $u = u(x,y)$ ,  $v = v(x,y)$ . Som koordinater i horisontalplanet användes dessa konforma koordinater. Grundvattenflödet följer härvid linjen  $v = \text{konstant}$  och  $z = \text{konstant}$ . Den numeriska modellen kan behandla varje fall där man behärskar den konforma avbildningen. Utvecklingsarbetet innebär att man successivt behandlar allt mer komplicerade strömningsbilder via motsvarande konforma avbildningar.

#### 5. Numerisk dispersion saknas.

Vid den numeriska lösningen utnyttjas explicita framåt-differenser med en konvektiv term. Med konventionella metoder får man vid numerisk lösning av konvektiv värmeledning så kallad numerisk dispersion. Denna kan uppfattas som en felaktig extra värmeledning. Se referens 27.

Den aktuella modellen utnyttjar en ny numerisk teknik varvid man har ett entropibalansvillkor. Härigenom kan man få bort den numeriska dispersionen helt. Metoden redovisas ytterst kortfattat i manualen, referens 17. En redovisning skall göras i en annan skrift.

De numeriska lösningarna har jämförts bl a med de analytiska lösningarna i avsnitt 9.5 och 9.6. Modellen ger enligt dessa tester god numerisk precision vid ett riktigt gitterval.

6. Godtyckligt tidsvariabel inloppstemperatur.

Temperaturen på det vatten som pumpas in i akviferen är givna funktioner av tiden.

7. Utdata.

Som huvudresultat vid en beräkning anges temperaturen på det vatten som pumpas ut ur akviferen.

Modellen ger förstås också temperaturfördelningen i akviferregionen och i omgivande mark vid varje tidssteg.

8. Tidsåtgång. Minnesutrymme.

Grundversionen med radiellt flöde kring en brunn kräver för ett fall med 300 gitterpunkter ett totalt datorutrymme på 50 kbytes. En simulering av en årscykel tar då runt 10-20 sek CPU-tid på en UNIVAC 1100/80.

En simulering för ett fall med ett brunnspar, då något tusental gitterceller utnyttjas, kräver 100 kbytes minnesutrymme. Simulering av en årscykel kräver några minuters CPU-tid.

Modellen har använts som modul för ett akvifervärmelager i en simuleringsmodell för ett solenergisystem. Se referens 157.



### 8.3 Termiska prestanda i dimensionslös form vid lagring kring en brunn.

Ett akvifervärmelager kan utnyttja ett brunnspar enligt figur 8.0.1. Under inlagringsperioden pumpas varmt vatten ner i den vänstra brunnen. Vid värmeuttaget vändes pumpriktningen, varvid man pumpar tillbaka det varma vattnet. Om den andra brunnen ligger tillräckligt långt bort kommer det termiska förloppet kring lagringsbrunnen att bli cylindersymmetriskt. Man förutsätter härvid att akviferen är homogen i horisontalplanet. Vidare förutsätts att regionalt grundvattenflöde kan försummas. Ett kriterium för att detta skall gälla ges av (8.1.35) i avsnitt 8.1.4.2. Slutligen antas att frontkanten på grund av densitetsskillnaden mellan varmt och kallt vatten är liten. Kriterier för detta anges i avsnitt 8.5.

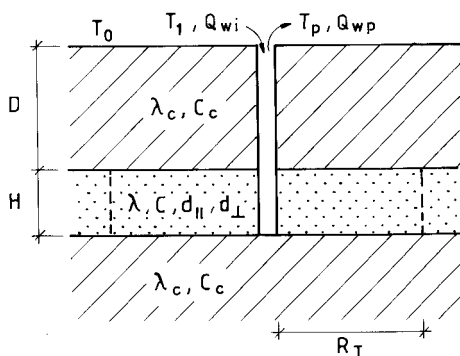
Med ovanstående förutsättningar får man den på sitt sätt enklaste typen av akvifervärmelager. Grundvattenflödet inom den termiskt aktiva regionen runt brunnen är med god approximation rent radiellt. Grundvattenflödet varierar bara med tiden  $t$ . Det är positivt vid inmatning, noll vid lagring och negativt vid värmeuttag. Om akviferen är skiktad med olika horisontella lager blir det radiella flödet olika i olika skikt i enlighet med (8.1.17) i avsnitt 8.1.3.

I detta avsnitt skall termiska prestanda vid lagring kring en brunn anges. En något mer detaljerad redovisning ges i referens 26. Energifverkningsgrad och dimensionslös uttagstemperatur anges som funktion av de dimensionslösa variablerna. Vidare varieras de olika fysikaliska parametrarna för att belysa deras inverkan på den termiska processen.

Vid simuleringarna har den datormodell som beskrivs i avsnitt 8.2 använts.

## 8.3.1 Värmelagring kring en brunn.

Akvifervärmelagret utnyttjar en injektions- och uttagsbrunn vilken penetrerar en horisontell sluten akvifer med tjockleken  $H$ . Se figur 8.3.1. Cylindersymmetri råder kring brunnen. Akviferen antas vara homogen med värmeledningsförmågan  $\lambda$  och den volymetriska värmekapaciteten  $C$  för blandningen av fast material och vatten. Akviferen begränsas uppåt och nedåt av ogenomträngliga skikt. Dessa skikt har båda värmeledningsförmågan  $\lambda_c$  och värmekapaciteten  $C_c$ . Det täckande skiktet har tjockleken  $D$ . Vattnets volymetriska värmekapacitet betecknas  $C_w$ . Vid simuleringens början är temperaturen  $T_0$  i hela systemet. Markytans temperatur hålls konstant vid  $T_0$  under hela cykeln.



Figur 8.3.1 Värmelagring kring en brunn i en homogen, sluten akvifer.

Lagringscykelns längd betecknas  $t_c$ . Injektion, lagring (storage), uttag (production) och vila (rest) varar under en tidsperiod av  $t_i$ ,  $t_s$ ,  $t_p$  resp.  $t_r$  ( $t_i + t_s + t_p + t_r = t_c$ ). Temperaturen på injektionsvattnet hålls konstant vid  $T_1$ . Pumpflödet  $Q_w$  är konstant under injektion och uttag. Injekterad och uttagen vattenvolym är densamma, d.v.s.  $Q_{wi} t_i = Q_{wp} t_p = V_w$ . Temperaturen på uttaget vatten betecknas  $T_p$  (production).

Den termiska radien vid slutet av injektionsperioden är enligt (8.1. 31):

$$R = \sqrt{\frac{C_w}{C} \cdot \frac{Q_w t_i}{\pi H}} \quad (8.3.1)$$

(I detta avsnitt 8.3 betecknas termisk radie med  $R$  och inte med  $R_T$  för att få överensstämmelse med figurerna). Den termiska volymen  $V$  är en cylinder runt brunnen med radien  $R$  och höjden  $H$ :

$$V = \pi R^2 H = \frac{C_w V_w}{C} \quad (8.3.2)$$

### 8.3.2 Dimensionslös formulering.

Den termiska processen i akviferen kan beskrivas i dimensionslös form. Vi antar som grundfall att injektion, lagring, uttag och vila sker under lika långa perioder, d.v.s.  $t_i = t_s = t_p = t_r = t_c/4$ . I detta avsnitt och avsnitt 8.3-6 antas vidare att det täckande skiktet är så mäktigt att effekten av markytan kan försummas ( $D = \infty$ ) och att dispersiva effekter vid vattenflöde i akviferen kan representeras med ett konstant förhöjt värde på akviferens värmeledningsförmåga. Inverkan av olika längd på lagringscykelns perioder, ändlig tjocklek på täckande skikt och flödesberoende dispersion behandlas i avsnitt 8.3.7-9.

Den dimensionslösa temperaturen  $u$  definieras av

$$u = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \quad (8.3.3)$$

En dimensionsanalys enligt referens 26 visar att uttagstemperaturen  $u$  kan skrivas som en funktion av fem dimensionslösa parametrar:

$$u = u(t', Pe, C/C_c, \lambda/\lambda_c, \Lambda) \quad (8.3.4)$$

$$t' = t/t_i \quad Pe = \frac{Q_w C_w}{2\pi\lambda H} \quad \Lambda = \frac{C^2 H^2}{C_c \lambda t_i}$$

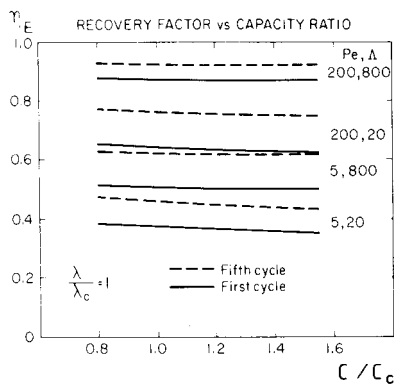
Energiverkningsgraden  $\eta_E$  definieras som kvoten mellan uttagen och inmatad energimängd under en lagringscykel. Se avsnitt 3.3. Vattnets energiinnehåll definieras med den ostörda grundvattentemperaturen  $T_0$  som referensnivå. Energiverkningsgraden blir då lika med medelvärdet  $u_m$  av uttagstemperaturen  $u$  under uttagsperioden:  $\eta_E = u_m$ .

Energiverkningsgraden  $\eta_E$  beror således av fyra dimensionslösa parametrar och cykelns nummer:

$$\eta_E = \eta_E(Pe, C/C_c, \lambda/\lambda_c, \Lambda, \text{cykelns nummer}) \quad (8.3.5)$$

### 8.3.3 Variation av värmekapaciteter.

Energiverkningsgraden och uttagstemperaturen beror enligt avsnitt 8.3.2 på ett antal dimensionslösa parametrar. Värmekapacitetsparametern  $C/C_c$  varierar inom ett relativt litet intervall och bestäms väsentligen av vatteninnehållet (eller porositeten) i de två skikten. I figur 8.3.2 visas den beräknade energiverkningsgraden  $\eta_E$  som funktion av  $C/C_c$  för några representativa värden på de övriga dimensionslösa variablerna.



Figur 8.3.2 Energiverkningsgraden  $\eta_E$  som funktion värmekapacitetsparametern  $C/C_c$ .

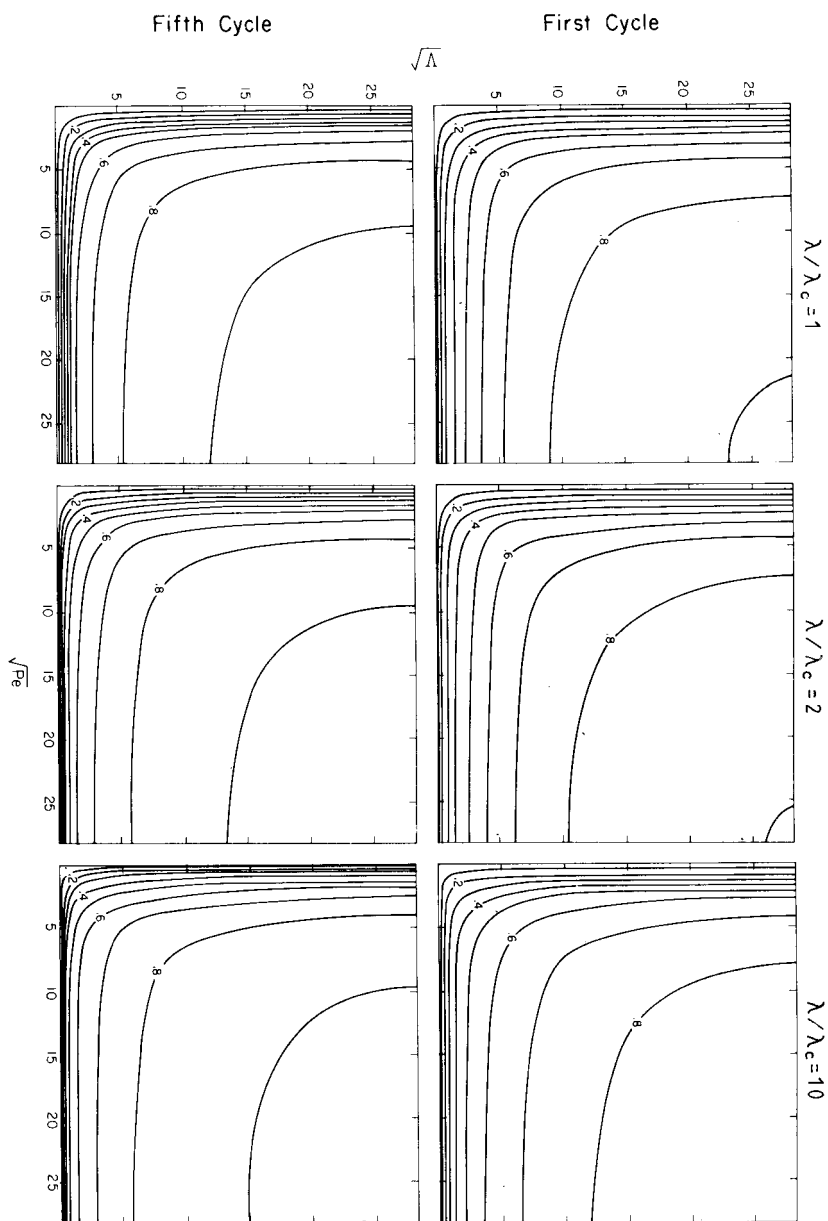
Det framgår av figur 8.3.2 att energiverkningsgradens beroende av kapacitetskvoten är tämligen svagt.

Resultaten i följande avsnitt ges för  $C/C_c$  lika med 1.25.

#### 8.3.4 Energiverkningsgrad.

Energiverkningsgraden beror enligt formel 8.3.5 på fyra dimensionslösa parametrar och cykelns nummer. I avsnitt 8.3.3 visades att energiverkningsgradens variation med kapacitetskvoten  $C/C_c$  är mycket liten. Inverkan av parametrarna  $Pe$ ,  $\Lambda$  och  $\lambda/\lambda_c$  är mer avgörande. Intervallet för parametrarna  $Pe$  och  $\Lambda$  har valts med tanke på lagringscykler alltifrån ett dygn till ett år. Kvoten mellan värmeledningsförmågan i akviferen och omgivande lager,  $\lambda/\lambda_c$ , beror till stor del av storleken på de dispersiva effekter som uppstår vid flöde genom akviferen. Termisk dispersion diskuteras i avsnitt 8.3.7.

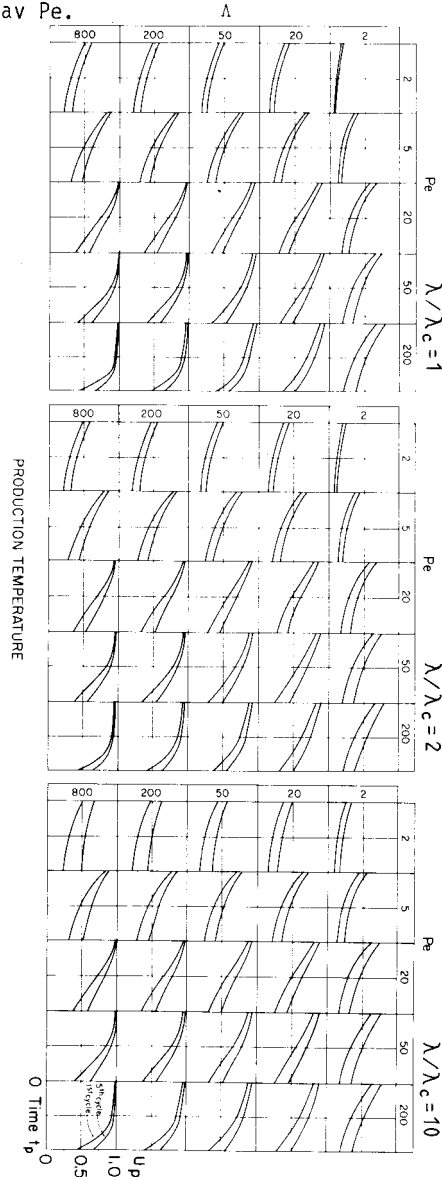
Figur 8.3.3 visar den beräknade energiverkningsgraden som funktion av  $Pe$  och  $\Lambda$  för den första och femte lagringscykeln. Tre olika värden har använts för kvoten  $\lambda/\lambda_c$ . Energiverkningsgradens känslighet för kvoten  $\lambda/\lambda_c$  är mest uttalad för små värden på  $Pe$  och  $\Lambda$ . För ett givet värde  $\lambda/\lambda_c$  ökar energiverkningsgraden först kraftigt med ökande  $Pe$  och  $\Lambda$  för att sedan följas av en mer långsam ökning. Energiverkningsgradens känslighet för ändring av parametervärdena  $Pe$ ,  $\Lambda$  och  $\lambda/\lambda_c$  är störst för små värden på  $Pe$  och  $\Lambda$ .



Figur 8.3.3 Energiverkningsgraden  $\eta_E$  som funktion av  $\sqrt{Pe}$  och  $\sqrt{\Lambda}$  för den första och femte lagringscykeln.  $\lambda/\lambda_c = 1, 2$  och  $10$ .

## 8.3.5 Dimensionslös uttagstemperatur.

Den beräknade vattentemperaturen under uttagsperioden visas för den första och femte lagringscykeln i figur 8.3.4 för olika kombinationer av  $Pe$ ,  $\Lambda$  och  $\lambda/\lambda_c$ . För värden på  $Pe$  över 200 är uttagstemperaturen tämligen oberoende av  $Pe$ .



Figur 8.3.4 Dimensionslös uttagstemperatur som funktion av tiden under uttagsperioden  $t_p$  under första och femte lagringscykeln för olika värden på  $Pe$ ,  $\Lambda$  och  $\lambda/\lambda_c$ .

## 8.3.6 Några exempel. Variation av fysikaliska parametrar.

I detta avsnitt skall några exempel behandlas. Viktiga fysikaliska parametrar varieras för att belysa deras betydelse.

För ett referensfall gäller följande värden:

$$\begin{aligned}
 H &= 50 \text{ m} & V_w &= Q_{wi} \cdot t_i = Q_{wp} \cdot t_p = 60\,000 \text{ m}^3 \\
 t_i &= t_s = t_p = t_r = 3 \text{ månader} & D &= \infty \\
 \lambda &= 2.5 \text{ W/mK} & C &= 2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \\
 \lambda_c &= 2.5 \text{ W/mK} & C_c &= 2.0 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \\
 C_w &= 4.1 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}
 \end{aligned} \tag{8.3.6}$$

Pumpflödet  $Q_w$ , termisk radie  $R$  och termisk volym  $V$  blir enligt (8.3.1) och (8.3.2):

$$\begin{aligned}
 Q_w &= \frac{60\,000}{365/4 \cdot 24 \cdot 3600} = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \\
 R &= 25.03 \text{ m} \\
 V &= 98\,400 \text{ m}^3
 \end{aligned} \tag{8.3.6'}$$

De dimensionslösa parametrarna blir:

$$Pe = 39.7 \quad \Lambda = 396.4 \quad \lambda/\lambda_c = 1 \quad C/C_c = 1.25 \tag{8.3.6''}$$

Ett normalt enfamiljshus i Sverige kräver runt 20 000 kWh för uppvärmning under ett år. Antag att ett akvifervärmelager med data enligt referensfallet ovan arbetar med en temperaturdifferens  $T_1 - T_0 = 25^\circ\text{C}$ . Om energiverkningsgraden är 0.80 och om halva upp-



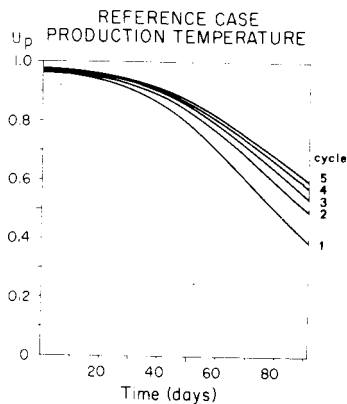
värningsbehovet erhålles från akviferen så kan lagret försörja 135 hus.

Exempel 8.3.1 Givet ett lager med data enligt referensfallet (8.3.6).

Energiverkningsgraden för de fem första årscyklarna blir:

år	1	2	3	4	5
$\eta_E$	0.77	0.81	0.83	0.84	0.85

Figur 8.3.5 visar den beräknade uttagstemperaturen under de fem årscyklarna.



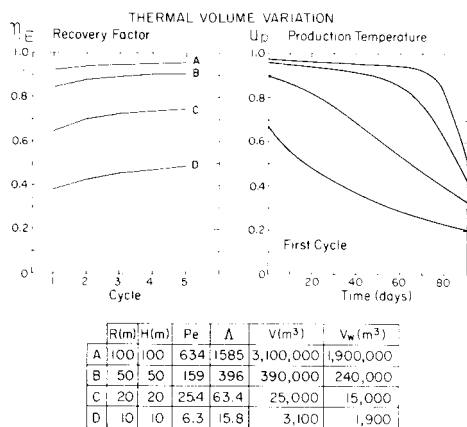
Figur 8.3.5 Uttagstemperatur för de fem första årscyklarna för referensfallet (8.3.6).

I de följande exemplen användes data enligt referensfallet (8.3.6) om ej annat anges.

### Storleksberoende

Exempel 8.3.2 Den uppvärmda markvolymens storlek är av avgörande betydelse för akvifervärmelagrets termiska prestanda.

För att belysa detta skall vattenvolymen  $V_W$  varieras. Data enligt referensfallet (8.3.6) gäller utom för  $V_W$  och  $H$ . I figur 8.3.6 visas energiverkningsgraden för fyra vattenvolymer  $V_W$ . I alla fall har höjden  $H$  valts lika med den termiska radien  $R$ . Vi ser att den relativa värmeförlusten minskar kraftigt då lagrets linjära dimension ökar.

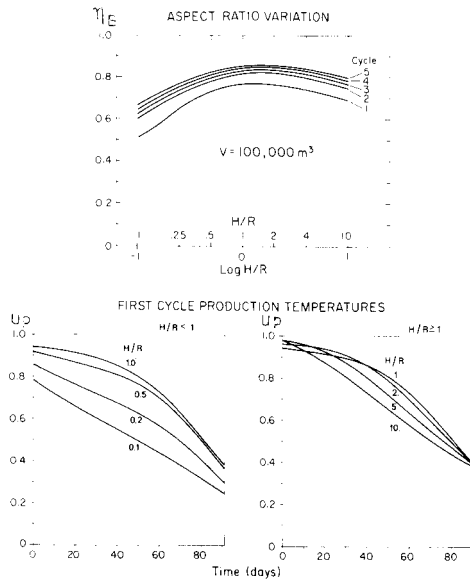


Figur 8.3.6 Variation av lagervolym. Data enligt (8.3.6) frånsett  $V_W$  och  $H$ .

Figur 8.3.6 visar även uttagstemperaturen under den första lagringscykeln. För fallet A med  $V = 3100000 \text{ m}^3$  är kurvans lutning under första delen av uttagsperioden orsakad av värmeförluster till över- och underliggande skikt. Det kraftiga temperaturfallet efter 60 dygn beror på radiella värmeförluster i akviferen. När volymen är mindre påverkar det radiella förloppet vattentemperaturen under hela uttagsperioden.

Den uppvärmda lagerregionens form.

Exempel 8.3.3 Det finns en optimal form på värmelagret för vilken energiverkningsgraden antar ett maximum för given termisk volym  $V$ . För att visa detta skall formfaktorn  $H/R$  varieras. Data enligt referensfallet (8.3.6) gäller utom för  $H$  och  $V_w$ . Den termiska volymen  $V$  är konstant  $100\,000\text{ m}^3$ , medan höjden  $H$  varieras. Figur 8.3.7 visar energiverkningsgraden som funktion av formen  $H/R$  för de fem första årscyklerna. Kurvorna har ett relativt flackt maximum vid  $H/R = 1.5$ .



Figur 8.3.7 Variation av lagerregionens form  $H/R$ . Data enligt referensfallet (8.3.6) frånsett  $V_w$  och  $H$ .

I referens 26 härledes ett approximativt uttryck för den optimala formfaktorn:

$$H/R = 2 \cdot \sqrt{\frac{(\lambda C)_m}{\lambda C}} \quad (8.3.7)$$

$$(\lambda C)_m = \sqrt{\frac{2}{\frac{1}{\lambda C} + \frac{1}{\sqrt{\lambda} C_c}}}$$

Den optimala formfaktorerna beroende av akviferens och omgivande skiktets termiska egenskaper är måttlig.

I praktiken har man små möjligheter att välja akvifer. Akviferens tjocklek och de termiska egenskaperna är i allmänhet givna. Den vattenvolym som skall injekteras är då väsentligen den återstående parametern.

Då vattenvolym och den termiska volymen görs större, ökar energiverkningsgraden först snabbt, för att sedan plana ut. Den första snabba ökningen sker innan volymen antagit den optimala formen för den aktuella akviferen.

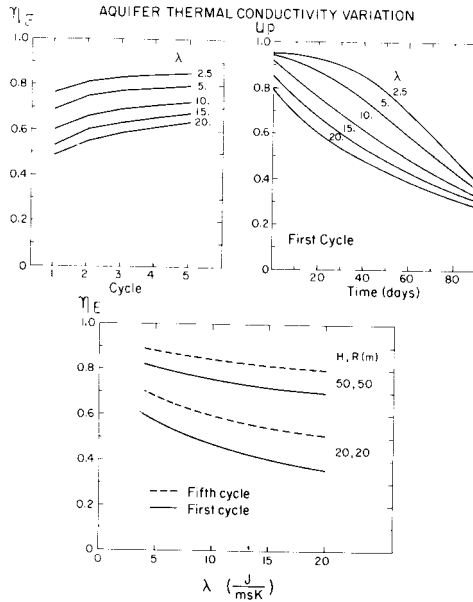
När den vattenvolym som skall injekteras är liten i förhållande till akvifertjockleken, kan det vara fördelaktigt att använda en brunn som endast delvis penetrerar akviferen för att på så sätt erhålla en mer kompakt form på det uppvärmda området. Partiell penetrering kan dock leda till ökad blandning av varmt och kallt vatten i akviferen, vilket sänker energiverkningsgraden.

Om den energimängd som skall injekteras är given, kan man möjligen välja att injektera en större vattenvolym med lägre temperatur. Detta ökar energiverkningsgraden förutsatt att den ostörda akvifertemperaturen används som referens. Den lägre vattentemperaturen kan även minska problem med frontkantring och vattenkemi. I många tillämpningar kan dock en sådan sänkning av temperaturen (energikvaliteten) icke accepteras.

#### Värmeledningsförmågan i akviferen.

Exempel 8.3.4 Värmeförlusterna ökar då värmeledningsförmågan  $\lambda$  ökar. På grund av dispersionseffekter kan det vara rimligt att använda ett effektivt  $\lambda$  som är mycket större än normala värden för mark. Se avsnitt 8.3.7. För att belysa  $\lambda$ -värdets betydelse har detta varierats medan övriga data från referensfallet (8.3.6) gäller. Verkningsgrad och uttagstemperatur under första cykeln visas av de två övre figurerna i figur 8.3.8.

I den undre figuren visas verkningsgraden för två fall där termisk radie  $R$  och höjd  $H$  är lika. Här gäller referensfallets data frånsett för  $\lambda$ ,  $H$  och  $V_w$ .



Figur 8.3.8 Variation av effektiv värmeledningsförmåga  $\lambda$  i akviferen. Data enligt (8.3.6) frånsett  $\lambda$  (övre figurerna) och  $\lambda$ ,  $H$ ,  $V_w$  (undre figuren).

Den undre bilden i figuren 8.3.8 visar beroendet av akviferens värmeledningsförmåga för två fall då formfaktorn  $H/R$  är nära sitt optimala värde. För platta system med  $H/R \ll 1$  kommer vertikala värmeförluster att dominera. Energiverkningsgraden är då i det närmaste oberoende av akviferens värmeledningsförmåga.

### 8.3.7 Variation av den termiska dispersionen.

En verklig akvifer är ej homogen. Man har inhomogeniteter med olika längdskalor alltifrån pornivån upp till makroinhomogeniteter av typ impermeabla lerlinsar. Grundvattenströmningen har därför lokala variationer vilka ej är medtagna i den matematiskt-fysikaliska beskrivningen. De interna, inhomogena vattenflödena leder till en utökad temperaturutjämnning. Dessa typer av processer brukar kallas termisk dispersion.

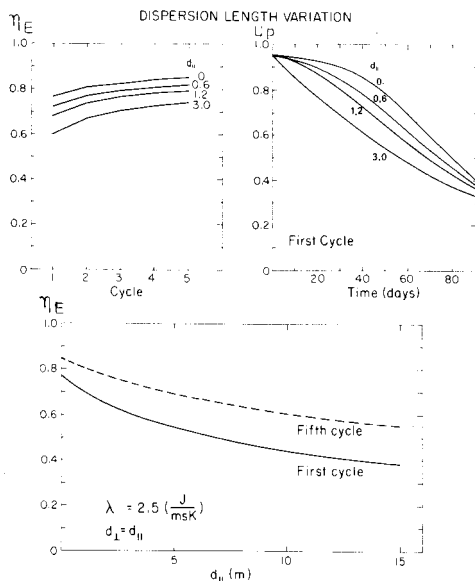
Den termiska dispersionen kan enligt olika teorier representeras av en förhöjd värmeledningsförmåga. Detta diskuteras i avsnitt 8.1.1. Man får effektiva värmeledningsförmågor  $\tilde{\lambda}_{||}$  och  $\tilde{\lambda}_{\perp}$  parallellt med respektive vinkelrätt mot grundvattenströmningens riktning.

En vanlig ansats är (8.1.4):

$$\tilde{\lambda}_{||} = \lambda + d_{||} \cdot q_w \cdot C_w \quad (8.3.8)$$

$$\tilde{\lambda}_{\perp} = \lambda + d_{\perp} \cdot q_w \cdot C_w$$

Här  $d_{||}$  och  $d_{\perp}$  två längdparametrar. I figur 8.3.9 visas energiverkningsgrad och uttagstemperatur för referensfallet (8.3.6). Formel (8.3.8) för total, effektiv värmeledningsförmåga har utnyttjats. Dispersionslängden  $d_{||} = d_{\perp}$  (m) har varierats. Vi ser att dispersion kan kraftigt försämra systemets prestanda.



Figur 8.3.9 Variation av termisk dispersion. Data enligt referensfallet (8.3.6) med effektiv värmeledningsförmåga enligt (8.3.8).

En jämförelse mellan figurerna 8.3.8 och 8.3.9 visar att energiverkningsgraden varierar med  $\lambda$  och  $d_{II}$  på likartat sätt. Det flödesberoende dispersionsbidraget i (8.3.8) kan approximativt representeras av ett lämpligt valt konstant värde:

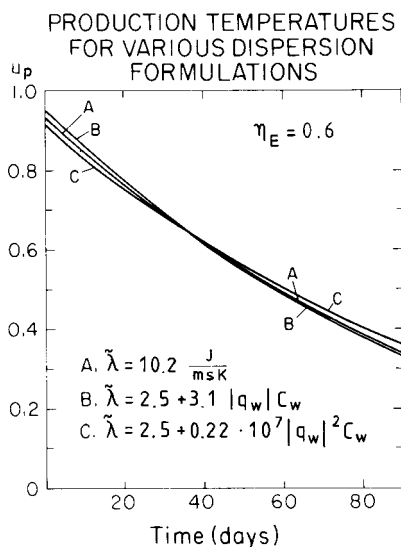
$$\tilde{\lambda} \approx \lambda + \lambda_{\text{disp}} \quad (8.3.9)$$

En alternativ form till (8.3.8) är ett kvadratisk flödesberoende. Man har enligt (8.1.5) följande uttryck

$$\tilde{\lambda}_{II} = \lambda + d_{II}^* \cdot q_W^2 \cdot C_W \quad (8.3.10)$$

$$\tilde{\lambda}_{\perp} = \lambda + d_{\perp}^* \cdot q_W^2 \cdot C_W$$

I figur 8.3.10 jämföres de tre formlerna (8.3.8-10). Uttagstemperaturen under första cykeln visas för referensfallet. Uttrycken A, B och C för  $\tilde{\lambda}$  har valts så att samma energiverkningsgrad erhålles. Skillnaden i uttagstemperatur är som synes liten. Under de följande års-cyklerna får man en något större skillnad. Likheten mellan kurvorna i figur 8.3.10 visar att man bör kunna representera den termiska dispersionen genom att utnyttja en lämpligt vald effektiv värmeledningsförmåga enligt den enklaste formeln (8.3.9).



Figur 8.3.10 Jämförelse av olika dispersionsformler. Data enligt (8.3.6).

Från olika fältmätningar finns uppgifter om dispersionslängden  $d_{11}$  (referens 159). De värden som anges är osäkra och understundom motstridiga. Vi skall inte gå in närmare på detta här utan förutsätter att  $d_{11}$  är känd eller uppskattad.

För att kunna utnyttja figurerna 8.3.3-4 måste man ha en lämpligt vald effektiv värmeledningsförmåga, där hänsyn tas till termisk dispersion. För de värden på de dimensionslösa parametrarna som täcks



av figurerna 8.3.3-4 ges i referens 26 följande empiriska korrelation:

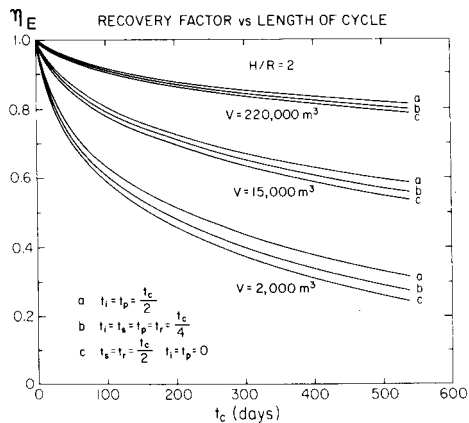
$$\tilde{\lambda} = \lambda + 0.3 \cdot \frac{d_{||} RC}{t_i} \quad (8.3.11)$$

Den effektiva värmeledningsförmågan  $\tilde{\lambda}$  skall ersätta  $\lambda$  i den dimensionslösa värmeledningsparametern  $\lambda/\lambda_C = \tilde{\lambda}/\lambda_C$ . Sambandet (8.3.11) har erhållits genom ett antal simuleringar, varvid bl.a. dispersionslängderna  $d_{||}$  och  $d_{\perp}$  varierats.

Inverkan av termisk dispersion kan illustreras genom att använda figur 8.3.3 och 8.3.4. Som ett exempel tar vi ett fall med  $Pe = 50$ ,  $\Lambda = 50$  och  $\lambda/\lambda_C = 1$ . Om dispersionen ökar den effektiva värmeledningsförmågan med en faktor 10 ändras parametervärdena till  $Pe = 5$  och  $\lambda/\lambda_C = 10$ . Detta reducerar första cykelns energiverkningsgrad från 0.67 till 0.40. Sänkningen av uttagstemperaturen är också avsevärd.

### 8.3.8 Variation av injektions- och lagringstid.

Energiverkningsgraden beror på lagringscykelns längd och hur denna uppdelas på injektion, lagring, uttag och vila. Figur 8.3.11 visar första cykelns energiverkningsgrad för fall med olika uppdelning av lagringscykeln för tre termiska volymer. Data enligt grundfallet (8.3.6) utom för  $H$ ,  $V_W$ ,  $t_i$ ,  $t_s$ ,  $t_p$  och  $t_r$ . I fall A injekteras vattnet under cykelns första hälft och uttages under cykelns andra hälft. Det finns ingen lagrings- eller viloperiod. I fall B är cykeln uppdelad på fyra perioder med lika varaktighet. Fall C består av en hypotetisk lagringscykel med ögonblicklig injektion och uttag. Injektions- och uttagsperiodens längd är noll, emedan lagrings- och viloperioden räcker vardera en halv cykel. Energiverkningsgraden för ett givet  $t_C$  blir högre då lagringsperiodens längd  $t_S$  görs kortare.



Figur 8.3.11 Första lagringscykelns energiverkningsgrad som funktion lagringscykelns längd för olika uppdelning av lagringscykeln.

Resultaten i avsnitt 8.3.3-6 beräknades med lika längd för de olika perioderna. För att figurerna i avsnitt 8.3.4-5 skall kunna användas då lagringscykeln uppdelas i perioder med olika längd är det nödvändigt att införa en annan tidsfaktor än  $t_i$  för beräkning av de dimensionslösa parametrarna enligt formel 8.3.3. Ett lämpligt mått är den tid som en injekterad vattenpartikel tillbringar i akviferen, taget som ett medelvärde över alla partiklar i injektionsvolymen. Denna tid som betecknas  $t_m$  ges av

$$t_m = \frac{1}{2} (t_i + t_p) + t_s \quad (8.3.12)$$

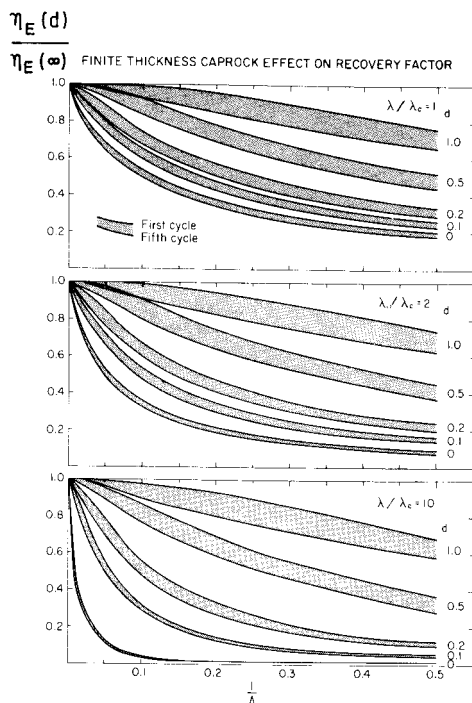
Här förutsätts att vattenflödet är konstant under injektions- och uttagsperioden. Vid utvärdering av fall där lagringscykelns perioder har olika längd skall tiden  $t_i$  ersättas med  $t_m/2$  i formlerna för  $Pe$ ,  $A$  och  $\tilde{\lambda}$ . Samma sak gäller i avsnitt 8.3.9 för effekten av ändlig tjocklek på täckande skikt. Det fel som görs då  $t_m/2$  används för att avläsa energiverkningsgraden ur figur 8.3.3 är litet. Enligt figur 8.3.11 ger den största avvikelser från fall B en ändring i energiverkningsgrad

som är mindre än 5%. En ändring av lagercykeln uppdelning påverkar uttagstemperaturen i större utsträckning.

### 8.3.9 Variation av tjockleken på täckande skikt.

Den vertikala värmeförlusten från en ytligt belägen akvifer beror på avståndet mellan akviferen och markytan. Vi inför en ny dimensionslös parameter  $d = D/H$  för att beskriva denna inverkan av ett täckande skikt med ändlig tjocklek  $D$ . Figur 8.3.12 visar energiverkningsgraden för en akvifer med ändlig tjocklek på täckande skikt relativt en akvifer med oändlig tjocklek på täckande skikt,  $\eta_E(d)/\eta_E(\infty)$ . Figuren visar beräkningsresultat den första och den femte lagringscykeln. Den relativa verkningsgraden ges för olika  $\lambda/\lambda_c$  och  $\Lambda$ . Beroendet på  $Pe$  visar sig vara så litet att det här kan försummas.

De resultat som presenteras i avsnitt 8.3.2-8 har beräknats för en akvifer som täcks av ett markskikt med oändlig tjocklek. Energiverkningsgraden för en akvifer med ändlig tjocklek på täckande skikt kan beräknas genom att först avläsa lämpligt diagram i figur 8.3.3, som ger energiverkningsgraden för akvifer med oändlig tjocklek på täckande skikt, och sedan multiplicera resultatet med det värde som erhålls ur figur 8.3.12.



Figur 8.3.12 Effekten av det täckande skiktets tjocklek  $D$  ( $d = D/H$ ) på första och femte lagringscykelns energiverkningsgrad.

Några påpekanden kan göras angående figur 8.3.12. För ett relativt tjockt täckande skikt ( $d > 0.5$ ) bestäms den vertikala värmeförlusten av det täckande skiktets termiska egenskaper ( $\lambda_c$  och  $C_c$ ). Inverkan av akviferens värmeledningsförmåga  $\lambda$  ökar, då  $d$  minskar. Kvoten  $\eta_E(d)/\eta_E(\infty)$  minskar initiiellt, då antalet cykler ökas för att sedan nå ett stationärt värde. Antalet cykler som krävs för att nå det stationära värdet ökar då tjockleken  $D$  ökar.

För de parametervärden som används i figur 8.3.3 ( $0 < Pe < 800$ ,  $0 < \Lambda < 800$ ,  $1 < \lambda/\lambda_c < 10$ ) gäller att effekten av det täckande skiktets ändliga tjocklek är liten ( $< 5\%$  reduktion av femte cykelns  $\eta_E$ ) om något av följande villkor är uppfyllt:

$$\text{Villkor 1: } d > 10 \quad \Lambda > 2 \quad (8.3.13)$$

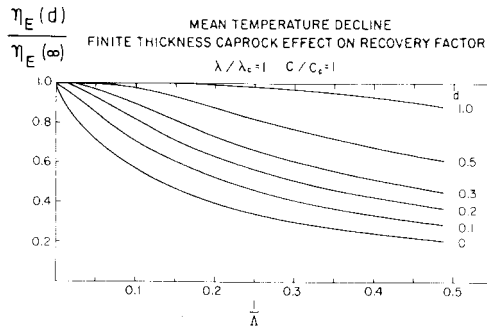
$$\text{Villkor 2: } \Lambda > 300$$

När det första villkoret är uppfyllt, är det täckande skiktet så tjockt att markytans temperatur inte påverkar den termiska processen i akviferen. När det andra villkoret är uppfyllt, är akviferen så tjock att värmeförluster till markytan endast ger en mindre ändring i akviferens värmeinnehåll.

För det fall då akviferens och det täckande skiktets termiska egenskaper är lika kan vi använda teorin för temperaturavklingning av ett uppvärmt område, avsnitt 5.4, för att erhålla ett analytiskt uttryck för effekten av ett ändligt täckande skikt på energiverkningsgraden:

$$\frac{\eta_E(d)}{\eta_E(\infty)} = \frac{f_m'(d, t_m)}{f_m'(t_m)} \quad (8.3.14)$$

Här ges funktionerna  $f_m(t_m)$  och  $f_m'(d, t_m)$  av formel 5.4.6 resp. 5.4.20. I figur 8.3.13 visas kvoten  $\eta_E(d)/\eta_E(\infty)$  som funktion av  $1/\Lambda$  för olika värden på  $d$ .



Figur 8.3.13 Effekten av ändlig tjocklek på täckande skikt. Analytisk lösning för  $\lambda = \lambda_c$  och  $C = C_c$  enligt (8.3.14).

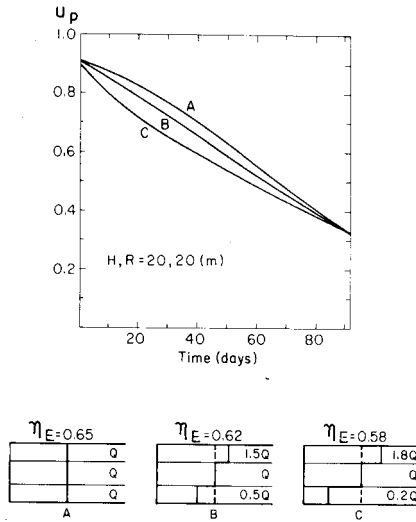
### 8.3.10 Simulering av frontkantring.

Den simuleringsmodell som använts för beräkning av de resultat som presenteras i avsnitt 8.3 utnyttjar en förenklad beskrivning av vattenflödet i akviferen. Vattenflödet är givet i varje punkt och sker i radiell riktning.

Modellen beaktar ej de vertikala vattenrörelser som orsakas av densitetskillnader mellan varmt och kallt vatten. Denna densitetsinducerade konvektion medför att den termiska fronten mellan varmt och kallt vatten kantringar. Frontkantringen behandlas utförligt i avsnitt 8.5. För  $H/R < 4$  kommer det uppvärmda områdets area att öka när den termiska fronten kantringar. Vid kraftig kantring kommer dessutom uppvärmt vatten i akviferens undre del att pumpas upp tillsammans med varmt vatten. Båda dessa effekter bidrar till att försämra energiverkningsgraden.

Den beräkningsmodell som används här kan, som nämnts ovan, ej simulera kantringsprocessen på ett fysikaliskt sätt. För att efterlikna processen låter vi här en kanträd front skapas i en akvifer genom att föreskriva olika vattenflöde i tre skikt.

Vattenflödet under injektionsperioden förstärks i det övre skiktet och reduceras i det undre skiktet. Vid uttag är flödes hastigheten densamma i de tre skikten. Figur 8.3.14 visar uttagstemperaturen för tre fall med olika kombinationer av vattenflödet i de tre skikten, vilket indikeras i figuren. Akviferens tjocklek är 20 meter. Det totala flödet är detsamma i samtliga fall. Övriga data enligt referensfallet (8.3.6).



Figur 8.3.14 Vattentemperaturen under första lagringscykelns uttagsperiod för olika kombinationer av vattenflöde i akviferens tre skikt under utmatning.

Kurva A gäller för fallet med samma flöde i de tre skikten. Energiverkningsgraden är 0.65. I fall C, där kantringsvinkeln är nära  $45^\circ$ , har energiverkningsgraden reducerats till 0.58.

### 8.3.11 Jämförelse med fältförsök.

De resultat som redovisats i avsnitt 8.3.3-10 skall här jämföras med två fältförsök.

Auburn University (Alabama, USA) har utfört ett fältförsök med två lagringscykler i en 21 meter tjock akvifer (referens 160 och 161). Akviferen, vars övre begränsningsyta är belägen på 40 meters djup, täcks av ett 9 meters tjockt lerskikt över vilket en ytligare akvifer är belägen. Den ytliga akviferens temperatur påverkades ej under experimentet. Injektions- och uttagsbrunnen penetrerar 9 m av akviferens mellersta del.

Under två cykler på sex månader injekterades  $55\,000 \text{ m}^3$  vatten vid  $55^\circ\text{C}$ , lagrades och återpumpades. Energiverkningsgraden för de två cyklerna

var 0.66 respektive 0.76.

Oberoende simuleringsarbete har utförts vid Lawrence Berkeley Laboratory (Berkeley, USA) med en beräkningsmodell som löser de kopplade ekvationerna för mass- och värmetransport (referens 162). Härvid passades simulerade och uppmätta akvifertemperaturer vid slutet av den första injektionsperioden. Det visar att en effektiv värmeledningsförmåga  $\tilde{\lambda} = 2\lambda$  tycks råda under detta experiment.

Följande värden gäller för experimentet:

$$H = 21 \text{ m}$$

$$D = 9 \text{ m}$$

$$C = 2.4 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$$

$$C_C = 2.6 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$$

$$\lambda = 2.29 \text{ W/mK}$$

$$\lambda_C = 2.56 \text{ W/mK}$$

$$t_i = 79 \text{ dagar} \quad t_s = 50 \text{ dagar} \quad t_p = 41 \text{ dagar} \quad t_r = 0$$

$$V_{wi} = 55\,000 \text{ m}^3$$

Detta ger

$$R_{Ti} = 37.7 \text{ m} \quad t_m = 110 \text{ dagar} \quad \tilde{\lambda} = 4.58 \text{ W/mK}$$

$$Pe = 78.4 \quad \Lambda = 80.3 \quad \tilde{\lambda}/\lambda_C = 1.8 \quad d = 0.4$$

Inverkan av det täckande skiktets ändliga tjocklek är försumbar under den första cykeln. Från figur 8.3.3 erhålls energiverkningsgraden för den första cykeln till 0.71. Effekten av den partiellt penetrerande brunnen kan visas på följande sätt. Temperaturmätningarna i akviferen visade att den termiska radien nådde ut till 43 meter, vilket medför att akviferens effektiva tjocklek var 16 meter. Med  $R_{Ti} = 43 \text{ m}$  och  $H = 16 \text{ m}$  erhålls  $Pe = 101.9$ ,  $\Lambda = 46.6$  och  $d = 0.5$ . Med dessa värden erhålls ur diagram 8.3.3 och 8.3.12 en energiverkningsgrad på 0.68. Minskningen från 0.71 till 0.68 beror på den försämrade formfaktorn.



temperaturmätningarna visade även att den termiska fronten hade kontrat. Den karakteristiska kantringstiden är enligt formel 8.5.4 lika med 28 dagar. Detta skall jämföras med att tidsfaktorn  $t_m$  för detta experiment är 110 dagar. Den uppmätta energiverkningsgraden under den första cykeln, 0.66, kan därför vara lägre än den som uppskattats p.g.a. frontkantring.

Ett fältförsök omfattande fyra lagringscykler i en 25 meter tjock akvifer har utförts vid Bonnaud, Frankrike, av Bureau de Recherches Géologiques et Minières (Orleans, Frankrike). Se referens 163. Den ostörda grundvattentemperaturen var  $12.5^{\circ}\text{C}$ . Under ett antal cykler på tolv dagar injekterades  $490\text{ m}^3$  vatten vid  $35^{\circ}\text{C}$  och återvanns. Energiverkningsgraden för den fjärde cykeln var 0.677.

Följande värden gäller:

$$\begin{aligned} H &= 2.5 \text{ m} & D &= 4 \text{ m} \\ C &= 2.6 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} & C_c &= 2.6 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \\ \lambda &= 2.5 \text{ W/mK} & \lambda_c &= 2.5 \text{ W/mK} \\ d_{ii} &= 1 \text{ m} & V_w &= 490 \text{ m}^3 \\ t_i &= 6 \text{ dagar} & t_s &= 0 & t_p &= 6 \text{ dagar} & t_r &= 0 \end{aligned}$$

Detta ger:

$$\begin{aligned} R_{Ti} &= 10 \text{ m} & t_m &= 6 \text{ dagar} & \tilde{\lambda} &= 32.6 \text{ W/mK} \\ Pe &= 15.4 & A &= 25.4 & \tilde{\lambda}/\lambda_c &= 13 & d &= 1.6 \end{aligned}$$

Diagrammen för  $\lambda/\lambda_c = 10$  i figur 8.3.3 används för att uppskatta  $\eta_E$ . Effekten av det täckande skiktets ändliga tjocklek ger enligt figur 8.3.12 en korrektionsfaktor 0.99. Figur 8.3.3 ger värdet 0.65 för energiverkningsgraden under den femte cykeln. Dessa två värden ger tillsammans att  $\eta_E = 0.64$  för den femte lagringscykeln. Energiverkningsgraden för den fjärde cykeln bör vara något mindre. Detta är en

viss underskattning av det uppmätta värdet  $\eta_E = 0.677$  under den fjärde cykeln. Skillnaden beror, åtminstone delvis, på lagringscykelns uppdelning, vilket diskuteras i avsnitt 8.3.5.

### 8.3.12 Sammanfattande slutsatser.

Termiska prestanda för värmelagring kring en brunn i en sluten homogen akvifer har behandlats i detta avsnitt. Resultaten gäller för ett enbrunnssystem då den termiska processen kring en brunn inte störs av andra brunnar.

De viktigaste slutsatserna sammanfattas nedan.

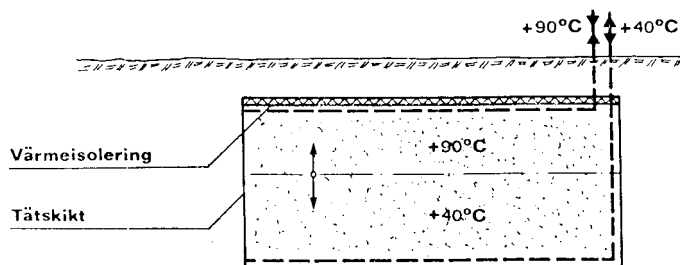
1. Injektionsvolymen är en fundamental parameter för systemets prestanda. Den relativa värmeförlusten är grovt sett proportionell mot yt-volymförhållandet hos den uppvärmda markregionen. För att er-hålla en energiverkningsgrad på 0.70 krävs minst en injektionsvolym på  $50\,000\text{ m}^3$ . Säsongvärmelagring i akvifer måste ske i stor skala för att nå hög energiverkningsgrad.
2. Lagringssystemets termiska prestanda är mycket känsliga för värdet på den effektiva värmeledningsförmågan i akviferen. Den effektiva värmeledningsförmågan, som definieras så att den även omfattar ett bidrag från dispersiva effekter, kan vara tämligen stor.
3. De vertikala värmeförlusterna genom akviferens övre begränsnings-yta bestäms efter en inledande insvängningsperiod av det täckande skiktets tjocklek. Insvängningsperioden kan vara mycket lång beroende på det täckande skiktets tjocklek. Effekten av en ändlig tjocklek på täckande skikt är mindre än 5% då  $d > 10$  och  $\Lambda > 2$ . Inverkan av värmeförluster genom täckande skikt minskar då akviferens tjocklek ökar.

4. Lagringscykeln kan indelas i perioder av injektion, lagring, uttag och vila beroende på energitillgång och värmebehov. Dessa perioders relativa varaktighet har liten inverkan på energiverkningsgraden förutsatt att lagringscykelns längd är konstant.
5. Energiverkningsgraden ökar med antalet lagringscykler. Under varje cykel förloras värme till den kallare omgivningen. Den successiva uppvärmningen av omgivningen bidrar till att minska värmeförlusterna från lagret och därmed förbättra lagringssystemets prestanda under kommande cykler. Den kvarlämnade värmen kan dock skapa problem om akviferen används även för andra ändamål. Temperaturstörningen sprider sig dock långsamt om det naturliga grundvattenflödet i akviferen är litet. Se avsnitt 9 och 12.
6. Den uppvärmda volymens form bör göras så kompakt som möjligt för att minimera värmeförlusten. Energiverkningsgraden har ett relativt flackt maximum när termiska volymens radie är ungefär  $2/3$  av akviferens tjocklek.

#### 8.4 Konstgjort magasin med horisontell temperaturfront.

Ett konstgjort grundvattenmagasin eller gropmagasin utnyttjar en volym med vatten och sten, grus eller annat förhållandevis högpermeabelt markmaterial. Man har en horisontell temperaturfront med det varmare vattenet överst. Vid byggandet får man schakta ut gropvolymen. Tätskikt, värmeisoleringskikt och det erforderliga rörsystemet för injektion och uttag av vatten anläggs, varefter volymen återfylls. Injektions- och uttagsrören ligger i magasinets över- och underyta. De måste fördela vattenflödet tillräckligt jämnt över dessa ytor så att temperaturfronten blir horisontell utan alltför kraftiga störningar. Vattenflödet sker vertikalt. I lämpliga akviferer kan man undvika den dyra utschaktningen genom att borra ett antal brunnar till akviferens överyta och underyta såsom antyds i höger bild i figur 8.4.1. En annan lösning är att utnyttja ett antal horisontella dräner, vilka tryckes ut radiellt från ett centrumschakt. Lagervolymen kan avskärmas genom injektion av tätande bentonit.

Figur 8.4.1 visar ett grundvattenmagasin med horisontell temperaturfront. Magasinet antas ha formen av en cylinder med radien  $R$  och höjden  $H$ . Cylinderns axel är vertikal. Den övre ytan är belägen på djupet  $D$  under markytan.



Figur 8.4.1 Konstgjort grundvattenmagasin med horisontell temperaturfront.

Grundvattenmagasinet antas ha homogena termiska och hydrauliska egenskaper. Marken utanför magasinet är så tät att inga vattenrörelser kan ske. Värmeisolerande skikt kan placeras på lagervolymens överyta och på dess sidoyta.

Varmt vatten inmatas och uttages genom cylinderns överyta, emedan samma vattenmängd samtidigt uttages respektive inmatas genom den undre ytan. Vattnet fördelas över dessa ytor genom ett härför lämpligt utformat rörsystem. Vattenflödet är riktat nedåt under injektionsperioder och uppåt under uttagsperioder. Under de däremellan liggande perioderna är vattnet i vila.

Antagandet om ett vertikalt vattenflöde utgör en idealisering av den verkliga processen. Det vertikala flödet störs av inhomogeniteter i akviferen och ojämn flödesfördelning vid injektions- och uttagsnivåerna. Temperaturen i magasinet varierar i radiell led p.g.a. avkylning vid de vertikala sidoytorna. Vattnets viskositet och därigenom den hydrauliska konduktiviteten i magasinet uppvisar ett starkt temperaturberoende. Detta ger en radiell variation av flödesmotståndet, vilket medför en störning av det vertikala vattenflödet. Dessa effekter motverkas dock av att densitetsskillnaden mellan varmt och kallt vatten strävar efter att upprätthålla en horisontell temperaturstratifiering med varmare vatten överst. Denna s.k. naturliga konvektion ger en intern omfördelning av värme vilket ej beaktas i den här använda modellen.

I detta avsnitt redovisas en parameterstudie utförd med en numerisk modell av samma typ som de som beskrivs i avsnitt 8.2. I detta fall är ett vertikalt vattenflöde enligt (8.1.11) med samma värde i varje punkt i magasinet givet vid varje tidpunkt.

#### 8.4.1 Referensfall

I referensfallet vilar lagringsvolymen direkt på berg. Bergets värmeledningsförmåga är  $\lambda_2$  och dess volymetriska värmekapacitet är  $C_2$ . De termiska egenskaperna för markskiktet ovanför berget betecknas  $\lambda_1$  och  $C_1$ . För grundvattenmagasinet har vi som vanligt  $\lambda$  och  $C$ . Se insprängda bilder i figurerna 8.4.9-15. Den cylinderformade lagervolymens höjd är  $H$ , dess radie  $R$  och avståndet mellan lagervolymens övre yta och markytan  $D$ .

Följande värden gäller:

$$\begin{aligned}
 R &= 25 \text{ m} & H &= 25 \text{ m} & D &= 5 \text{ m} \\
 \lambda &= 1.5 \text{ W/mK} & C &= 2.7 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \text{ (magasin)} \\
 \lambda_1 &= 1.0 \text{ W/mK} & C_1 &= 2.0 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \text{ (morän)} \\
 \lambda_2 &= 3.5 \text{ W/mK} & C_2 &= 2.16 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \text{ (granit)} & & (8.4.1)
 \end{aligned}$$

Begynnelsestemperaturen i marken, inklusive grundvattenmagasinet, är  $5^\circ\text{C}$ . Markytans temperatur har medelvärdet  $5^\circ\text{C}$  och en överlagrad sinusvariation med amplituden  $10^\circ\text{C}$  under året.

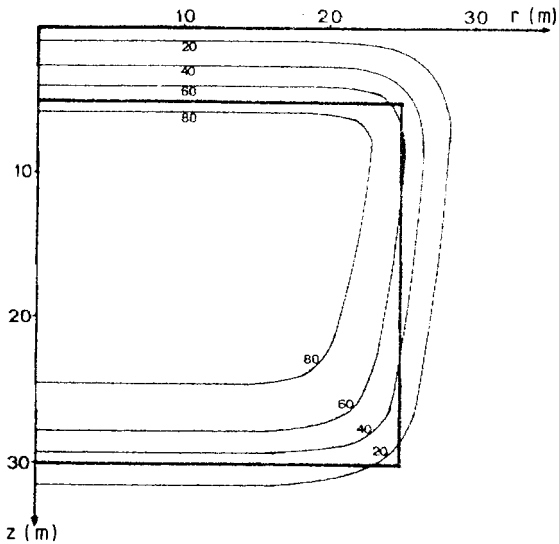
Vatten med temperaturen  $90^\circ\text{C}$  injekteras med konstant pumpflöde  $+Q_W$  under 3 månader. Efter en lagringsperiod på 3 månader sker uttag av samma vattenmängd med konstant pumpflöde  $-Q_W$  under ytterligare 3 månader. Under uttagsperioden återinjekteras vatten med temperaturen  $40^\circ\text{C}$  vid magasinets undre yta. Lagringscykeln avslutas med en viloperiod på 3 månader.

Pumpflödet  $Q_W$  under inmatning och uttag väljes så att akviferens hela termiska volym utnyttjas. Den termiska volymen  $V_T = \pi HR^2$  skall vara relaterad till vattenvolymen  $V_W = Q_W \cdot t_i = Q_W t_p$  enligt (8.1.32). Detta ger

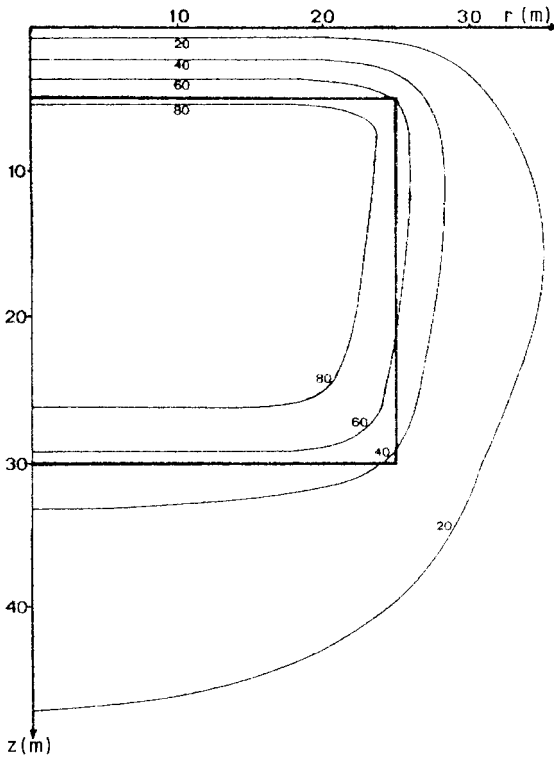
$$Q_W = \frac{C}{C_W} \cdot \frac{\pi HR^2}{t_i} = 14.4 \text{ m}_W^3/\text{timme} \quad (8.4.1')$$

Figur 8.4.2 visar den beräknade temperaturfördelningen i akviferen och i omgivande mark efter 4 månader, d.v.s. efter 3 månaders injektion och 1 månads lagring under den första årscykeln. Motsvarande temperaturfördelning under den femte cykeln visas i figur 8.4.3. En jämförelse av dessa figurer visar temperaturgradientens ändring efter några få cykler. Temperaturgradienten mellan lagervolymens övre yta och markytan är väsentligen oförändrad. Det beror på att detta skikts tjocklek är relativt liten så att stationära förhållanden snabbt inträder. Värmeförlusten genom lagervolymens övre yta blir därigenom i stort sett densamma för varje cykel.

Genom lagervolymens sidor och undre yta sker värmefflöde till den initialt kalla omgivande marken. En betydande värmemängd krävs för att värma marken innan det tillstånd uppnås då den årliga värmeförlusten antar sitt stationära värde.

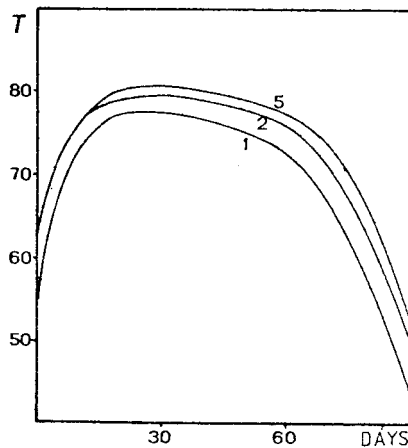


Figur 8.4.2 Temperaturfördelningen ( $^{\circ}\text{C}$ ) i magasin och omgivande mark efter 4 månader (3 månaders injektion och 1 månads lagring) under den första årscykeln.



Figur 8.4.3 Temperaturfördelning ( $^{\circ}\text{C}$ ) i magasin och omgivande mark efter 4 månader under den femte årscykeln.

Temperaturen på det uttagna vattnet under uttagsperiodens 3 månader visas i figur 8.4.4 för år 1, 2 och 5.



Figur 8.4.4 Beräknad uttagstemperatur ( $^{\circ}\text{C}$ ) under uttagsperiodens tre månader för år 1, 2 och 5 för referensfallet.



Energiverkningsgraden  $\eta_E$  ges som vanligt av kvoten mellan uttagen och inmatad energimängd. Vattnets energiinnehåll beräknas här med en referenstemperatur  $40^\circ\text{C}$ . Om uttagstemperaturen sjunker under denna referenstemperatur sätts energiinnehållet till noll.

Energiverkningsgraden för de 5 första årscyklerna för referensfallet ges i tabell 8.4.1.

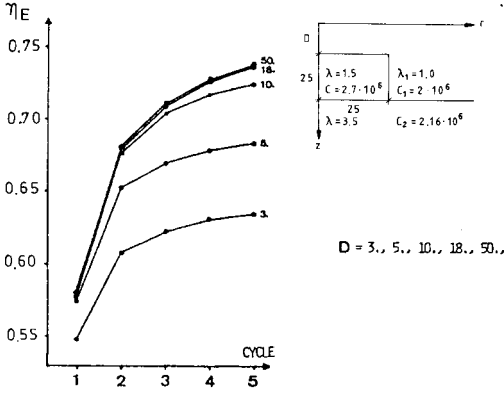
år	1	2	3	4	5
$\eta_E$	0.574	0.653	0.670	0.679	0.684

Tabell 8.4.1. Energiverkningsgrad för referensfallet.

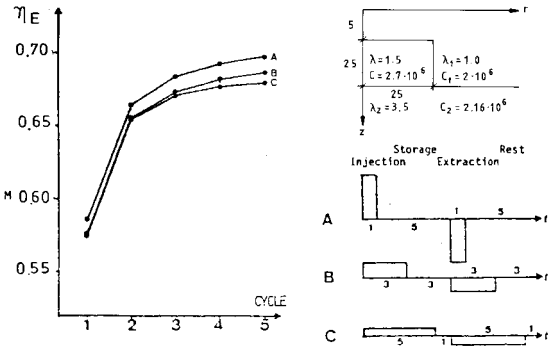
#### 8.4.2 Täckande skikts tjocklek.

Figur 8.4.5 visar energiverkningsgraden under de första fem cyklerna för olika tjocklek  $D$  på det skikt som täcker lagervolymen. Värmeförlusten per cykel genom skikt med relativt liten tjocklek närmar sig snabbt sitt stationära värde. Då tjockleken och därmed skiktets värmekapacitet ökas kommer denna insvängning att ske långsammare och den termiska processens tidsberoende del blir därigenom mer betydelsefull. T.o.m. den femte års-cykeln är exempelvis skillnaden mellan  $\eta_E(D = 10 \text{ m})$  och  $\eta_E(D = 50 \text{ m})$  liten.

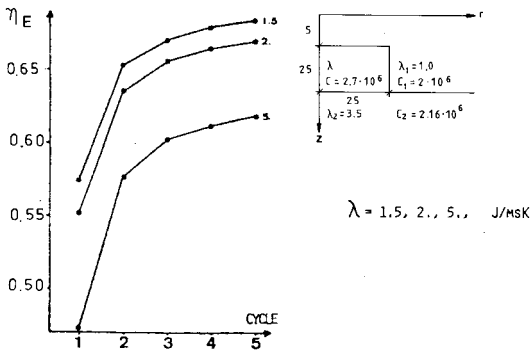
THICKNESS OF THE COVERING SOIL LAYER



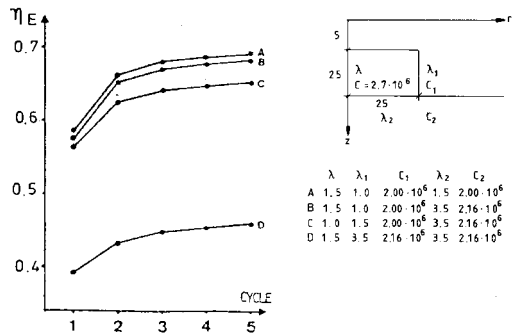
DURATION OF LOADING AND STORAGE PERIODS



THERMAL CONDUCTIVITY IN THE AQUIFER



THERMAL PROPERTIES



Figur 8.4.5-8. Energiverkningsgrad för de fem första års cyklerna vid parametervariationen utifrån referensfallet.

#### 8.4.3 Injektions- och uttagsperiodens längd.

Energiverkningsgrader för några fall, där injektions- och uttagsperiodens varaktighet varierar, visas i figur 8.4.6. Injekterad och uttagen vattenvolym är lika för samtliga fall. Fall B är referensfallet. Medellagrings-tiden är i de tre fallen lika med sex månader. Under dessa förutsättningar har varaktigheten liten inverkan.

#### 8.4.4 Magasinets värmeledningsförmåga.

Dispersiva effekter (se avsnitten 8.1.1 och 8.3.7) beskrivs här på ett approximativt sätt genom att ansätta ett högre värde på magasinets värmeledningsförmåga än det som gäller för den stillastående blandningen av vatten och fast material som finns i magasinet. Figur 8.4.7 ger energiverkningsgraden för olika värden på magasinets effektiva värmeledningsförmåga  $\lambda$ . Denna faktor har relativt stor inverkan på lagrets termiska prestanda. Energiverkningsgraden för den femte cykeln är 0.684 då  $\lambda$  är lika med 1.5 W/mK, emedan ett  $\lambda$  på 5 W/mK ger  $\eta_E$  lika med 0.618.

#### 8.4.5 Omgivande skikts termiska egenskaper.

Figur 8.4.8 visar energiverkningsgraden för fyra fall med olika termiska egenskaper i magasinet och i den omgivande marken. Fall B är referensfallet där magasinet vilar på granit med hög värmeledningsförmåga. Energiverkningsgraden är något högre för fall A där magasinet helt omges av morän. I fall D omges magasinet eller bergrummet av granit åt alla håll. Värmeförlusten är stor p.g.a. granitens höga värmeledningsförmåga.

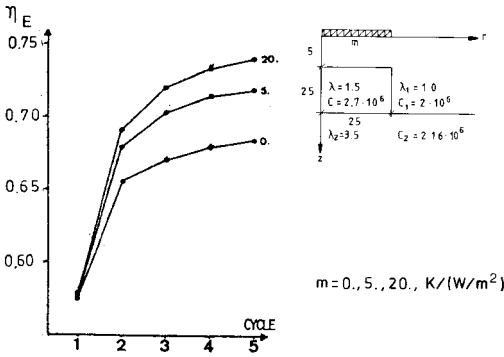
#### 8.4.6 Värmeisolering.

Den relativa värmeförlusten från ett magasin med liten volym eller med ett tunt täckande skikt blir stor. Detta problem kan åtgärdas genom att värmeisolera magasinet antingen vid markytan eller direkt på magasinets randtytor. Det första alternativet ger beräkningsresultat enligt figur 8.4.9.

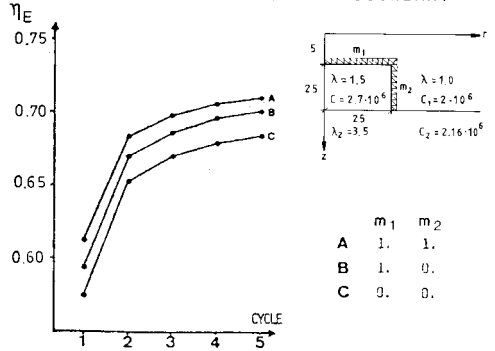
Isoleringens värmemotstånd  $m$  anges i figuren. Avståndet mellan magasinets övre yta och isoleringen är 5 meter, vilket är tillräckligt stort för att energiverkningsgraden under den första cykeln ej skall påverkas av isoleringens tjocklek.

Det andra alternativet innebär att magasinets randytor värmeisolerar. Se figur 8.4.10-14. Här har även små magasin med höjden  $H=5$  och 10 m undersökts. Då det minsta magasinet med  $H=5$  är oisolerat, fallet  $m=0$  i figur 8.4.11, blir energiverkningsgraden noll, d.v.s. man får inte tillbaka någon värme med temperaturer över  $40^{\circ}\text{C}$ . Med en kraftig värmeisolering,  $m=10 \text{ K}/(\text{W}/\text{m}^2)$ , på magasinets övre yta erhålls en energiverkningsgrad på 0.22 för den femte cykeln. Ytterligare isolering,  $m=5 \text{ K}/(\text{W}/\text{m}^2)$ , längs magasinets sidoytor höjer energiverkningsgraden till 0.27 enligt figur 8.4.12. För ett magasin med en höjd på 10 meter är energiverkningsgraden 0.23 då magasinet är oisolerat och 0.45 när den övre ytan täcks med ett värmeisolerande skikt ( $m=4 \text{ K}/(\text{K}/\text{m}^2)$ ). Se figur 8.4.13-14. I detta fall är energiverkningsgradens ökning då värmeisolering placeras på magasinets sidoytor marginell.

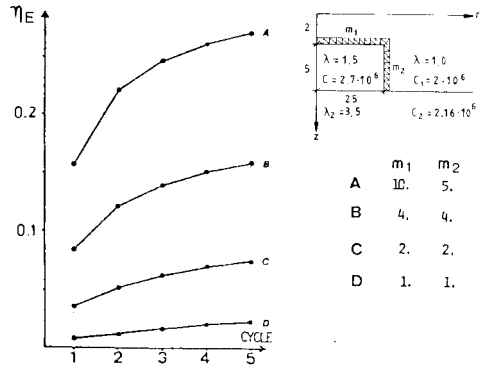
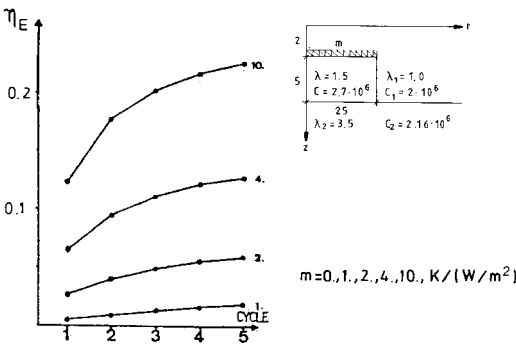
INSULATION ON THE GROUND SURFACE



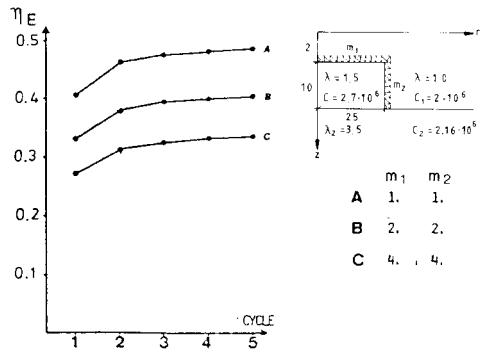
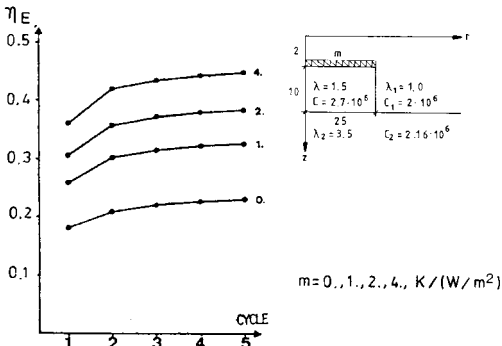
INSULATION AT THE AQUIFER BOUNDARY



INSULATION AT THE AQUIFER BOUNDARY



INSULATION AT THE AQUIFER BOUNDARY



Figur 8.4.9-14. Energiverkningsgrad under de fem första års cyklerna för olika isoleringen  $m$  ( $K/W/m^2$ ). Data enligt referensfallet frånsett tjockleken  $D$  på täckande skikt och höjden  $H$  på lagervolymen.

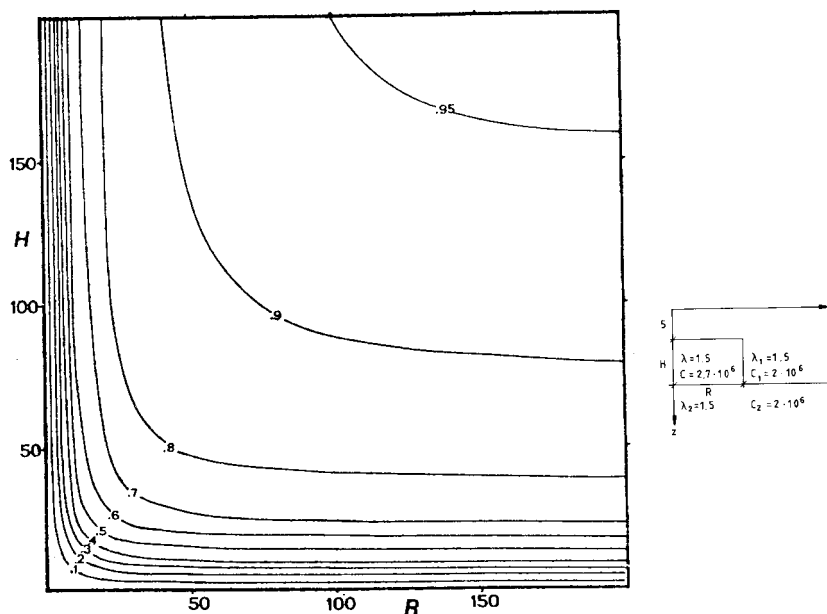
## 8.4.7 Storlek och form.

Lagervolymens storlek och form är fundamentala parametrar för lagrets termiska prestanda. Femte cykelns energiverkningsgrad som funktion av lagervolymens höjd och radie visas i figur 8.4.15. Övriga data ges av referensfallet. Fördelen av att använda en stor lagervolym framgår tydligt.

För att belysa energiverkningsgradens beroende av radien betraktar vi ett fall med höjden 30 meter. Då radien ökar från noll, så kommer energiverkningsgraden snabbt att öka till 0.6 vid  $R=20$  m. Efter denna punkt sker endast en mindre förbättring då radien ökar.

Ett magasin med  $H=20$  och  $R=200$  har energiverkningsgraden 0.65. Om denna lagervolym delas i två lika delar med oförändrad höjd blir energiverkningsgraden i stort sätt densamma, nämligen 0.64.

För ett magasin med 5 meters tjocklek på täckande skikt uppnås maximal energiverkningsgrad för en given volym då formfaktorn  $H/R$  är omkring 1.5. Denna faktor blir större då det täckande skiktet görs tunnare, eftersom situationen då gynnar en form med mindre överyta.



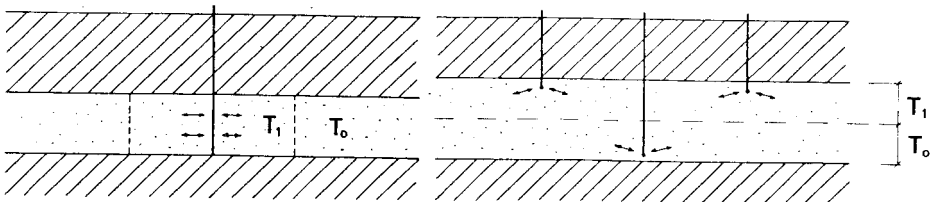
Figur 8.4.15 Energiverkningsgraden  $\eta_E$  för den femte årscykelns som funktion av magasinet höjd  $H$  (m) och radie  $R$  (m). Övriga data enligt referensfallet.

### 8.5 Egenkonvektion och kantring av vertikal temperaturfront.

Övergångszonen mellan den uppvärmda lagervolymen och den omgivande akviferen med lägre temperatur skall kallas för en temperaturfront. Dennas läge och rörelser är betydelsefulla för akvifervärmelagrets termiska prestanda.

Temperaturfronten påverkas av s.k. egenkonvektion, vilken orsakas av densitetsskillnader mellan varmt och kallt vatten. Det varma vattnet flyter uppåt mot akviferens övre delar.

Figur 8.5.1 visar två grundfall. I det ena fallet är temperaturfronten väsentligen vertikal. Detta inträffar då vatten injekteras och uttages genom vertikala brunnar i akviferen. Den vertikala temperaturfronten är instabil och kantrar gradvis så att det varmare vattnet hamnar överst. Exempel på detta visas i figurerna 8.5.9-12. Detta fall behandlas här. Det andra fallet avser en huvudsakligen horisontell temperaturfront. Detta läge är stabilt, då det varmare vattnet är överst. Injektion och uttag sker vid akviferens övre och undre yta. Detta fall behandlas ej här. Se referens 169.



Figur 8.5.1 Akvifervärmelager med vertikal temperaturfront (t.v.) och med horisontell temperaturfront (t.h.).

Temperaturen  $T_1$  är en representativ temperatur för den uppvärmda lagervolymen och  $T_0$  är omgivningens temperatur. Vattnets densitet betecknas  $\rho_1$  och  $\rho_0$  för det varma respektive det kalla området. Vattnets viskositet vid temperaturerna  $T_1$  och  $T_0$  är  $\mu_1$  respektive  $\mu_0$ . Vattens viskositet vid olika temperaturer anges i tabell 7.2.21.

## 8.5.1 Karakteristisk egenkonventionshastighet.

Temperaturfronten kantrår på grund av densitetsskillnaden mellan varmt och kallt vatten. Ett mått på storleksordningen av den tryckgradient som driver egenkonvektionen är storheten  $(\rho_0 - \rho_1)g$ . Ett motsvarande grundvattenflöde erhålles genom att dividera med  $\mu/k$  enligt (8.1.7). (Nedan i (8.5.1) divideras med  $(\mu_0 + \mu_1)/k$ ). Detta ger ett karakteristiskt egenkonvektionsflöde  $q_{wb}$  (buoyancy), vilket beror på de två temperaturnivåerna  $T_1$  och  $T_0$ :

$$q_{wb} = \frac{k(\rho_0 - \rho_1)g}{\mu_0 + \mu_1} \quad (\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}) \quad (8.5.1)$$

Motsvarande termiska hastighet skall kallas för den karakteristiska termiska egenkonvektionshastigheten:

$$v_{Tb} = \frac{C_w}{C} \cdot \frac{k(\rho_0 - \rho_1)g}{\mu_0 + \mu_1} \quad (\text{m/s}) \quad (8.5.2)$$

Exempel 8.5.1  $T_1 = 90^\circ\text{C}$      $T_0 = 40^\circ\text{C}$      $C_w/C = 1.6$

i. Högpermeabel akvifer (rullstensås)

$$k = 150 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$$

Detta ger med användning av tabell 7.2.21 och av tabell för vattnets densitet vid olika temperaturer:

$$v_{Tb} = 6.6 \cdot 10^{-5} \text{ m/s} = 5.7 \text{ m/dag}$$

ii. Lågpermeabel akvifer (sedimentärt skikt)

$$k = 1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$$

Detta ger:

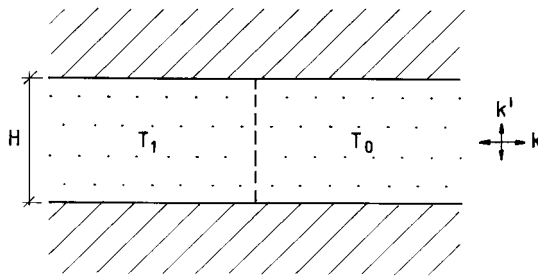
$$v_{Tb} = 4.4 \cdot 10^{-7} \text{ m/s} = 0.04 \text{ m/dag}$$

Detta exempel visar att egenkonvektionen är starkt beroende av akviferens permeabilitet.



## 8.5.2 Karakteristisk kantringstid.

Kantringstakten för en väsentligen vertikal temperaturfront i en akvifer beror på många faktorer. Den renodlade situation som visas i figur 8.5.2 är en god utgångspunkt för analys av kantringsprocessen. Vi betraktar en skarp, vertikal temperaturfront i en horisontell, sluten akvifer med tjockleken  $H$ . Permeabiliteten  $k'$  i vertikalled kan avvika från den horisontella permeabiliteten  $k$ . Kvoten  $k'/k$  betecknas  $\kappa^2$ .



Figur 8.5.2 Skarp, vertikal temperaturfront i en sluten akvifer.

Egenkonvektionsflödet i det renodlade fallet enligt figur 8.5.2 har beräknats analytiskt. Se referens 28. Lösningen ger grundvattenflöden och speciellt den termiska hastighetsfördelningen längs den termiska fronten. Man vet då hur fronten rör sig. Allteftersom fronten förskjuts från det raka vertikala läget ändras egenkonvektionsströmningen, eftersom den drivande densitetsfördelningen ändras. Den analytiska lösningen gäller enbart vid startögonblicket, då fronten är vertikal. Men man får reda på hur den rör sig under den första tiden därefter.

Låt  $\alpha(t)$  ange temperaturfrontens kantringsvinkel relativt den vertikala axeln vid tiden  $t$ . Enligt referens 28 gäller då

$$\left. \frac{d}{dt} [\tan(\alpha)] \right|_{t=0} = \frac{1}{\tau_b} \quad (8.5.3)$$

där

$$t_b = \frac{H}{3\kappa \cdot v_{Tb}} \quad (8.5.4)$$

Tiden  $t_b$  skall kallas för den karakteristiska kantringstiden. Den ger tidskalan för kantringsprocessen. Under tiden  $t_b$  kantrar en ursprungligen vertikal front omkring  $45^\circ$ .

Den karakteristiska kantringstidens beroende av temperaturnivåerna  $T_0$  och  $T_1$  kan anges med hjälp av faktoren:

$$\eta(T_1, T_0) = \frac{v_{Tb}(90^\circ\text{C}, 40^\circ\text{C})}{v_{Tb}(T_1, T_0)} = \frac{\rho(40) - \rho(90)}{\mu(40) + \mu(90)} \cdot \frac{\mu(T_0) + \mu(T_1)}{\rho(T_0) - \rho(T_1)} \quad (8.5.5)$$

För det tredje ledet har (8.5.2) utnyttjats.

Faktorn  $\eta$  är lika med 1 då  $T_1$  och  $T_0$  är  $90^\circ\text{C}$  respektive  $40^\circ\text{C}$ . Enligt formelerna 8.5.2, 8.5.4 och 8.5.5 kan kantringstiden nu skrivas:

$$t_b = \frac{14}{10^{12}} \cdot \frac{CH}{C_w \kappa k} \cdot \eta(T_1, T_0) \quad \begin{array}{l} \text{(dagar)} \\ \text{(SI-enheter)} \end{array} \quad (8.5.6)$$

Formeln med faktorn  $14 \cdot 10^{-12}$  förutsätter att SI-enheter användes. Funktionen  $\eta(T_1, T_0)$  ges i tabell 8.5.1. Variationen med temperaturnivåerna  $T_1$  och  $T_0$  är kraftig.

			1.2	60
		3.4	1	40
	7.7	2.7	1.1	20
41	7.9	3.3	1.5	5
20	40	60	90	

$T_1$

$T_0$

Tabell 8.5.1 Temperaturfaktorn  $\eta(T_1, T_0)$  för den karakteristiska kantringstiden  $t_b$  enligt (8.5.6).

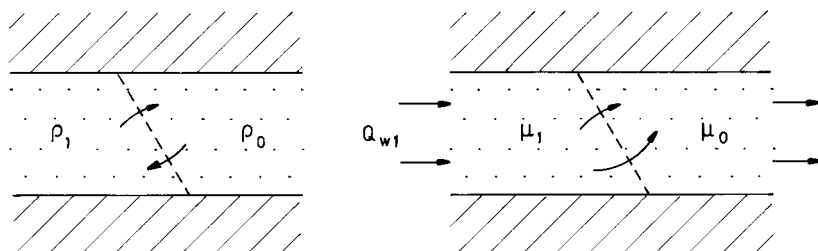
Den viktigaste parametern i formel 8.5.6 för kantringstiden är akviferens permeabilitet, vilken kan variera inom ett stort intervall. Det framgår av tabell 8.5.1 att även temperaturnivåerna har stor betydelse. Kantringstiden beror dessutom av  $H$  och  $\kappa$ .

Den karakteristiska kantringstiden  $t_b$  ger vägledning om egenkonvektionens inverkan på temperaturfronten. Den bör dock användas med viss försiktighet. Om lagringscykelns varaktighet är mindre än  $t_b$  kan kantringen förväntas vara måttlig och ge liten inverkan på systemets termiska prestanda. Om å andra sidan lagringscykelns varaktighet är mycket längre än den karakteristiska kantringstiden  $t_b$ , kan vi förvänta en kraftig frontkantring, vilket medför en avsevärd försämring av lagersystemets prestanda.

För det mellanliggande intervallet, när lagringscykelns varaktighet ligger mellan  $t_b$  och exempelvis  $20 t_b$ , är det svårare uppskatta frontkantringens inverkan på lagersystemets prestanda. Här bör man komplettera med mer ingående beräkningar. Det bör påpekas att temperaturfronten är skarp. Kriteriet för  $t_b$  gäller därför ej om fronten är mycket utbredd.

### 8.5.3 Kantring av en skarp temperaturfront.

Rörelsen hos en temperaturfront och i synnerhet tidsförloppet för kantringsvinkeln  $\alpha(t)$  behandlas i referens 28. Man har en kantringsrörelse på grund av egenkonvektionen. I figur 8.5.3 visas i vänster bild detta för en sned front ( $\alpha \approx 30^\circ$ ). Egenkonvektionen ger en rotation medurs av fronten. De skilda viskositeterna  $\mu_1$  och  $\mu_0$  för varmt och kallt vatten ger upphov till ytterligare en mekanism för rotation av fronten. Denna illustreras av höger bild i figur 8.5.3.



Figur 8.5.3 Rotationsmekanismer beroende på olika densitet (vänster bild) och olika viskositet (höger bild). I det aktuella fallet ( $\alpha < 0^\circ$ ) motverkar processerna varandra

Låt  $Q_{w1}$  ( $\text{m}^3/\text{m s}$ ) vara pumpflödet i akviferen per meter akviferbredd. Vid inmatning är  $Q_{w1}$  positivt och vid utmatning negativt. Det är noll under lagrings- och viloperioder. Då lutningsvinkeln  $\alpha$  är skild från noll, får man en rotationsrörelse på grund av att det strömmande vattnet rinner lättare i den varma delen med den lägre viskositeten. Då fronten lutar bakåt,  $\alpha < 0^\circ$ , får man en större del av flödet  $Q_{w1} (> 0)$  i den undre halvan än i den övre. Detta ger upphov till en rotation moturs. Se höger bild i figur 8.5.3. Då fronten lutar framåt,  $\alpha > 0^\circ$ , får man en medurs rotation ( $Q_{w1} > 0$ ).

I referens 28 antas för de resultat som här redovisas att temperaturfronten är skarp. Den representeras såsom i figur 8.5.3 av en rät linje med lutningsvinkeln  $\alpha(t)$  till vertikallinjen. Vinkeln räknas positiv då fronten lutar framåt mot den kalla sidan, och den är negativ då fronten lutar bakåt såsom i figur 8.5.3. I referens 28 visas att kantringsvinkeln kommer att följa de kurvor som ges i figur 8.5.4. Den horisontella axeln avser den dimensionslösa tiden  $\kappa t/t_b$ , och den vertikala axeln ger kantringen  $\kappa \cdot \tan(\alpha)$ . De olika kurvorna avser olika pumpflöden  $Q_{w1}$  ( $\text{m}^3\text{H}_2\text{O}/\text{m s}$ ). Värdet på  $Q_{w1}$  räknas positivt då varmt vatten undantränger det kalla och negativt vid omvänd flödesriktning. Parametern  $\gamma$  som används i figuren ges av:

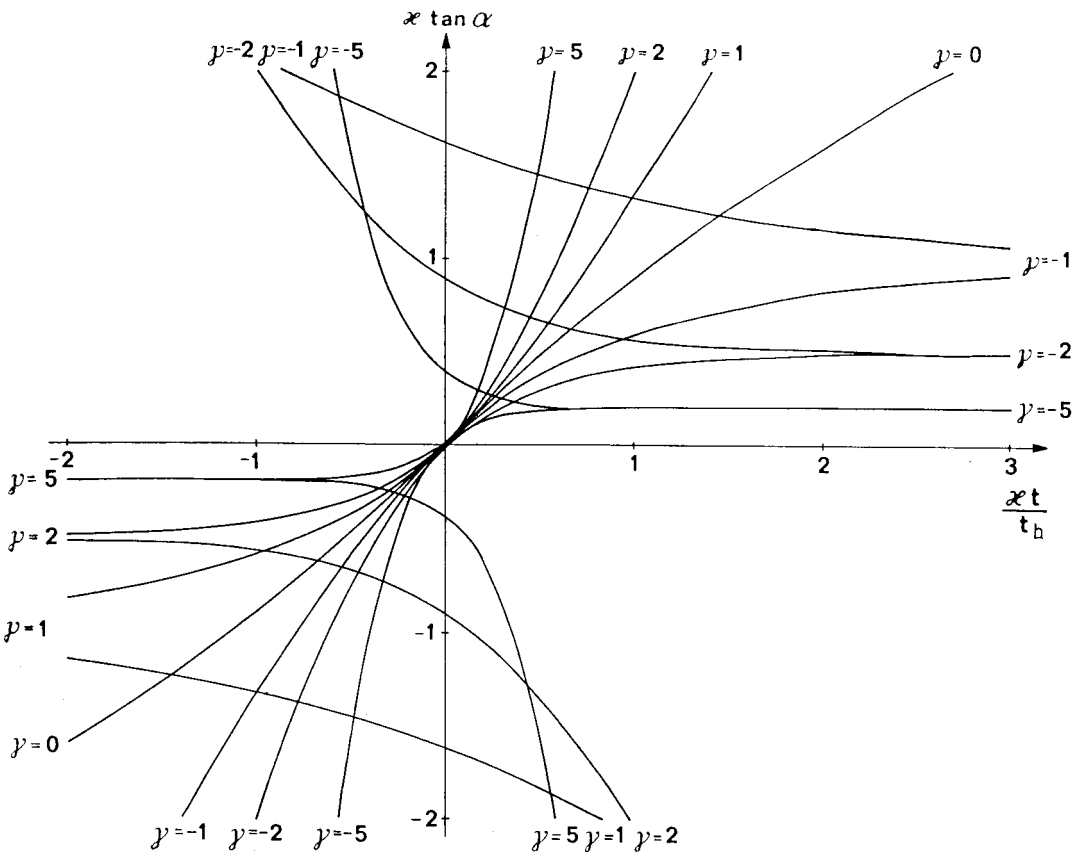
$$\gamma = \frac{\mu_0 - \mu_1}{\rho_0 - \rho_1} \cdot \frac{Q_{w1}}{\kappa \text{kgH}} \quad (8.5.7)$$

Den termiska hastighet som motsvarar pumpflödet  $Q_{w1}$  är:

$$v_{T1} = \frac{C_w}{C} \cdot \frac{Q_{w1}}{H} \quad (8.5.8)$$

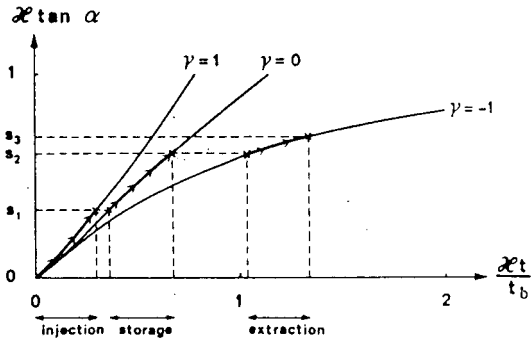
Injektionsparametern  $\gamma$  kan då med hjälp av (8.5.2) skrivas:

$$\gamma = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\mu_0 - \mu_1}{\mu_0 + \mu_1} \cdot \frac{v_{T1}}{v_{Tb}} \quad (8.5.9)$$

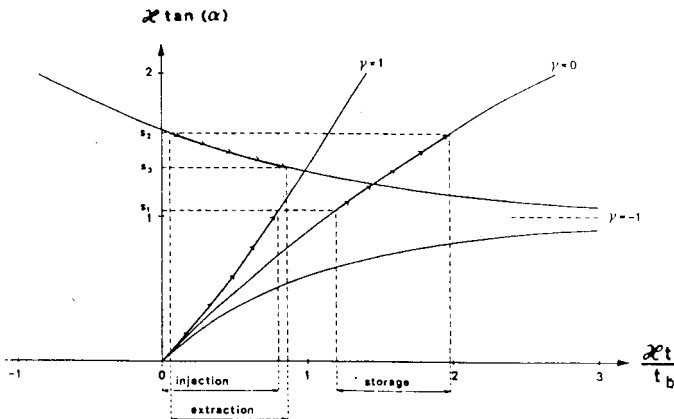


Figur 8.5.4 Samband mellan kantringsvinkeln  $\alpha$  och tiden  $t$ . Kurvorna hänför sig till olika pumpflöden, vilka representeras av injektionsparametern  $\gamma$  (8.5.7), (8.5.9).

Figurerna 8.5.5 och 8.5.6 visar två exempel på kantringsvinkelns variation under en lagringscykel.

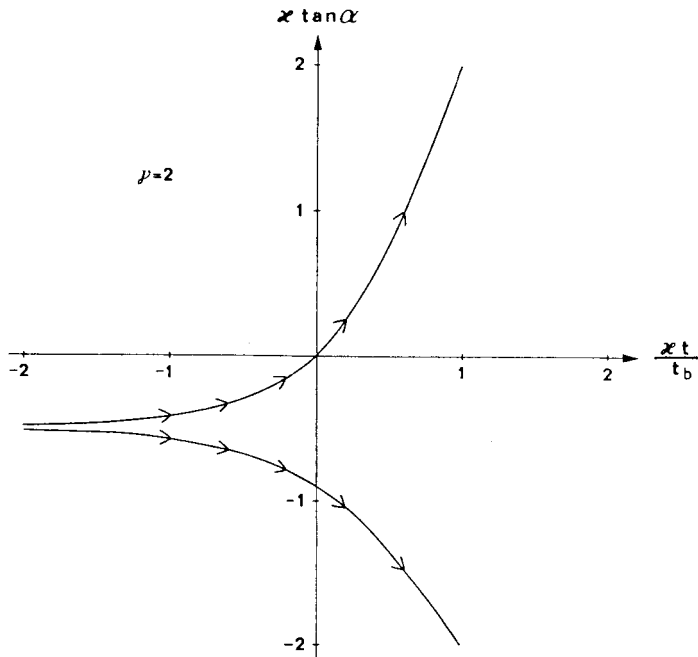


Figur 8.5.5 Exempel på kantringsvinkelns variation  $\alpha(t)$  under en lagringscykel.



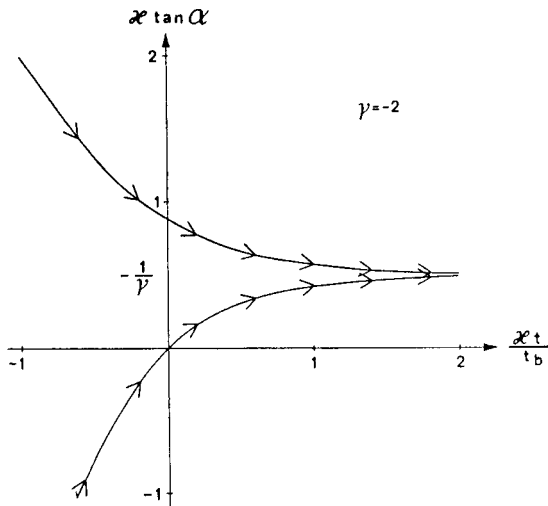
Figur 8.5.6 Exempel på kantringsvinkelns variation  $\alpha(t)$  under en lagringscykel.

Kantringsvinkeln följer en kurva med positivt  $\gamma$  vid injektion av varmt vatten. Figur 8.5.7 visar en av dessa kurvor ( $\gamma=2$ ). Kantringsvinkeln följer normalt den övre kurvan. I slutläget blir temperaturfronten horisontell ( $\alpha=90^\circ$ ). Den undre kurvan följs om begynnelsevinkeln  $\alpha$  ligger under ett visst negativt värde. Det varma vattnet kommer då att strömma under det kalla vattnet. Kurvans divergerande karaktär illustrerar att temperaturfronten är instabil vid injektion av varmt vatten.



Figur 8.5.7 Instabil kantring av temperaturfront vid injektion av varmt vatten.

Figur 8.5.8 visar kurvor för kantringsvinkeln för ett givet uttagsflöde  $\gamma = -2$ . Kantringsvinkeln närmar sig då ett stabilt värde ( $\kappa \tan \alpha = -1/\gamma$ ).



Figur 8.5.8 Kantring av temperaturfront mot ett stabilt värde under uttag av varmt vatten.

#### 8.5.4 Injektionskriterier.

Injektionsperioden utgör vanligtvis den mest kritiska perioden för kantring av temperaturfronten. Låt  $t_i$  vara injektionsperiodens längd och  $Q_{wi}$  ( $\text{m}^3 \text{H}_2\text{O}/\text{m}, \text{s}$ ) pumpflödet under injektionsperioden räknat per meter akviferbredd.

Vi har kriteriet att kantringen är obetydlig om:

$$t_i/t_b < 1 \quad (8.5.10)$$

Detta kan med (8.5.4) skrivas:

$$v_{Tb} \cdot t_i < \frac{H}{3\kappa} \quad (8.5.11)$$



Ett tredje uttryck erhålls om (8.5.2) används:

$$\frac{\kappa k \cdot 10^{12}}{H} < \frac{C}{C_w} \cdot \frac{10^{12}}{3g t_i} \cdot \frac{\mu_0 + \mu_1}{\rho_0 - \rho_1} \quad (8.5.12)$$

Exempel 8.5.2  $C_w/C = 1.6$   $t_i = 3$  månader  $H = 20$  m

$$T_0 = 40^\circ\text{C} \quad T_1 = 90^\circ\text{C} \quad \kappa \approx 1$$

Då erhålles:

$$k < 1.9 \cdot 10^{-12} \quad (\text{m}^2)$$

Det konvektiva flödet p.g.a. pumpflödet  $Q_{wi}$  förstärker kantringseffekten. Vi inför en injektionslängd  $L_{Ti}$ :

$$L_{Ti} = v_{Ti} \cdot t_i \quad (8.5.13)$$

En längd  $L_{Ti}$  av akviferen uppvärms under injektionsperioden om den vertikala temperaturfronten förblir helt vertikal. Den termiska hastigheten  $v_{Ti}$  beräknas enligt (8.5.8). Från kantringsfronterna i referens 28 får man ytterligare ett villkor för att kantringsformlerna skall vara måttliga under injektionsperioden.

$$\frac{L_{Ti}}{H} < \frac{\mu_0 + \mu_1}{\mu_0 - \mu_1} \cdot \frac{1}{3\kappa} \cdot \frac{t_b}{t_i} \quad (8.5.14)$$

Kantringen kan antas vara obetydlig om båda villkoren (8.5.10) och (8.5.14) är uppfyllda. Systemets termiska prestanda reduceras kraftigt om något av dessa villkor är kraftigt överskridet. En mer noggrann analys krävs för mellanliggande fall.

Villkoret (8.5.14) kan formuleras på några alternativa sätt. Vi inför en hydraulisk gradient  $\frac{d\phi}{dx}$  (m/m) under injektionsperioden. Darcys lag ger då medelviskositeten  $(\mu_0 + \mu_1)/2$  användes:

$$\frac{Q_{wi}}{H} = \frac{k(\rho_0 + \rho_1)g}{\mu_0 + \mu_1} \cdot \frac{d\phi}{dx} \quad (8.5.15)$$

Med (8.5.8), (8.5.2) och (8.5.4) kan (8.5.14) skrivas:

$$\frac{d\phi}{dx} < \frac{\rho_0 - \rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \cdot \frac{\mu_0 + \mu_1}{\mu_0 - \mu_1} \cdot \left(\frac{t_b}{t_i}\right)^2 \quad (8.5.16)$$

Med värden insatta erhålles för  $T_1 = 90^\circ\text{C}$  och  $T_0 = 40^\circ\text{C}$  :

$$\frac{d\phi}{dx} < 0.04 \cdot \left(\frac{t_b}{t_i}\right)^2 \quad (8.5.17)$$

Slutligen får vi om (8.5.4) insättes i (8.5.14):

$$\frac{\kappa^2 L_{Ti} \cdot k \cdot 10^{12}}{H^2} < \frac{c}{c_w} \cdot \frac{10^{12}}{9g t_i} \cdot \frac{(\mu_0 + \mu_1)^2}{(\mu_0 - \mu_1)(\rho_0 - \rho_1)} \quad (8.5.18)$$

Med data enligt exempel 8.5.2 erhålles:

$$L_{Ti} \cdot k \cdot 10^{12} < 37 \quad (SI\text{-enheter}) \quad (8.5.19)$$

Om vi dessutom använder det villkor som ges i exempel 8.5.2 fås:

$$L_{Ti} < 19 \text{ m} \quad (8.5.20)$$

Detta villkor är ganska strängt. Det krävs en mycket låg permeabilitet för att undvika frontkantring. Injektionslängden blir tämligen liten.

Injektionslängden  $L_{T_i}$  för den uppvärmda akvifervolymen är begränsad av villkoren (8.5.14) och (8.5.10). Den kan göras betydligt längre än  $H$  endast om  $t_i$  är mycket mindre  $t_b$  eller om temperaturskillnaden  $T_1 - T_0$  är så liten att viskositetsfaktorn (8.5.5) i (8.5.6) är stor. Dessa villkor visar svårigheten med att skapa en utsträckt lagringsvolym för vilka  $L_{T_i}$  är mycket större än  $H$ .

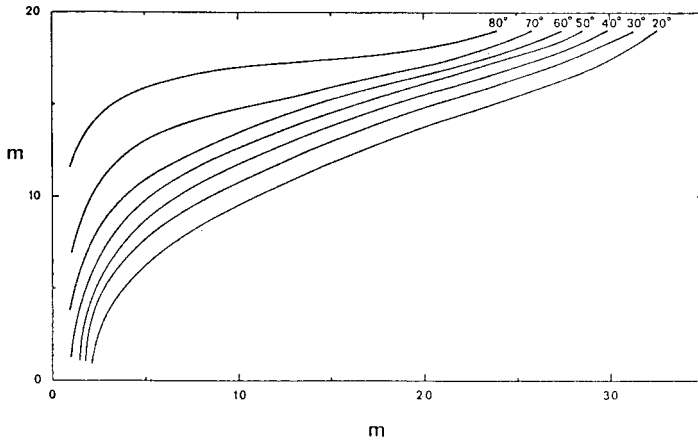
De resultat som presenteras här förutsätter att temperaturfronten är skarp. Vidare förutsätts strömningen vara plan, d.v.s. den sker i ett vertikalt snitt längs akviferen.

Effekten av brunnen har ej inkluderats. Dessa faktorers inverkan på kantringen utreds i referens 28. Vi skall här ge några av resultaten.

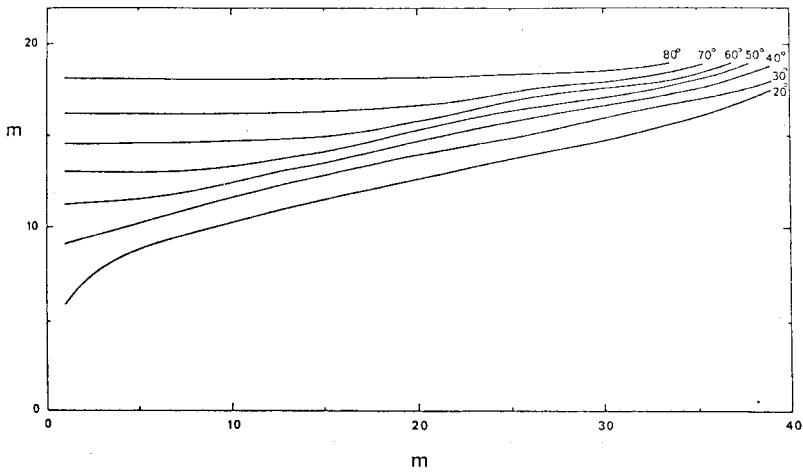
En diffus temperaturfront minskar kantringstakten. Låt  $D$  vara en lämplig frontbredd. Kantringstakten halveras då  $D$  ökar från noll till  $H/\kappa$ . Avståndet mellan brunnen och temperaturfronten betecknas  $L_T$ . Brunnens inverkan på kantringstakten kan försummas då  $L_T > H/(2\kappa)$ . Det gäller både för det plana fallet och det fall då strömningen sker i radiell riktning från brunnen.

#### 8.5.5 Exempel. Injektion i rullstensås.

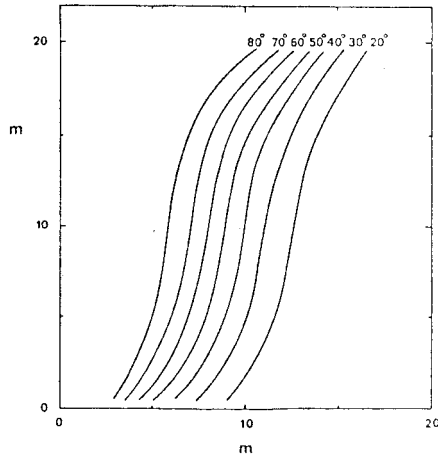
För att illustrera kantringsprocessen skall vi i detta avsnitt redovisa några resultat från en numerisk studie, referens 169, av värme-lagring i rullstensåsar. Den kombinerade värme- och grundvattenflödesprocessen har simulerats med en numerisk modell. Vatten med temperaturen  $90^{\circ}\text{C}$  injekteras i en rullstensås med tjockleken 20 m. Begynnelsetemperaturen är  $5^{\circ}\text{C}$ . Temperaturfördelningen efter en vecka visas i figur 8.5.9, 8.5.11 och 8.5.12 för tre värden på permeabiliteten  $k$ . Figur 8.5.10 visar temperaturfördelningen för det första fallet med hög permeabilitet efter lagring under ytterligare en vecka. Under denna vecka sker ingen injektion.



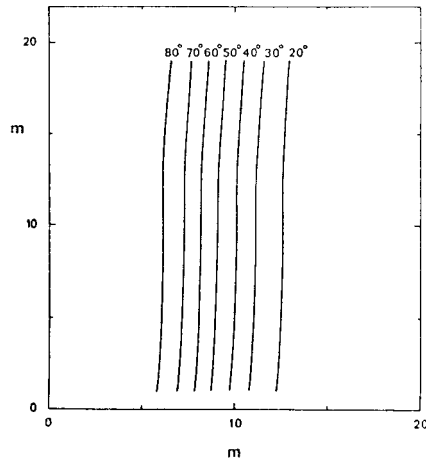
Figur 8.5.9 Temperaturfält efter injektion under en vecka.  
 $k = 155 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .



Figur 8.5.10 Temperaturfält efter en veckas injektion och en veckas lagring.  $k = 155 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .



Figur 8.5.11 Temperaturfördelning efter injektion under en vecka.  
 $k = 15.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .



Figur 8.5.12 Temperaturfördelning efter injektion under en vecka.  
 $k = 1.55 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .

Egenkonvektionen är mycket kraftig för fallet med hög permeabilitet. Se figurerna 8.5.9-10. Det injekterade vattnet skjuter fram likt en smal tunga i akviferens övre del. Detta resulterar i stora värmeförluster. Vid uttag av det lagrade varmvattnet är det svårt att undvika blandning med det kallare vattnet i akviferens undre del. De svenska rullstensåsarna har permeabiliteter i denna storleksordning ( $150 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ ). De är därför ej lämpliga för lagring av vatten med hög temperatur, då injektionen sker genom vertikala brunnar i rullstensåsen.

Då permeabiliteten är en faktor tio lägre blir kantringen ganska liten. Se figur 8.5.11. Injektionstiden är dock bara en vecka. Fortsatt injektion under tre månader medför stor frontkantring.

Kantringen är obetydlig då permeabiliteten sänks till  $1.55 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ . Se figur 8.5.12. För permeabiliteter i denna storleksordning kan vertikala temperaturfronter upprätthållas under lagringsperioder med flera månaders varaktighet.

Den karakteristiska kantringshastigheten  $v_b$  enligt 8.5.2 ger ett mått på egenkonvektionens styrka. För de fall som presenterats här erhålls:

$$\begin{aligned} k = 1.55 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 & : & v_b & = 0.037 \text{ m/dag} \\ k = 15.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 & : & v_b & = 0.37 \text{ m/dag} \\ k = 155 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 & : & v_b & = 3.7 \text{ m/dag} \end{aligned}$$

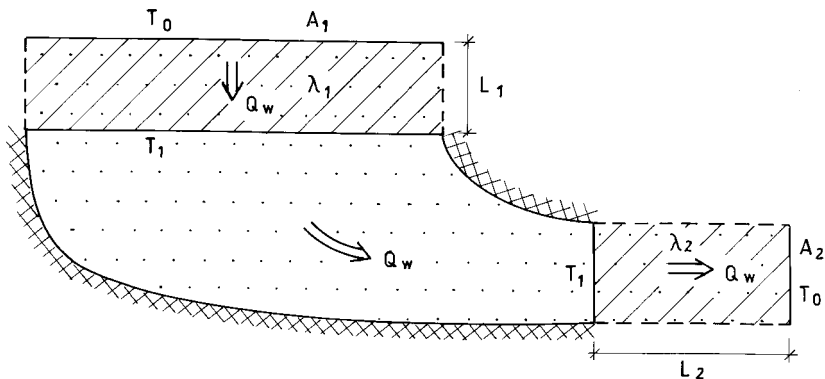
Figur 8.5.9 visar kantringen efter 7 dagar då den karakteristiska kantringshastigheten är 3.7 m/dag. Den uppvärmda regionen sträcker sig 20 meter ut i akviferen, vilket är i god överensstämmelse med detta. Hastigheten  $v_b$  ger en god uppskattning av kantringseffekten.

## 8.6 Effekt av infiltration från regn m m

De skikt som omger akviferen har i detta kapitel och i nästa rörande grundvatten förutsatts vara impermeabla. I dessa skikt sker då ren värmeledning utan konvektiv värmetransport med rörligt grundvatten. I många verkliga fall är ej omgivande skikt absolut impermeabla utan det förekommer en viss, om än liten grundvattenströmning. Regnvatten kan sippra från markytan ner till akviferen. Man kan även ha läckflöden mellan olika akviferer och i synnerhet in till och bort från den aktuella akviferregionen.

Vid infiltration av regnvatten till ett akvifervärmelager får man, om temperaturen vid markytan är lägre än i värmelagret, en extra nedkylning från det insipprande, kalla regnvattnet. Akviferen kan samtidigt genom läckage förlora varmt vatten till omgivande skikt. Dessa processer ger upphov till en ökad värmeförlust. Vi skall i detta avsnitt analysera denna konvektiva värmeförlust.

Vid analysen skall processen renodlas kraftigt. Detta betyder att de formler som ges nedan för värmeförlusten kan avvika en del från verkliga förluster i mer komplicerade fall. Formlerna kan dock användas för uppskattning, då man bara är intresserad av effekter på en faktor två när. Figur 8.6.1 visar den renodlade process som här skall analyseras.



Figur 8.6.1. Värmeförlust vid infiltration av regnvatten. Renodlat stationärt fall med konvektiv - diffusiv värmetransport genom tillflödesskiktet och utflödesskiktet.

Processen antas vara stationär. Ett vattenflöde  $Q_w$  ( $m^3/s$ ) rinner in till akviferen t ex från markytan. Samtidigt rinner samma vattenvolym ut genom ett annat lågpermeabelt skikt så att vattenvolymen i akviferen är konstant. Det täckande markskiktets, eller allmänt tillflödesskiktets, area är  $A_1$ , dess tjocklek  $L_1$  och dess värmeledningsförmåga  $\lambda_1$ . Motsvarande storheter i skiktet där vattnet rinner ut betecknas  $A_2$ ,  $L_2$  respektive  $\lambda_2$ . Vid markytan, eller allmänt utanför tillflödesskiktet, är temperaturen  $T_0$ . Denna temperatur antas också råda utanför utflödesskiktet. Temperaturen i akviferen är  $T_1$ .

I det täckande skiktet,  $0 \leq z \leq L_1$ , sker en endimensionell, stationär konvektiv - diffusiv värmetransportprocess. Samma antagande gäller för utflödesskiktet. I det täckande markskiktet gäller då enligt (8.1.1.) för den stationära temperaturen  $T(z)$ :

$$0 = \frac{d}{dz} \left( \lambda_1 \frac{dT}{dz} \right) - c_w \cdot \frac{Q_w}{A_1} \cdot \frac{dT}{dz} \quad (8.6.1)$$

Vattenflödet  $Q_w$  antas här fördela sig jämt över arean  $A_1$ . Randvillkoren vid  $z = 0$  och  $z = L$  är:

$$T(0) = T_0 \quad T(L_1) = T_1 \quad (8.6.2)$$

Lösningen till (8.6.1-2) är:

$$T(z) = T_0 + (T_1 - T_0) \frac{e^{\frac{z Q_w c_w}{A_1 \lambda_1}} - 1}{e^{\frac{L_1 Q_w c_w}{A_1 \lambda_1}} - 1} \quad 0 \leq z \leq L_1 \quad (8.6.3)$$

För det endimensionella förloppet i utflödesskiktet gäller en motsvarande lösning genom skiktet med tjockleken  $L_2$ .

Genom inflödes- och utflödesskikten har man en total konvektiv och diffusiv värmetransport  $Q_e$  (W) ut från akviferen. Referensnivån vid vilken den konvektiva energitransporten sätts till noll spelar ingen roll för  $Q_e$ , eftersom samma mängd vatten tillföres och bortföres. Totalt blir värmeförlusten utgående från (8.6.3):



$$Q_e = (T_1 - T_0) \cdot \left( \frac{\lambda_1 A_1}{L_1} g\left(\frac{C_w Q_w L_1}{2\lambda_1 A_1}\right) + \frac{\lambda_2 A_2}{L_2} g\left(\frac{C_w Q_w L_2}{2\lambda_2 A_2}\right) \right) \quad (8.6.4)$$

Funktionen  $g(P)$  ges av:

$$g(P) = P \cdot \coth(P) \quad (8.6.5)$$

Det är en jämn funktion av  $P$ :  $g(-P) = g(P)$ . I tabellen nedan ges några värden.

$P$	0	0.5	1	1.5	2	3
$g$	1	1.08	1.31	1.66	2.07	3.02

För små värden på argumentet  $P$  ligger funktionen  $g$  nära +1. Man har då enligt (8.6.4) i huvudsak diffusiv värmeledning. Funktionen  $g(P)$  ligger för stora argument nära  $g = P$ . Om båda argumenten för  $g$  är stora i (8.6.4), erhålles då huvudsakligen rent konvektiv värmetransport:  $Q_e \approx (T_1 - T_0) (C_w Q_w / 2 + C_w Q_w / 2) = (T_1 - T_0) C_w Q_w$ .

Exempel 8.6.1 In- och utloppsregionerna är lika:

$$\lambda_2 = \lambda_1 \quad A_2 = A_1 \quad L_2 = L_1$$

Följande data antages:

$$\lambda_1 = 2.1 \text{ W/mK} \quad C_w = 4.2 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$$

$$L_1 = 10 \text{ m}$$

Då gäller:

$$P = \frac{C_w Q_w L_1}{2\lambda_1 A_1} = \frac{Q_w}{A_1} \cdot 10^5 \quad (\text{SI-enheter})$$

Årlig nederbörd är i Sverige i storleksordningen  $0.5 \text{ m}^3$  per  $\text{m}^2$  och år. Ett rimligt värde på  $Q_w/A_1$  är då:

$$\frac{Q_w}{A_1} = 0.5 \text{ m}^3/\text{m}^2, \text{år} = \frac{0.5}{3600 \cdot 24 \cdot 365} \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$$

Detta ger

$$P = 0.32 \quad g = 1.03$$

Värmeförlusten  $Q_e$  ökar med 3% då man tar hänsyn till den konvektiva värmetransporten.

En allmän slutsats av exemplet ovan är att den konvektiva värmeförlusten från regnvatteninfiltration vid normala förhållanden är liten. Den torde i allmänhet kunna försummas. Det bör här tilläggas att härledning-  
en ovan baserar sig på att regnvattnet fördelar sig jämt över det täckande skikten. Den andra extremen är att allt regnvatten rinner ner i akviferen via en enda kanal. Den konvektiva värmeförlusten svarar då emot att man blandar akvifervattnet med temperaturen  $T_1$  och regnvattnet med temperaturen  $T_0$ , varvid värmeförlusten svarar mot en rent konvektiv förlust.

Analysen ovan där den konvektiva - diffusiva processen renodlas kraftigt ger enbart storleksordningen på värmeförlusten i mer realistiska infiltrationsfall. Ett antagande som ofta framföres är att regnvatteninfiltration har stor betydelse för akviferlagrets energibalans. Ovanstående formler och exempel visar att detta normalt ej är riktigt.

Det skall här noteras att nederbörd ökar vattenhalten i de täckande jordlagren. Värmeledningsförmågan i dessa skikt kan då öka relativt mycket. Denna ökning eller ändring av den diffusiva värmetransporten kan vara av vikt för akvifervärmelagrets energibalans.

## 8.7 Studier av några svenska akviferlager

I detta avsnitt skall termohydrauliska analyser för några svenska akviferlagerprojekt redovisas. Ett akviferlagers termiska beteende styrs i stor utsträckning av den typ av grundvattenströmningsmönster som råder. De redovisade fallen är valda därför att de har helt olika strömningsmönster.

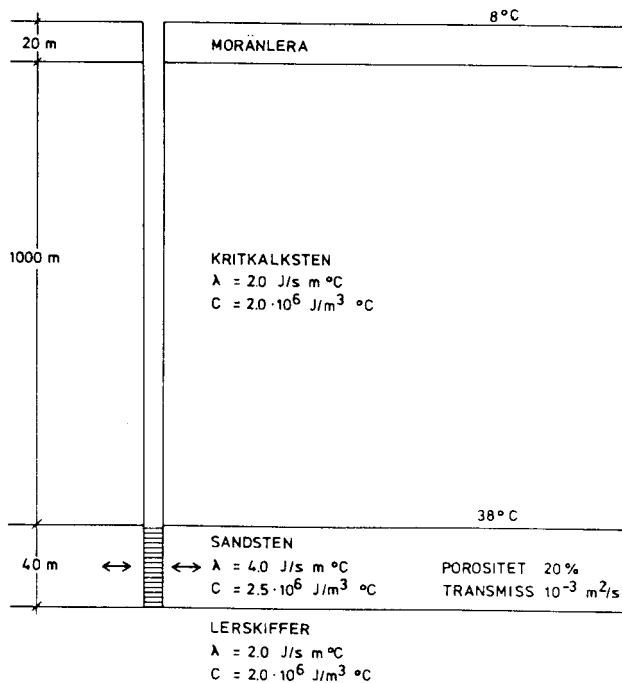
## 8.7.1 Lagring kring en brunn - Skåne, Jönköping

Värmelagringen skall i de studerade fallen ske kring en enskild brunn. Akviferen antas vara homogen. Grundvattenflödet sker radiellt ut från brunnen vid inmatning av värme och radiellt inåt vid uttag av värme.

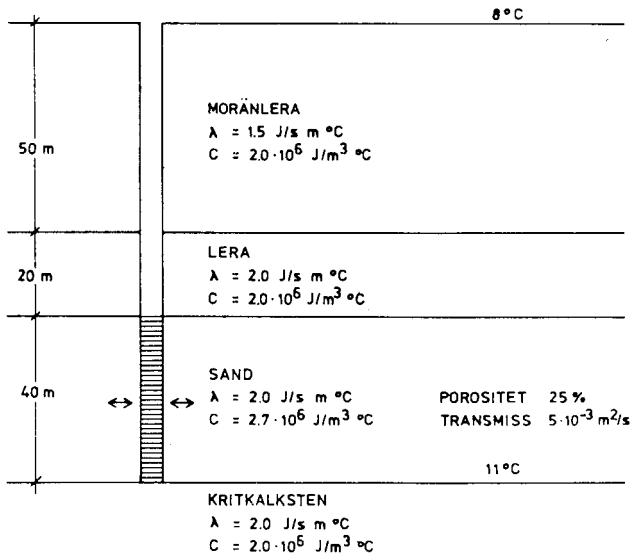
Studien har utförts i samarbete med VIAK AB. Den redovisas i referens 168.

Studerade akviferer

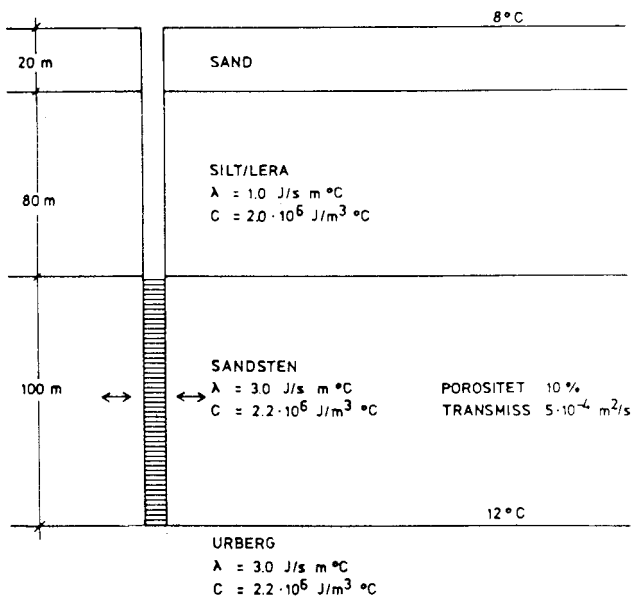
Tre akviferer har studerats. Dessa visas i figurerna 8.7.1-3 som fall 1, 2 respektive 3. Fall 1, Sydvästskåne, är en sandstensakvifer med tjockleken 40 m på mycket stort djup, medan fall 2, Alnarpsdalen Skåne, är en akvifer med samma tjocklek på måttligt djup. Fall 3, Visingsöformationen Jönköping, är en akvifer med tjockleken 100 m och ett täckande skikt med 100 meters tjocklek.



Figur 8.7.1. Fall 1. Sandstensakvifer på stort djup i Sydvästskåne.



Figur 8.7.2. Fall 2. Alnarp, Skåne.



Figur 8.7.3. Fall 3. Visingsöformationen, Jönköping.

### Beräkningsförutsättningar

Uppskattade termiska data i akviferen och i över- och underliggande skikt ges i figurerna för de tre fallen. Vid markytan råder en årsmedeltemperatur på 8°C. Vid beräkningsstarten råder en linjärt stigande temperatur nedåt med den geotermiska gradienten 0.03 °C/m.

Grundvattenflödet förutsätts vara rent radiellt. Densitetsinducerade flöden försummas. Detta behandlas närmare nedan. Vidare måste returbrunnen ligga relativt långt från lagringsbrunnen. I de aktuella fallen blir den termiska radien enligt (8.1.31) mellan 22 och 45 m. Enligt kriteriet (8.1.43') skall således returbrunnen ligga på 55 respektive 110 m bort eller mer. Regionalt grundvattenflöde är försumbart.

Akviferen antas vara homogen. Ett fall med lagring i en skiktad akvifer behandlas i avsnitt 8.7.5. Lagrets prestanda kan, om akviferen är skiktad, bli väsentligt lägre. Det är därför viktigt att skaffa sig ett säkert underlag för en bedömning av om akviferen kan betraktas som homogen eller ej.

Upp- och urladdning av akviferlagret har skett enligt följande: 3 månaders konstant inpumpning ( $Q_w$ ) med given inmatningstemperatur, 3 månaders lagring utan pumpning, 3 månaders utpumpning ( $-Q_w$ ) med samma flöde som under uppladdningen samt 3 månaders viloperiod innan nästa årscykel påbörjas. För varje lager har två alternativ studerats enligt tabell 8.7.1.

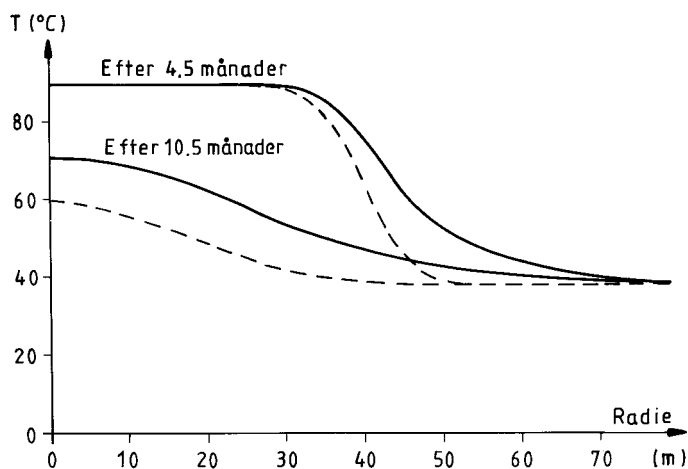
	$Q_w$ ( $m^3/s$ )	$T_{in}$ (°C)	$R_T$ (m)
Fall 1a	0.015	90	39
" 1b	0.020	70	45
" 2a	0.010	90	31
" 2b	0.015	70	38
" 3a	0.010	90	22
" 3b	0.015	60	26

Tabell 8.7.1. Förutsättningar för pumpning och inmatningstemperaturen i de olika fallen. Termisk radie anges också enligt (8.1.31).

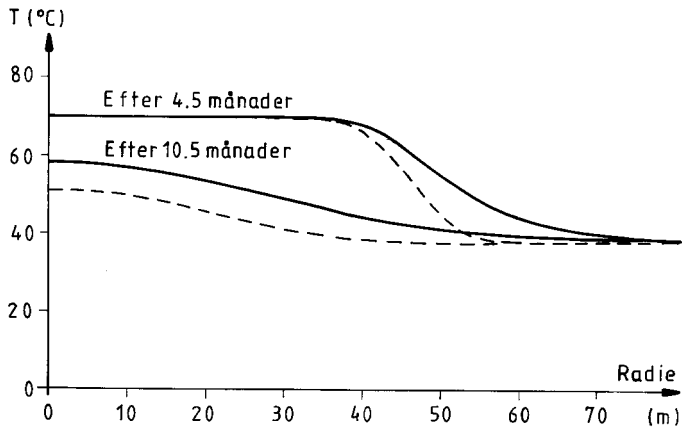
### Beräkningsresultat

Temperaturförloppet har för de sex fallen simulerats med den datormodell som beskrivs i avsnitt 8.2. Beräkningarna har gjorts för de fem första årscyklerna.

I figurerna 8.7.4-7 visas temperaturfördelningar för att illustrera vad som händer. Figur 8.7.4 visar temperaturprofiler i radiell led i mitten av akviferen enligt fall 1a. De streckade linjerna är från första året efter 4.5 månader, dvs mitt i lagringsperioden, och efter 10.5 månader, dvs mitt i viloperioden. De heldragna linjerna avser samma tidpunkter under femte året. I figur 8.7.5 visas för samma akvifer kurvor motsvarande dem i figur 8.7.4 då laddningen ändrats från fall 1a till fall 1b.

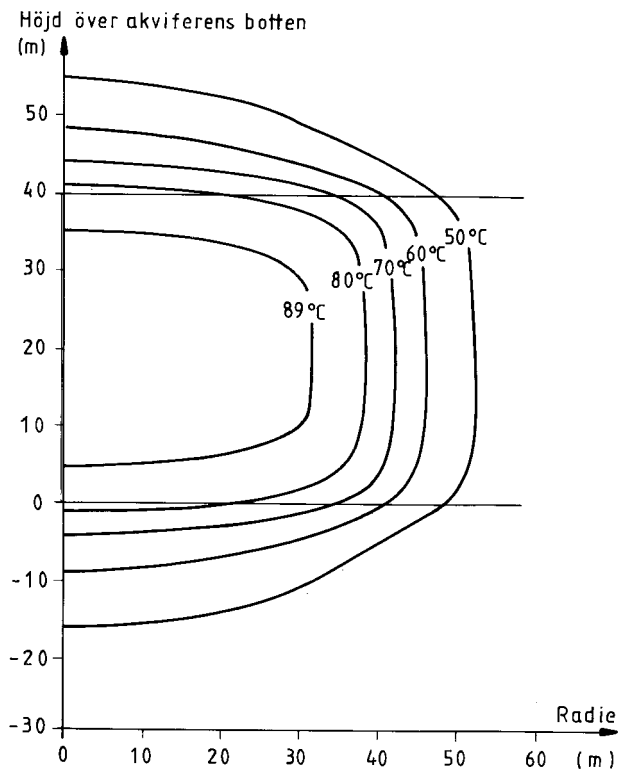


Figur 8.7.4. Radiell temperaturfördelning mitt i akviferen för fall 1a. Streckade linjer avser år 1 och heldragna linjer år 5.



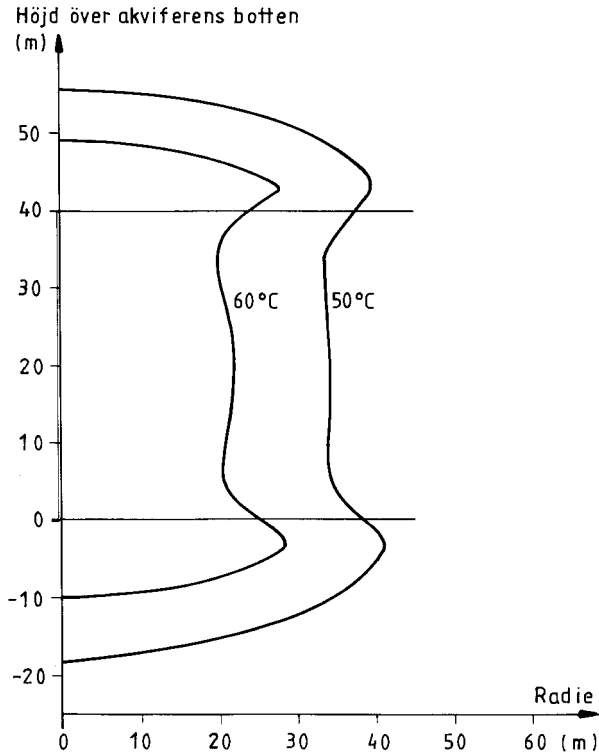
Figur 8.7.5. Radiell temperaturfördelning mitt i akviferen för fall 1b. Streckade linjer avser år 1 och heldragna linjer år 5.

I figur 8.7.6 visas temperaturfördelningen för fall 1a efter 4.5 månader, dvs mitt i lagringsperioden, för det femte året. Den termiska radien  $R_T$  är enligt tabell 8.7.1 39 m. Detta stämmer väl med figuren. I figur 8.7.7 visas temperaturfördelning efter 10.5 månader, dvs 1.5 månader efter utmatningen, under det femte året. Temperaturerna i akviferskiktet är nu lägre. Under utmatningsperioden strömmar vattnet radiellt in mot brunnen. Härvid tillföres kallt vatten med fallande temperaturer till ostörd akvifertemperatur  $38^{\circ}\text{C}$  på större radiellt avstånd. Akviferen kyles härvid snabbare än de omgivande skikten.



Figur 8.7.6. Temperaturfördelning mitt i den femte lagringsperioden (efter 4 år och 4.5 månader) för fall 1a.



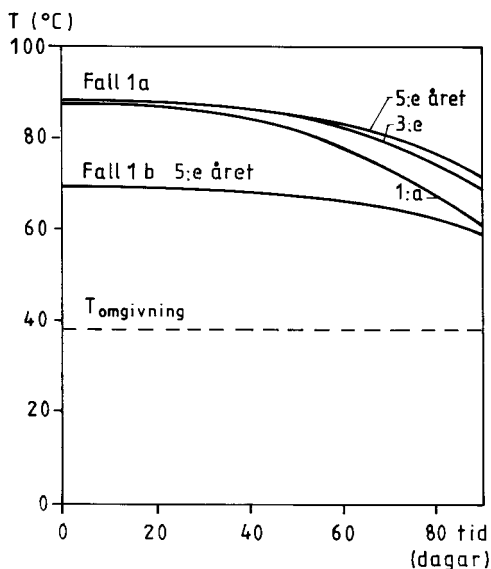


Figur 8.7.7. Temperaturfördelning efter värmeuttaget för den femte årscykeln (efter 4 år och 10.5 månader) för fall 1a.

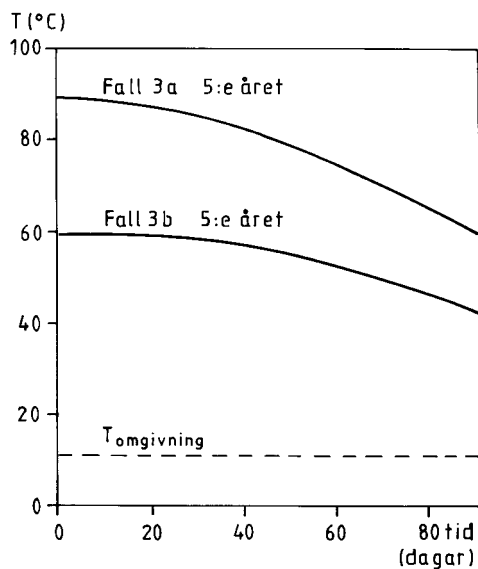
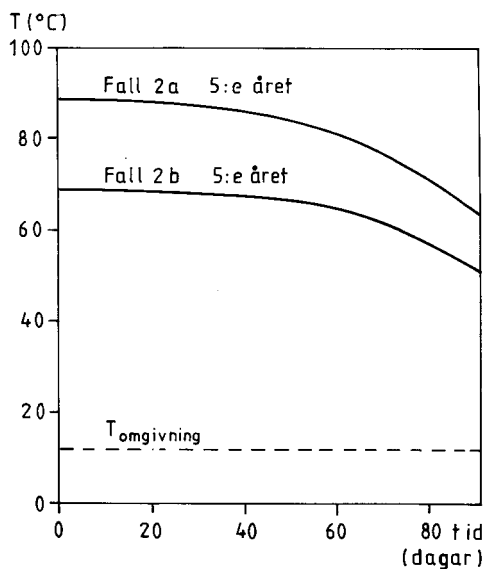
Den viktigaste uppgiften för de termiska analyserna är att ange temperaturen på det uttagna vattnet efter lagringen. Denna visas för de sex alternativen i figurerna 8.7.8-10 under den tre månader långa uttagsperioden. Den streckade kurvan anger akviferens ostörda temperatur.

Figur 8.7.8 visar uttagstemperaturerna från den skånska sandstensakviferen. De tre övre kurvorna ger temperaturerna under det 1:a, 3:e och 5:e årets uttag då laddningen skett enligt fall 1a. Den undre kurvan visar uttagstemperaturen 5:e året vid laddning enligt fall 1b. Figur 8.7.9 visar temperaturen på det under det 5:e året uttagna vattnet ur akviferen i Alnarpsdalen. Den övre kurvan gäller laddning enligt fall 2a, den undre enligt fall 2b. Figur 8.7.10 visar temperaturen på det under

det 5:e året uttagna vattnet ur Visingsöakviferen. Den övre kurvan gäller laddning enligt fall 3a, den under enligt fall 3b.



Figur 8.7.8. Temperatur på det uttagna vattnet vid lagring i den djupt liggande skånska sandstensakviferen enligt fall 1.



Figur 8.7.9-10. Uttagstemperatur för Alnarpsdalen, fall 2 vänster bild, och för Visingsöakviferen, fall 3 höger bild.

Den beräknade energiverkningsgraden  $\eta_E$  ges i tabell 8.7.2. Uttagen och inmatad energi har beräknats ur temperaturskillnaden mellan vattnets temperatur och akviferens ostörda temperatur (38, 12 och 11°C i fall 1, 2 respektive 3).

		år				
		1	2	3	4	5
Fall	1a	0.78	0.83	0.85	0.86	0.87
	1b	0.80	0.84	0.86	0.87	0.88
	2a	0.82	0.86	0.87	0.88	0.89
	2b	0.84	0.87	0.89	0.90	0.90
	3a	0.74	0.79	0.81	0.83	0.84
	3b	0.78	0.83	0.85	0.86	0.87

Tabell 8.7.2. Beräknade energiverkningsgrader  $\eta_E$ .

#### Kommentarer

Energiverkningsgraden ökar enligt tabell 8.7.2 i alla sex fallen med cirka tio procentenheter från första till femte årscykeln.

Att variera temperaturnivån på det inmatade vattnet är en fråga om ren skalning av de redan erhållna resultaten. Sådana skillnader i temperaturnivå kommer därför ej att påverka akviferens effektivitet.

Variationer i pumphastigheten, och därigenom i mängden inmatat vatten, inverkar främst genom att denna mängd kommer att bestämma storleken på den termiska volymen. De relativa förlusterna från ett stort lager är mindre än de från ett litet varför en stor vattenmängd medför en högre effektivitet. Akviferens form och värmeledningsförmågan i och omkring akviferen har också betydelse för förlusterna.

Vid en jämförelse av de tre studerade akvifererna finner man att Alnarpsdalen (fall 2) klarar sig bäst. Det beror främst på att den har den lägsta värmeledningsförmågan. Den något lägre effektiviteten för Visingsöformationen (fall 3) beror på att den termiska volymen har en mindre lämplig form. Laddning enligt 3a, dvs med 10 l/s under 3 månader, ger en termisk radie på 22 meter vilket skall jämföras med tjockleken 100 meter. Det skånska sandstensskiktet (fall 1) klarar sig trots sitt höga  $\lambda$  (4.0 W/mK) bättre än fall 3 på grund av lämpligare form.

### Egenkonvektion

De givna resultaten är baserade på en förenkling av grundvattenflödet kring brunnen. Vi har antagit att flödet är perfekt horisontellt och riktat i radiell led.

Densitetsskillnaderna mellan varmt och kallt vatten kommer att störa denna enkla strömbild. En ursprungligen vertikal termisk front i akviferen kommer efter hand att kantra. Det varma vattnet tenderar att flyta upp och lägga sig i akviferens övre del. Man kan få en utskjutande varmtunga i akviferens övre del. Detta leder till en större yta mellan varma och kalla delar. Om denna effekt är alltför kraftig kan man ej utnyttja akviferen för värmelagring. Värmeförlusterna blir för stora.

Denna frontkantring behandlas i avsnitt 8.5. Formel (8.5.6) anger en karakteristisk kantringstid  $t_b$ . På tiden  $t_b$  har fronten kantrat till cirka  $45^\circ$ .

I de tre fallen anges transmissiviteten  $T_t = K \cdot H$  i figurerna 8.7.1-3. Permeabiliteten  $k$  är enligt (8.1.8) lika med  $\mu \cdot K / (\rho g) = 10^{-7} K$  om man tar viskositeten vid  $20^\circ\text{C}$ . Permeabiliteten  $k$  blir då i de tre fallen 1, 2 och 3  $2.5 \cdot 10^{-12}$ ,  $12.5 \cdot 10^{-12}$  respektive  $0.5 \cdot 10^{-12}$  ( $\text{m}^2$ ). I tabell 8.7.3 anges  $t_b$  för de sex alternativen ( $\kappa = 1$ ).

	$T_0$ ( $^\circ\text{C}$ )	$T_1$ ( $^\circ\text{C}$ )	$n$ (-)	$t_b$
Fall 1a	38	90	1.00	136 dagar
Fall 1b	38	70	2.03	275 dagar
Fall 2a	11	90	1.28	37 dagar
Fall 2b	11	70	2.17	64 dagar
Fall 3a	12	90	1.28	5 år
Fall 3b	12	60	2.80	11 år

Tabell 8.7.3. Karakteristisk kantringstid  $t_b$  enligt (8.5.6).

Den karakteristiska kantringstiden  $t_b$  får ej vara alltför liten jämfört med tidsskalan för lagringen. I fall 3 får vi en kantringstid på flera år. Detta innebär att effekten av egenkonvektion är försumbar. Vårt antagande med linjärt flöde är mycket välgrundat. I fall 1 kommer

vi att få en relativt måttlig egenkonvektion och en kantring av temperaturfronten. I fall 2 a får vi en så pass kort kantringstid att man bör studera de termiska stratifieringsproblemen mer detaljerat innan mer precisa bedömningar av systemet kan göras. I fall 2b med den lägre injektionstemperaturen  $T_1 = 70^{\circ}\text{C}$  får man räkna med en viss ökning av värmeförlusterna och en lägre temperatur på det upptagna vattnet p g a den relativt kraftiga egenkonvektionen

### Sammanfattning

Sammanfattningsvis kan sägas att de studerade fallen för säsongslagring av värme ter sig mycket lovande ur termisk synpunkt. Det är möjligt att återvinna mellan 70 och 90% av den inmatade energin. Vid ett konstant vattenuttag under tre månader tar det mellan 1.5 och 2 månader innan temperaturen har sjunkit från inmatningsvärdet  $90^{\circ}\text{C}$  till  $80^{\circ}\text{C}$ . I slutet av uttagsperioden är temperaturen fortfarande högre än  $60^{\circ}\text{C}$ .

Egenkonvektion kan vara ett problem vid värmelagring i akviferer. De studerade fallen har så låg permeabilitet att detta icke är något problem utom i fall 2 (Alnarpsdalen). Vid den lägre inmatningstemperaturen ( $70^{\circ}$ ) bör även detta fall fungera ur termohydraulisk synpunkt. Vill man använda den högre inmatningstemperaturen ( $90^{\circ}$ ) blir problemen större. För att avgöra även dessa fall fungerar tillfredsställande måste mer detaljerade studier göras.

Dessa bedömningar baserar sig på antagandet att akvifererna är homogena. Man måste genom fältundersökningar undersöka om detta antagande gäller.

#### 8.7.2 Geotermalformation - Malmö

Akviferer på stora djup - geotermalformationer - kan utnyttjas för värmelagring vid temperaturer över  $100^{\circ}\text{C}$ . I Malmöregionen finns två intressanta formationer: campan på cirka 800 till 950 meters djup och cenoman på cirka 1400 till 1460 meters djup.

Akvifererna har förutsatts vara homogena. Beräkningsmodellen för ett brunnspår enligt figur 8.0.1 användes. Temperaturberäkningar har gjorts för fall då de två brunnarna influerar varandra termiskt och för fall då lagringsbrunnen är termiskt opåverkad av den andra brunnen. I det se-

nare fallet kan den enklare cylindersymmetriska modellversionen användas.

Studien har gjorts på uppdrag av Malmö Energiverk. Den har skett i samarbete med professor Leif Bjelm, Geologi LTH och Mats Lundström, ÅF, Malmö.

### Beräkningsförutsättningar

Egenkonvektion försummas. Detta antagande diskuteras närmare nedan. Akviferen antas ha den konstanta tjockleken  $H$ . De angränsande under- och överliggande skikten är impermeabla. Antagandet att akviferen är homogen är väsentligt. En skiktad akvifer av den typ som behandlas i avsnitt 8.7.5 kan ge ett akvifervärmelager med klart sämre prestanda. Akviferen har stor horisontell utsträckning. Naturliga grundvattenflöden förutsätts vara försumbara. Akviferen ligger på så stort djup att all påverkan från markytan är försumbar. Den naturliga temperaturen på akviferens djup är  $T_0$ . I de två aktuella fallen gäller:

$$\begin{aligned} T_0 &= 25^{\circ}\text{C} && \text{campan} \\ T_0 &= 50^{\circ}\text{C} && \text{cenoman} \end{aligned}$$

För båda fallen antas en akvifertjocklek  $H = 60$  m. I campanfallet kan eventuellt större mäktigheter upp till  $H = 150$  m utnyttjas. Resultaten blir då gynnsammare än de nedan angivna.

Värmeledningsförmåga och värmekapacitet antas vara:

$$\begin{aligned} \lambda_c &= 2.8 \text{ W/mK} & C_c &= 2.3 \text{ MJ/m}^3\text{K} && (\text{överliggande skikt}) \\ \lambda &= 2.3 \text{ W/mK} & C &= 2.5 \text{ MJ/m}^3\text{K} && (\text{akvifer}) \\ \lambda_b &= 2.3 \text{ W/mK} & C_b &= 2.5 \text{ MJ/m}^3\text{K} && (\text{underliggande skikt}) \end{aligned}$$

Det salta geotermalvattnets värmekapacitet är  $C_w = 3.8 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ .

Pumpstrategin är relativt enkel. Inlagring sker med konstant pumpflöde  $Q_w$  under fyra månader. Efter två månader påbörjas en fyramånadersperiod med konstant uttag -  $Q_w$ :

$$\text{Pumpflöde} = \begin{cases} +Q_w & 0 < t < 4 \text{ mån} & \text{inmatning} \\ 0 & 4 < t < 6 \text{ mån} & \text{lagring} \\ -Q_w & 6 < t < 10 \text{ mån} & \text{uttag} \\ 0 & 10 < t < 12 \text{ mån} & \text{viloperiod} \end{cases}$$

Förloppet upprepas periodiskt år efter år. För varje brunn antas ett pumpflöde på 90 l/s:

$$Q_w = \pm 90 \text{ l/s} \quad (\text{för en brunn})$$

Fluktuationer i pumpflödet är av sekundär betydelse. Det avgörande är medelpumpflödet eller totala inmatade och uttagna vattenmängder.

Låt  $T_{in}$  vara temperaturen på det vatten som tillföres brunnarna, och  $T_{ut}$  temperaturen på vattnet från brunnarna. Under inlagring tillföres lagringsbrunnarna vatten med temperaturen  $T_{in}$ , medan temperaturen  $T_{ut}$  erhålles vid returbrunnarna. Under värmeuttag tillföres returbrunnarna vatten med temperaturen  $T_{in}$ , medan  $T_{ut}$  anger temperaturen på vattnet från lagringsbrunnarna. För  $T_{in}$  antages följande värden:

$$T_{in} = 115^{\circ}\text{C} \quad (\text{till lagringsbrunnarna vid inmatning, } 0 < t < 4 \text{ mån})$$

$$T_{in} = 85^{\circ}\text{C} \quad (\text{till returbrunnarna vid värmeuttag, } 6 < t < 10 \text{ mån})$$

Temperaturen  $T_{ut}$  erhålles från datormodellen.

Inlagringen första året skiljer sig från de följande åren. Under första cykeln erhålles från returbrunnarna temperaturen  $T_0$  (25 eller  $50^{\circ}\text{C}$ ). Under de följande årens inlagring erhålles en temperatur som ligger något under  $85^{\circ}\text{C}$ . Värmetillförseln under första året blir därför betydligt större än under de följande åren.

Ett brunnspår med lagringsbrunn och returbrunn omsätter en vattenvolym

$V_w$ :

$$V_w = 0.090 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365 / 3 = 946\,000 \text{ m}^3$$

Den termiska radien  $R_T$  blir enligt (8.1.31) då 87 m. Värmelagringen sker mellan nivåerna  $115^{\circ}\text{C}$  och  $85^{\circ}\text{C}$ . Motsvarande värmemängd blir:

$$V_w \cdot (115 - 85) \cdot C_w = 946000 \cdot 30 \cdot 3.8 \cdot 10^6 \text{ J} \approx 30 \text{ GWh}$$

Varje brunnspår får en nominell lagringskapacitet på 30 GWh. Den verkliga mängden lagrad värme skiljer sig något från detta värde på grund av värmeförlusterna. För att lagra runt 250 GWh krävs ett system med 8 brunnspår.

Brunnarnas inbördes placering är en viktig fråga. Ett alternativ är att brunnarna ligger så långt från varandra att de ej påverkar varandra termiskt. Med data enligt ovan kräver detta brunnsavstånd på minst 200 m. Detta gränsavstånd är ej särskilt precist. Man får enligt (8.1.43') ingen termisk influens alls om avståndet är större än 200 m. Vid ett avstånd på 150 m är influensen tämligen liten.

I beräkningsfallen 1-4 antas att brunnarna har ett inbördes avstånd som är större än denna gräns på 200 m. Kring varje brunn får man då ett rent cylindersymmetriskt temperaturförlopp. Alla lagrings- och returbrunnar får samma dimensionslösa temperaturförlopp. Detta fall utan influens mellan brunnar är ur värmeförlustsynpunkt det minst gynnsamma, eftersom det uppvärmda området kring allabrunnar exponeras mot den kalla omgivningstemperaturen  $T_0$ . Vid termisk influens mellan brunnar minskar exponeringen mot  $T_0$ .

Antag nu som ett andra alternativ att 8 stycken lagringsbrunnar placeras tämligen nära varandra; låt oss säga med inbördes avstånd runt 50 m. De 8 returbrunnarna antas också samlade till en grupp. Vidare antages att avståndet mellan gruppen av lagringsbrunnar och gruppen av returbrunnar är så stort att de två grupperna ej påverkar varandra termiskt. Erforderligt avstånd blir i det aktuella fallet minst  $\sqrt{8} \cdot 200 \approx 500$  m. De åtta lagringsbrunnarna fungerar i huvudsak på samma sätt som en enskild lagringsbrunn med åtta gånger så stort pumpflöde. Detsamma gäller för returbrunnarna. Det sammanlagda pumpflödet blir

$$Q_w = 8 \cdot 90 = 720 \text{ l/s}$$

Fall 5-8 behandlar detta brunssystem.



Fall 9 avser en längre lagringsperiod från år 1 till år 3. I fall 10 studeras den termiska influensen för ett brunnspar som funktion av avståndet mellan lagringsbrunn och returbrunn.

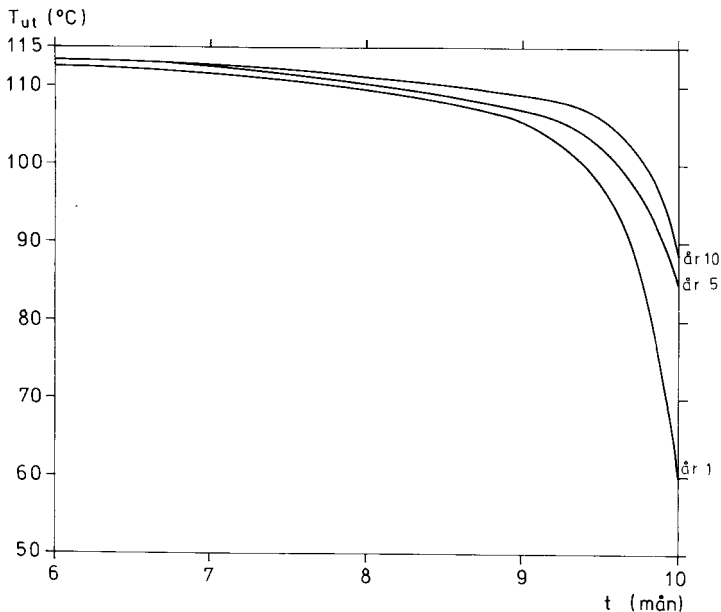
### Beräkningsresultat

Fall 1. Grundfall för en brunn.

$$Q_w = 90 \text{ l/s} \quad T_{in} = 115^\circ\text{C} \quad T_o = 25^\circ\text{C}$$

Beräkningen avser en enskild lagringsbrunn i campanformationen. Avståndet till övriga brunnar är större än 200 m så att den termiska influensen från andra brunnar kan försummas.

Figur 8.7.11 visar beräknad temperatur  $T_{ut}$  på vattnet från brunnen under uttagsperioden år 1, 5 och 10. Värmeförlusten är relativt liten. Under uttagsperiodens sista veckor sker ett kraftigt temperaturfall då man får tillbaka vattnet från den termiska fronten i radiell led. År 10 ligger  $T_{ut}$  över  $110^\circ\text{C}$  under 2 mån. Efter 3 månader har  $T_{ut}$  sjunkit till  $109^\circ\text{C}$ . Mellan år 1 och år 10 sker en ökning av  $T_{ut}$  med  $1^\circ\text{C}$  för  $t = 6$  mån och med  $9^\circ\text{C}$  för  $t = 9.5$  mån.



Figur 8.7.11. Uttagstemperatur för fall 1. Enskild lagringsbrunn i campanformationen.

Fall 1-4. Enskild brunn med olika temperaturnivåer

$$Q_w = 90 \text{ l/s}$$

$$\text{Fall 1. } T_{in} = 115^{\circ}\text{C} \quad T_o = 25^{\circ}\text{C} \quad (\text{lagringsbrunn})$$

$$\text{Fall 2. } T_{in} = 85^{\circ}\text{C} \quad T_o = 25^{\circ}\text{C} \quad (\text{returbrunn})$$

$$\text{Fall 3. } T_{in} = 115^{\circ}\text{C} \quad T_o = 50^{\circ}\text{C}$$

$$\text{Fall 4. } T_{in} = 85^{\circ}\text{C} \quad T_o = 50^{\circ}\text{C}$$

Dessa fyra fall ger i datormodellen samma temperaturförlopp för den dimensionslösa temperaturen  $(T - T_o)/(T_{in} - T_o)$ . Uttagstemperaturen för t ex år 10 blir från figur 8.7.11 med temperaturskalning:

Fall 1	t (mån)	6	8	9	9.5	lagringsbrunn
år 10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	113	111	109	106	campan
Fall 2	t (mån)	6	8	9	9.5	returbrunn
år 10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	84	82	81	79	cenoman
Fall 3	t (mån)	6	8	9	9.5	lagringsbrunn
år 10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	114	112	110	108	campan
Fall 4	t (mån)	6	8	9	9.5	returbrunn
år 10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	84	83	82	81	cenoman

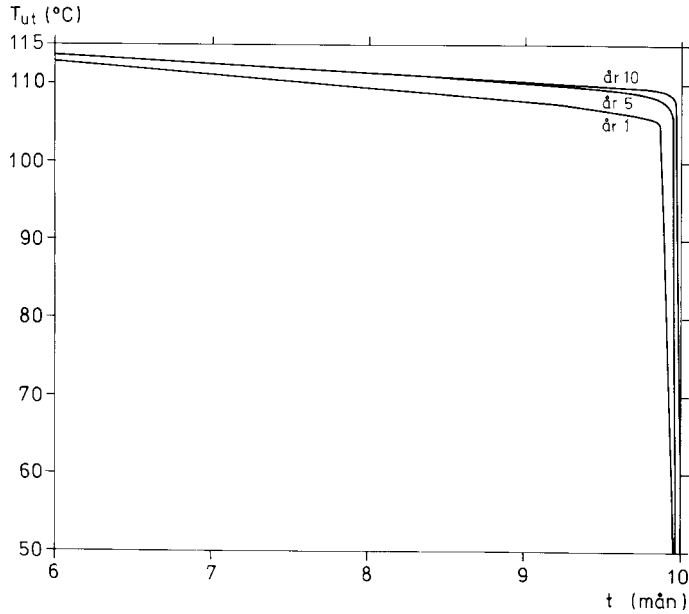
Fall 5. Atta lagringsbrunnar

$$Q_w = 720 \text{ l/s} \quad T_{in} = 115^{\circ}\text{C} \quad T_o = 25^{\circ}\text{C}$$

De åtta lagringsbrunnarna förutsätts ligga relativt nära varandra t ex inom en cirkel med 120 meters radie. De fungerar då väsentligen som en brunn med  $Q_w = 8 \cdot 90 = 720 \text{ l/s}$ . Returbrunnarna antas ligga åtminstone 500 m bort så att de ej påverkar lagringsbrunnarna termiskt.

I figur 8.7.12 visas beräknad temperatur  $T_{ut}$  på vattnet under uttaget för år 1, 5 och 10. Värmeförlusten är mycket liten. Under år 10 ligger  $T_{ut}$

över  $110^{\circ}\text{C}$  frånsett de två sista veckorna. Skillnaden mellan år 5 och år 10 är obetydlig.



Figur 8.7.12. Uttagstemperatur för fall 5. Åtta samlade lagringsbrunnar i campanformationen.

Fall 5-8. Åtta samlade lagringsbrunnar med olika temperaturnivåer

Fall 5.	$T_{in} = 115^{\circ}\text{C}$	$T_o = 25^{\circ}\text{C}$
Fall 6.	$T_{in} = 85^{\circ}\text{C}$	$T_o = 25^{\circ}\text{C}$
Fall 7.	$T_{in} = 115^{\circ}\text{C}$	$T_o = 50^{\circ}\text{C}$
Fall 8.	$T_{in} = 85^{\circ}\text{C}$	$T_o = 50^{\circ}\text{C}$

Dessa fyra fall ger såsom ovan för fall 1-4 samma temperaturförlopp med temperaturskalning.

Uttagstemperaturen för år 5 till 10 blir från figur 8.7.12 med temperaturskalning:

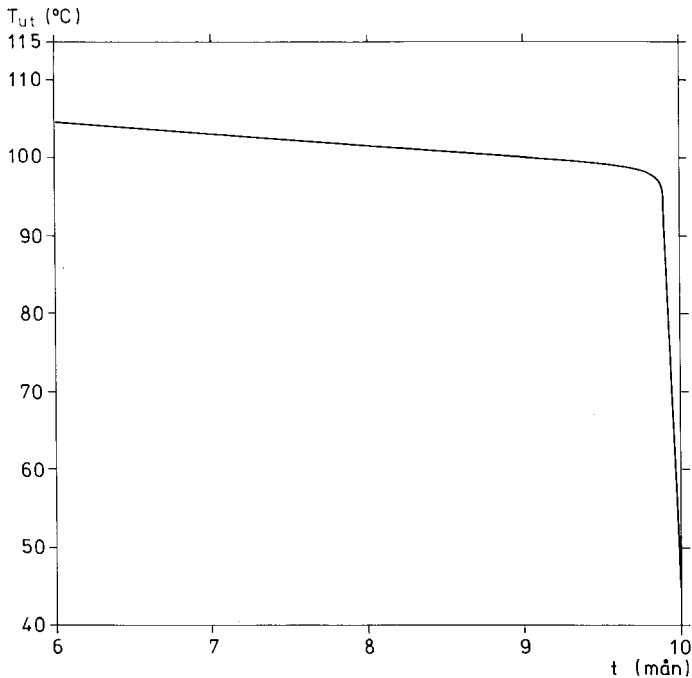
Fall 5	t (mån)	6	8	9	9.5	lagringsbrunnar
år 5-10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	113	112	111	110	campan
Fall 6	t (mån)	6	8	9	9.5	returbrunnar
år 5-10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	84	83	82	81	campan
Fall 7	t (mån)	6	8	9	9.5	lagringsbrunnar
år 5-10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	114	113	112	111	cenoman
Fall 8	t (mån)	6	8	9	9.5	returbrunnar
år 5-10	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	84	83	83	82	cenoman

Fall 9. Lagring från år 1 till år 3

$$Q_w = 720 \text{ l/s} \quad T_{in} = 115^{\circ}\text{C} \quad T_o = 25^{\circ}\text{C}$$

Detta beräkningsfall är samma som fall 5 med den skillnaden att värme lagras under en längre period på några år. Under år 1 inlagras värme som tidigare för  $0 < t < 4$  mån. Uttagstemperaturen, om vattnet skulle tas upp samma år för  $6 < t < 10$  mån, visas av kurvan "år 1" i figur 8.7.12. Värmen lagras nu fram till år 3, då uttag sker under  $6 < t < 10$  mån. Man har således en lagringsperiod från månad 5 år 1 till månad 6 år 3. I figur 8.7.13 visas uttagstemperaturen under uttaget år 3 för detta fall. Under uttagets 3 första månader faller  $T_{ut}$  från  $105^{\circ}\text{C}$  till  $100^{\circ}\text{C}$ . Under den sista uttagsveckan kommer det kraftiga temperaturfallet.

Detta exempel visar att även lagring under flera år kan vara rimlig.



Figur 8.7.13. Uttagstemperatur för fall 3. Värmelagring från år 1 till år 3. Åtta samlade lagringsbrunnar i campanformationen.

Fall 10. Lagringsbrunn och returbrunn som influerar varandra.

$$Q_w = 90 \text{ l/s} \quad T_o = 25^\circ\text{C} \quad T_{in} = 115^\circ\text{C} \quad \text{lagringsbrunn}$$

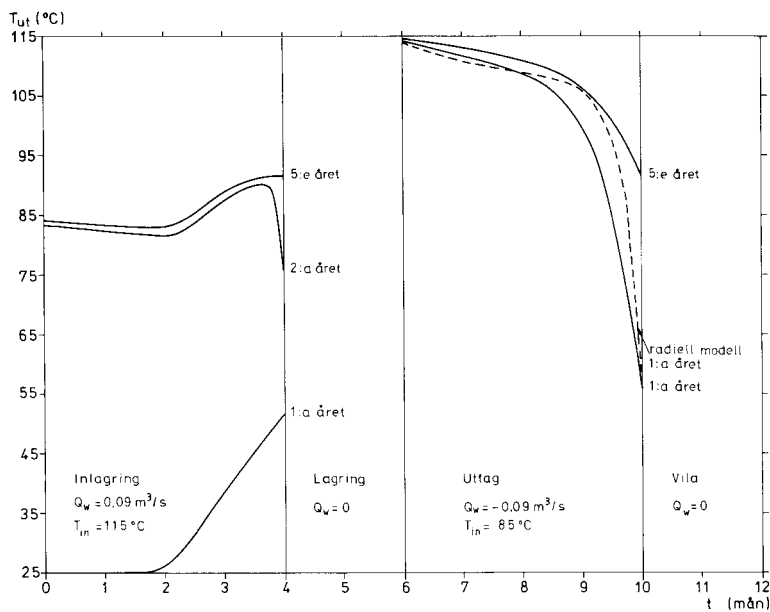
$$T_{in} = 85^\circ\text{C} \quad \text{returbrunn}$$

Avståndet  $L$  mellan brunnarna är 120, 150 och 180 m.

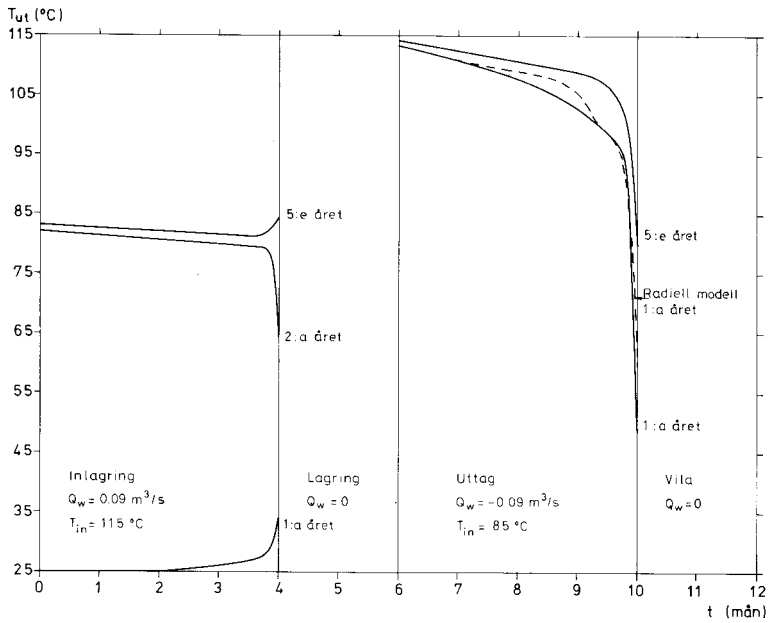
Figurerna 8.7.14-16 visar  $T_{ut}$  för de tre brunnsavstånden. Temperaturen  $T_{ut}$  på upptaget vatten visas för år 1, 2 och 5. Under inlagringsperioden  $0 < t < 4$  mån matas 115-gradigt vatten ner genom lagringsbrunnen. Ur returbrunnen erhålles  $T_{ut}$  enligt figur. I början av första året är  $T_{ut}$  förstås lika med  $25^\circ\text{C}$ . Efter ca 2 månader börjar man enligt figur 8.7.14 få in en del varmt vatten för det kortaste avståndet  $L = 120$  m. Detta brunnsavstånd måste därför anses vara för litet.

Under lagringsperioden utan pumpning,  $Q_w = 0$ , har man inget värde för  $T_{ut}$ .

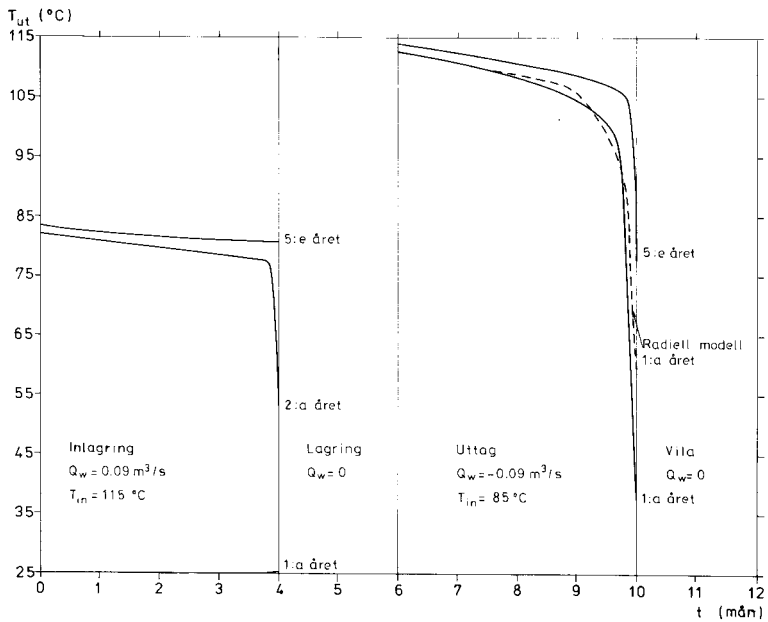
Under uttagsperioden  $6 < t < 10$  mån anger  $T_{ut}$  temperaturen på vattnet från lagringsbrunnen. Till returbrunnen matas då vatten med temperaturen  $85^{\circ}\text{C}$ .



Figur 8.7.14. Uttagstemperatur för brunnspar enligt fall 10 med brunnsavståndet 120 m. Under  $0 < t < 4$  mån ges temperaturen från returbrunnen och under  $6 < t < 10$  mån temperaturen från lagringsbrunnen.



Figur 8.7.15. Fall 10 med brunnsavståndet 150 m.



Figur 8.7.16. Fall 10 med brunnsavståndet 180 m.

Den streckade kurvan i figurerna anger uttagstemperaturen för första året, då lagringsbrunnen behandlas med den radiella modellen. Uttagstemperaturen ges då av fall 1, figur 8.7.11. Skillnaden mot heldragen kurva (1:a året) är ett mått på influensen mellan brunnar. Vi ser att denna minskar, då avståndet  $L$  ökar.

Genombrottstiden  $t_{bt}$  blir enligt (8.1.37) för brunnsavståndet  $L = 150$  m lika med 3.93 månader. Den är då väsentligen lika med injektionstiden  $t_i$  på fyra månader. Kriteriet (8.1.42),  $t_i \lesssim t_{bt}$ , för att undvika termiskt genomslag belyses i de tre figurerna 8.7.14-16. I figur 8.7.15 ligger man på kriteriegränsen, varvid man får ett termiskt genomslag under de sista veckorna av inmatningsperioden och av uttagsperioden. I figur 8.7.14 ( $L = 120$  m) ligger man klart under gränsen och får ett kraftigt termiskt genomslag efter 2 till 3 månader. I figur 8.7.17 ( $L = 180$  m) har man inget termiskt genomslag. Den termiska influensen är liten. Kriteriet (8.1.43') för att kunna betrakta lagringsbrunnen som helt ostörd blir  $L \geq 210$  m. Figur 8.7.16 visar att fallet  $L = 180$  m ger ringa influens.

#### Inhomogeniteter, impermeabla skikt

Beräkningarna ovan förutsätter att akviferen är homogen. Cenomanformationen bedöms vara tämligen homogen, medan campanformationen består av varvade skikt med permeabel sand och impermeabel lera. Om lerskiktens tjocklek ligger under låt oss säga en meter, bör effekten av skiktningen bli obetydlig. Resultaten ovan gäller i stort fortfarande. Om å andra sidan lerskikten har en tjocklek på låt oss säga fyra meter och mer, får man en klar försämring av akviferlagrets prestanda. Exempel på detta ges i avsnitt 8.7.5. För att göra termiska prognoser måste man ha en någorlunda klar bild av skiktningen i akviferen och av de olika skiktens transmissiviteter. De ytterligt goda resultaten ovan gäller för en homogen akvifer.

#### Egenkonvektion. Frontkantring

Då varmt vatten pumpas in i en akvifer från en vertikal brunn får man till en början ett cylinderformat varmt område runt brunnen. Cylinderradien ökar med ökande inmatning av varmt vatten. Temperaturfronten mellan varmt och kallt grundvatten blir vertikal. På grund av att det varma



vattnet är lättare än det kalla får man en egenkonvektion. Varmt grundvatten tenderar att flyta uppåt och kallt vatten nedåt. Den ursprungliga vertikala fronten kantror. Vid kraftig frontkantring flyter varmt vatten upp och lägger sig som ett tunt skikt i akviferens översta del. Härigenom får man en stor exponering av det varma vattnet mot den kalla omgivningen. Detta kan leda till oacceptabelt stora värmeförluster.

Då en viss frontkantring skett får man i akviferens övre del en zon med varmare vatten. Detta vatten har lägre viskositet än det kalla vattnet i akviferens undre del. Vid inlagring av varmt vatten medför detta att frontkantringen kan förstärkas kraftigt.

Dessa frontkantringsproblem har studerats ingående i referens 28. Resultat av dessa studier redovisas i avsnitt 8.5.

De aktuella akviferernas hydrauliska konduktiviteter är något osäkra, eftersom säkra data kräver en direkt brunnstest. Beräkningar har därför utförts för tre värden:

$$K = 5 \cdot 10^{-5}, \quad 1.67 \cdot 10^{-5}, \quad 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s} \quad (\text{vid } 10^{\circ}\text{C})$$

Det lägsta värdet, vilket ur termohydraulisk synpunkt är mest gynnsamt, bedöms av professor Bjelm vara det troligaste värdet.

Figur 8.7.17 visar beräknad frontkantring, dvs frontens lutning i grader mot vertikal riktning, för sex fall enligt följande:

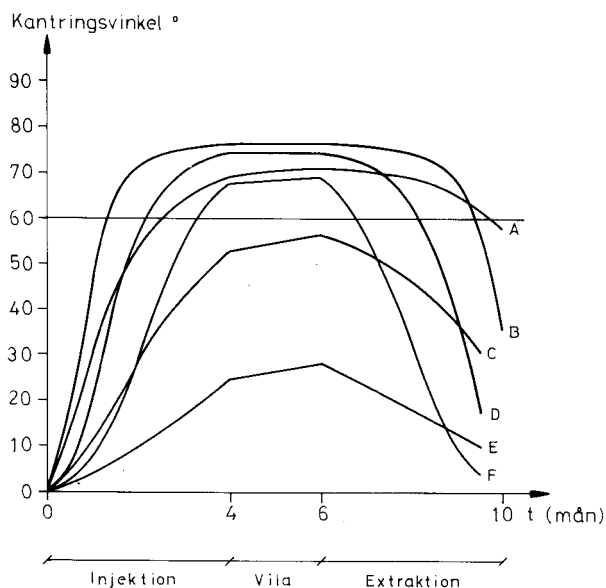
$$A, C, E \quad \text{Fall 1 ovan, } Q_w = 90 \text{ l/s}$$

$$B, D, F \quad \text{Fall 5 ovan, } Q_w = 720 \text{ l/s.}$$

$$A, B: K = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$

$$C, D: K = 1.67 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$

$$E, F: K = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$



Figur 8.7.17. Kantning av den termiska fronten för fall A-F med data enligt ovan.

Frontkantningen blir kraftig i fall B, D och F samt i fall A. Beräkningsmodellen är mindre exakt för kantningsvinklar över  $60^{\circ}$ .

Diagrammen visar på en mycket kraftig frontkantning vid den högsta permeabiliteten ( $K = 5 \cdot 10^{-5}$  m/s). I detta fall finns en risk för oacceptabelt stora värmeförluster.

Vid den lägsta permeabiliteten ( $K = 0.5 \cdot 10^{-5}$  m/s) är frontkantningen måttlig eller ringa. I detta fall bedöms frontkantningen endast ge upphov till en måttlig eller ringa ökning av värmeförlusterna.

Det är av stor betydelse för bedömningen av termohydrauliskt beteende att man får någorlunda säkra data rörande akviferens permeabilitet. Detta kräver direkta fältförsök.

Frontkantningen kan motverkas på olika sätt. En svårbedömbart faktor är skiktning av akviferen. Denna bör leda till en mycket kraftig minskning av egenkonvektionen. Problemet är att det är besvärligt eller kanske

praktiskt ogörligt att få tillräckligt detaljerad kunskap om akviferens uppbyggnad och om lokala permeabiliteter. Om den vertikala permeabiliteten minskar med t ex en faktor 10, så minskar egenkonvektionen med faktorn  $\sqrt{10}$ .

Effekten av frontkantring kan motverkas genom selektivt uttag av vatten. Under uttagsperioden pumpas då vatten enbart från en övre del av brunnen. Kallare vatten i akviferens undre del undviks härigenom.

Effekten av frontkantringen kan också motverkas genom olika system av influerande brunnar. För en enskild brunn verkar frontkantringen mellan temperaturnivåerna 115°C och 25°C. För att undvika denna maximala temperaturdifferens kan man ha en inre region med varma lagringsbrunnar och en yttre krans av returbrunnar. Detta ger en front mellan 115°C och 85°C samt en yttre front mellan 85°C och 25°C. Härigenom reduceras frontkantringen högst avsevärt. Nackdelen är att brunnssystemet blir mer komplicerat.

#### Sammanfattning

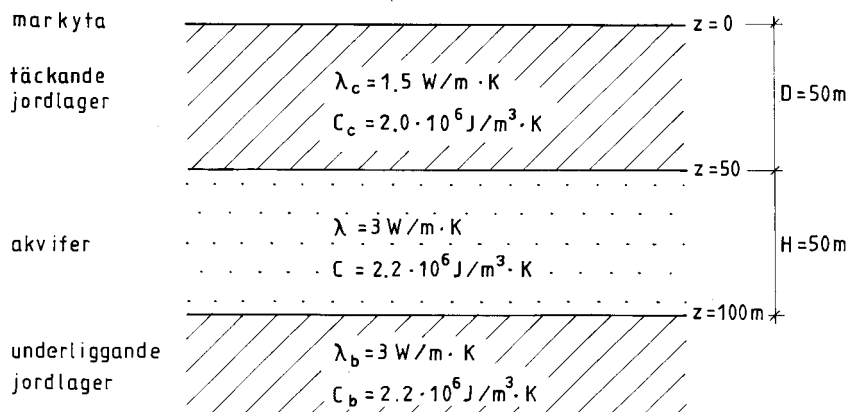
Analyserna ovan visar att akvifervärmelager av den studerade typen har mycket goda termiska prestanda. En förutsättning för dessa goda resultat är att akviferens permeabilitet är så låg att egenkonvektionen inte blir kraftig. Den andra och viktigaste förutsättningen är att akviferen är homogen. En skiktning med impermeabla skikt med tjocklekar på några meter leder till en klar försämring av lagrets termiska prestanda. Se avsnitt 8.7.5.

#### 8.7.3 Centrumbrunn och yttre krans av brunnar - Jönköping

Det här studerade akvifervärmelagret utnyttjar en centrumbrunn, kring vilken värmelagringen sker, och en krans av returbrunnar enligt figur 8.7.19. Den aktuella akviferen ligger vid Munksjö AB i Jönköping. Tanken är att lagra runt 20 GWh spillvärme från sommar till vinter. Studien har gjorts i samarbete med VIAK AB (Peter Englöv m fl).

### Beräkningsförutsättningar

Visingsösandstenens grundvattenmagasin utnyttjas. Akviferen har en tjocklek på minst 50 m. Det täckande jordlagrets tjocklek är 50 m. Uppskattade termiska data visas i figur 8.7.18.



Figur 8.7.18. Visingsösandstensakviferen i Jönköping med uppskattade termiska data.

Akviferen antas vara homogen. De angränsande underliggande och överliggande jordlagren förutsätts vara impermeabla. Den regionala grundvattenrörelsen kan försummas.

Den hydrauliska konduktiviteten  $K$  uppskattas till  $0.5 \cdot 10^{-5}$  m/s. Egenkonvektion kan då såsom i föregående avsnitt försummas. I detta fall är dessutom temperaturdifferenserna mindre än i föregående fall vilket ytterligare minskar egenkonvektionen.

De årliga temperaturvariationerna vid markytan påverkar ej akviferen. Vid markytan ansätts därför årsmedelvärdet  $T_0 = 8^\circ\text{C}$ . Den ostörda marken har linjärt ökande temperatur nedåt i marken. Ostörd temperatur mitt i akviferen ( $z = 75$  m) är  $10^\circ\text{C}$ .

Följande lagringscykel användes.

Inmatning i 3 månader, dag 1-91:

$$Q_w = 0.12 \text{ m}_w^3/\text{s} \quad T_{in} = 90^\circ\text{C} \quad (\text{inlagring})$$

Lagring i 3.75 månader, dag 92-205.

Värmeuttag i 1.5 månader, dag 206-251:

$$Q_w = -0.24 \text{ m}_w^3/\text{s} \quad T_{in} = 70^\circ\text{C} \quad (\text{returvatten})$$

Viloperiod i 3.75 månader, dag 251-365.

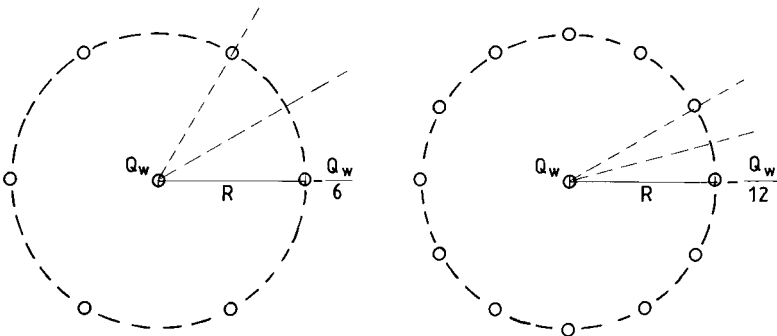
Den omsatta vattenvolymen blir:

$$V_w = 0.12 \cdot \frac{3600 \cdot 24 \cdot 365}{12} \cdot 3 = 0.24 \cdot \frac{3600 \cdot 24 \cdot 365}{12} \cdot 1.5 = 946\,000 \text{ m}_w^3$$

Den nominella energilagringsskapaciteten blir då:

$$Q_e = 4.2 \cdot 10^6 \cdot 946\,000 (90 - 70) = 22 \text{ GWh}$$

De  $N$  returbrunnarna ligger jämt placerade längs en cirkel med radien  $R$ . I figur 8.7.19 visas de två studerade fallen  $N = 6$  och  $N = 12$ . Pumpflödet  $Q_w$  fördelas lika på de  $N$  returbrunnarna. Centrumbrunnen består normalt av  $N$  stycken brunnar, vilka ligger samlade i centrum. Avstånden mellan centrumbrunnarna förutsätts vara små jämfört med radien  $R$ . Dessa kan då för den termiska processen behandlas som en enda brunn.



Figur 8.7.19. Centrumbrunn och en krans av  $N$  stycken returbrunnar.

Grundvattenströmningen  $\bar{q}_w$  erhålles ur den allmänna formeln (8.1.12). Av symmetriskäl behöver man bara studera förloppet i en cirkelsektor med vinkeln  $2\pi/(2N)$  radianer. Se figur 8.7.19. I denna sektor har man nära centrumbrunnen ett radiellt flöde. En av strömlinjerna följer den raka sammanbindningslinjen från centrum till en kransbrunn. För andra vinklar i cirkelsektorn får man en strömlinje som börjar radiellt ut från centrumbrunnen. Strömlinjen böjer efterhand av in mot returbrunnen.

Den konforma avbildningen för denna typ av potentialströmning är relativt lätthanterlig. Datormodellen enligt 8.2 har därför en utvecklad version för detta fall.

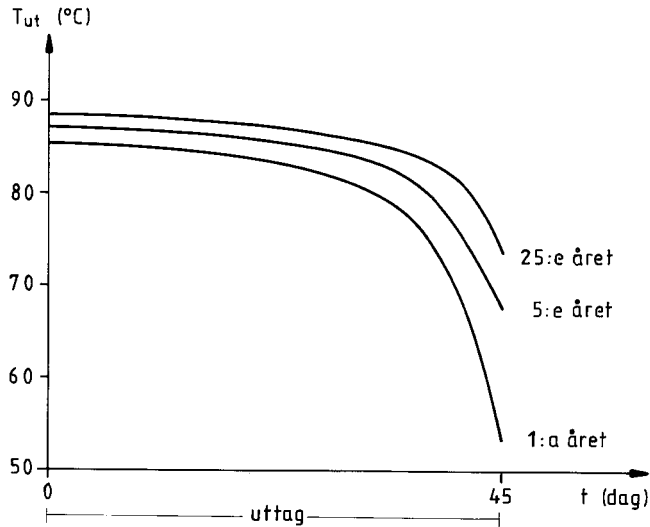
Beräkningen av temperaturförloppet har utförts för det cylindersymmetriska fallet med ostörd centrumbrunn då  $R$  är tillräckligt stort, samt för sex och tolv kransbrunnar, varvid  $R$  har varierats. Slutligen har en beräkning för ett fördubblat system utförts.

#### Ostörd centrumbrunn

Avståndet  $R$  antas vara så stort att returbrunnarna ej termiskt påverkar centrumbrunnen. Den termiska radien  $R_T$  skall då vara klart mindre än  $R$ . Formel (8.1.31) ger:

$$R_T = \sqrt{\frac{4.2}{2.2} \cdot \frac{946000}{\pi \cdot 50}} = 107 \text{ m}$$

I figur 8.7.20 visas den beräknade uttagstemperaturen. Vatten med temperaturen  $90^\circ\text{C}$  har matats in. Returbrunnarna, där temperaturen ligger under  $70^\circ\text{C}$  påverkar här ej förloppet vid lagringsbrunnen. Under det femte året ligger uttagstemperaturen mellan  $87$  och  $85^\circ\text{C}$  under de första 30 dagarna av uttag. I slutet av uttagsperioden efter 45 dygn är temperaturen nere i  $68^\circ\text{C}$ .



Figur 8.7.20 Uttagstemperaturer då centrumbrunnen är termiskt ostörd av kranbrunnarna.

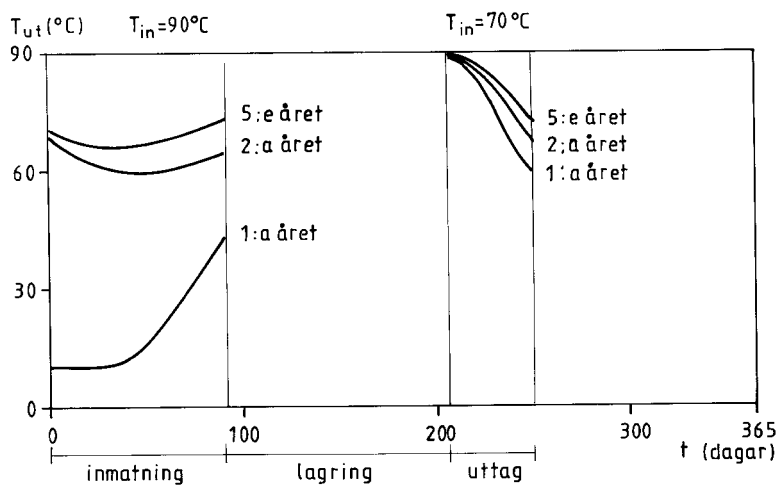
### Sex kranbrunnar

Fallet med sex kranbrunnar visas i vänster bild i figur 8.7.19. Den intressantaste frågan är för de ovan givna förutsättningarna hur man bör välja radien  $R$ . Genombrottstiden  $t_{bt}$  ges av (8.1.38) och (8.1.40) med  $L = R$ . För  $R = 110$  m erhålles:

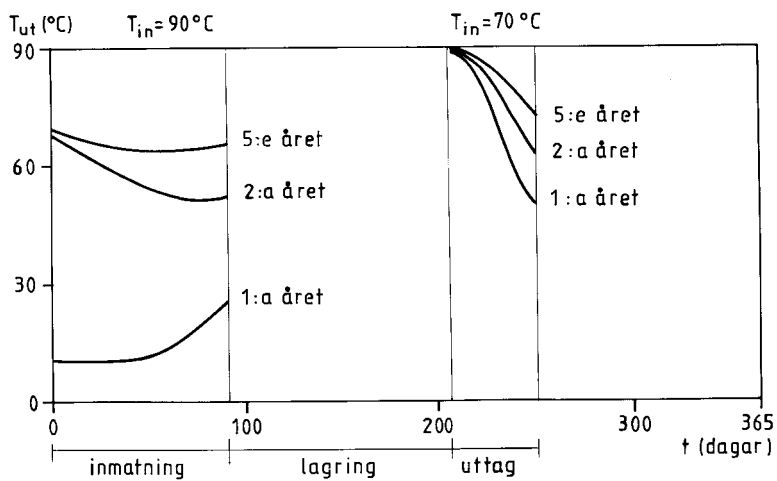
$$t_{bt} = \frac{\pi \cdot 50 \cdot 110^2 \cdot 2.2}{0.12 \cdot 4.2} \cdot \frac{6}{6 + 2} \text{ s} = 72 \text{ dagar}$$

Vi har betraktat injektionsperioden  $t_i = 3$  månader. För uttagsperioden  $t_p = 1.5$  månader är  $Q_w$  dubbelt så stort, varvid genombrottstiden halveras. Vi bör därför få ett visst termiskt genomslag.

Uttagstemperaturen  $T_{ut}$  visas i figurerna 8.7.21-23 för  $R = 110, 130$  respektive  $140$  m. Under inmatningsperioden visas temperaturen från kranbrunnarna, och under uttagsperioden visas temperaturen efter lagringen från centrumbrunnen.

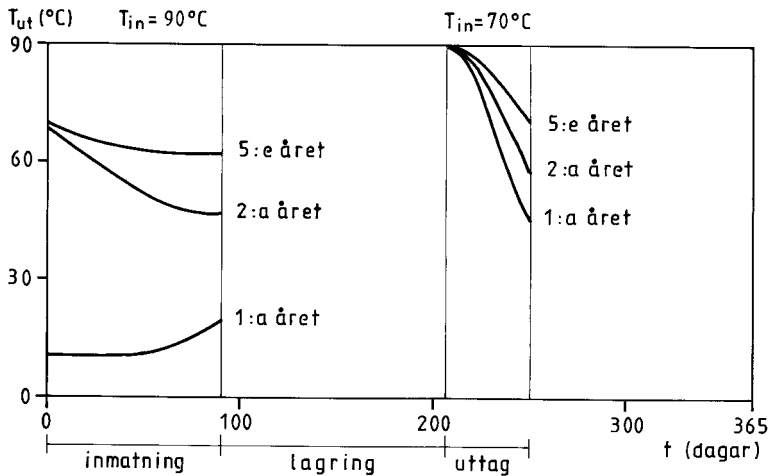


Figur 8.7.21. Uttagstemperatur samt returtemperatur vid inmatning för  $R = 110$  m. Sex brunnar.



Figur 8.7.22. Uttagstemperatur samt returtemperatur vid inmatning för  $R = 130$  m. Sex brunnar.





Figur 8.7.23. Uttagstemperatur samt returtemperatur vid inmatning för  $R = 140$  m. Sex brunnar.

Figurerna visar att man får de högsta uttagstemperaturerna för fallet  $L = 130$  m. Detta är därför en lämplig radie. För detta optimala läge är temperaturen i början av uttaget  $90^{\circ}\text{C}$ . För år 5 är den efter de 45 dagarna  $73^{\circ}\text{C}$ . Temperaturkurvan är tämligen linjär under de 30 sista dagarna av uttagsperioden.

Medeltemperaturen under uttagsperioden blir för de fem första åren för  $R = 130$  m:

år	1	2	3	4	5
$T_{ut,medel}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	71	78	80	82	83

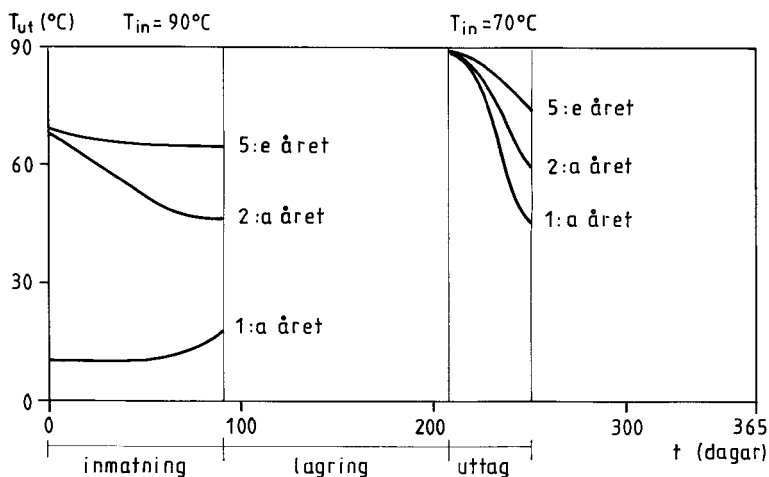
I den föregående beräkningen för en ostörd brunn föll temperaturen ner till  $68^{\circ}\text{C}$  i slutet av den femte uttagsperioden. Då lagringsbrunnen skyddas optimalt av sex kransbrunnar stiger denna temperatur till  $73^{\circ}\text{C}$ . Vinsten är inte så stor. Detta kan verka förvånande. Det beror på att centrumbrunnen visserligen skyddas i radiell led av returbrunnarnas temperatur upp till  $70^{\circ}\text{C}$ . Men uppåt och nedåt är centrumbrunnen lika exponerad som den ostörda brunnen. Vidare finns en nedkylningseffekt från kransbrun-

narna om dessa ligger alltför nära lagerbrunnen.

Exemplet ovan visar som en viktig lärdom att det är tämligen komplicerat att skydda lagervolymen med returvattnets mellantemperaturer. Man kan ej förvänta sig drastiska förbättringar.

### Tolv kransbrunnar

Figur 8.7.24 visar  $T_{ut}$  för fallet med 12 kransbrunnar, då radien är 140 m. Man får en liten förbättring jämfört med fallet med sex kransbrunnar. Denna förbättring är dock så liten att den ej kan motivera den ökade kostnaden för de nya brunnarna.



Figur 8.7.24. Uttagstemperatur samt returtemperatur vid inmatning, då tolv kransbrunnar användes.  $R = 140$  m.

### Fördubblat system

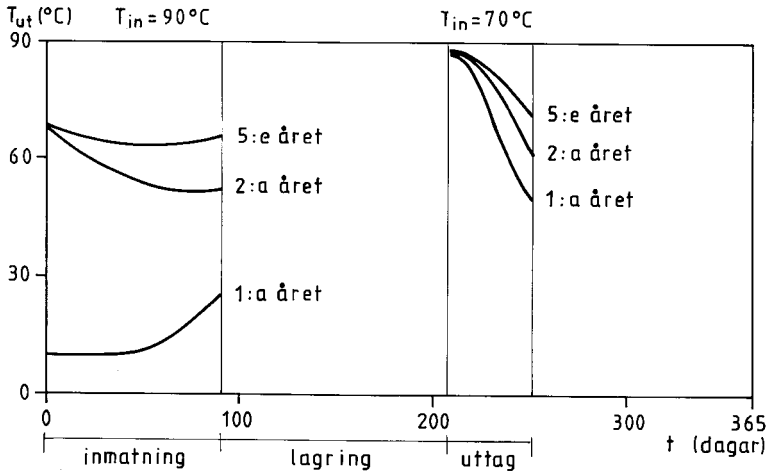
För att fördubbla värmelagrets kapacitet får man öka pumpflödena till det dubbla och öka radien  $R$  med faktorn  $\sqrt{2}$ :

$$Q_w = 0.24 \text{ m}^3/\text{s} \text{ vid inmatning}$$

$$Q_w = -0.48 \text{ m}^3/\text{s} \text{ vid uttag}$$

$$R = \sqrt{2} \cdot 130 = 184 \text{ m}$$

Figur 8.7.25 visar de beräknade uttagstemperaturerna för detta fall (med sex brunnar). Skillnaden jämfört med fallet enligt figur 8.7.23 är obetydlig.



Figur 8.7.25. Uttagtemperatur för fördubblat system ( $R = \sqrt{2} \cdot 130$  m,  $2Q_w$ , sex brunnar).

#### 8.7.4 Sprickakvifer - Landskrona.

Vid kvarteret Tärnan i Landskrona har ett försök med lagring av 1700 m<sup>3</sup> varmt vatten i en kalkstensakvifer genomförts under sensommaren 1980. Försöket varade i 40 dagar. Avsikten var att utvärdera möjligheten att utnyttja akviferen för säsongslagring av varmt vatten, som under vinterhalvåret utgör värmekälla för värmepump. Värmebehovet ges av 9 enfamiljshus.

Lagringssystemet utgörs av två brunnar som penetrerar ett mäktigt grundvattenförande skikt under Landskrona. Akviferen består av sprickig kalksten och kalksandsten med inslag av flintlager. Den är täckt av ett 28 meter tjockt lager av moränlera med låg permeabilitet. Brunnarna når ett djup av 82 meter och är placerade med inbördes avstånd av 40 meter. Överföring av vatten mellan brunn och akvifer sker mellan 32 och 82 meters djup. Brunnarna ingår i ett slutet cirkulationssystem med låg nettokonsumtion av grundvatten. Under sommaren pumpas vatten från den ena brunnen, uppvärms och injekteras i den andra brunnen. Under vintern är cirkulationen omvänd. Den regionala grundvattenflödet är relativt litet.

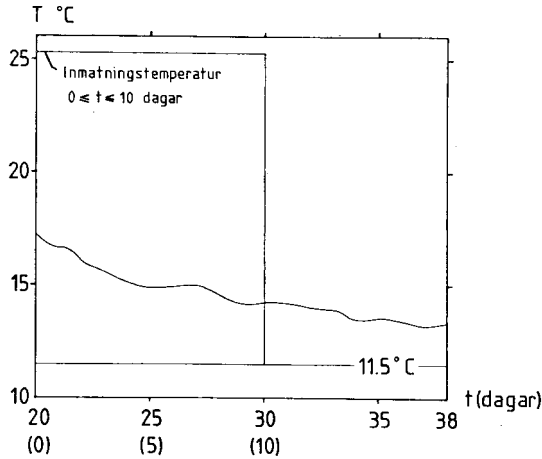
Denna studie har genomförts i samarbete med Christer Gedda, Kjessler och Mannerstråle AB och Leif Bjelm, geoteknologi LTH. Den redovisas i referens 170.

Akviferen består av ett antal skikt med olika transmissiviteter. Den numeriska modellen för en skiktad akvifer användes därför. Vidare användes olika ansatser för dispersion enligt avsnitt 8.1.1.

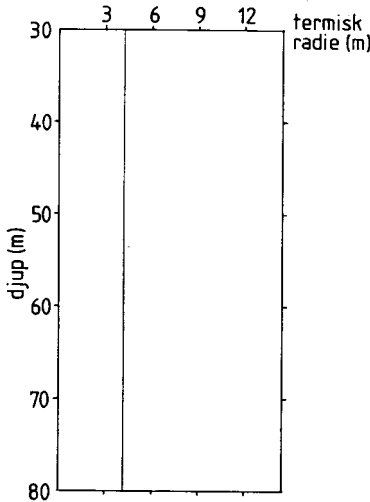
#### Mätresultat

Vid några inledande pumptester uppmättes den relativa vattenföringen för olika skikt i akviferen. Akviferen visade sig vara mycket inhomogen. En stor del av vattenflödet sker i sprickplan.

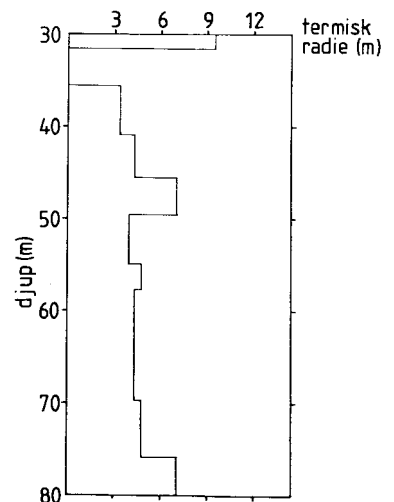
Under lagringsförsöket injekterades  $1700 \text{ m}^3$  vatten med en temperatur av  $25.3^\circ\text{C}$  under 10 dagar i "varm brunn". Efter en 10 dagar lång lagringsperiod pumpades varmt vatten upp ur brunnen under 20 dagar. Uttagstemperaturen visas i figur 8.7.26. Den har sjunkit från  $25.3^\circ\text{C}$  vid laddningsperiodens slut till  $17.2^\circ\text{C}$  vid uttagsperiodens början. Av den injekterade energin hade 29% återvunnits när den upptagna vattenmängden var lika med den injekterade.



Figur 8.7.26. Uppmätt uttagstemperatur. Akviferens ostörda temperatur är  $11.5^\circ\text{C}$ .



Figur 8.7.27. Termisk radie som funktion av djupet för fall A.



Figur 8.7.28. Termisk radie som funktion av djupet för fall B, C och D.

### Beräkningsförutsättningar

Värmetransporten i akviferen har simulerats med en numerisk modell av den typ som beskrivs i avsnitt 8.2. Simuleringen har utförts för det termiskt påverkade området kring den varma brunnen.

Grundvattenflödet antas ske i radiell riktning varvid temperaturförloppet är cylindersymmetriskt. Den avvikelser från cylindersymmetri som regionalt grundvattenflöde och pumpning i den kalla brunnen ger upphov till är av liten betydelse för lagrets termiska prestanda. Egenvektionen är obetydlig i detta fall, eftersom temperaturskillnaden är liten och medelpermeabiliteten i akviferen är låg.

För att någorlunda väl simulera de inhomogeniteter som påvisades under de inledande pumpstesterna har akviferen indelats i nio skikt med olika transmissiviteter.

Vattenströmningen i akviferen är kraftigt inhomogen vilket medför termisk dispersion. Tre olika ansatser görs för att inkludera denna effekt. Se avsnitt 8.1.1. Den effektiva värmeledningsförmågan  $\tilde{\lambda}$  representeras på följande tre sätt:

$$\tilde{\lambda} = \lambda + \lambda_{\text{disp}}$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda + d \cdot q_w \cdot C_w$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda + d^* \cdot q_w^2 \cdot C_w$$

Här är  $\lambda$  värmeledningsförmågan för blandningen av fast material och vatten i vila. Termen  $\lambda_{\text{disp}}$  enligt den första ansatsen anger ett konstant bidrag till den effektiva värmeledningsförmågan. Flödeshastigheten är  $q_w$  ( $\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}$ ), och  $C_w$  är vattnets värmekapacitet. Dispersionsparametrarna  $d$  och  $d^*$  har dimensionen längd respektive tid. Samma effektiva värmeledningsförmåga har använts i strömningens riktning och vinkelrätt mot denna.

Akviferens värmekapacitet är  $2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ . Omgivande skikt har värmeledningsförmågan  $2.5 \text{ w/mK}$  och har en värmekapacitet  $2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ . Begynnelsetemperaturen i området är  $11.5^\circ\text{C}$ . Det injekterade vattnet har temperaturen  $25.3^\circ\text{C}$  efter uppvärmning. Flödes hastigheten vid pumpning är  $2 \text{ l/s}$ . Randvillkoret vid markytan har ingen inverkan på temperaturen i akviferen under de 40 dagar försöket pågår.

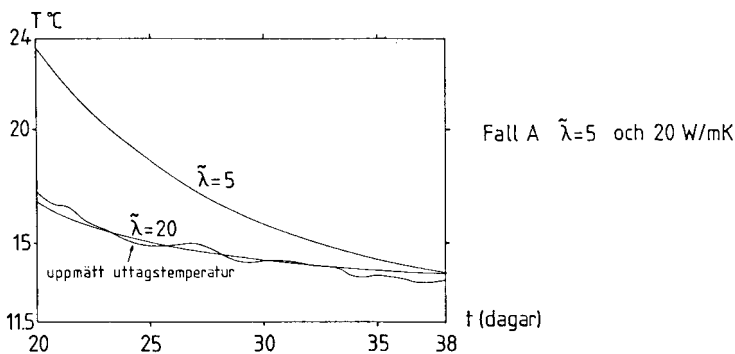
Följande fall har simulerats

- A. Homogen akvifer med en tjocklek på 50 meter och en termisk radie på 4.4 meter. Se figur 8.7.27. Värmeledningsförmågan är konstant under hela lagringscykeln.
- B. Inhomogen skiktad akvifer med en aktiv tjocklek på 46 meter. De olika skiktens termiska radie framgår av figur 8.7.28. Värmeledningsförmågan är konstant under hela lagringscykeln.
- C. Inhomogen skiktad akvifer med en aktiv tjocklek på 46 meter. De olika skiktens termiska radie framgår av figur 8.7.28. Värmeledningsförmågan har en komponent som är proportionell mot vattenflödes hastigheten.
- D. Inhomogen skiktad akvifer med en aktiv tjocklek på 46 meter. De olika skiktens termiska radie framgår av figur 8.7.28. Värmeledningsförmågan har en komponent som är proportionell mot kvadraten av flödes hastigheten.

Den termiska radien för de olika skikten i fall B-D enligt figur 8.7.28 har beräknats med formel 8.1.31. Den effektiva värmeledningsförmågan  $\tilde{\alpha}$  anpassas så att en god överensstämmelse erhålles med den uppmätta uttags-temperaturen

### Resultat

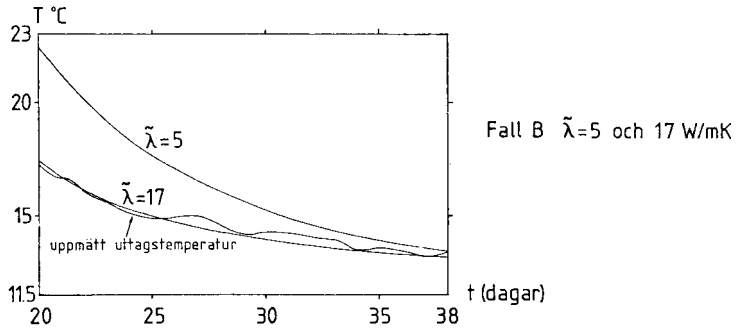
Beräknad uttagstemperatur för fall A med två olika värden på den effektiva värmeledningsförmågan, 5 och 20 W/mK, visas i figur 8.7.29. Exemplet med den låga effektiva värmeledningsförmågan 5 W/mK motsvarar en akvifer med små dispersiva effekter. Den bästa överensstämmelsen med uppmätt uttagstemperatur erhålls då den effektiva värmeledningsförmågan är omkring 20 W/mK. Detta tyder på att flödet är mycket inhomogent.



Figur 8.7.29. Uttagstemperaturen för fall A.

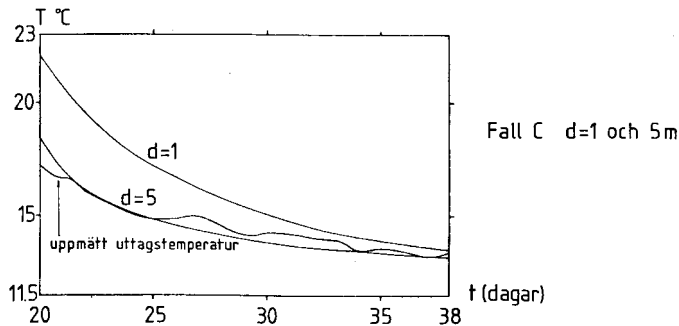
I fall B är flödet givet enligt figur 8.7.28. Uttagstemperaturen för en konstant effektiv värmeledningsförmåga på 5 respektive 17 W/mK i varje vattenförande skikt ges i figur 8.7.30. Överensstämmelsen med den uppmätta uttagstemperaturen är tämligen god.





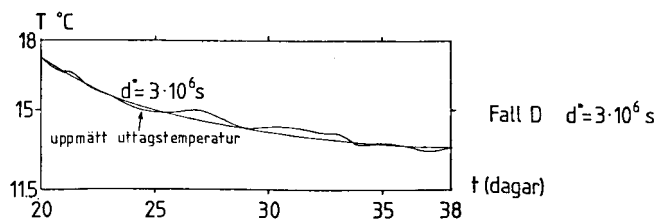
Figur 8.7.30. Uttagstemperatur för fall B.

I fall C ansättes att dispersionstermen är linjärt beroende av flödes-  
hastigheten. Uttagstemperaturen för en dispersionslängd  $d$  av 1 och 5  
meter visas i figur 8.7.31. Skillnaden mellan uppmätt och simulerad  
uttagstemperatur är större än i fall A och B. Särskilt tydligt är detta  
under inledningskedet av uttagsperioden.



Figur 8.7.31. Uttagstemperatur för fall C.

I fall D har ansatsen med ett dispersionsbidrag som är proportionellt  
mot kvadraten av flödes-  
hastigheten använts. Uttagstemperaturen ges i  
figur 8.7.32. Överensstämmelsen med den uppmätta uttagstemperaturen är  
god då  $d^*$  är lika med  $3 \cdot 10^6$  s = 35 dagar.



Figur 8.7.32. Uttagstemperatur för fall D.

De höga värden på den effektiva värmeledningsförmågan som måste användas för att reproducera den uppmätta uttagstemperaturen tyder på ett mycket inhomogent flöde. Flödet synes till stor del ske i de sprickzoner, vilka påvisades under de inledande pumptesterna.

Detta fältförsök visar att många akviferer som är aktuella för värme-lagring är kraftigt skiktade med olika skikt och sprickplan. Det är därför angeläget att utveckla datormodeller som kan hantera dessa komplicerade vattenströmningsmönster.

#### 8.7.5. Skiktad geotermalformation - Landskrona

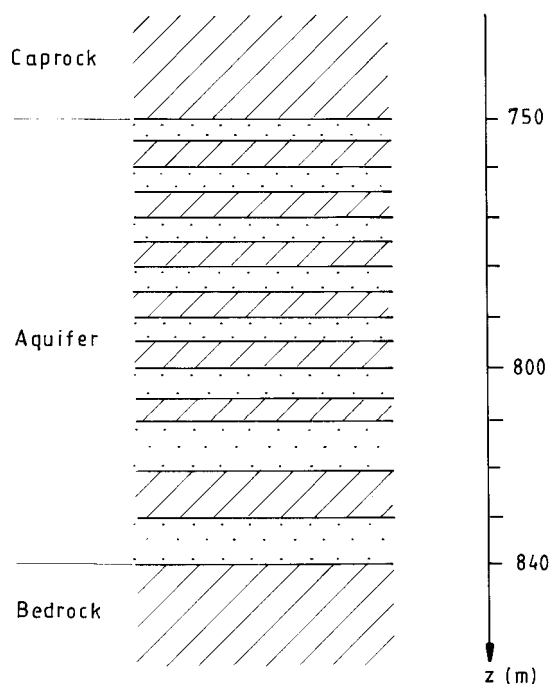
Under Landskrona finns på 700 meters djup en akvifer, campan, vilken är mycket intressant vid värmelagring vid temperaturer över 100°C. Geotermalformationens egenskaper har undersökts vid provborrning 1981. Formationen har en mäktighet på 200 meter. Den är kraftigt skiktad. Skiktningen skall här speciellt studeras.

Studien av detta värmelagringssystem, där överskottsvärme från Supra AB, Scandust eller sopförbränning skall lagras, har skett i samarbete med Geoteknologi, LTH, (Leif Bjelm, Gabriel Mari Ripoll) och ASEA Stal Geoenergy AB (Sören Gotthardsson). Nya provborrningar planeras nu (augusti 1985).

#### Campanformationen

Den aktuella akviferen ligger mellan 650 och 850 meters djup. Den består av högpermeabla skikt av sand och sandsten. Mellan dessa finns impermeabla eller lågpermeabla skikt av mörkelsten och kalksten. De impermeabla skiktens tjocklek är i den övre halvan runt 10 meter och i den undre runt 5 meter. För värmelagringen skall därför den undre halvan mellan 750 och 840 meters djup användas, eftersom akviferlagret fungerar sämre då tjockleken på de impermeabla skikten ökar. Den aktuella skiktade akviferen visas i figur 8.7.33.

Akviferen består av 15 skikt med följande ungefärliga tjocklekar: 5 (skikt 1), 5, 5, 5, 5, 5, 5, 5, 5, 5 (skikt 10), 8, 5, 9, 8 och 10 m (skikt 15). Den ligger i intervallet  $750 < z < 840$  m. Den totala akvifertjockleken H blir 90 m. De enskilda skikten antas vara homogena och ha konstant tjocklek. Akviferen antas ha stor horisontell utsträckning. Regionalt grundvattenflöde är försumbart på dessa stora djup. De högpermeabla skikten (skikt 1, 3, ..., 13, 15) har en hydraulisk konduktivitet K i intervallet (3-6) · 10<sup>-5</sup> m/s.



Figur 8.7.33 Campanformationen i Landskrona. Den består av 15 skikt, där de 8 prickmarkerade skikten är högpermeabla.

#### Beräkningsförutsättningar

Följande termiska data antas för överliggande skikt (caprock), akviferen och underliggande skikt (bedrock):

$$\lambda_c = 2.8 \text{ W/mK} \quad C_c = 2.3 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \quad z < 750 \text{ m}$$

$$\lambda = 2.3 \text{ W/mK} \quad C = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \quad 750 < z < 840 \text{ m}$$

$$\lambda_b = 2.3 \text{ W/mK} \quad C_b = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K} \quad z > 840 \text{ m}$$

De 15 skikten ges samma termiska data. Det relativt salta geotermalvattnet har värmekapaciteten  $C_w = 3.8 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ .

De permeabla skikten har en höjd på mellan 5 och 10 meter. Egenkonvektion med en karakteristisk tid  $t_b$  enligt (8.5.4) för en skarp termisk front blir relativt måttlig. I den aktuella skiktade akviferen kommer den termiska fronten att bli mycket bred. Egenkonvektion kan därför försummas.

Värmelagringen skall ske kring en brunn. Returbrunnen förutsätts ligga så långt bort att den termiska influensen mellan brunnarna är försumbar. Den version av datormodeller enligt avsnitt 8.2., där man har cylindersymmetri runt brunnen och en skiktad akvifer, användes.

I grundfallet utnyttjas alla akviferskikten enligt figur 8.7.39 (Basic case). Vidare antas i grundfallet att de 8 permeabla skikten har samma hydrauliska konduktivitet ( $K \sim 1$ ), medan de 7 mellanliggande skikten är impermeabla ( $K=0$ ). Se figur 8.7.44 (Basic case).

Den ostörda temperaturen i akviferen är cirka  $25^{\circ}\text{C}$ . I beräkningarna antas denna temperatur ( $T_0 = 25^{\circ}\text{C}$ ) råda i akvifer och i under- och överliggande skikt vid begynnelse tidpunkten.

Pumpflödet ( $m_W^3/s$ ) är för varje årscykel:

$$Q_w = \begin{cases} 0.09 & 0 < t < 4 \text{ mån, inmatning} \\ 0 & 4 < t < 6 \text{ mån, lagring} \\ -0.09 & 6 < t < 10 \text{ mån, uttag} \\ 0 & 10 < t < 12 \text{ mån, viloperiod} \end{cases}$$

Temperaturen på det inmatade vattnet,  $T_{in}$ , är under hela inmatningsperioden  $115^{\circ}\text{C}$ . Under uttagsperioden,  $6 < t < 10$  mån., erhålles  $T_{ut}(t)$  ur beräkningarna. Den omsatta vattenvolymen är:

$$V_w = 0.090 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365/3 = 946\,000 \text{ m}^3$$

Denna vattenvolym motsvarar per grad energimängden  $3.8 \cdot 10^6 \cdot 946\,000 \text{ J/K} = 1.0 \text{ GWh/K}$ . Den lagrade energimängden beror på inmatningstemperaturen vid returbrunnen. Eftersom lagringsbrunn och returbrunn ej påverkar varandra termiskt, får man efter temperaturskalning exakt samma temperaturförlopp för båda brunnarna.

### Termisk radie

Den termiska radien för skikt  $m$  i en skiktad akvifer ges av (8.1.33). Den termiska radien för de impermeabla skikten  $m = 2, 4, \dots, 12, 14$ , blir noll. De permeabla skikten har alla samma hydrauliska konduktivitet. Den termiska radien för dessa blir då enligt (8.1.33) och (8.1.15):

$$R_{T,m} = \sqrt{\frac{3.8}{2.3} \cdot \frac{946.000}{\pi \cdot 52}} = 98 \text{ m} \quad m = 1, 3, \dots, 13, 15$$

Den totala tjockleken av de permeabla skikten är 52 m. Om man inte hade någon diffusiv värmeledning alls ( $\lambda_c = \lambda_b = \lambda = 0$ ), så skulle den skarpa termiska fronten nå ut till 98 m i de permeabla skikten. I verkligheten får man en kraftig temperaturutjämnning framför allt i vertikal led vid gränsytorerna mellan permeabla och impermeabla skikt.

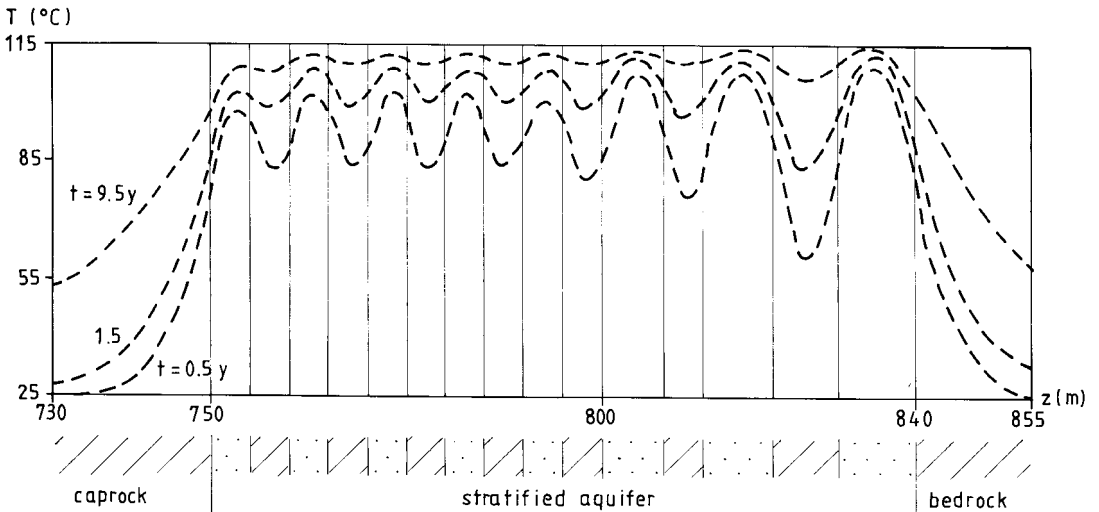
Det är intressant att jämföra skiktens termiska radier med den termiska radien om akviferen vore homogen (med samma totalhöjd  $H=90 \text{ m}$ ). Då gäller enligt (8.1.31):

$$R_T = \sqrt{\frac{3.8}{2.3} \cdot \frac{946.000}{\pi \cdot 90}} = 74 \text{ m}$$

### Beräknade temperaturförlopp för grundfallet

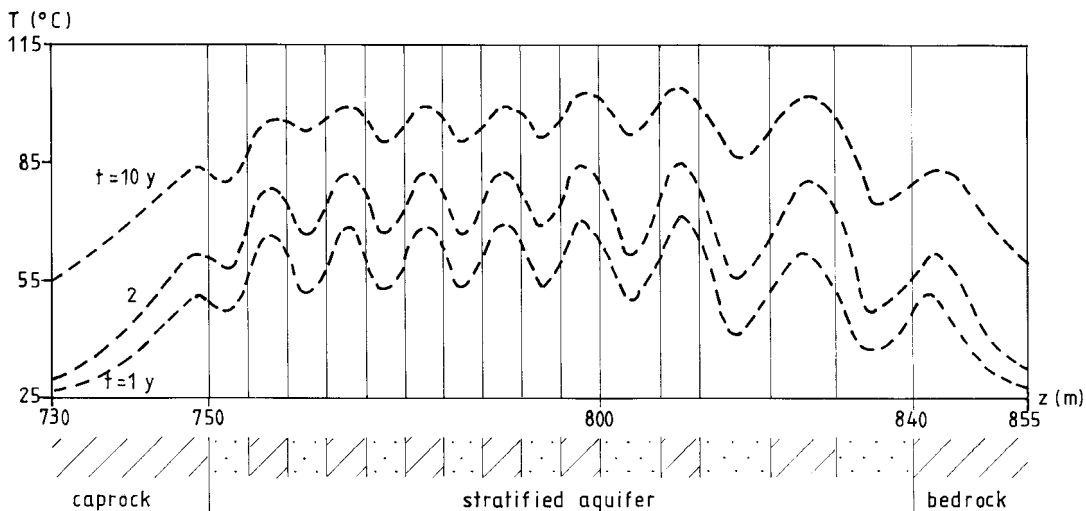
Temperaturförloppet för grundfallet enligt ovan har beräknats för de 10 första årscyklarna. I figurerna 8.7.34-37 visas temperaturprofiler längs en vertikal linje på 7.5 och på 50 m från brunnen. I figur 8.7.34 visas

temperaturprofilen 7.5 meter från brunnens efter ett halvt års tid, dvs mitt i lagringscykeln efter fyra månaders inmatning och två månaders lagring strax före uttagsperiodens början, under 1:a, 2:a och 10:e året. De olika akviferskikten visas i en skiss. Man får en varm tunga som skjuter fram i varje permeabelt skikt. I de impermeabla skikten är uppvärmningen fördröjd. Eftersläpningen är störst i det tjockaste skiktet,  $822 < z < 830$  m. Temperaturskillnaden mellan permeabla och impermeabla skikt minskas från år till år.



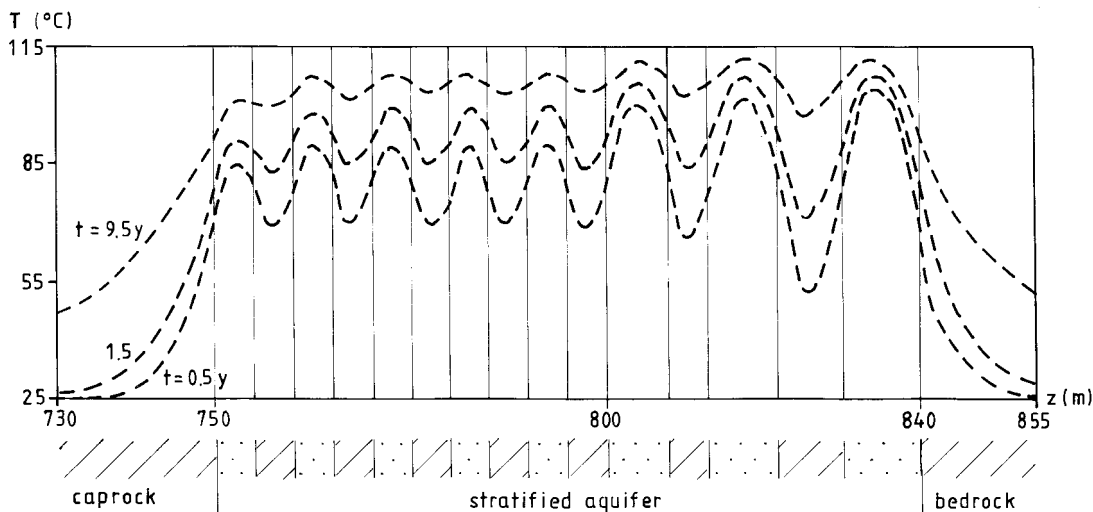
Figur 8.7.34. Temperatur längs en vertikal linje 7.5 m från brunnens mitt i lagringscykeln under år 1, 2 och 10.

I figur 8.7.35 visas motsvarande temperaturprofiler för radien 7.5 m i slutet av varje årscykel. Under utmatningsperioden har vatten pumpats radiellt inåt i de permeabla skikten. Man har därför nu en kall inåtriktad tunga i dessa skikt, medan de mellanliggande impermeabla skikten är varmare.



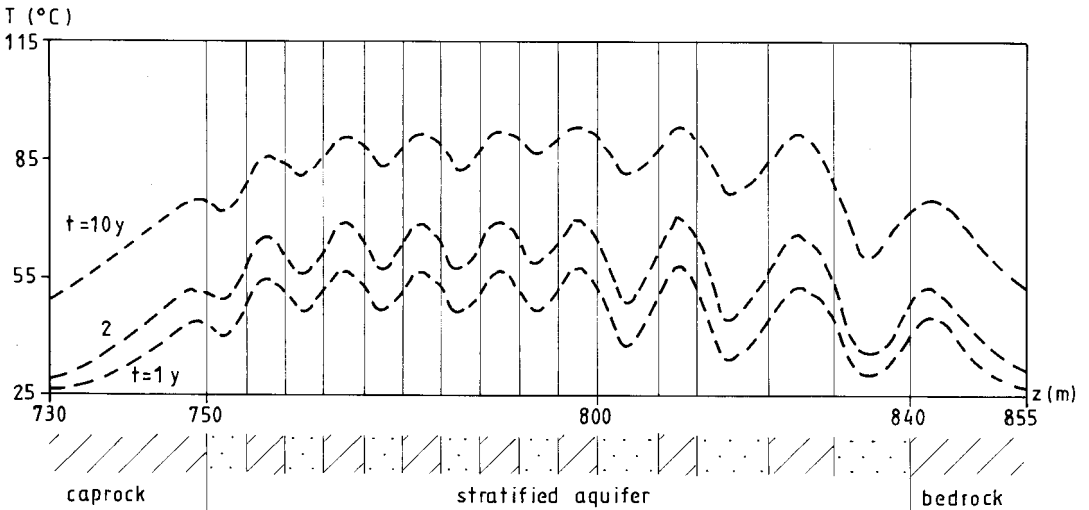
Figur 8.7.35. Temperatur längs en vertikal linje 7.5 m från brunnen i slutet av årscykeln för år 1, 2 och 10.

I figurerna 8.7.36-37 visas motsvarande temperaturprofiler längs en vertikal linje på 50 meters avstånd från brunnen.



Figur 8.7.36. Temperatur längs en vertikal linje 50 m från brunnen mitt i lagringscykeln under år 1, 2 och 10.





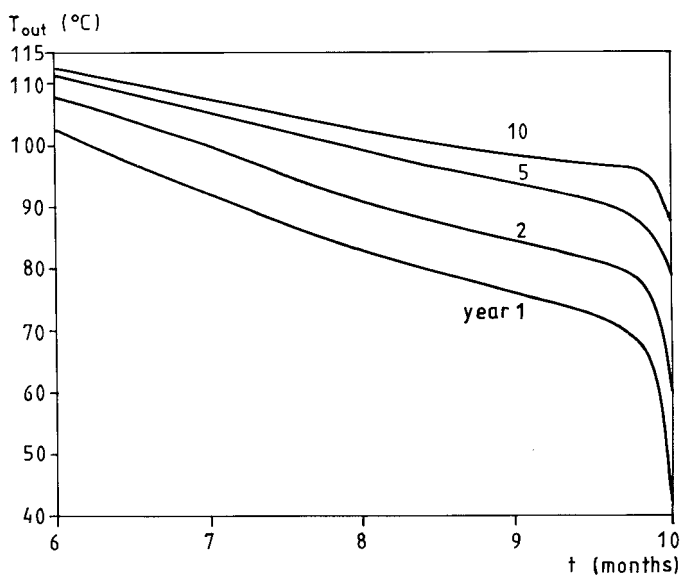
Figur 8.7.37. Temperatur längs en vertikal linje 50 m från brunnen i slutet av årscykeln för år 1, 2 och 10.

Temperaturprofilerna mitt i lagringsperioden, figur 8.7.34 och 8.7.36, och i slutet av årscykeln, figur 8.7.35 och 8.7.37, är likartade. Temperaturnivån på 50 meters radie är förstas lägre.

Temperaturskillnaden mellan angränsande permeabelt och impermeabelt skikt minskar år från år enligt alla fyra figurerna. Efter ett par år har differensen stabiliserat sig så att skillnaderna ej ändras år från år.

Den allmänna temperaturnivån ökar år från år. Denna process har inte nått sitt slutvärde efter 10 år, utan den fortsätter om än i allt långsammare takt.

Temperaturen på det upptagna vattnet under uttagsperioden,  $6 < t < 10$  mån., visas i figur 3.7.38 för olika år.



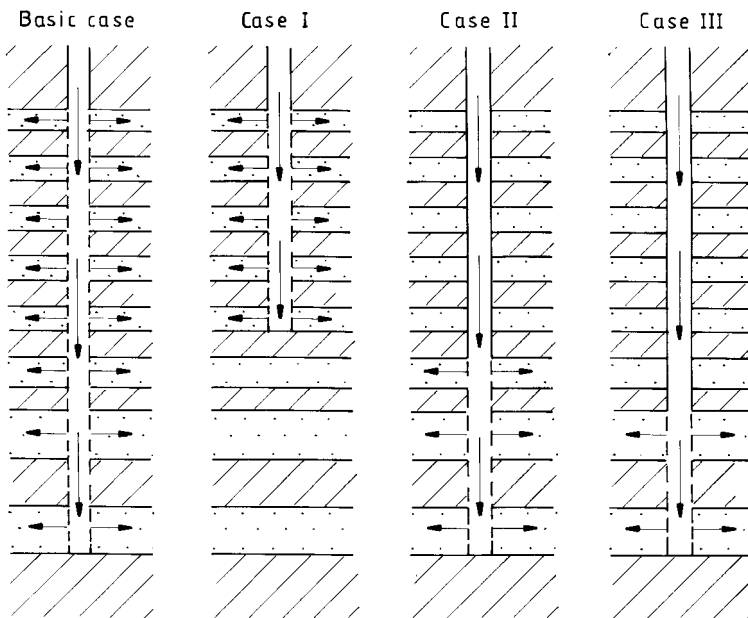
Figur 8.7.38. Uttagstemperaturer för grundfallet.

Temperaturen faller någorlunda linjärt under cirka 3.5 månader. Därefter får man ett snabbt temperaturfall beroende på att den termiska fronten förflyttas tillbaka in till brunnen. Detta temperaturfall under den sista halva månaden av uttagsperioden beror på radiell värmeledning vid temperaturfronten. Den linjärt fallande temperaturen beror på vertikal värmeledning mellan permeabla och impermeabla skikt och på värmeförluster till under- och överliggande skikt.

Under den första uttagsperioden faller temperaturen från  $102^{\circ}\text{C}$  för  $t = 6$  mån till  $72^{\circ}\text{C}$  för  $t = 9.5$  mån. Under det femte året är motsvarande temperatur  $111^{\circ}\text{C}$  och  $91^{\circ}\text{C}$ . För det tionde året erhålles  $112^{\circ}\text{C}$  respektive  $97^{\circ}\text{C}$ . Lagrets prestanda förbättras påtagligt från år till år.

### Val av akviferskikt för värmelagringen

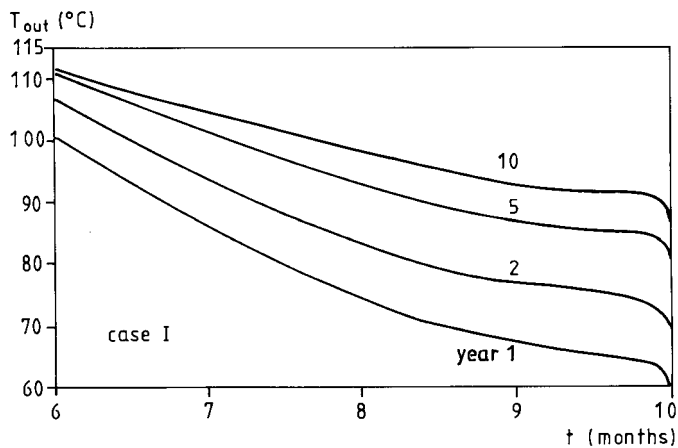
I en skiktad akvifer med växelvis permeabla och impermeabla skikt uppstår frågan vilka skikt som skall utnyttjas. Campanformationens övre halva uteslöts direkt därför att de impermeabla skikten där var väsentligt tjockare. I grundfallet utnyttjas 8 permeabla skikt enligt figur 8.7.33. I figur 8.7.39 visas detta fall (Basic case) och tre andra fall.



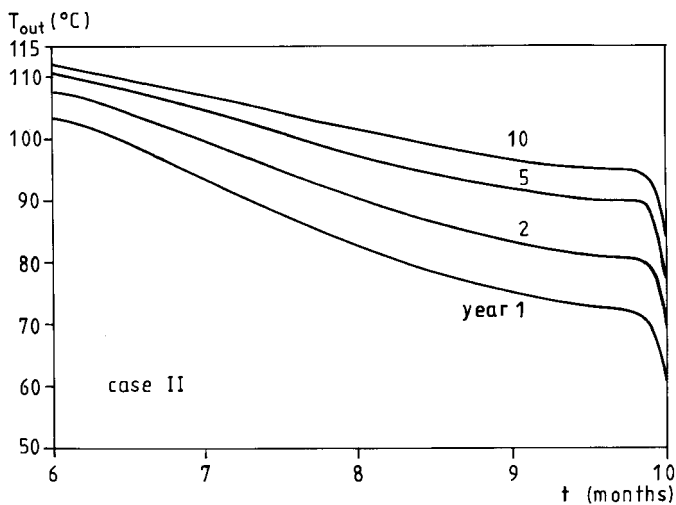
Figur 8.7.39. Olika val av akviferskikt för värmelagringen.

I fall I (Case I) utnyttjas de fem översta permeabla skikten. I fall II utnyttjas de tre nedersta permeabla skikten, medan fall III utnyttjar de två nedersta skikten. De beräknade uttagstemperaturerna

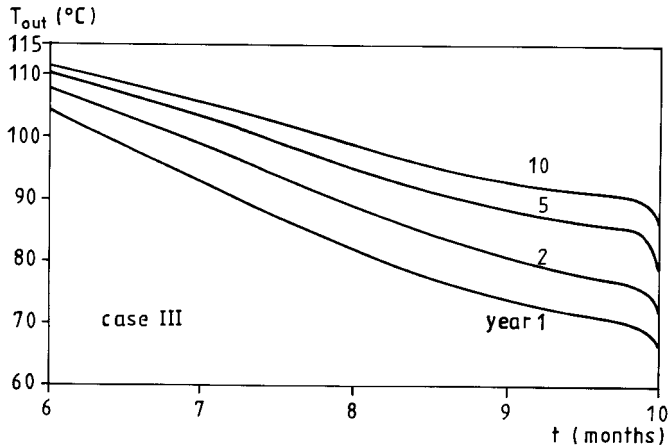
för de tre fallen visas i figurerna 8.7.40-42.



Figur 8.7.40. Uttagstemperatur för fall I, varvid de fem översta skikten användes.



Figur 8.7.41. Uttagstemperatur för fall II, varvid de tre nedersta skikten utnyttjas.



Figur 8.7.42. Uttagstemperatur för fall III, varvid de två nedersta skikten användes.

I tabell 8.7.4 anges speciellt uttagstemperaturen i början av uttagsperioden ( $t=6$  mån) och efter 3.5 mån ( $t=9.5$  mån) för grundfallet och för de tre fallen.

	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )					
	år 1		år 5		år 10	
	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån
Grundfall	102	72	111	91	112	97
Fall I	101	65	111	85	111	92
Fall II	103	73	111	90	112	95
Fall III	104	72	110	87	111	91

Tabell 8.7.4. Några uttagstemperaturer för en jämförelse då olika akviferskikt enligt figur 8.7.39 utnyttjas.

Tabellen visar att grundfallet, varvid alla skikten utnyttjas, är det bästa alternativet. Fall I är under de första åren klart sämst. Temperaturförloppen vid lagring i dessa skiktade akviferer är tämligen komplicerad. Man kan därför inte dra några allmänna slutsatser ur exemplen ovan.

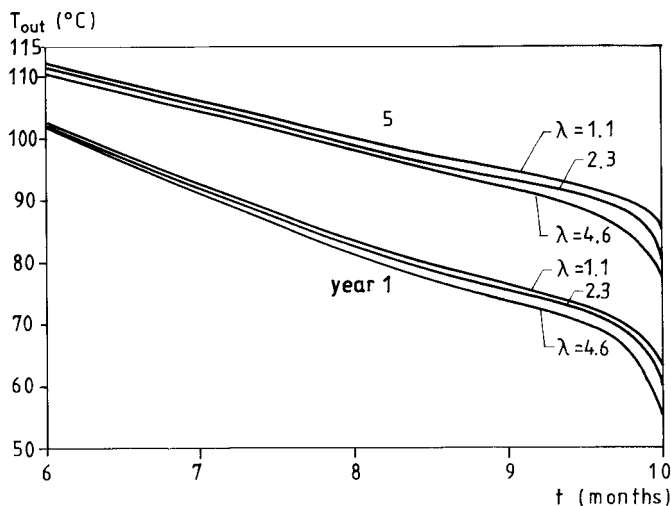
#### Variation av värmeledningsförmågan

Akviferens värmeledningsförmåga  $\lambda$  är en osäker parameter. Man kan ha olika värden för olika skikt. Dispersionsfenomen på grund av inhomogeniteter inom skikten ger en ökad effektiv värmeledningsförmåga enligt avsnitt 8.1.1.

För att undersöka känsligheten har värmeledningsförmågan  $\lambda$  för akviferskikten fördubblats och halverats:

$$\lambda = 1.1, 2.3 \text{ och } 4.6 \text{ W/mK}$$


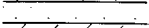

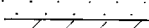
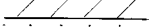
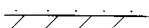
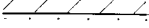
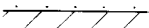
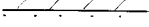
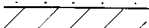
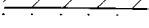
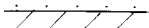
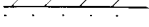

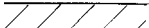
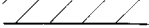
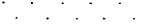
Den beräknade uttagstemperaturen visas för år 1 och 5 i figur 8.7.43. Kurvan  $\lambda = 2.3$  ger grundfallet. Vi ser att temperaturen är relativt okänslig för variationer av  $\lambda$ -värdet.



Figur 8.7.43. Uttagstemperaturen vid variation av akviferskiktens värmeledningsförmåga  $\lambda$ . Grundfallet ges av  $\lambda=2.3$  W/mK.

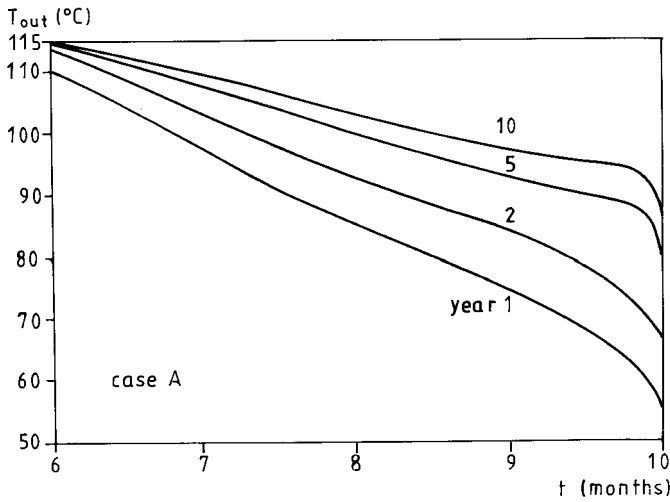
Variation av skiktens hydrauliska konduktiviteter

Den hydrauliska konduktiviteten för de olika skikten är en viktig faktor. I grundfallet ovan har de 8 permeabla skikten samma permeabilitet ( $K=1$ ), medan de mellanliggande skikten är impermeabla ( $K=0$ ). De mellanliggande skikten kan t.ex. på grund av sprickor ha en viss transmissivitet. I fall A (case A) antas att dessa 7 skiktas hydrauliska konduktivitet är en tiondel av de permeabla skiktens. I fall B ökas konduktiviteten till två tiondelar, se figur 8.7.44. I fall C varierar konduktiviteten för de åtta permeabla skikten så att tvärvartannat skikt har dubbelt så hög hydraulisk konduktivitet.

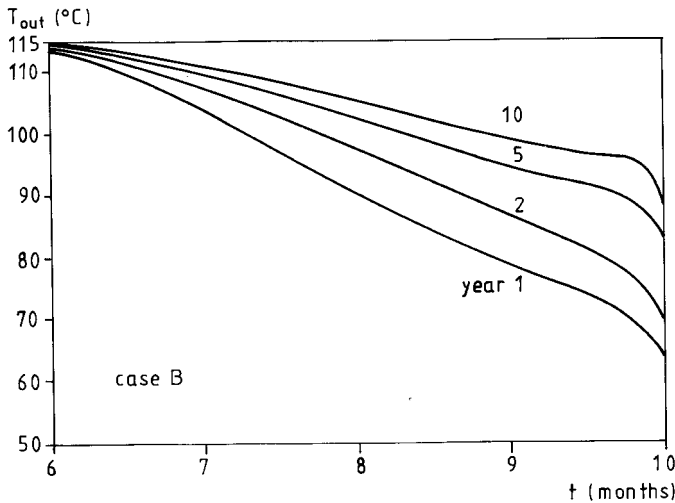
Aquifer Layers	Basic case	Case A	Case B	Case C
				
	1	1	1	1
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	2
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	1
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	1
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	2
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	1
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	2
	0	0.1	0.2	0
	1	1	1	2
				

Figur 8.7.44. Variation av skiktens (relativa) hydrauliska konduktiviteter.

I figurerna 8.7.45-47 visas uttagstemperaturen för de tre fallen.

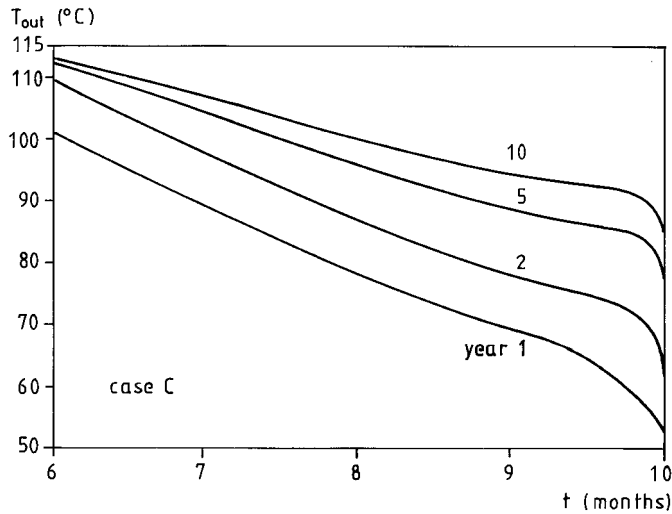


Figur 8.7.45. Uttagstemperatur vid variation av skiktens hydrauliska konduktiviteter. Fall A enligt figur 8.7.44.



Figur 8.7.46. Uttagstemperatur vid variation av skiktens hydrauliska konduktiviteter. Fall B enligt figur 8.7.44.





Figur 8.7.47. Uttagstemperatur vid variation av skiktens hydrauliska konduktiviteter. Fall C enligt figur 8.7.44.

I tabell 8.7.5 anges speciellt uttagstemperaturen för  $t = 6$  mån och  $t = 9.5$  mån för grundfallet och för de tre fallen.

	$T_{ut}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )					
	år 1		år 5		år 10	
	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån
Grundfall	102	82	111	91	112	97
Fall A	110	68	115	90	115	96
Fall B	113	74	115	92	115	97
Fall C	101	65	112	86	113	93

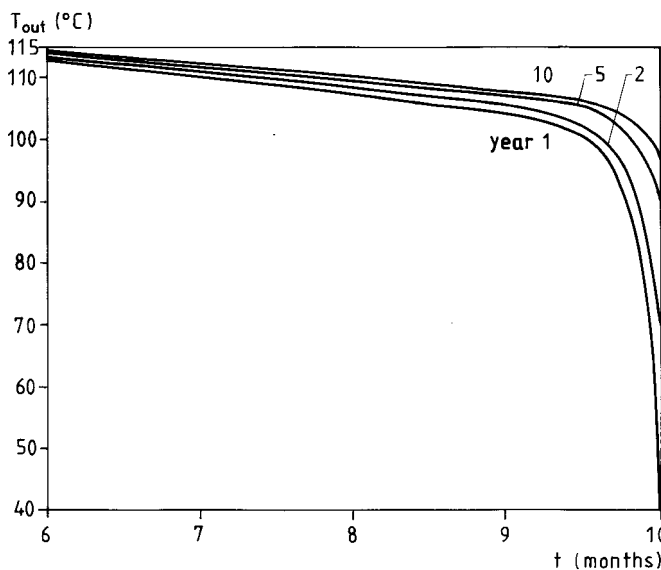
Tabell 8.7.5. Några uttagstemperaturer för jämförelse då skiktens hydrauliska konduktiviteter varierar.

Fall B ger de högsta uttagstemperaturerna. Detta beror på att fall B har ett något mindre ojämnt flöde mellan skikten än fall A, vilket i sin tur har en något jämnare flödesfördelning än grundfallet. Den numeriska beräkningen för de inhomogena akvifererna är tämligen krävande vad avser datortid. Den numeriska precisionen är lägre än i beräkningen för ett homogent akviferskikt. Siffrorna i tabellerna 8.7.4 och 8.7.5 skall därför ej pressas alltför hårt.

Fall C innebär jämfört med grundfallet en kraftig ökning av skillnaderna i de olika skiktens vattenflöden. Uttagstemperaturerna blir därför lägre för fall C än för grundfallet.

#### Jämförelse med en homogen akvifer

Skiktningen av akviferen med mellanliggande skikt på tjocklekar runt 5 meter påverkar temperaturförloppet kraftigt. Det är intressant att jämföra den studerade akviferen med en motsvarande homogen akvifer. Grundfallet, där de vattenförande skiktens totala mäktighet är 52 m, jämföres med en homogen akvifer med tjockleken  $H = 52$  m. Vi tar så att säga bort de impermeabla skikten vid denna jämförelse. Uttagstemperaturen för detta fall visas i figur 8.7.48.



Figur 8.7.48. Uttagstemperatur för en homogen akvifer svarande mot grundfallet där de inhomogena skikten tagits bort.  $H=52$ m.

Uttagstemperaturerna ligger nu klart högre än i grundfallet enligt figur 8.7.38. Tabell 8.4.6 visar några värden för en jämförelse. En jämförelse mellan figurerna 8.7.38 och 8.7.48 visar att uttagstemperaturen stabiliserar sig mycket snabbare i det homogena fallet. Man har inte den kraftiga förbättringen mellan år 1, 2, 5 och 10.

	år 1		år 5		år 10	
	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån	6 mån	9.5 mån
Grundfallet	102	72	111	91	112	97
Homogen akvifer, H=52 m	113	101	114	105	114	107

Tabell 8.7.6. Några uttagstemperaturer för jämförelse mellan grundfallet och en motsvarande homogen akvifer.

Exemplet ovan visar att det är mycket viktigt att känna till om akviferen är skiktad eller homogen. Man kan få mycket bättre lagringsprestanda om akviferen är homogen. Det är nödvändigt att genom provborringar skaffa sig en klar uppfattning om de olika skiktens tjocklek och relativa permeabilitet.

Denna skrift med karaktär av handbok behandlar termiska analyser för markvärmesystem. Dessa utnyttjar marken som värmekälla eller för direkt lagring av värme i jord och berg och grundvattenförande skikt eller i undermarksförlagda vattenreservoarer.

För markvärmesystem finns det en mängd problem och frågeställningar som är förknippade med de termiska processerna i lagret eller uttagssystemet och i omgivande mark. Frågorna rör värmeförluster och andra termiska prestanda, temperaturpåverkan på omgivningen, lämpliga röravstånd, brunnskonfigurationer, återladdning m m.

I skriften redovisas grundläggande teori, termiska analyser, datormodeller och simuleringsprogram. Detta omfattande material har tagits fram av en forskargrupp vid avdelningen för matematisk fysik, Lunds Tekniska Högskola, under åren 1977—1985. Arbetet har skett i samarbete med konsulter, innovatörer, forskare, byggare, geologer m fl specialister. Skriften riktar sig till dessa specialistgrupper samt den högre undervisningen. Den ger både en teoretisk bakgrund och en praktisk handledning vid ingenjörsmässiga beräkningar.

## **DEL I: ALLMÄN DEL (T16:1985)**

1. Markvärmesystem
2. Fältförsök
3. Introduktion till handboken
4. Stationära temperaturförlopp. Värmeförlustformler
5. Grundläggande dynamiska temperaturförlopp

## **DEL II: VÄRMELAGER (T17:1985)**

6. Värmelagring i vatten. Bergrum, grop m m
7. Markvärmelager. Borrhål i berg, slangar i lera
8. Akvifervärmelager

## **DEL III: NATURVÄRMEKÄLLOR (T18:1985)**

9. Grundvattenvärme, geotermi
10. Bergvärme
11. Ytjordvärme
12. Temperaturförändringar i omgivande mark
13. Översikt av datorprogram  
Referenser

Omslagets färgbild gäller ett beräkningsfall för borrhålslager i berg vid projektet LULEVÄRME. Temperaturfördelningen i ett horisontellt tvärsnitt på halva borrhålsdjupet visas. Bilden anger temperaturen i slutet av uppvärmningsperioden under tredje året för en utvald del av värmelagret.

Mörkrött > 72°C  
Mörkblått < 5°C