



Injekteringens styrmekanismer

Etapp I – Grundläggande samband

Lars Hässler, Johan Andersson
Håkan Stille

Injekterings Styrmekanismer

Etapp I — Grundläggande Samband

Theoretical & Model Studies of Grouting

Phase I — Basic Relations

Lars Hässler, Jord- och bergmekanik

Johan Andersson, vattenbyggnad

Håkan Stille, Jord- och bergmekanik

KTH — The Royal Institute of Technology

INNEHÅLL

Sid:nr

Förord	1
Sammanfattning	2
Summary	3
1 Inledning	4
2 Kortfattat om nuvarande metodik	6
3 Faktorer som påverkar en injektering	8
1 Bergets egenskaper	8
2 Injekteringsmedlet	10
3 Grundvattnets tryck och strömning	11
4 Injekteringsförfarande	12
4 Injekteringsmedlens reologiska egenskaper	12
1 Reologi	12
2 Härdning och gelning	13
3 Reologiska modeller vid verklig tredimensionell strömning	14
4 Bestämning av injekteringsmedlens reologiska egenskaper	14
5 Matematisk beskrivning av strömning i sprickigt berg ..	15
1 Stationär strömning i en plan parallell spricka	17
2 Strömning i en endimensionell spricka	21
3 Nätverk av endimensionella sprickor	24
4 Strömning i en tvådimensionell spricka	25
5 Sprickplan som skär varandra	27
6 Poröst medium	27
6 Matematiska modeller av injektering i sprickigt berg ...	28
1 Tre exempel på av andra utfört modellarbete	28
2 En endimensionell spricka - injektering med Binghamvätska	32
3 Cirkulärsymmetrisk strömning i en plan tvådimensionell spricka - injektering med Binghamvätska	38
4 Nätverk av endimensionella sprickor - injektering med Binghamvätska	41
7 Diskussion	43
8 Något om kopplingen till liknande problem	45
9 Fortsatt undersökning	46
10 Referenser	47

FÖRORD

BeFos seminarium på temat "Täta tunnlar bättre" har varit utgångspunkt för olika insatser på tätningsområdet. Vid sidan av mera praktiskt orienterade arbeten (se t ex rapporter av Bergman, Nord 1982, Palmqvist 1983) har projektet "Injekteringsens styrmekanismer" påbörjats. Dess första etapp "Grundläggande samband" redovisas härmed. I rapporten presenteras matematiska modeller, som formulerats för att beskriva injekteringsmedels inträngning i bergsprickor.

Modellernas tillämpbarhet och begränsningar diskuteras och man föreslår fortsatta undersökningar i laboratorium för att verifiera de uppställda modellerna. Detta arbete pågår f n vid KTH såsom BeFo projekt 161.

Projektet har genomförts av en projektgrupp bestående av Lars Hässler, Johan Andersson och Håkan Stille, där Lars Hässler svarat för större delen av arbetet. Johan Anderssons medverkan har främst rört de grundläggande teorierna för injekteringsmedlens strömning. Projektledare har varit Håkan Stille.

Civilingenjör Claes Alberts, tekn dr Gunnar Gustafson, civilingenjör Arne Hellgren och fil kand Kai Palmqvist har tillsammans med undertecknad bildat referensgrupp för den nu avrapporterade etappen.

Stockholm oktober 1985

Tomas Franzén

SAMMANFATTNING

Projektet "Injekteringens styrmekanismer" har som målsättning att utveckla modeller som beskriver injekteringsförlopp och därmed skapa en grund för utveckling och optimering av injekteringsmetoder i olika situationer. Forskningsmetodiken bygger på konstruktion av datorprogram och modellförsök för att simulera injekteringar i bergsprick-system. I denna rapport redovisas förutsättningarna och den matematiska grunden för det fortsatta arbetet. Projektet fortsätter och kommer att följas upp med ytterligare rapporter.

Rapporten har följande huvudavsnitt:

En beskrivning av vår målsättning samt kortfattat om nuvarande metodik och dess brister.

En genomgång av för injekteringen viktiga faktorer, Binghamvätskors reologi och strömningsegenskaper och något om grundläggande hydraulik för strömning i sprickigt berg.

En beskrivning av några enkla matematiska modeller för injektering i sprickigt berg. Två i projektet utvecklade modeller för injektering med Binghamvätskor finns redovisade med beräkningsexempel. Den första visar injektering i en endimensionell spricka och demonstrerar betydelsen av injekteringsmedlens icke-Newtonska egenskaper. Den andra modellen visar ett cirkulärsymmetriskt injekteringsfall och jämförs med en av andra, tidigare framtagna modell. Vidare skisseras en sprickplansmodell där sprickplanet modelleras som ett endimensionellt kanalnätverk. Denna modell bör kunna simulera sprickplans varierande hydrauliska egenskaper samt demonstrera olika faktorer betydelse för injekteringsresultatet. Modellen kan även utvecklas till tre dimensioner genom sammankoppling av flera kanalnätverk.

En diskussion om använda förutsättningar och förenklingar samt kopplingen till liknande problem inom bergmekaniken.

SUMMARY

The aim of the project "Theoretical and Model Studies of Grouting" is to develop models describing grouting performance and thereby establish a basis for further development leading to optimal results of grouting methods under different conditions. The research is being carried out with computer programs and model tests simulating grouting of rock joints. This report describes the conditions and mathematical basis for the continued research work, which will be documented in coming reports.

The main issues of this report are as follows:

- * A description of the purpose of the project and briefly also about the methods used today and their limitations.
- * An analysis of the most important factors guiding grouting, rheology and flow characteristics of Bingham liquids and some information about the basic hydraulics of flow in jointed rock.
- * A description of simple mathematical models for grouting in jointed rock. Two models for grouting with Bingham liquids were developed within the project. These are described with calculation examples. The first model illustrates grouting in a one-dimensional fracture and the importance of the non-Newtonian characteristics of the grouting agent. The second model shows a circular symmetric grouting case which is compared with a model developed earlier and by others. Furthermore, a model is suggested where a fracture plane has been modelled as a network of one-dimensional channels. This model should be able to simulate varying hydraulic characteristics of the system as well as to demonstrate the importance of different parameters for the result of the grouting. The model can also be expanded into three dimensions by combining several nets of channels.
- * A discussion about used assumptions, limitations and connections to similar problems in the field of rock mechanics.

1 INLEDNING

Undermarksbyggande i berg ställer ofta stora krav på tätningsåtgärder mot grundvattenläckage. Omgivningen kan av miljöskäl vara känslig för ändringar av grundvattennivåerna. Ovanförliggande bebyggelse kan skadas om grundvattenbalansen störs. Konstruktionen av anläggningen kan starkt försenas om tätningsarbetet inte fungerar som tänkt. Tätning av berganläggningar utförs oftast med injektering där hårdande och styvnande material pressas in i de vattenförande spricksystemen. I de flesta disciplinerna inom väg och vattenbyggnadskonsten har mer eller mindre vetenskapliga beräkningsmetoder utvecklats till hjälp för konsulter och entreprenörer. Injektering däremot, projekteras och utförs fortfarande till största delen med erfarenheter och empiriska regler som grund. Avsikten med projektet BeFo 105 "Injekterings Styrmekanismer" är att teoretiskt försöka beskriva vad som kan hända vid en injektering och att skapa en beräkningsmodell som kan simulera injekteringar under kända förhållanden. Sådan kunskap kan bli till stor nytta vid utvecklingen av bättre och säkrare injekteringsmetoder i framtiden.

En studie av injekterings förlopp kan läggas upp på flera olika sätt. Bergman et.al. (1970) undersökte i laboratorium olika injekteringsmedels inträngning i tunna spalter. Försök av den typen kan ge intressant information för principiella jämförelser mellan olika injekteringsmedel. Att föreslå och utveckla någon typ av beräkningsmodell utgående från så speciella försök ställer sig dock svårt. Palmqvist (1983) undersöker istället ett antal i fält utförda injekteringar. Målsättningen med hans undersökning är att relatera de geologiska förutsättningarna och valet av injekteringsmetodik till tätningens effektivitet. Fördelen med en sådan undersökning är att praktiskt användbara resultat snabbt kan erhållas. Ett problem är dock, vilket också framgår av Palmqvists resultat, att det ofta är mycket svårt att särskilja de olika parametrarnas inflytande på resultatet. Kopplingen mellan de olika mätbara geologiska parametrarna och injekteringsresultatet har visat sig svårbestämd och varierar delvis från fall till fall. Svårigheten att direkt dra nytta av fältundersökningar kan bero på att man inte mäter de relevanta parametrarna som påverkar injekteringen. För att få grepp om dessa parametrar krävs bättre förståelse av injekteringsförloppet och en noggrann beskrivning av injekteringsmedlens strömningsegenskaper.

Den forskningsmetodik som vi följer går ut på att beskriva injektering med hjälp av matematiska modeller. Ett exempel på denna metodik ges av Wallner (1976) som beskriver en modell för injektering av en tänkt cementsuspension i en tunn spricka. Allmänt vid

modellkonstruktionen så bestämmer man först vilka faktorer i den sprickiga bergmassan, vilka egenskaper hos injekteringsmedlet och vad inom injekteringsförfarandet som kan tänkas väsentligt. Genom att utnyttja mer eller mindre grundläggande fysikaliska samband relateras de intressanta parametrarna matematiskt till varandra. Dessa samband bildar en matematisk modell av injekteringsförloppet. Innan modellen kan utnyttjas måste aktuella värden på modellparametrarna bestämmas. Exempel på modellparametrar kan vara injekteringstryck, sprickbredd eller injekteringsmedlets reologiska egenskaper. Vissa av dessa parametrar är idag inte kända och man har ingen metodik för hur de ska mätas. Detta gäller exempelvis injekteringsmedlens strömningsegenskaper. När dessa parametrar har bestämts kan modellen testas mot verkligheten genom att beräkningsresultat jämförs med resultat från modellförsök och utförda injekteringar. Om resultaten verkar överensstämma så har man en metod att förutsäga injekteringsförloppet för ett givet fall. Projektet skulle kunna läggas upp enligt följande:

- * Inventering av nuvarande kunskaper med förslag på uppbyggnad av lämplig modell.
- * Bestämning av injekteringsmedlens strömningsegenskaper
- * Konstruktion av en matematisk modell som kan beskriva ett injekteringsförlopp under givna villkor.
- * Test av modellen mot modellförsök eller kända injekteringar. Eventuell justering av modellsambanden.

Möjligheten att utnyttja modellen för exakta utvärderingar av enskilda verkliga injekteringar måste anses begränsad. Förutom att den detaljerade modellen skulle bli mycket komplicerad så tillkommer de mycket stora svårigheterna med att exakt bestämma bergmassans sprickgeometri. Den slutgiltiga målsättningen för detta projekt är därför snarare att skapa en metodik som kan:

- * Förklara hur viktiga injekteringsparametrars numeriska värden skall mätas.
- * Demonstrera väsentliga faktorer som är av betydelse för injekteringsresultatet.
- * Belysa och förklara viktiga generella principer för att lyckas med en injektering.
- * Jämföra olika injekteringsmetoder och prova nya idag inte använda metoder.

2 NUVARANDE METODIK

Injekteringskostnaden är ofta en stor del av totalkostnaden för ett undermarksbygge. Storleken på tätningssatsen bestäms dock till stor del av omgivningens känslighet mot störningar av grundvattenbalansen. Man delar därför oftast in en undermarksbyggnation i delområden med olika känslighetsklass (Bruce et.al 1980). Varje känslighetsklass har kontraktsbundna maximala inläckningsmängder per tunnelmeter. Bakgrund och synpunkter på dagens praxis finns redovisat bl.a. hos Bergman, Nord (1982) och Lyse'n, Palmqvist (1976). För att uppnå tillräcklig tätningseffekt av injekteringarna har entreprenören i sin tur vanligtvis sina egna kriterier på injekteringsförfarande i olika situationer. Han väljer injekteringsmetod utgående från känslighetsklass, geologiska förutsättningar, vattenförlustmätningar och från utläckande vattenmängd i de enskilda injekteringshålen. Metodvalet grundar sig på erfarenhet och betecknas ibland som "svartkonst" (Morfeldt 1979). Det finns idag ett otal olika förfaranden att välja bland. Injekteraren kan välja bland en mängd på marknaden förekommande injekteringsmedel (Andreasson 1980, Alberts 1966). Det billigaste och vanligaste är cement-bentonit suspensioner i vatten. Man använder sig här av olika typer av tillsatsmedel för att förbättra injekteringsmedlets egenskaper. Cement-bentonit suspensioner förmår dock inte täta de finaste sprickorna (Bergman 1970). I områden med höga krav på täthet kompletterar man därför vanligtvis cement-bentonit injekteringen med någon typ av kemisk injektering. Kemiska injekteringsmedel är vanligen antingen någon typ av gelbildare eller plast. De kännetecknas av att vara äkta lösningar eller kolloidala lösningar. Deras inträngningsförmåga är betydligt bättre än cement-bentonit suspensionerna men de är ofta toxiska, dyra och ställer speciella krav på utrustning och personal. För att styra injekteringsförloppet kan härdningstid och eventuell geltid varieras med hjälp av komponentval och blandningsförhållanden.

För att pressa in injekteringsmedlet i berget behövs någon typ av pump. Även här finns det ett antal varianter att välja bland. Man strävar dock efter att försöka upprätthålla ett så konstant tryck som möjligt. När det gäller val av lämpligt tryck i olika situationer så råder delade uppfattningar mellan olika injekterare och länder. I Sverige verkar högre tryck rekommenderas än utomlands (Alberts 1966). Maximalt injekteringstryck beror också av när injekteringen utförs. Injekteringen kan antingen utföras framför stuff eller bakom. Utförs den framför stuffen, förinjektering, så kan högre injekteringstryck användas. Extra arbete vid fronten kan dock försena övrigt tunneldrivningsarbete. Innan man injekterar utförs vanligen vattenförlustmätningar i sonderingshål. Dessa vattenförlustmätningar

kan ge uppfattning inte bara om bergets genomsläpplighet utan även om sprickorna öppnas när de blir satta under tryck (Alberts 1966). Före injekteringen borrar ett lämpligt antal hål, placerade i vad som tänks optimala lägen. Antal hål att injektera på en gång och i vilken ordning hålen skall injekteras bestäms också utgående från injekterarens erfarenhet. Under själva injekteringen varierar man vanligtvis injekteringsmedlets egenskaper (Franzen 1979). I början av injekteringen använder man sig av en tunnare blandning som senare succesivt får öka i koncentration. Här tänks den tunnare blandningen ta hand om de finare sprickorna och den mera koncentrerade de grövre. Stabilator har dock utvecklat en teknik där man använder sig av samma blandning under hela injekteringsförloppet.

Vid situationer med stora vatteninläckningar som i sig själva stör drivningsarbetet används ibland skumbildande uretanbaserade plaster (exempelvis SWEBA Tacss skum). Dessa kännetecknas av att vid kontakt med vatten sker en härdning av plasten under gasutveckling. Detta har visat sig mycket effektivt i en del fall.

Injekteraren måste alltså ta många aspekter till grund för sitt metodval. För att lyckas bra krävs stor erfarenhet och ibland tur. De många och dyra misslyckandena kan förklaras utav vår dåliga kunskap om vad som egentligen styr ett injekteringsresultat.

Injekterarens variabler kan sammanfattningsvis tänkas vara:

- * Hålens läge, antal och riktning.
- * Val av injekteringstryck.
- * Injekteringsordning av hålen och hur många som skall injekteras i taget.
- * Val av medel (härdningsförlopp, geltid, viskositet och förmåga att fylla tunna sprickor).

Som beslutsunderlag för sitt val av lämplig injekteringsmetodik kan injekteraren tänkas ha:

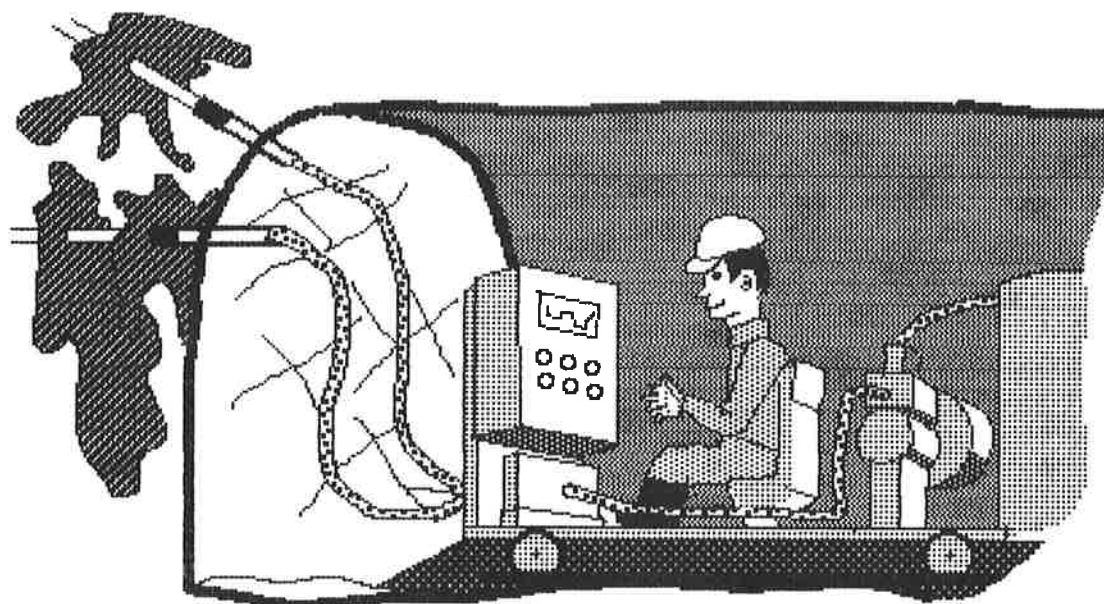
- * Tidigare erfarenheter.
- * Geologiska förutsättningar.
- * Vattenförlustmätningar.

Ovan nämnda kan anses som substratet från författarnas litteraturstudier och praktiska erfarenheter.

3 FAKTORER SOM PÅVERKAR EN INJEKTERING

I mycket allmänna ordalag bestäms injekteringens förlopp och resultat av (fig 1):

- * Bergets egenskaper (genomsläpplighet, sprickgeometri, deformabilitet)
- * Injekteringsmedlet (reologi, härdning, sedimentation)
- * Grundvattnets tryck och strömning
- * Injekteringsförfarande (injekteringstryck, placeringen av injekteringshålen, i vilken ordning hålen injekteras)



Figur 1: Injekteringens förlopp bestäms av bergsprickornas geometri och egenskaper, grundvattnets tryck och strömning, injekteringsförfarandet samt injekteringsmedlets strömningsegenskaper och härdning.

I en matematisk modell måste vi först bestämma oss för vilka av dessa faktorer som skall vara med. Sedan måste vi försöka att relatera dem till varandra matematiskt.

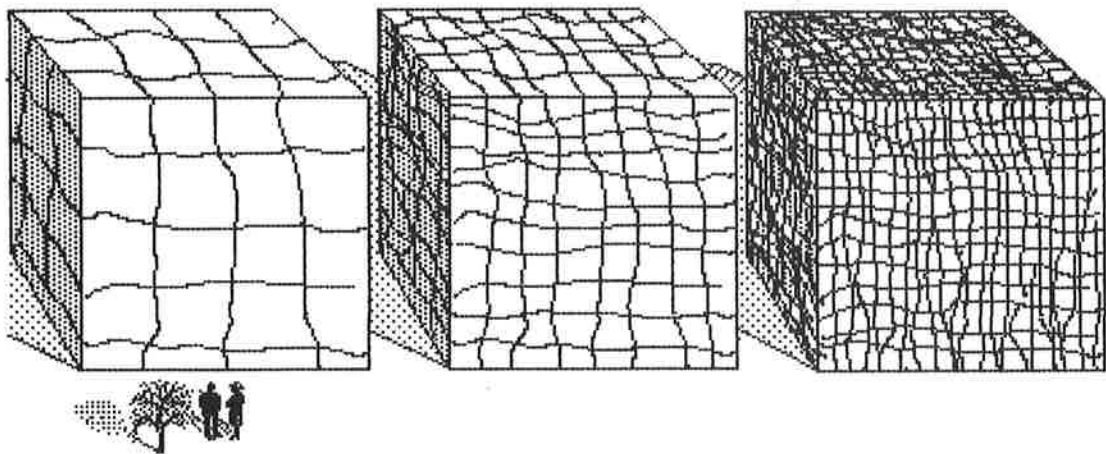
3.1 Bergets egenskaper

Av primärt intresse är bergets förmåga att leda vätskor. Bergets genomsläpplighet bestäms av hålrummens utseende och av hur dessa är

sammanbundna. I kristallint berg är det väsentligen i sprickorna som strömning kan ske. Den intakta bergarten kan anses som tät.

Strömningsmotståndet i en enskild spricka bestäms av sprickvidd, fyllnadsmaterial och eventuellt av sprickans råhet (Gale 1982). Man bör här notera att sprickvidden kan variera med sprickvätskans tryck (Noorishad et.al. 1982). Om spänningsomlagringarna orsakade av injekteringen kan anses som små bör denna effekt kunna försummas.

Strömningsvägarna och ledningsförmågan i en större bergvolym som innehåller flera sprickor bestäms framför allt av hur de olika sprickorna är sammanbundna (fig. 2). Om berget är mycket uppsprucket så är de enskilda detaljerna i nätverket förmodligen av mindre intresse. Detta innebär att en mycket uppsprucken bergmassa kan liknas med ett poröst medium. Om antalet sprickor däremot är få eller samlade i markanta sprickzoner så har det geometriska läget av de enskilda sprickorna (sprickzonerna) stor betydelse för ledningsförmågan (Andersson et.al. 1984).



**Figur 2 : Olika grader av uppsprickning hos bergmassan.
Från vänster till höger: Övergång från diskreta
förhållanden mot mera kontinuerliga.**

Följande egenskaper hos berget påverkar alltså injekteringsförloppet:

- * sprickornas antal och geometriska läge
- * sprickornas tjocklek
- * sprickornas fyllnadsmaterial
- * sprickornas deformabilitet
- * sprickornas råhet (turbulent strömning)

3.2 Injekteringsmedlet

Injekteringsmedel har som regel helt andra strömningsegenskaper än vatten. Förutom att de vanligtvis har annan reologi och därför påverkas på annat sätt av tryckgradienter så härdar och eventuellt gelar injekteringsmedel med tiden till skillnad från vatten. I de fall injekteringsmedlet är en suspension tillkommer effekten av sedimentation och filtrering.

En vätskas strömning under givna yttre villkor beror av dess reologiska egenskaper. Med det menas hur en vätska deformeras av skjuvspänningar (Bird et.al 1960). En så kallad ideal vätska, en vätska utan viskositet, kan ej uppta skjuvspänningar. Verkliga vätskor däremot deformeras med ändlig hastighet. När en vätska strömmar över en yta, t.ex. en sprickvägg, så kommer friktionen mot ytan att fortplantas så att en hastighetsprofil uppstår i vätskan. Reologiskt olika vätskor ger upphov till olika hastighetsprofiler (fig. 3). Detta ger då olika flöden genom sprickan för olika vätskor eftersom flödet bestäms av både storlek och form på hastighetsprofilen.

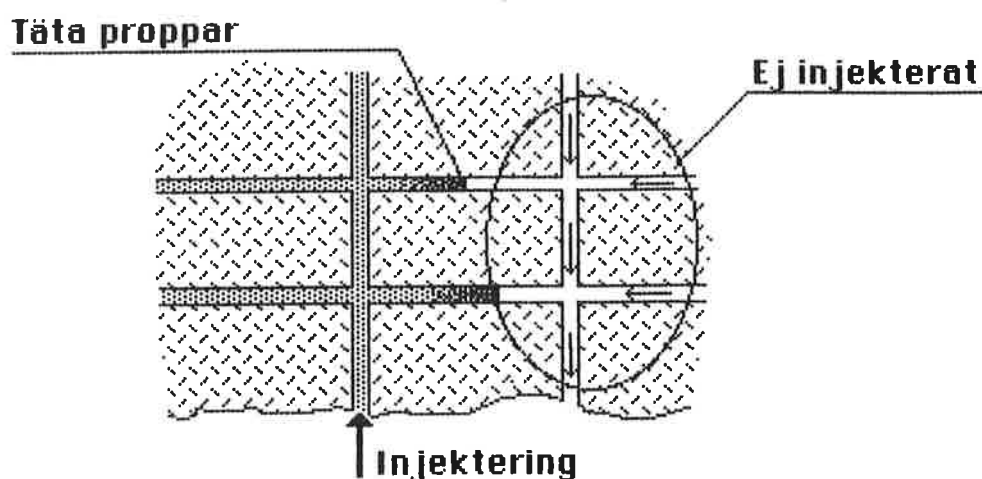


Figur 3: Hastighetsprofilens utseende hos en vätska beror av dess reologiska egenskaper.

Ett flertal reologiska modeller finns framtagna (Bird et.al. 1960). En av de mest utmärkande egenskaperna hos injekteringsmedel är att deras egenskaper ändras med tiden. Att injekteringsmedlet så småningom övergår till en mera eller mindre fast fas är naturligtvis ett krav för att hindra vattenströmningen. Detta stelning med tiden brukar beskrivas under begreppen härdning och gelning. Härdning och gelning innebär att vätskans reologiska egenskaper ändras med tiden.

Våra vanligaste injekteringsmedel är suspensioner, t.ex cement-bentonit-vatten blandningar. Det är mycket tänkbart att dessa suspensioner inte är stabila under alla strömningförhållanden. Är strömningshastigheten för låg kan cementpartiklarna sedimentera.

Detta fortsätter tills en gles propp utbildas. Denna glesa propp kan sedan avfiltrera cementkornen från resten av suspensionsvätskan tills en tät propp utbildas. Delar av spricksystemet kan på detta sätt bli utestängt från injekteringen. Liknande filtreringsmekanismer kan inträffa om sprickorna är för tunna för att släppa in cementkornen. Är så fallet kan suspensionsvätskan avfiltreras till de finare sprickorna under förtjockning av injekteringsmedlet och önskad tätningseffekt uppnås ej (fig. 4).



Figur 4: Sedimentation och avfiltrering av cementpartiklarna kan orsaka att delområden inte blir injekterade.

De ur strömningssynpunkt intressanta egenskaperna hos injekteringsmedel är sammanfattningsvis:

- * reologi - viskositetsegenskaper
- * härdnings och gelningsförlopp
- * suspensionsstabiliteten

3.3 Grundvattnets tryck och strömning

Grundvattnets strömning i bergets spricksystem kan spela stor roll för injekteringsresultatet. Ett försök att injektera en bergmassa genomkorsad av en grundvattenström misslyckas ofta tack vare bortspolning eller utspädning av injekteringsmedlet.

3.4 Injekteringsförfarande

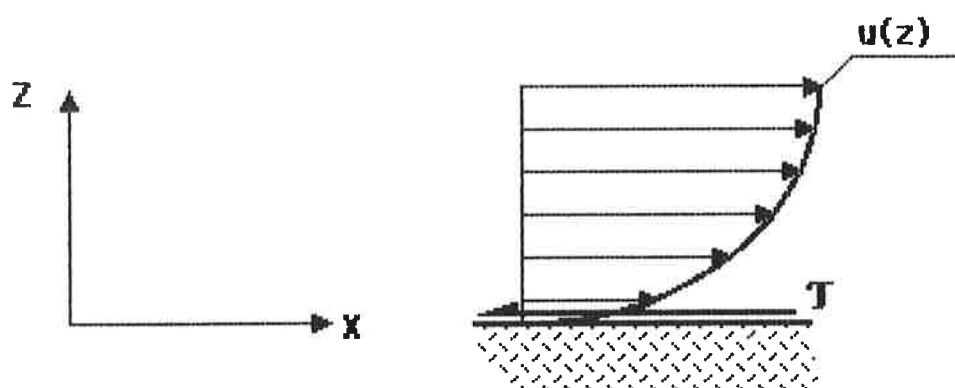
Förutom valet av injekteringsmedel och injekteringstryck är också injekteringshålens läge, riktning och längd av grundläggande betydelse för injekteringsresultatet. I vilken ordning som man väljer att injektera hålen påverkar också injekteringsresultatet.

4 INJEKTERINGSMEDLENS REOLOGISKA EGENSKAPER

I detta avsnitt presenteras några enkla matematiska modeller som kan tänkas beskriva injekteringsmedel. Modellerna beskriver medlens reologiska (viskositets), härdnings och gelningsegenskaper. Begrepp som sedimentering och filtrering lämnas tills vidare åt sidan. Hur injekteringsmedlens egenskaper skall bestämmas diskuteras som avslutning på kapitlet.

4.1 Reologi

Inför beteckningarna enligt figur 5 där en vätska strömmar över ett plan i x-riktningen och z betecknar en riktning vinkelrät både mot x och det överströmmade planet.



Figur 5: Strömning över ett plan orsakar en hastighetsprofil.

Nu gäller (Bird et.al. 1960) att skjuvspänningen längs x-led, T , beror på hastighetsprofilens form och vätskans egenskaper enligt:

$$T = \eta \left(\frac{du}{dz}, T \right) \frac{du}{dz} \quad (4:1)$$

I allmänhet beror viskositeten η både på du/dz och temperaturen. Det som skiljer olika reologiska modeller åt är hur dessa funktioner ser ut.

Den enklaste modellen (förutom ideal vätska där $\eta=0$) är Newtonska vätskor som kännetecknas av att viskositeten inte påverkas av strömningen utan är konstant.

$$\tau = \mu \frac{du}{dz} \quad (\text{viskositeten } \mu = \text{konstant}) \quad (4.2)$$

Vanligt vatten uppför sig som en Newtonsk vätska utom vid mycket långsam strömning i fina sprickor (Sellgren 1983). Detta tycks tyvärr inte gälla för injekteringsmedel. En mera lämplig modell, åtminstone för bentonithaltiga suspensioner, tycks vara Binghamvätskor (Wallner 1976). En Binghamvätska karakteriseras av att det krävs en minsta skjuvspänning i vätskan, τ_0 (flytgränsen), innan vätskan börjar röra sig och en hastighetsprofil uppstår. Matematiskt beskrivs en Binghamvätska lämpligen enligt:

$$\frac{du}{dz} = \begin{cases} -\frac{1}{\mu} (\tau - \tau_0) & \tau > \tau_0 \\ 0 & \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (4.3)$$

Värdet på τ beror av tryckgradienten, sprickgeometrin och av injekteringsmedlets reologi.

En avgörande skillnad mellan Newtonska och Binghamvätskor är att en Newtonsk vätska alltid strömmar om den blir utsatt för en tryckskillnad. En Binghamvätska däremot strömmar bara om tryckskillnaden orsakar en skjuvspänning större än τ_0 (flytspänningen). Bingham och Newtonvätskor kommer alltså att strömma olika.

Det finns andra reologiska modeller än de som redovisas här. Huruvida dessa är intressanta i injekteringssammanhang får kvarstå tills vi har erhållit bättre kunskap om injekteringsmedlens reologi.

4.2 Härdning och gelning

Genom att betrakta de två vätskemodellerna, Newtonsk och Binghamsk, kan en enkel beskrivning av härdning och gelning tänkas. Viskositeten är ett mått på friktionen i vätskan. Viskositeten ökar när vätskemolekylernas inbördes friktion ökar. Detta kan tänkas ske genom att molekulerna tillväxer i storlek. Ett härdningsförlopp skulle då

kunna beskrivas som att viskositeten i ekvationerna 4:1 till 4:3 får öka med tiden. Gelstyrkan i en gel bygger däremot på antalet och styrkan av utvecklade bindningar mellan molekyler i en större molekylär struktur. När flera bindningar utvecklas mellan molekyler ökar gelstyrkan. Det kommer att behövas större och större skjuvspänning i vätskan för att bryta de molekylära bindningarna och få vätskan att strömma. Detta är precis vad som skulle hända om flytgränsen i en Binghamvätska fick öka med tiden. Man skulle därmed ha följande modell:

- * härdning innebär ökning av viskositeten (η)
- * gelning innebär ökning av flytgränsen (τ_0)

Det får betraktas som relativt osäkert om verkliga härdnings och gelningsförlopp kan beskrivas på detta sätt. Vi antar dock tills vidare att denna hypotes ger en bra beskrivning av verkligheten.

4.3 Reologiska modeller vid verklig tredimensionell strömning

Strömningsriktningen i ovanstående resonemang har varit styrd med någon typ av vägg (se fig. 5). Om strömningen är sant tredimensionell, exempelvis strömning av en vätska i en annan vätska, så kan inte modellekvationerna (4:1) till (4:3) användas direkt. I Bird et.al. 1960 beskrivs hur en omformulering till allmän tredimensionell strömning kan göras.

4.4 Bestämning av injekteringsmedels reologiska egenskaper

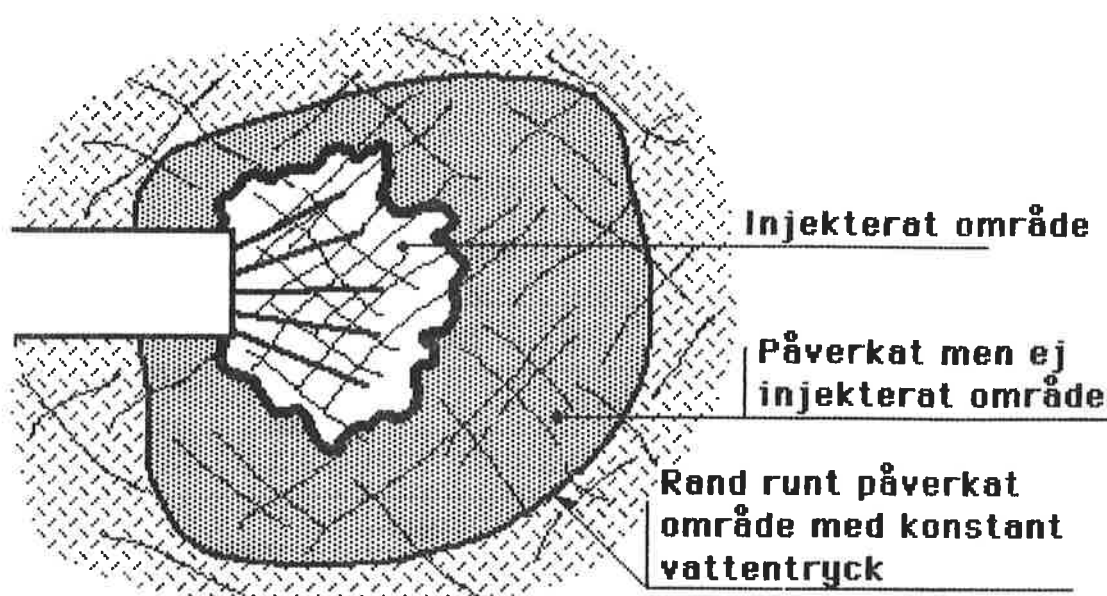
Bestämningen av en vätskas reologiska egenskaper kan göras på många olika sätt. Den vanligaste metoden idag är att använda sig av en rotationsviskosimeter. Metoden bygger på att mäta erforderligt vridmoment för olika rotationshastigheter hos en cylinder nedsänkt i en cirkulär behållare fylld med vätskan som skall undersökas (Sellgren 1982). Även andra enklare metoder kan tänkas. För en mycket grov uppskattning kan det mycket väl räcka med att undersöka strömningshastigheten som funktion av pådrivande tryck i ett rör med bestämda dimensioner. För att separera en icke- Newtonsk vätskas olika reologiska parametrar måste flera försök göras. För injekteringsmedel gäller även att deras reologiska egenskaper ändras med tiden. Detta innebär att flera försök måste göras för varje

tidpunkt under härdnings och gelningsprocessen. Det snabbaste men mest komplicerade sättet vore att cykliskt variera rotationshastigheten i en rotationsviskosimeter under stelningprocessen. Man skulle på så sätt kunna separera reologiparametrarna i varje tidpunkt och kontinuerligt registrera hur de ändras med tiden. Fördelen med denna metodik är att det räcker med ett försök för varje medel samt att en standardiserad reproducerbar metodik bör kunna utvecklas. En undersökning av olika injekteringsmedels reologi måste anses som en nödvändig del i detta projekt. Undersökningen skulle också verifiera eller förkasta vårt antagande om att injekteringsmedel uppför sig som Binghamvätskor. Undersökningar med rotationsviskosimeter föreslås därför utföras i en kommande etapp av projektet.

5 MATEMATISK BESKRIVNING AV STRÖMNING I SPRICKIGT BERG

Matematiska modeller för beskrivning av strömning i sprickigt berg har diskuterats åtminstone de senaste 20 åren (Barenblatt et.al. 1960, Gale 1982). En viktig anledning till det ökade intresset är utvecklingen av datamaskiner och numeriska lösningsmetoder. Strömningsmodellerna kan därmed utnyttjas för att simulera vad som händer i ett tänkt fall och predicera strömningsförloppets tidsbeteende. En matematisk modell av injektering bör kunna beskriva utbredningen av injekteringsmedlet och tidsförloppet för denna utbredning. Modellen bör också beskriva strömningsförhållandena både före och efter injekteringen. Detta för att kunna mäta den tänkta injekteringsresultat. För att uppnå detta måste modellen kunna beskriva tryck och hastighet i alla punkter där injekteringsmedel eller vatten uppehåller sig. Detta område måste av praktiska skäl tänkas begränsat. I teorin utgör beräkningsområdet de delar av bergmassan där grundvattenströmningen påverkas av injekteringen. Det område där strömningen måste beskrivas begränsas alltså av en rand eller i det tredimensionella fallet av ett hölje. Utanför detta hölje råder en vattentrycksituation som inte ändras under injekteringen och därför är konstant. Storleken på beräkningsområdet bestäms av hur noggrant man vill eller kan beräkna injekteringsförloppet. Trycksituationen vid gränsen till det opåverkade området brukar benämnas randvillkor. Andra randvillkor är injekteringshålens läge och injekteringsstrycket. Injekteringshålens läge är ett av randvillkoren som injekteraren kan påverka. Hur de riktas kommer dessutom att påverka

beräkningsområdet. Injekteringsstrycket kan också varieras av injekteraren. Det är dock inte säkert att han får det tryck som han önskar. Pumpen kanske inte orkar upprätthålla inställt tryck om flödet är för stort. Karakteristika för injekteringspumpen kan därför vara ett viktigt randvillkor åtminstone i början av en injektering.



Figur 6: Beräkningsområdet begränsas av en rand. Utanför denna rand är förhållandena konstanta under injekteringen.

Situationen inne i beräkningsområdet före injekteringen kan också ha betydelse för injekteringsresultatet och för formuleringen av modellsambanden. Framförallt har begynnelsestillståndet betydelse om sprickorna anses vara deformabla. Begynnelsestillståndet brukar matematiskt beskrivas med hjälp av begynnelsevillkor vilka beskriver den initiella situationen vid injekteringen.

En matematisk modell för strömningen utformas från grundläggande kontinuitetssamband som att massan och rörelsemängden bevaras (Navier Stokes ekvationer). Ekvationerna förenklas genom att man tar hänsyn till områdets speciella geometri (tunna sprickor) samt genom att man gör vissa förenklande antaganden.

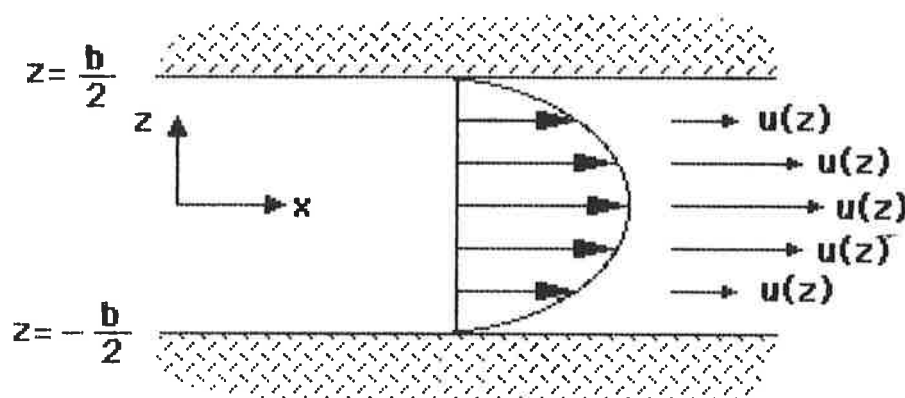
De viktigaste antagandena som görs i detta arbete är:

- * Strömningshastigheterna är låga (laminär strömning).
- * Injekteringsmedlets densitet antas vara i samma storleksordning som vattnets.
- * Medelvärdesbildning av strömningshastigheten över sprickans tjocklek är meningsfull.
- * Det är en skarp gräns mellan injekteringsmedel och vatten.
- * Injekteringsmedlet uppför sig som en vätska (ej separationsbenägen).

Inget av dessa fem antaganden är invändningsfritt. De förenklar dock analysen avsevärt. I vad mån de bör ändras får utvisas av det fortsatta arbetet.

5.1 Stationär strömning i en plan parallell spricka

I en plan parallell spricka (fig. 7) där strömningen sker i en riktning förenklas strömningsmodellen avsevärt. Trots att detta fall knappast förekommer i naturen är fallet av stort intresse därför att delresultat kan användas för att utveckla mera sanningsenliga modeller.



Figur 7: Stationär strömning i en plan parallell spricka med tjockleken b .

I sprickan är alla hastigheter 0 utom $u(z)$ som är riktad i x -led. Genom att betrakta ett kontrollelement $dx dy dz$ och kräva att massa och rörelsemängd bevaras för kontrollelementet fås Navier Stokes

ekvationer som i detta fall förenklar sig till (Bird et.al. 1960):

$$\frac{d}{dx}(\eta u) = 0 \quad (5:1)$$

$$\frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} = 0 \quad (5:2)$$

Där T är spänningstensorn för elementet i vätskan. Skjuvspänningen beror av vätskans strömning och reologi. Genom att utnyttja ekvation (4:1) och införa trycket P så kan man beskriva:

$$\begin{aligned} T_{xx} &= P \\ T_{xz} &= T(z) = -n \frac{du}{dz} \end{aligned} \quad (5:3)$$

Sätter vi in ekvation (4:3) i (4:2) fås följande samband:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(n \frac{du}{dz} \right) = \frac{dP}{dx} \quad (5:4)$$

För att komma vidare måste man ange vilken reologisk modell som gäller för vätskan. Ekvation (5:4) kan då integreras två gånger så att hastighetsprofilen $u(z)$ erhålles. Genom att slutligen beräkna medelvärdet av $u(z)$ över sprickans tjocklek erhålles medelhastigheten u .

För en Newtonsk vätska gäller $n = \mu = \text{konstant}$ varvid ekvation (5:4) kan integreras direkt i två steg vilket ger:

$$\mu u(z) = \frac{dP}{dx} \frac{z^2}{2} + cz + d$$

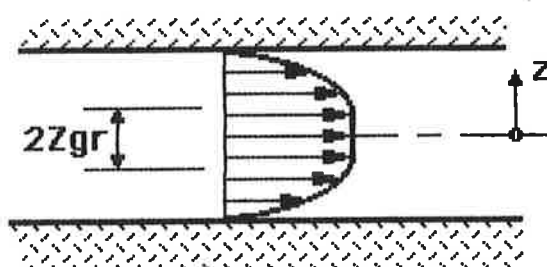
där man antagit att trycket inte ändras nämnvärt över sprickans tjocklek. C och d är integrationskonstanter.

Genom att utnyttja att hastigheten längs sprickväggen är 0 ($u(b/2)=0$) och att hastighetsprofilen har ett maxvärde i sprickans mitt ((du/dz) för $z=0$ är 0) samt utföra medelvärdesberäkning av hastighetsprofilen över sprickans tjocklek får man (Gale 1982):

$$u = \frac{b^2}{12\mu} \frac{dP}{dx} = \left\{ h = \frac{P}{\rho g}, S = \rho g \right\} = \frac{S b^2}{12\mu} \frac{dh}{dx} \quad (5:5)$$

En Newtonsk vätskas medelhastighet är tydligen proportionell mot sprickvidden i kvadrat och mot tryckgradienten samt omvänt proportionell mot viskositeten.

För en Binghamvätska blir integrationen något besvärligare. En stel kärna uppstår i mitten av sprickan eftersom skjuvspänningen där är noll för att sedan växa mot sprickans väggar (fig. 8). Antag att kärnan har tjockleken $2Z_{gr}$.



Figur 8: Hastighetsprofil vid Binghamströmning. I mitten av sprickan strömmar en stel kärna med tjockleken $2Z_{gr}$.

Skriver vi om ekv(4.3) för $\tau > \tau_0$ till:

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dz} \quad (5:6)$$

och sätter in resultatet i ekv(5:2) så fås:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\tau_0 - \mu \frac{du}{dz} \right) \quad (5:7)$$

Integrerar vi denna ekvation en gång med avseende på z så fås:

$$\frac{dP}{dx} z = \mu \frac{du}{dz} + c$$

Använder vi sedan randvillkoret (för den stela kärnan) att $(du/dz)=0$ för $z=Zgr$ så fås:

$$c = \frac{dP}{dx} Zgr$$

och

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} (z - Zgr) \quad (5:8)$$

Ytterligare en integration med avseende på z ger:

$$u(z) = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} \left(\frac{z^2}{2} - zZgr + d \right)$$

Randvillkoret att strömningshastigheten längs sprickväggen är 0 ($u(z)$ för $z=b/2$ är 0) ger:

$$d = Zgr \frac{b}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{b}{2} \right)^2$$

och

$$u(z) = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} \left(\frac{z^2}{2} - zZgr + Zgr \frac{b}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{b}{2} \right)^2 \right) \quad (5:9)$$

Tjockleken på den stela kärnan beräknas genom att skjuvdeformationer inte sker förrän skjuvspänningen överstiger flytgränsen T_0 . Ekvation (5:2) tillsammans med ekvation (5:3) ger:

$$\frac{dT(z)}{dz} = - \frac{dP}{dx}$$

Integreras denna ekvation en gång med avseende på z erhålles:

$$-T(z) = z \frac{dP}{dx} + c$$

$\tau(z=0) = 0$ av symmetriskäl vilket ger att $c=0$ och:

$$-\tau(z=z_{gr}) = \frac{dP}{dx} z_{gr}$$

Eftersom $\tau(z=z_{gr}) = \tau_0$ (flytspänningen) så fås slutligen:

$$\tau_0 = - \frac{dP}{dx}$$

eller

$$z_{gr} = - \frac{\tau_0}{\frac{dP}{dx}}$$

Medelvärdesbildas ekvation (5:9) och införs $P = \rho gh = S h$ fås (Wallner 1976)

$$u = \frac{S b^2}{12\mu} \frac{dh}{dx} \left(1 - 3 \frac{z_{gr}}{b} + 4 \left(\frac{z_{gr}}{b} \right)^3 \right)$$

där

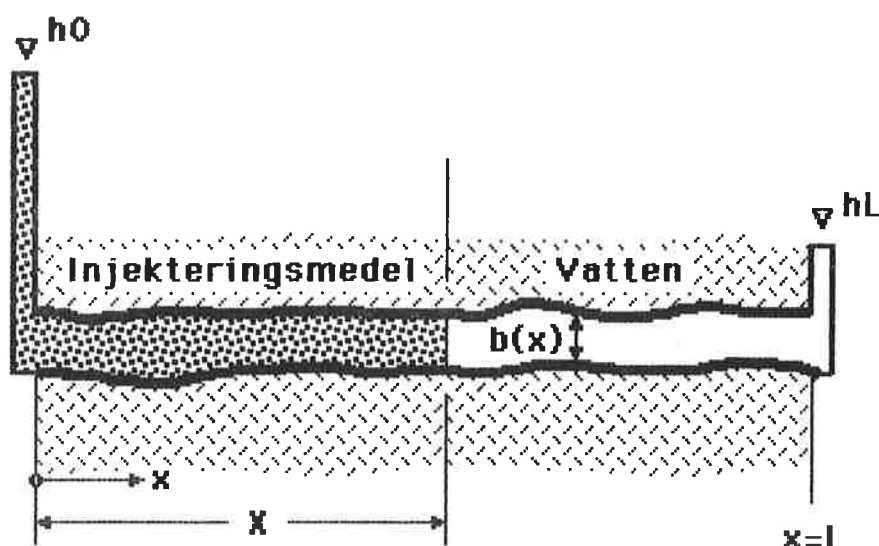
$$z_{gr} = \min \left(\frac{\tau_0}{S \frac{dh}{dx}}, \frac{b}{2} \right) \quad (5:11)$$

Vid Binghamströmning kommer strömningen att upphöra om tryckgradienten underskrider ett visst värde.

För andra reologiska modeller kan motsvarande beräkningar göras. Värdet av ovanstående utredning är att resultatet kan generaliseras till mera komplicerade, och därmed verklighetsanpassade, strömningsförhållanden.

5.2 Strömning i en endimensionell spricka

Betrakta en endimensionell spricka där tjockleken varierar längs sprickan (fig. 9). Injekteringsmedlets front har läget X . Vid ränderna ($x=0$ och $x=L$) känner man antingen flödet eller trycket eller ett samband mellan dessa.



Figur 9: Strömning av injekteringsmedel i en endimensionell spricka.

Strömningen i det inre av sprickan beräknas genom att formulera ett kontinuitetssamband. Det som strömmar in minus det som strömmar ut ur en kontrollvolym $b(x) dx$ måste vara lika med det som ackumuleras i kontrollvolymen. En ackumulering kan endast ske genom att vätskan komprimeras eller att sprickvidden ökar. Matematiskt uttrycks detta som:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho b(x)) + \rho \frac{\partial}{\partial x} (b(x) u(x)) = 0$$

där ρ = densiteten och u = medelhastigheten över sprickvidden. Försummas sprickans och vätskans deformationer så försvinner tidsderivatan och ekvationen förenklas till:

$$b(x) u(x) = \{\text{konstant i rummet}\} = Q(t) \quad (5:12)$$

Detta innebär att vid endimensionell strömning av en icke kompressibel vätska i en stel spricka så är vid varje tidpunkt flödet lika stort i alla punkter längs sprickan. Flödet kan dock ändras med tiden. Fronten vandrar längs sprickan vilket innebär att förhållandet injekterad del och vattenförande del ändras. Injekteringsmedlets reologi skiljer från vattnets vilket gör strömningmotståndet ändras när fronten förflyttas. Injekteringsmedlets strömningsegenskaper ändras också med tiden (härdning och gelning). För att beräkna strömningshastigheten u gör man antagandet att hastighetsekvationerna för plan endimensionell strömning kan

användas i varje punkt längs sprickan. Om vi antar att injekteringsmedlet är en Binghamvätska som uttränger vanligt vatten så gäller (enligt ekvationerna (5:11) och (5:5)):

$$Q(t) = \frac{8b(x)^3}{12\mu_1(t)} \frac{dh}{dx} \left(1 - 3 \frac{z_{gr}(t)}{b(x)} + 4 \left(\frac{z_{gr}(t)}{b(x)} \right)^3 \right) \quad (5:13)$$

för $0 < x < X(t)$ och

$$z_{gr} = \min \left(\frac{T_0}{8 \frac{dh}{dx}}, \frac{b}{2} \right)$$

För den vattenfyllda delen av sprickan gäller:

$$Q(t) = \frac{8b(x)^3}{12\mu_{II}} \frac{dh}{dx} \quad (5:14)$$

för $X(t) < x < L$

där $\mu_1(t)$ beskriver viskositeten hos Binghamvätskan och μ_{II} den konstanta viskositeten hos vattnet.

För att systemet ska bli lösbart i de obekanta $X(t)$, $Q(t)$ och $h(x,t)$ krävs randvillkor. Vid fronten mellan injekteringsmedel och vatten förekommer inga språngvisa variationer av tryck eller hastighet d.v.s:

$$\begin{aligned} h_1(X) &= h_{II}(X) \\ u_1(X) &= u_{II}(X) \end{aligned} \quad (5:15)$$

Vid ränderna kan flöde eller vanligtvis tryck vara givna d.v.s:

$$\begin{aligned} h(0) &= h_0 \\ h(L) &= h_L \end{aligned} \quad (5:16)$$

Systemet (ekvationer (5:12) - (5:16)) är dock fortfarande inte entydigt bestämt. Vad som ytterligare erfordras är det geometriska villkoret att frontens läge X förflyttas med samma strömningshastighet som vätskorna vid frontens d.v.s:

$$\frac{dX}{dt} = u(X,t) = \frac{Q(t)}{b(X)} \quad (5:17)$$

Genom att slutligen ange frontens läge vid injekteringens början blir systemet matematiskt bestämt. För att komma fram till ekvationerna (5:12) - (5:17), vilka helt karakteriserar injekteringsströmningen, har

5.4 Strömning i en tvådimensionell spricka

Strömningsekvationerna för strömning i en tvådimensionell spricka tas fram på samma sätt som i det endimensionella fallet. Genom att formulera kontinuitetssamband och komplettera dessa med konstitutiva samband fås motsvarande ekvationer för det tvådimensionella fallet. Kontinuitetsekvationerna för massans bevarande blir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\vartheta b) + \vartheta \frac{\partial}{\partial x}(b u_x) + \vartheta \frac{\partial}{\partial y}(b u_y) = 0 \quad (5:19)$$

där u_x , u_y är medelhastigheterna i x respektive y-led och b är en funktion av x och y. Om sprickan och vätskan anses inkompressibla försvinner tidsderivatan som tidigare. Till skillnad från det endimensionella fallet kan trots detta inte ekvationen integreras direkt. Hastigheterna u_x och u_y kan beräknas genom att ytterligare generalisera hastighetsformlerna för plan endimensionell strömning till (Gale 1982 och Wallner 1976):

$$u_{x1} = - \frac{8b^2}{12\mu_f(t)} \frac{dh}{dx} f\left(\left|\frac{dh}{dx}\right|, \left|\frac{dh}{dy}\right|\right)$$

$$u_{y1} = - \frac{8b^2}{12\mu_f(t)} \frac{dh}{dy} f\left(\left|\frac{dh}{dx}\right|, \left|\frac{dh}{dy}\right|\right)$$

där

$$f\left(\left|\frac{dh}{dx}\right|, \left|\frac{dh}{dy}\right|\right) = 1 - 3 \frac{Zgr}{b} + 4 \left(\frac{Zgr}{b}\right)^3$$

och

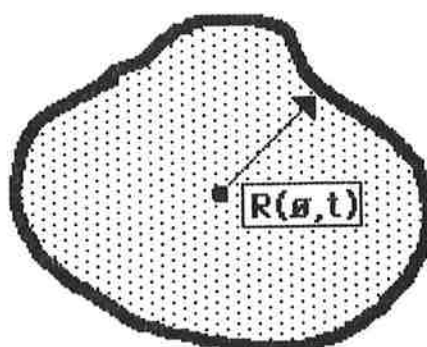
$$Zgr = \min\left(\frac{T_o}{S} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{dh}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dh}{dy}\right)^2}}, \frac{b}{2}\right) \quad (5:20)$$

För den icke injekterade delen av sprickan gäller:

$$\begin{aligned} u_{xII} &= - \frac{S b^2}{12 \mu_{II}} \frac{dh}{dx} \\ u_{yII} &= - \frac{S b^2}{12 \mu_{II}} \frac{dh}{dy} \end{aligned} \quad (5:21)$$

där I och II hänför sig till Bingham respektive Newtonvätskor.

Om läget för gränsen mellan injekteringsmedel och vatten kan beskrivas som en funktion $R(\vartheta, t)$ (fig. 11) så kan man relativt enkelt beskriva att randen förflyttar sig med samma hastighet som vätskan strömmar vid den.



Figur 11: Läget för injekteringsfronten kan ibland beskrivas som en funktion $R(\vartheta, t)$

Man får (Bear 1979):

$$\left. \frac{\partial R}{\partial t} + u_{\vartheta} \right|_R - \left. \frac{\partial R}{\partial \vartheta} - u_r \right|_R = 0 \quad (5:22)$$

Med samma typ av randvillkor som tidigare representerar ekvationerna (5:19) - (5:22) en fullständig matematisk modell av injektering i en tvådimensionell spricka.

5.5 Sprickplan som skär varandra

Sprickplan som skär varandra innebär ingen väsentlig svårighet teoretiskt sett. Man får återigen införa villkor i skärningsaxlarna så att massan bevaras. Stora problem kan dock väntas för formuleringen när en injekteringsfront når ett skärningsplan. Risken för blandning av injekteringsmedel och vatten ökar i jämförelse med det endimensionella fallet och kan göra tidigare modellarbete ogiltigt.

5.6 Poröst medium

I vissa fall kan det vara motiverat att betrakta berget som ett kontinuum och beskriva det som ett poröst medium (Shapiro 1981, Long et.al. 1982). Skillnaden mot ekvationerna för enskilda sprickor blir dels att man får strömning i alla punkter i bergmassan dels att formlerna för strömningshastigheten blir annorlunda. I det allmänna fallet är strömningen tredimensionell. Kontinuitetsekvationerna för massans bevarande kan då skrivas (Bear et.al 1979):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5:23)$$

där e är mediets porositet. För Newtonska vätskor gäller att $\mathbf{u}$ kan beskrivas med Darcy's lag:

$$\mathbf{u} = -\frac{\rho}{\mu} \mathbf{k} \nabla h \quad (5:24)$$

där $\mathbf{k}$ är det porösa mediets permeabilitet.

För icke Newtonska vätskor kan man tänka sig att ekvation (5:24) modifieras till:

$$\mathbf{u} = -\frac{\rho}{\mu} \mathbf{k}(|\nabla h|, e) \nabla h \quad (5:25)$$

Permeabiliteten blir i så fall en funktion av injekteringsmedlets reologi. Eftersom injekteringsmedlets egenskaper ändras med tiden kommer även permeabiliteten att ändras med tiden. Vissa försök till modellframställning har gjorts åtminstone för tidskonstanta icke-Newtonska vätskor (Pascal 1983). Detta projekt kommer dock, tills vidare, inte att behandla injektering i porösa medier.

6 MATEMATISKA MODELLER AV INJEKTERING I SPRICKIGT BERG

I det föregående avsnittet presenterades några matematiska beskrivningar av olika injekteringssituationers förlopp. För att kunna utnyttja dessa beskrivningar måste man:

- * Ge värden till modellparametrarna (t.ex. viskositet, sprickgeometri) så att modellen motsvarar den situation som man vill undersöka.
- * Lösa modellen

I detta avsnitt kommer vi att koncentrera oss på att lösa modellerna och försöka beräkna injekteringsförlopp i några olika situationer. Matematiska modellekvationer kan i princip lösas antingen analytiskt eller numeriskt. Injekteringsförloppet är emellertid så pass komplicerat att analytiska lösningar endast i undantagsfall kan formuleras. Genom analytisk formelmanipulation kan man dock ibland omforma modellekvationerna till något mera lättförståeliga och hanterbara uttryck. Ett omfattande forskningsarbete finns nedlagt på att lösa de modellekvationer som beskriver vattnets strömning i sprickigt berg och porösa medier. Huyakorn et.al. 1983 ger en god översikt av lämpliga metoder. För att beräkna vattnets tryckfördelning används i regel Finita Element Metoden (FEM). De modellekvationer som beskriver injektering är väsentligen av samma karaktär som de för vattenströmning. Två viktiga undantag finns dock:

- * Ekvationerna är ickelinjära eftersom injekteringsmedlets strömningssmotstånd är en funktion både av tiden och strömningshastigheten (tryckgradienten).
- * Injekteringsmedlet fyller (åtminstone till en början) inte hela strömningssområdet. Läget av fronten mellan vätskorna är dels av primärt intresse och inverkar dessutom på tryckfördelningen i vätskorna.

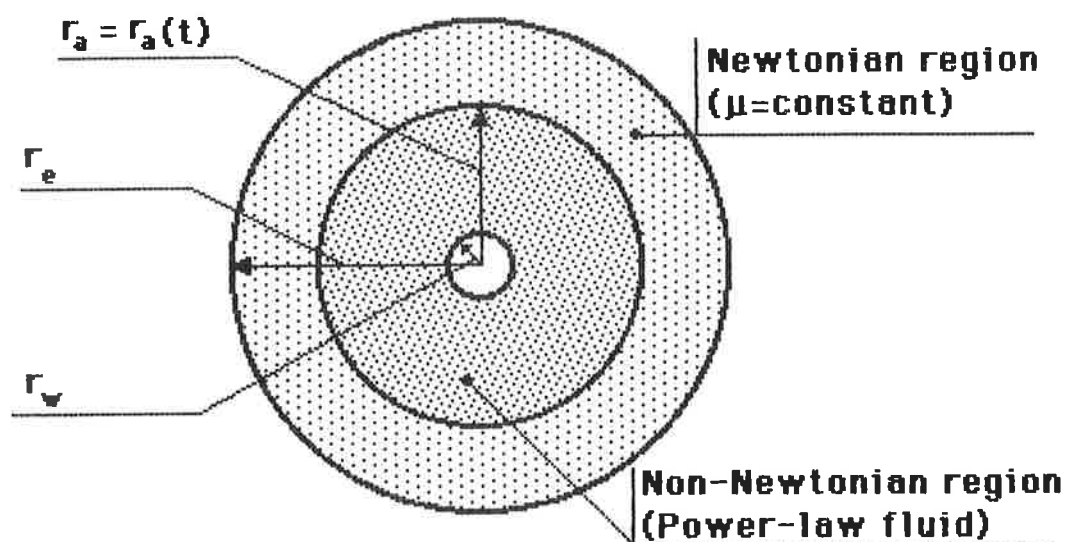
Det finns därför anledning att ägna speciell uppmärksamhet på lösningen av modellekvationerna för injektering.

6.1 Tre exempel på av andra utfört modellarbete

Matematisk modellering av injektering för tätning av bergtunnlar tycks vara sparsamt rapporterat. Ett undantag är dock Wallner 1976

som redovisar ett omfattande arbete. Problemen med strömning av icke Newtonska vätskor förekommer dock även inom andra områden som exempelvis oljeutvinnings och plastgjutningsindustrin. Exempel på arbeten inom dessa områden är Lund och Ikoku 1981 samt Hieber och Shen 1980. I dessa tre nämnda arbeten löser man strömning i ett tvådimensionellt plan. Undersökningarna skiljer sig åt genom olika antaganden om symmetri, injekteringsmedlets egenskaper, egenskaper hos sprickan samt val av numerisk lösningsmetod.

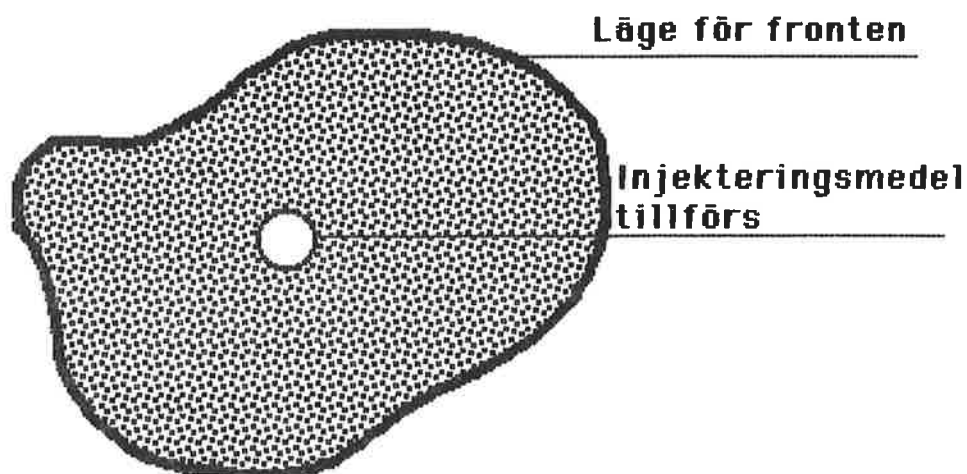
De, förmodligen, enklaste modellantagandena görs av Lund och Ikoku 1981. De tänker sig injektering av en plan homogen spricka med cirkulärsymmetriska randvillkor (fig. 12).



Figur 12: Injekteringsproblem studerat av Lund och Ikoku. Vid $r=r_e$ är trycket konstant. Injekteringsmedlet tillförs vid $r=r_w$ med det kända flödet Q . (från Lund och Ikoku 1981)

De antar dock att injekteringsmedlet kan komprimeras något så att det tar en ändlig tid för en tryckförändring att utbreda sig. Modellekvationerna kommer därför att innehålla en tidsderivata. Genom att som randvillkor ange injekteringsflödet undviker man dock större komplikationer vid beräkning av läget av fronten mellan injekteringsmedlet och vattnet. Läget av fronten kan i detta fall beräknas volymetriskt för varje önskad tidpunkt. Tryckfördelningen, som i detta fall är cirkulärsymmetrisk, beskrivs av en endimensionell ekvation och löses med en finita differensmetod.

Wallner 1976 löser injekteringen av en Binghamvätska i tvådimensionella sprickor. Injekteringsmedlet anses inkompressibelt. Sprickvidden kan tillåtas variera inom sprickan. En viktig begränsning med Wallners modell är att grundvattenströmning inte ingår.

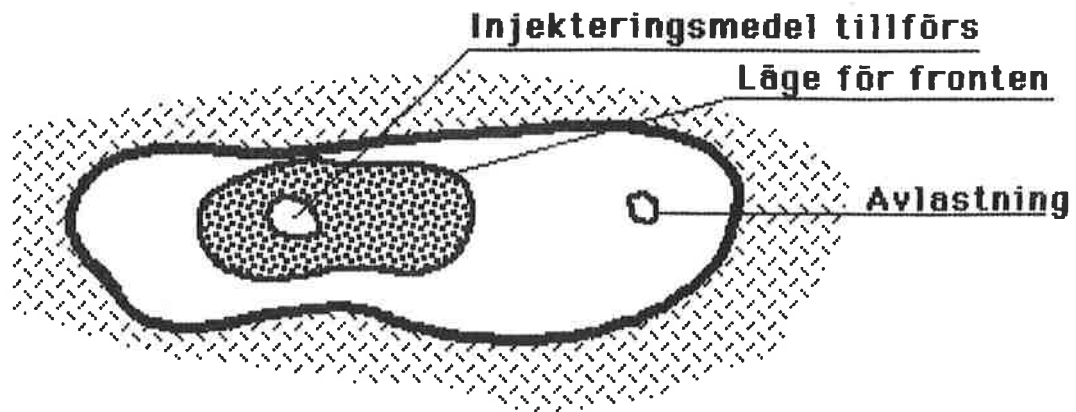


Figur 13: I Wallner 1976 beräknas utbredningen av ett injekteringsmedel i en tvådimensionell spricka. Injekteringsmedlets tryck anges vid den inre randen. Vattenströmning bortanför fronten tas inte med.

Eftersom fronten vid strömningen förflyttas utåt måste nya element tillföras vid varje nytt tidssteg. För att generera dessa element måste läget för fronten efter det nya tidssteget beräknas. Detta gör Wallner genom att utnyttja randens hastighet efter det föregående tidssteget och modifiera denna hastighet genom att geometriskt uppskatta randens hastighet efter det nya tidssteget.

Tryckfördelningen vid det nya läget beräknas iterativt med FEM. En approximativ tryckfördelning och från den fördelning av den stela Binghamkärnan beräknas först. En ny tryckfördelning beräknas och från den erhålles en ny fördelning av Binghamkärnans tjocklek. Tryckberäkningen upprepas tills lösningen konvergerar. Nu kan återigen frontens hastighet beräknas och ett nytt tidssteg initieras. Förfarandet upprepas tills fronten stannar. Genereringen av nya element för varje tidssteg gör att antalet element snabbt växer och med dem datorns arbetsbörda.

Hieber och Shen 1980 löser ett injekteringsproblem som i stor utsträckning liknar Wallners (fig. 14).



Figur 14: Hieber och Shen 1980 beräknar utbredningen av ett injekteringsmedel i en tvådimensionell kavitet. Ingen strömning kan ske över den yttre randen. Injekteringsmedlet tillförs under givet tryck. Vätskan kan strömma ut genom avlastningshålet där trycket är givet.

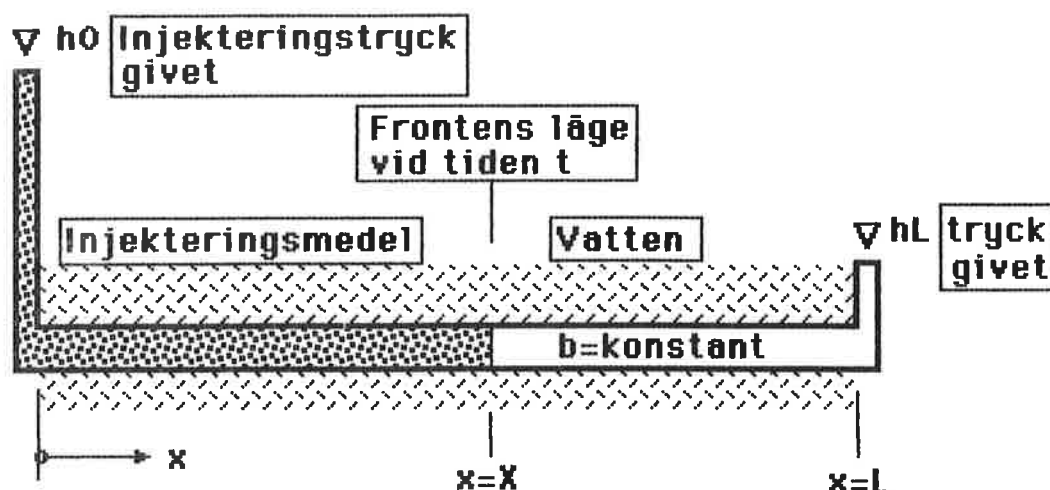
I detta fall är strömningen sant tvådimensionell. Injekteringsmedlet anses som inkompressibelt och sprickvidden ändras inte under injekteringsförloppet. Tryckfördelningen vid varje tidpunkt och läge för fronten löses med hjälp av FEM. Eftersom fronten är rörlig måste nya element introduceras vid varje tidssteg. Genom att lösa modellekvationerna iterativt undviks dock ett alltför omfattande räknearbete. Läget för fronten vid nästa tidssteg beräknas från en tvåstegs iterationsmetodik. Först bestäms läget av fronten utgående från frontens hastighet efter det föregående tidssteget. Vid detta nya läge för fronten beräknas tryckfördelningen och ur den hastigheten efter det nya tidssteget. Slutliga läget för fronten efter det nya tidssteget beräknas från medelhastigheten hos fronten efter det gamla tidssteget och det först beräknade nya läget. Inga ytterligare iterationer görs.

De här redovisade arbetena visar att det är fullt möjligt att lösa modellekvationerna som beskriver en injektering. Arbetsinsatsen för datorn, speciellt beträffande Wallners metod, kan dock verka avskräckande. Detta gäller speciellt om man tänker sig komplicerade geometrier som nätverk av tvådimensionella inhomogena sprickor. Resten av detta avsnitt är en redovisning av våra egna ansatser för att lösa injekteringsmodellekvationer. De två första fallen, en plan endimensionell spricka och cirkulärsymmetrisk injektering, är mycket enkla. En av fördelarna med att undersöka dessa enkla och något

orealistiska fall är att man relativt enkelt kan jämföra olika modeller av injekteringsmedel. Det sista fallet beskriver en plan för hur man, med rimlig datorkraft, kan beräkna injekteringsförlopp i nätverk av endimensionella sprickor.

6.2 Endimensionell spricka – injektering med Binghamvätska

Endimensionell strömning i en plan homogen spricka ger det enklaste tänkbara fallet. Det tänkta fallet illustreras av fig. 15.



**Figur 15: Endimensionell strömning i plan spricka.
Vid tiden t befinner sig fronten vid $x=X$.**

Följande förutsättningar anses gälla:

- * Plan parallell icke deformierbar spricka.
- * Endimensionell laminär strömning.
- * Inkompressibelt injekteringsmedel av Binghamtyp.
- * Skarp front belägen vid $X(t)$.

För detta problem gäller modellekvationerna (5:13) – (5:14), presenterade i det förra avsnittet. I de olika områdena I (injekteringsmedel) och II (vatten) kommer tryckgradienten att vara konstant. Vid fronten (gränsskiktet mellan injekteringsmedel och vatten) kommer en språngvis ändring av tryckgradienten att ske. Vi kan

därför analytiskt integrera ekvation (5:13) mellan $x=0$ och $x=X(t)$ samt ekvation (5:14) mellan $x=X(t)$ och $x=L$. Vi får:

$$Q(t)(X(t)-0) = -\frac{8b^3}{12\mu_1(t)}(h_1(x)-h_0)\left(1-3\frac{Zgr}{b}+4\left(\frac{Zgr}{b}\right)^3\right) \quad (6:1)$$

$$Q(t)(L-X(t)) = -\frac{8b^3}{12\mu_{II}}(h_L-h_{II}(x)) \quad (6:2)$$

Utnyttjar vi sedan att $h_1(X)=h_{II}(X)=h(X)$ samt att $Q(t)=b \cdot dX/dt$ erhålles från ekvation (6:2):

$$h(X) = \frac{dX}{dt} \frac{12\mu_{II}}{8b^2} (L-X(t)) + h_L$$

Insättes denna i ekvation (6:1) fås efter några manipulationer:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{8b^2(h_0-h_L)}{12 \left[X(t) \left(\frac{\mu_1(t)}{1-3\frac{Zgr}{b}+4\left(\frac{Zgr}{b}\right)^3} - \mu_{II} \right) + L\mu_{II} \right]} \quad (6:3)$$

Ekvation (6:3) är på formen $dX/dt=f(X,t,Zgr)$ och uttrycker ett icke linjärt begynnelsevärdesproblem. Begynnelsevärdesproblem av första ordningen kan lösas med många olika numeriska integrationsmetoder. En komplikation i detta fall är dock att Zgr är en icke elementär funktion av tryckgradienten över den injekterade delsträcka. Ett iterativt lösningsförfarande måste därför tillgripas. Vanligen utgår man från att använda sig av ett konstant tidssteg. Med tanke på att lösningsmetodiken i detta fall även kommer att användas för fallet med ett nätverk av endimensionella sprickor så är det bättre att utgå från en konstant strömningssträcka. Detta innebär att tidsstegets längd kommer att variera. Orsaken till detta angreppssätt är att i fallet med nätverket så får inte den injekterade delen av sprickan passera en knutpunkt. I det sista tidssteget när sprickan blir helt fylld måste den precis bli fylld, varken mera eller mindre.

Värdet på Zgr kan exakt beräknas om t och X är kända.

Ekvation (6:1) kan omformas till:

$$\frac{h_0 - h(x)}{x(t)} = \frac{12 \mu_l(t)}{8 b^2} \frac{dx}{dt} \frac{1}{1 - 3 \frac{Z_{gr}}{b} + 4 \left(\frac{Z_{gr}}{b} \right)^3} \quad (6:4)$$

där

$$Z_{gr} = \min \left(\frac{T_0}{8} \frac{1}{\frac{h_0 - h(x)}{x(t)}}, \frac{b}{2} \right) \quad (6:5)$$

Om $Z_{gr} = b/2$ så har flödet avstannat. Så länge injekteringsvätskan strömmar gäller från (6:5) att:

$$\frac{h_0 - h(x)}{x(t)} = \frac{T_0}{8 Z_{gr}} \quad (6:6)$$

Sätts ekvationerna (6:4) och (6:6) lika erhålles efter lite manipulering:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{b T_0}{12 \mu_l(t)} \left(\frac{b}{Z_{gr}} + 4 \left(\frac{Z_{gr}}{b} \right)^2 - 3 \right) \quad (6:7)$$

Vi har nu två uttryck för hastigheten vid en bestämd tidpunkt och ett bestämt frontläge (ekvationerna 6:3 och 6:7). Sätter vi dessa lika och försöker att beskriva Z_{gr} som en funktion av t , x och $h_0 - h_L$ fås:

$$z = K_1 + K_2 (1 + 4z^3 - 3z) \quad (6:8)$$

där $z = Z_{gr}/b$ och

$$K_1 = \frac{x(t) T_0}{8 b (h_0 - h_L)}, \quad K_2 = \frac{(L - x(t)) T_0 \mu_{II}}{8 b (h_0 - h_L) \mu_I(t)}$$

Denna tredjegradsekvation löses lämpligen iterativt i datorn.

Nu vet vi hur vi skall beräkna Z_{gr} om vi känner frontens läge och hur lång tid som har gått. Vi har ett begynnelsevärdesproblem där initieellt (vid $t=0$) inget injekteringsmedel har trängt in i sprickan. Därför börjar vi med att räkna ut strömningshastigheten i sprickan när den är helt fylld med vatten. Vi har tidigare bestämt i hur stora längdsteg som injekteringenförloppet skall diskretiseras. Med den initieellt beräknade hastigheten kan vi göra en första approximation av tiden för fronten att vandra denna delstäcka. Detta innebär att vi kan beräkna viskositeten och flytgränsen vid iterationsstegets slut. Sedan beräknar

vi Binghamkärnans tjocklek vid längdstegets slut utgående från injekterad sträcka (X) och beräknade reologiparametrar. Nu kan vi beräkna hastigheten vid längdstegets slut. Vi hade dock bara uppskattat hur lång tid som längdsteget tog. Tidsåtgången för frontens vandring av delsträckan kan återigen beräknas men nu med medelhastigheten under vandringen. Medelhastigheten kan uppskattas som summan av de två framräknade hastigheterna delat med två. Denna nya tidsåtgång ger nya värden på reologiparametrarna. Vi kan återigen räkna ut Zgr vid längdstegets slut och därmed hastigheten. Tidsåtgången kan återigen beräknas utgående från medelhastigheten. Varje längdsteg itereras till konvergens av längdstegets tidsåtgång. Sedan startas ett nytt längdsteg med hastigheten vid det tidigare stegets slut som initieell parameter. Sprickan arbetas igenom, strömningshastigheten blir långsammare och långsammare. Tidsåtgången för varje längdsteg växer. Injekteringen anses som avslutad när tidsåtgången för ett längdsteg överskrider ett tidigare bestämt stort värde. Detta iterationsschema kan beskrivas enligt följande:

1 initialisera:

beräkna hastigheten initieellt $u(t)$, sätt $u(t+dt)=u(t)$
sätt $dt=0$

2 beräkna medelhastigheten $u=(u(t)+u(t+dt))/2$

3 beräkna tidsåtgången för längdsteget ($nydt(u)$)

är $nydt$ mycket stort $\Rightarrow$ avsluta injekteringen

är $abs(nydt-dt)$ litet?

ja $\Rightarrow$ detta blir sista iterationen för tidssteget

nej $\Rightarrow$ fortsätt iterera även efter denna iteration

$dt=nydt$

4 beräkna Zgr vid $X(t+dt)$ ($Zgr(X(t+dt),R(t+dt))$)

där $R(t+dt)$ är reologiparametrarna vid tiden $t+dt$

5 beräkna hastighet tiden $t+dt$

$u(t+dt)=f(Zgr,R,X)$ där X är injekterad sträcka

6 om vi enligt 3 skulle fortsätta iterera så gå till 2

skulle vi börja ett nytt tidssteg så:

$t=t+dt$

$dt=0$

$u(t)=u(t+dt)$

$X(t)=X(t+dt)$

gå till 2

Enklare sätt att lösa dessa modellekvationer kan säkerligen tänkas. Denna metod är dock anpassad till lösningen av det mera komplicerade nätverksproblemet.

Den noggranna genomgången av detta enkla fall motiveras med att metodiken kommer att användas vid lösningen av nätverksproblemet. Man kan dock redan nu undersöka effekten av injekteringsvätskornas Binghamegenskaper. Ett program skapades och exekverades för några olika värden på reologiparametrarna. Den ringa kunskapen om eventuell förändring av Binghamegenskaperna med tiden motiverade att flytgränsen hölls konstant. Att variera flytgränsen med tiden försvårar dock inte lösningen av modellekvationerna. Resultaten framgår av figur 16. Följande parametrar hölls konstanta:

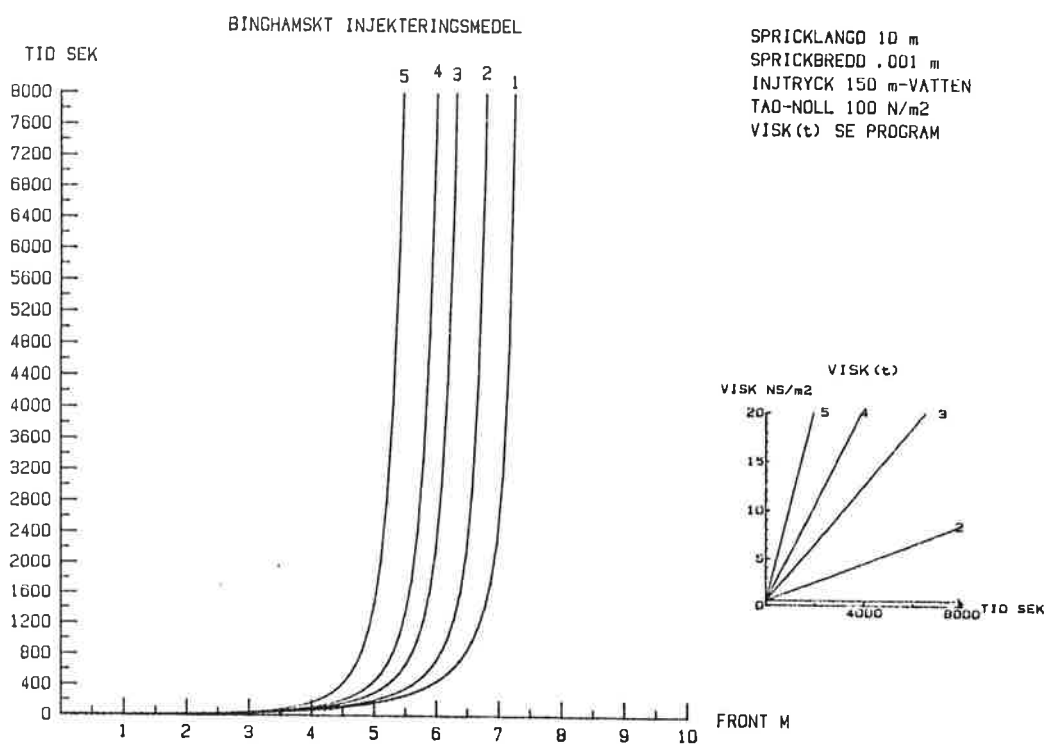
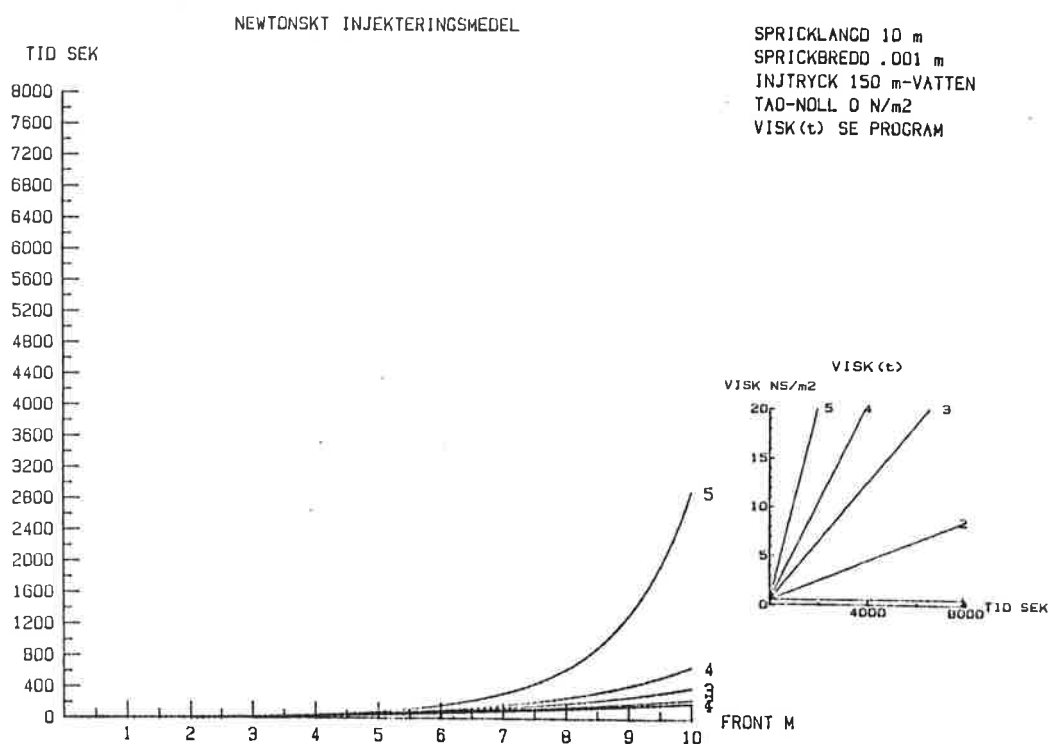
- * sprickbredd (b) = 0.001 m
- * spricklängd (L) = 10 m
- * tryckskillnad ($h_0 - h_L$) = 150 m vatten
- * densiteten gravitationen (ρ) = 9810 N/m³
- * vattnets viskositet (μ_{II}) = 0.001 Ns/m²

Fem olika härdningsmodeller för injekteringsmedlets viskositet studerades:

- 1 $\mu_I(t) = 0.5 \text{ Ns/m}^2$
- 2 $\mu_I(t) = 0.5 + 0.001 t$
- 3 $\mu_I(t) = 0.5 + 0.003 t$
- 4 $\mu_I(t) = 0.5 + 0.005 t$
- 5 $\mu_I(t) = 0.5 + 0.010 t$

Det bör nämnas att viskositeterna kanske är ovanligt höga. En viskositet av 0.5 Ns/m² motsvarar ungefär hälften av den för ricinolja. Effekten av Binghamegenskaperna studerades genom att dels simulera injektering med medel vilkas flytgräns satts till 100 N/m² och dels 0 N/m². Det sistnämnda innebär Newtonsk strömning.

Det viktigaste som kan utläsas från injekteringsförloppen (fig. 16) är Binghamegenskapens mycket stora betydelse för injekteringsresultatet. Man kan naturligtvis spekulera i rimligheten med en flytgräns på 100 N/m². Exemplet blir dock demonstrativt och eftersom vi vet så lite om injekteringsmedlens reologi bör det kunna användas för en principiell studie.



Figur 16: Injektion med Newton (överst) och Binghamvätska (underst). Förloppen blir helt olika.

Vid ett konstant värde på flytgränsen finns en analytisk lösning av hur långt fronten kommer att nå efter oändlig tid. När Z_{gr} når värdet $b/2$ stannar fronten. Om man i ekvation 5:7 sätter in detta värde på Z_{gr} erhålles:

$$X(t=\infty) = \frac{8b(h_0 - h_L)}{2T_0} \quad (6:9)$$

Löses X i detta fall för flytgränsen 100 N/m^2 fås en maximal strömningssträcka av 7.5 m. Simuleringsresultatet verkar överensstämma mycket bra, åtminstone vid långsam eller ingen härdningsutveckling. Härdar injekteringsmedlet snabbt kan naturligtvis detta ta överhanden och resultera i en kortare injekterad sträcka. Samanfattningsvis kan man konstatera att troliga icke-Newtonska egenskaper hos injekteringsmedel kommer att spela stor roll för injekteringsförloppet. En undersökning av injekteringsmedlens reologi måste därför utföras innan detta projekt kan avslutas.

6.3 Cirkulärsymmetrisk strömning i en plan tvådimensionell spricka - injektering med Binghamvätska.

Genom att simulera cirkulärsymmetrisk strömning kan man studera en del tvådimensionella effekter. Lösningssförfarandet kompliceras inte nämnvärt jämfört med det sant endimensionella fallet. Det studerade problemet illustreras av fig 17. Den cirkulära symmetrin innebär att strömning endast sker i radiell riktning. Modellekvationerna för tvådimensionell strömning (ekv. 5:19-5:21) förenklar sig till:

$$\frac{d}{dr}(b2\pi ru(r))=0 \Rightarrow b2\pi ru(r)=Q(t) \quad (6:10)$$

$$u_I(r) = -\frac{8b^2}{12\mu_I(t)} \frac{dh}{dr} \left(1 - 3\frac{Z_{gr}}{b} + 4\left(\frac{Z_{gr}}{b}\right)^3\right) \quad (6:11)$$

för $r_v < r < R(t)$

$$u_{II}(r) = -\frac{8b^2}{12\mu_{II}} \frac{dh}{dr} \quad (6:12)$$

för $R(t) < r < r_L$

Frontens hastighet R' måste överensstämma med injekteringsmedlets hastighet vid fronten dvs:

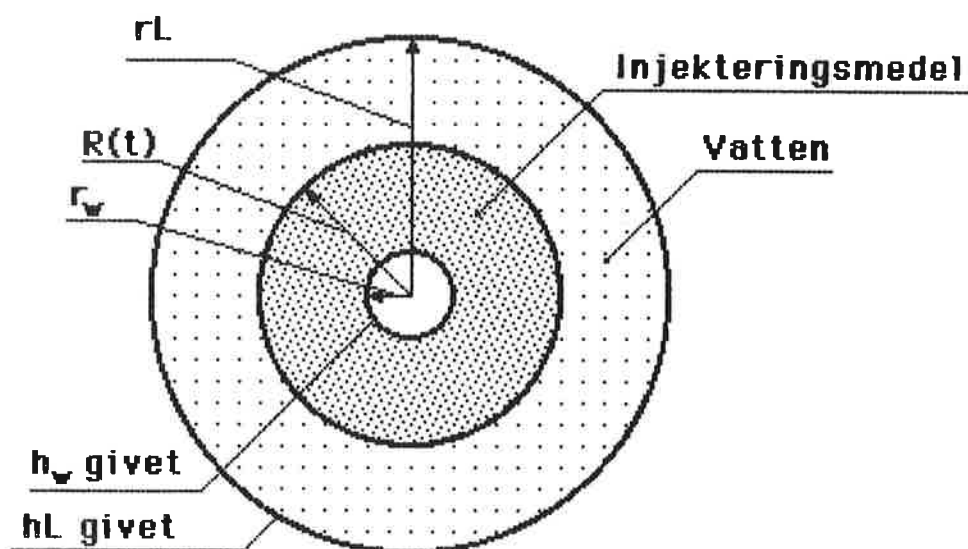
$$R' = u(R) \quad (6:13)$$

Den väsentliga skillnaden mellan dessa ekvationer (6:11-6:14) och de som gäller för endimensionell strömning (6:1-6:3) är att $u(r)$, dh/dr och $Zgr(r)$ nu är funktioner av radien och inte längre konstanta i rummet. Med hänsyn taget till detta kan vi dock på nytt integrera modellekvationerna. Till slut fås följande formel:

$$R' = \frac{S b^2 (h_v - h_L)}{12 R \left[\mu_I(t) \int_{r_v}^R \frac{dr}{r \left(1 - 3 \frac{Zgr}{b} + 4 \left(\frac{Zgr}{b} \right)^3 \right)} + \mu_{II} \ln \left(\frac{rL}{R} \right) \right]} \quad (6:14)$$

där

$$Zgr = \min \left(\frac{T_o}{S \left| \frac{dh}{dr} \right|}, \frac{b}{2} \right)$$



Figur 17: Cirkulärsymmetrisk injektering i en plan spricka.
Vid tiden t befinner sig fronten vid $r=R(t)$.

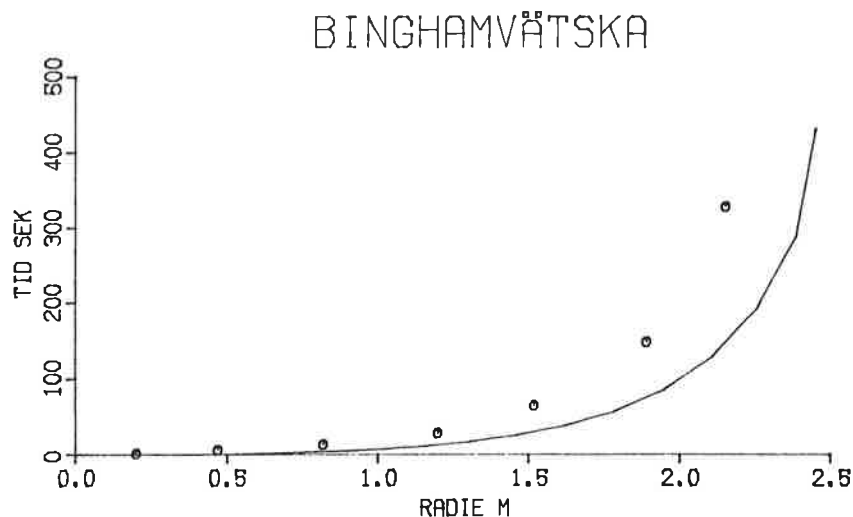
Vi får alltså återigen lösa ett begynnelsevärdesproblem av typen $R' = f(R, t, Z_{gr}(r))$. Begynnelsevillkoret är nu lämpligen att $R(0) = r_w$.

Integrationen av R' utföres enligt trapetsregeln (Dahlqvist et.al. 1974) med tidssteg. Z_{gr} för det nya tidssteget itereras fram.

I figur 18 visas en injektering med följande parametrar:

$b = 0.1 \text{ mm}$	$r_w = 0.1 \text{ m}$
$rL = 10 \text{ m}$	$h_w - h_L = 250 \text{ m}$
$\mu_I(t) = 0.01 \text{ Ns/m}^2$	$T_o = 50 \text{ N/m}^2$
$\mu_{II} = 0 \text{ Ns/m}^2$	$S = 10000 \text{ N/m}^3$

Siffrorna är valda så att resultatet kan jämföras med en beräkning utförd av Wallner (1976). Wallner räknar dock med en viss tid för tryckuppbyggnaden. Dessa resultat finns också inlagda i figur 18. Överensstämmelsen är god vilket borde innebära att den här framtagna modellen fungerar på ett riktigt sätt.



Figur 18: Cirkulärsymmetrisk strömning i en plan parallell spricka. För jämförelse med Wallner(*) 1976 bortses från vattenströmning bortanför injekteringsfronten.

Ett teoretiskt värde på maximal injekteringsutbredning finns även här om man antar tidskonstanta reologiska egenskaper. När fronten stannar går Z_{gr} mot $b/2$ längs hela den injekterade radien. Detta innebär att en konstant tryckgradient som uppfyller villkoret att $Z_{gr} = b/2$ existerar längs radien. Används detta i uttrycket för Z_{gr} i ekv

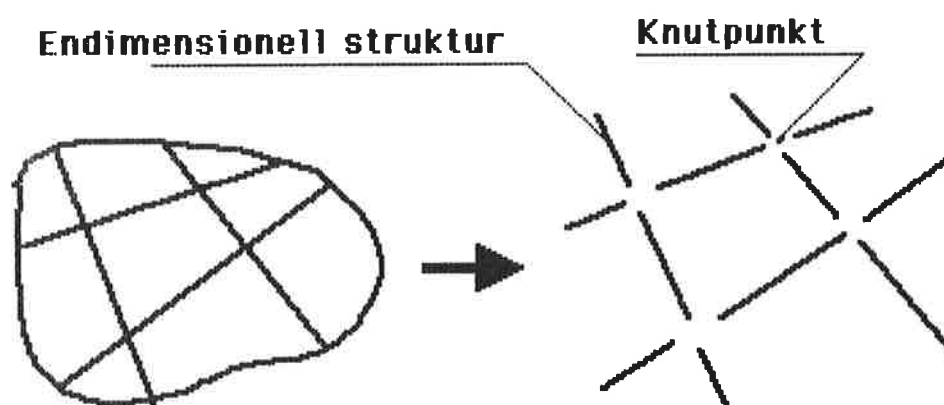
(6:15) erhålles följande formel:

$$R(t=\infty) = \frac{S_b(h_w - h_L)}{2T_0} + r_w \quad (6:15)$$

Detta skulle innebära en maximal injekterad radie på 2.6m vilket överensstämmer bra med resultatet från det simulerade fallet.

6.4 Nätverk av endimensionella sprickor – injektering med Binghamvätska

Mycket tyder på att strömning i berg sker i kanaler istället för i sprickplan (bl.a. preliminära resultat från Stripa projektet). Tektoniska rörelser i berget kan ha förskjutit sprickväggarna inbördes så att en stor mängd kontaktpunkter uppstått. Detta skulle innebära att ett kanalsystem kan ha utbildats i sprickplanet. Ett sådant kanalsystem kan tänkas bestå av ett nätverk med endimensionella sprickor där de enskilda sprickorna kan ha varierande riktning, bredd, längd och tjocklek. Flera sådana sprickplan med kanalnätverk kan kopplas ihop via kanaler i sprickplanens skärningslinjer. På detta sätt kan en bergmassas tredimensionella sprickstruktur tänkas modelleras. En modell för injektering i en på detta sätt beskriven bergmassa blir relativt komplicerad och kommer i detalj att redovisas i en senare rapport. Här kommer endast huvuddragen i modelluppställningen att behandlas. Låt oss betrakta ett sprickplan med känt tryck längs dess kanter. Denna inre struktur delas upp i ett antal endimensionella sprickor sammanbundna med varandra i knutpunkter (fig. 19).



Figur 19: Sprickstrukturen delas upp i ett antal endimensionella strukturer. Varje knutpunkt sammanbinder fyra sprickor.

Om trycket i varje delsprickas ändpunkter är känt så kan

strömningshastigheten i varje delspricka beräknas på samma sätt som i det endimensionella fallet. Varje delspricka omges antingen av två knutpunkter eller av en knutpunkt och ett läge på den yttre randen (där trycket är känt). Det problem som tillkommer här är alltså att beräkna trycket i alla knutpunkter. Utnyttjar man villkoret att volymen inströmmad vätska till en knutpunkt måste vara lika stor som volymen utströmmad vätska (ekv. 5:18) så kan för varje frontläge och tid strömningshastigheterna beräknas. Flödet i en spricka beräknas som strömningshastigheten multiplicerat med sprickans tvärsnittsarea. Sprickarean kan tänkas vara någon enkel funktion av spricktjockleken. Det fel som görs när vi endast betraktar friktion mot två av sprickans fyra väggar kan anses som litet om sprickans tvärsnitt är avlångt. Vi försöker dessutom inte att beskriva sprickplanets geometri exakt utan att på enklaste sätt modulera ett sprickplan med ur injekteringssynpunkt riktiga hydrauliska egenskaper. Det i det endimensionella fallet beskrivna längdsteget blir här något annorlunda. En deluppgift för datorprogrammet blir att för varje iteration beräkna vilken spricka som har kortast tid kvar till att bli helt fylld. Den sprickan blir utgångspunkt för beräkning av lämpligt tidssteg utgående från ett till den sprickan anpassat längdsteg. På detta sätt undviks att en knutpunkt passeras under ett tidssteg. Schematiskt kommer programmet att bestå av fyra subrutiner:

- 1 beräkna trycket i varje knutpunkt och hastigheten i varje delspricka.
- 2 beräkna lämpligt tidssteg för iterationen.
- 3 beräkna Z_{gr} för alla sprickorna.

Dessa subrutiner sammanbinds exempelvis som följer:

- 1 Initialisera genom att beräkna hastigheterna när systemet är helt vattenfyllt.
- 2 Beräkna lämpligt tidssteg.
- 3 Beräkna Z_{gr} för alla sprickorna.
- 4 Beräkna hastigheterna vid tidsstegets slut.
- 5 Skiljer sig dessa hastigheter mycket från tidigare beräknade hastigheter.
 - ja => gå tillbaka till 2.
 - nej => börja nytt tidssteg (längdsteg) med de här beräknade sluthastigheterna som initella parametrar. Var det här tidssteget mycket stort så avsluta injekteringen.

Administrationn av data blir dock ganska besvärlig. Det räcker inte

heller med endast denna beräkningskärna. Programmet måste också kunna generera spricksystem på ett lämpligt sätt. Situationen innan injekteringen, injekteringsförloppet och situationen efter injekteringen måste kunna beskrivas på ett enkelt och lättöverskådligt sätt. Dessutom tillkommer svårigheter när strömningen till en knutpunkt inte bara består av ett material. Både vatten och injekteringsmedel kan strömma in i en knutpunkt. Denna situation innebär troligtvis att fronten och injekteringsmedlet förstörs. Problemen kan dock inte anses som alltför svåra. Nyttan av ett dylikt simuleringsprogram kan bli stor när det gäller utveckling av nya injekteringsmetoder.

7 DISKUSSION

De modeller för injektering som vi har beskrivit eller utvecklat i denna rapport är naturligtvis förenklingar av verkligheten. Trots detta kan vi redan nu dra några viktiga kvalitativa slutsatser.

Många försök har gjorts med att finna korrelationer mellan åtgången mängd injekteringsmedel och vattenförlustmätningar (Palmqvist 1983). Att detta har visat sig svårt kan förklaras med att injekteringsmedel har helt andra strömningsegenskaper än vatten. Ett fall med många fina sprickor kan ge samma vattenförlust som ett fall med ett fåtal större sprickor. Injektering med en vätska som har helt andra egenskaper än vatten ger däremot skilda mängder i motsvarande fall. Vattenförlustmätningar räcker alltså inte ensamt för att välja injekteringsmetod och förutsäga resultatet. Utvecklingen av nya sofistikerade sonderingsmetoder av akustisk och dynamisk natur ger dock hopp om framtiden. Även enklare undersökningar som att räkna antalet sprickor i vattenförlusthålet förbättrar förutsägelsen. Man kan även tänka sig att man avslutar förlustmätningen med en annan vätska med känd reologi. Ett sådant förfarande skulle ge ett betydande tillskott av information om borrhålets förmåga att ta emot injekteringsmedel av olika typer. Det skulle även utgöra en utmärkt grund för att ta fram och kalibrera ett representativt spricksystem för datorsimuleringar och optimeringar av injekteringsmetoder.

En annan viktig slutsats är att det i varje fall är möjligt att kvantitativt beräkna en injekterings förlopp och utbredning om vi i detalj känner bergets hydrauliska egenskaper och injekteringsmedlets reologi. Detta är naturligtvis svårt, speciellt att bestämma bergets egenskaper, men vi kan åtminstone jämföra olika injekteringsmetoders effektivitet i tänkta hypotetiska fall.

Injekteringsmedel kan tänkas vara av många olika reologiska typer. Mycket tyder dock på att Binghammodellen är representativ för stabila cement-bentonit-vatten suspensioner. I de fall där man inte använder sig av stabiliserande tillsatsmedel i cementsuspensionen kan separationsfenomen förstöra injekteringsresultatet och vår modell kan inte längre användas. Möjligen kan manipulationer med de reologiska parametrarnas tidsvariation simulera separationsfenomen. Kemiska injekteringsmedel typ silika genomgår ett gelningsförlopp. Dessa bör mycket väl kunna beskrivas som Binghamvätskor där flytgränsen ändras med tiden. Andra reologiska modeller bör också kunna utnyttjas utan större ändringar av tidigare modellarbete.

Sanningen i antagandet att det är en skarp gräns mellan injekteringsmedlet och vattnet beror av injekteringsmedlets egenskaper och strömningshastigheten. Om strömningen är för snabb får man turbulens vilket förstör fronten. Man bör ur injekteringssynpunkt eftersträva att hålla strömningen laminär just för att undvika detta fenomen. I början av en injektering är dock vanligtvis strömningshastigheterna höga.

8 NÅGOT OM KOPPLINGEN TILL LIKNANDE PROBLEM

För att kunna utnyttja ovan beskrivna modeller måste en bild av bergmassans sprickor kunna genereras i datorn. Detta kan tänkas ske antingen manuellt eller stokastiskt. Spricksystemet bör kunna presenteras för programanvändaren så att han förstår vad han injekterar. När det gäller nätverksprogrammet så måste denna presentation göras tredimensionell. Detta problem är ganska stort och ställer speciella krav på datamaskinens interaktiva användarmöjligheter. Om man använder en stokastiskt sprickgenerering som bild av verkligheten och undersöker många spricksystem så skulle olika injekteringsmetoders effektivitet kunna beskrivas statistiskt (Andersson et.al. 1984). Generering och presentation av sprickor i en tredimensionell bergmassa är problem som återfinns även vid andra bergmekaniska beräkningssammanhang. Utvecklingen av metodiken bör alltså kunna utnyttjas även i andra sammanhang än injektering.

Allmänt inom bergmekaniken kan man spåra ett behov av forskning och utveckling när det gäller bergmassans sprickighet och sprickornas egenskaper. Långtidsförvaret av använt kärnbränsle är ett forskningsområde där sprickornas strömningsegenskaper är av vitalt intresse. En simulering av vattenströmning i en bergmassa med diskreta sprickor kan tänkas utföras med ett nätverksprogram där sprickorna genereras stokastiskt utifrån gjorda undersökningar.

Sprickor kommer också in när det gäller stabiliteten hos bergkilar och bergslänter. Att i dessa fall generera sprickorna stokastiskt kan vara till stor fördel i samband med risk och kostnadsanalys på projekteringsstadiet.

En bergmassas hållfasthetsegenskaper bestäms till stor del av sprickigheten. Användande av beräkningsmodeller för bergrums stabilitet utgående från diskret sprickstruktur i bergmassan är kopplat till sprickgenereringsmetoder.

9 FORTSATT UNDERSÖKNING

Fortsättningen på projektet är planerad att till en början koncentreras på följande tre delområden:

- * Utveckling av en numerisk modell för injektering av ett kanalnät utsatt för grundvattenströmning.
- * Utveckling av metodik för bestämning av injekteringsmedlens reologi.
- * Utförande av modellförsök för kontroll och kalibrering av den numeriska modellen.

Resultaten från ovanstående bör kunna användas för att studera principiella skeenden och tidsförlopp vid injekteringar. Troligtvis kan även utvecklingen av en ny, mera vetenskaplig, injekteringsmetodik påbörjas. Detta bör ske parallellt med insituförsök och uppföljningar av verkliga injekteringar.

I ett längre tidsperspektiv bör den numeriska modellen utvecklas till att kunna simulera en större sammanhängande bergmassa. Man bör även utföra en systematisk bestämning av reologin hos de vanligaste injekteringsmedlen och hur de påverkas av tillsatsmedel och blandningskoncentrationer.

10 REFERENSER

Alberts C., Speciella förfaranden vid betongarbeten och injektering, kurs i betongteknik, föredrag nr: 6, Cement och Betonginstitutet 1966.

Andersson J., A.M. Shapiro och J. Bear, A stochastic model of a fractured rock conditioned by measured information, Water Resources Research, 20(1), 79-88, 1984

Andreasson L., m.fl., Provning av injekteringsmedel för fintätning av berg, BFR rapport R121:1980

Barenblatt G.I., Yu P. Zheltov och I.N. Kochina, Basic concepts in theory of seepage of homogenous liquids in fractured rocks, Journal of Applied Mathematics and Mechanics, Vol 24, 1286-1303, 1960

Bear J., Hydraulics of Groundwater, Mac Graw Hill, New York, 1979

Bergman S.G.A., Nord G., Täta tunnlar lagom, BeFo rapport 64:1/82

Bergmann S.G.A., Lindman K., Söderman P., Tunneltätning. Injekteringsmedels inträngning i sand och tunna spalter, BFR rapport R 45:1970, 1970.

Bird R.B., W.E. Stewart och Lightfoot, Transport Phenomena, Wiley and Sons, 1960.

Bruce N-E., Hellgren A., Bäckström S., Grouting of tunnels in order to avoid detrimental groundwater lowering, Subsurface Space 1980.

Franzen T., Täta Tunnlar Bättre, BeFo rapport 302:1/79.

Gale J.E., Assessing the permeability characteristics of fractured rock, Geological Society of America, Spec. pap. 189, 163-181, 1982.

Hieber C.A. och S.F. Shen, A finite-element/finite-difference simulation of injection molding filling process, Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, Vol 7, pp 1-32, 1980.

Huyakorn P.S., B.H. Lester och C.R. Faust, Finite Element techniques for modeling flow in fractured aquifers, Water Resources Research, 19(4), 1019-1035, 1983.

Long J.C.S., J.S. Remer, C.R. Wilson and P.A. Witherspoon, Porous media equivalent for networks of discontinuous fractures, Water Resources Research, 18(3), 645-658, 1982.

Lund Ö. och Chilli. Ikoku, Pressure transient behavior of non-Newtonian fluid composite reservoirs, Society of Petroleum Engineers Journal, 271-280, (April), 1981.

Lyse'n L., Palmquist K., Tätning av bergtunnlar, BFR rapport R4:1976.

Morfeldt C-O., Är injektering i berg en svartkonst? Bergmekanikdagen 1979, BeFo, Stockholm.

Noorishad J., M.S. Ayatollahi och P.A. Witherspoon, A finite element method for coupled stress and fluid flow in fractured rockmasses, Ind. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., Vol 19, 185-193, 1982.

Palmqvist K., Tätning av bergtunnlar. Injekteringsutförande och resultat, BeFo rapport 66:1/83, 1983.

Pascal H., Rheological Behaviour of Non-Newtonian Fluids on Steady and Unsteady Flow Through a Porous Medium, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, vol. 7, 289-303 (1983).

Sellgren A., Rheological analysis of industrial slurries, Water Resources Engineering Luleå, TULEÅ 1982:25

Sellgren A., Icke newtonsk strömning i bergsprickor, förstudie, Water Resources Engineering Luleå, TULEÅ 1983:42

Wallner M., Propagation of sedimentation stable cement pastes in jointed rock, Rock Mechanics and Waterways Construction, University of Aachen, BRD, 1976.