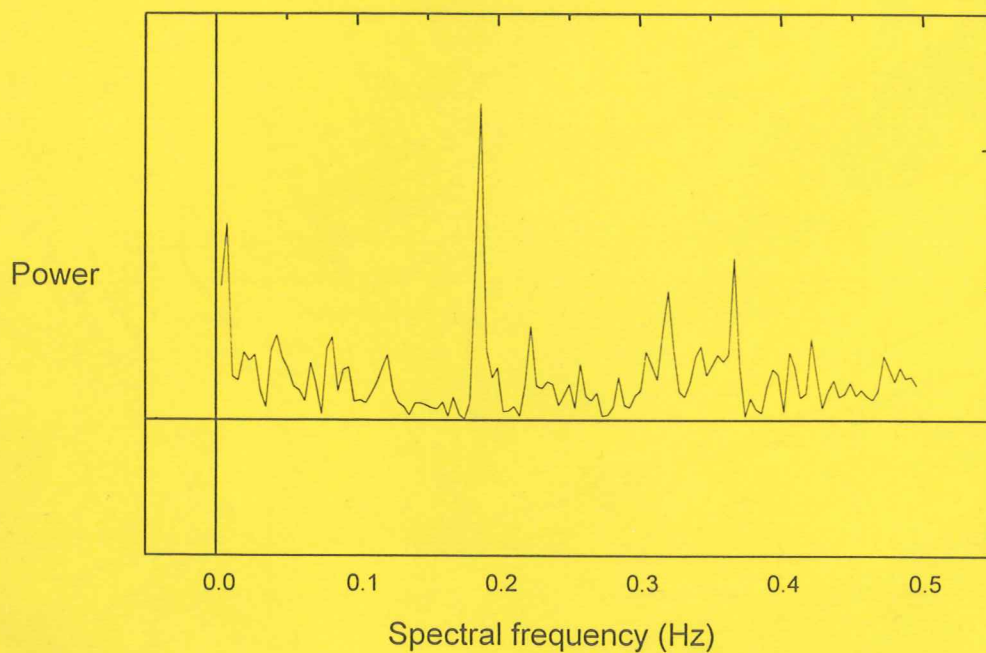


# Lunds Universitets Naturgeografiska Institution

## Seminarieuppsatser Nr. 47

### Turbulens och supraglacial meandring



Gustav Carlsson



Department of Physical Geog  
Lund University  
Sölvegatan 13, S-221 00 Lund,  
Sweden

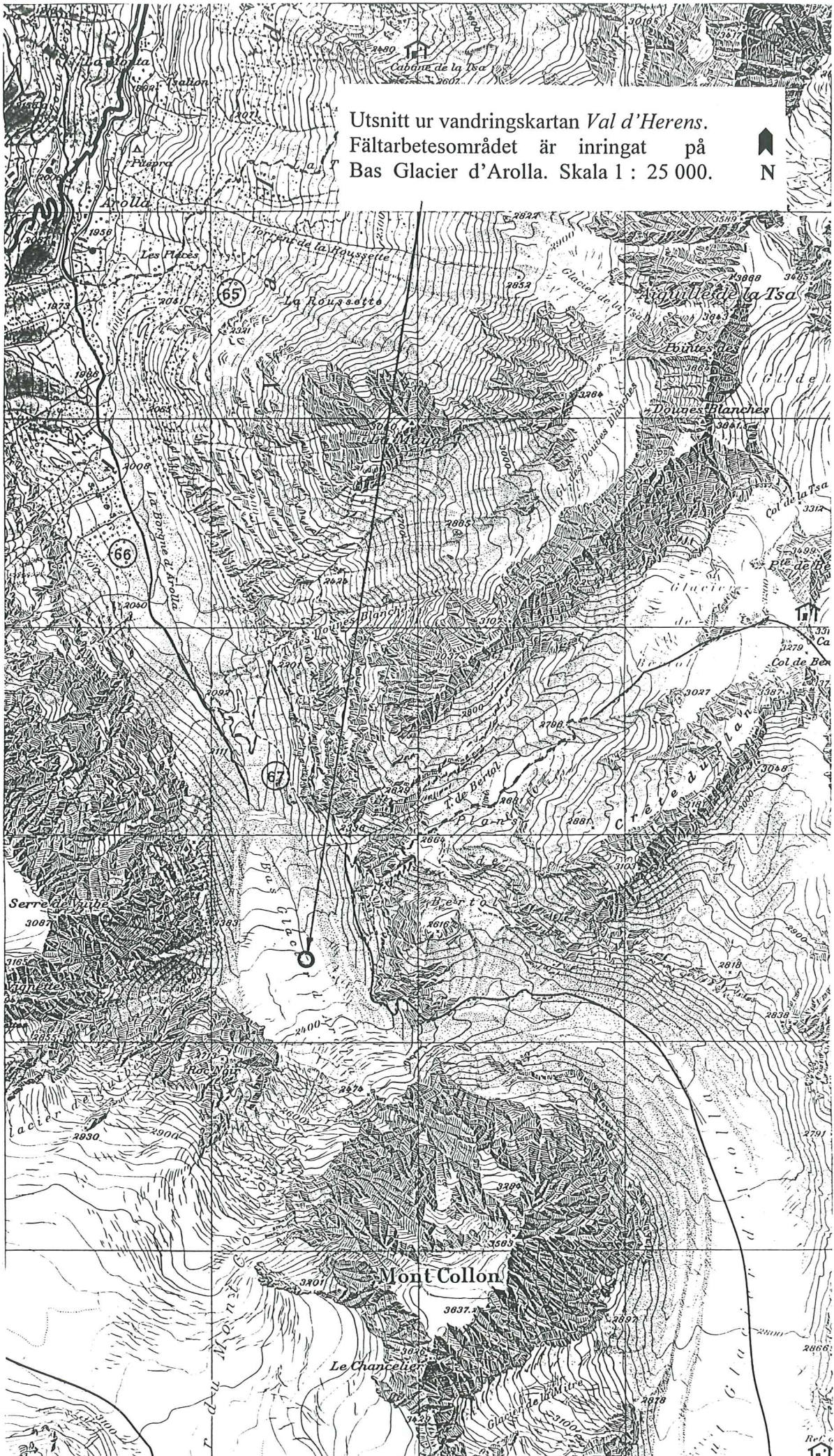
1997

TILLHÖR REFERENSBIBLIOTEKET  
UTLÅNAS EJ



LUNDS UNIVERSITET  
GEOBIBLIOTEKET

Utsnitt ur vandringskartan *Val d'Herens*.  
Fältarbetsområdet är inringat på  
Bas Glacier d'Arolla. Skala 1 : 25 000.



## Innehållsförteckning

	Abstract	
	Förord	
1	Inledning	1
1.1	Motiv och disposition	1
1.2	Energi och entropi	2
1.3	Fältarbetsområdet och väderleken	3
1.4	Meandergeometri	5
2	Teorier kring meandring	7
2.1	Prigogines beskrivning av entropin och en koppling till supraglaciala vattendrag	7
2.1.1	Leopold och Langbeins antagande	7
2.2	Yangs teori	9
2.3	Langbeins och Leopolds teori om minimum varians	9
2.4	Sekundära flöden	10
2.4.1	Alternerande bankar	10
2.4.2	Helikoidala flöden	10
2.5	Corioliseffekten	10
2.6	Svängningar och turbulens	11
2.7	Turbulensteori	12
2.8	Burst och koherenta strukturer	12
2.8.1	Burstcykeln	13
2.8.2	Energiomvandlingar	14
2.8.3	Turbulens i flera dimensioner	14
2.8.4	Burstlängd och meandervåglängd	14
2.9	Smältning och deviation	14
2.10	Regelbundenhet i svängningsmönster	15
3	Hypotes	17
3.1	Komplement till hypotesen	17
4	Metod och material	18
4.1	Metodbeskrivning	18
4.1.1	Platsen för mätningarna	19
4.1.2	Tidpunkten för mätningarna	19
4.1.3	Val av sensorplacering	20
4.1.4	Temperaturmätning och loggerprogram	20
4.1.4.1	Kalibrering	21
4.1.4.2	Beräkning av tidskonstanten för termoelementen	21
4.1.5	Hastighetsmätning samt mätning av riktning hos maximiflödet	21
4.1.6	Uppmätning av strömfårans geometri	23
4.2	Materialbeskrivning	23
4.2.1	Utrustning för temperaturmätning	23
4.2.2	Utrustning för hastighetsmätning	23
5	Resultat	24
5.1	Felanalys, temperaturmätning	24

5.1.1	Analys av temperaturmätdata	25
5.1.2	Temperaturstegring	28
5.1.3	Temperatursänkning	30
5.1.4	Energibetraktelse	31
5.1.5	Vertikal och lateral smältning	32
5.1.6	Sammanfattande temperaturbetraktelse	35
5.2	Hastighetsmätning	37
5.3	Uppmätning av geometrin hos strömfåror	37
5.3.1	Hydrauliska parametrar	38
5.3.2	Hydraulisk geometri	39
5.4	Hastighets-, riktungs- och geometribetraktelse kopplad till temperaturbetraktelsen	39
5.5	Anknytning av resultat till meanderteorier	40
5.5.1	Teori om minimum varians	40
5.5.2	Anknytning av resultat till teorier om minsta entropiökning	42
5.5.3	Anknytning av resultat till antaganden om sekundära flöden	43
5.5.4	Anknytning av resultat till deviationsteorin	43
6	Diskussion	44
7	Slutsatser och sammanfattning	48
	Referenser	
	Bilagor 1-3	

### Abstract

The fieldwork was carried out on *Bas Glacier d'Arolla* during two days in August 1996. The aim of the study was to verify the existence of a relationship between turbulence and meander geometry according to the theory of Yalin (1992). Turbulence was measured by recording temperature fluctuations in one straight section and one curved section of the supraglacial stream. Temperature series was interpreted by frequency analysis.

Peaks of the same frequency were found in the frequency diagrams obtained from the different measuring points recorded at the same time. The inverse frequency or period is used to calculate the estimated meander wavelength. It was indicated that the estimated meander wavelength was well in accordance with the true meander wavelength.

The validity of a theory of minimum entropy production by river meandering was tested for meandering streams on ice. It was found that the *law of least time rate of energy expenditure* presented by Yang (1971) is not applicable on supraglacial streams.

### Förord

Intresset för fluvialmorfologi och speciellt meandrande vattendrag väcktes redan under den första kursen i naturgeografi under lektor Jon Norins inspirerande ledning. Talrika fjäll och glaciärvandringar främst i Norge och i det svenska Lappland hade redan innan väckt intresset för glaciärer och en fascination av de vackert slingrande vattendragen som ofta kunde iakttas på deras yta.

Att handleda arbetet med en uppsats som samtidigt tangerar ämnena hydrologi, geomorfologi och klimatologi är inte lätt och denna svåra uppgift axlade fil. kand Ulrik Mårtensson gott. Ulrik gjorde arbetet med uppsatsen till ett nöje genom sin konstruktiva kritik och sin öppna attityd.

Uppsatsen hade dock inte alls kunnat bli till utan dr. Lars Lindqvists generösa hjälp i form av kunskap, material och synpunkter.

Inte bara dessa ovan nämnda personer är uppsatsförfattaren ett tack skyldig för deras medverkan, utan även dr. Lars Bärring, Campbell Scientific i Paris, docent Per Holmlund, dr. Peter Jönsson, dr. Johan Nilsson och Per Trotsman har på ett betydande sätt bistått arbetet med denna uppsats.

Sist men inte minst skall även Florence ha ett tack. Hon har genom sin ypperliga matlagningskonst och kärlek hållit uppsatsförfattaren vid liv.

## **1 Inledning.**

Meandring hos vattendrag har studerats sedan civilisationens begynnelse (Rhoads och Welford, 1991 s.127). Arten av många av de artiklar som skrivits om meandring visar att meandring ofta har studerats för dess egen skull, bara för att den förekommer, utan någon som helst tanke på den eventuella nyttan av insikten i meandringens gåta. Även denna uppsats kan ses som ett led i samma anda. Meandringens ursprung fascinerar och är som författarna Rhoads och Welford (1991 s. 127) konstaterar ännu inte förklarad på ett tillfredsställande sätt.

Meandring har studerats i vattendrag som genomflyter alluvialt material och här har ett betydande arbete gjorts under femtio- och sextiotalet av främst forskare som Leopold och Langbein. Deras arbeten kan säkert betraktas som klassiska inom fluvialmorfologin. På sjuttioalet fortsätter forskningen inom fluvialmorfologin i Leopold och Langbeins anda av forskare utan att något nytt som skulle ge en mer godtagbar förklaring av meandringens ursprung tillförs denna forskning.

Leopold och Wolman (1960) studerar meandring på is och får under sjuttio- och åttiotalet en del efterföljare av vilka Dozier är den enda som har publicerat två artiklar inom området. Överhuvudtaget finns det mycket litet publicerat om meandring på glaciärer men i flertalet av de artiklar som finns är forskningen återigen förd i Leopold och Langbeins anda och man undersöker om processerna är likartade i vattendrag utan någon betydande materialtransport som i vattendrag som rinner i alluvialt material. Efter 1983 finns ingen känd artikel publicerad om meandring på glaciärer.

Tanken hos de forskare som ägnat sig åt att studera meandring på glaciärer är att det är samma processer som ger upphov till meandring både i alluvialt material och i is trots att betingelserna för ett framströmmande vattendrag på en glaciär är så olika jämfört med betingelserna för ett vattendrag i ett alluvialt material. Man kan även spåra en Einsteinsk universalteori hos tankegångarna dvs att det är samma processer som styr all meandring, även den i berggrund (Zeller, 1967), vatten, i luft och till och med hos mycket små vattenströmmar på ex glasytor.

### **1.1 Motiv och disposition.**

Syftet med denna uppsats är att undersöka några av de teorier om meandring som anförts av Leopold och Langbein och deras efterföljare samt att relatera dessa teorier till egna slutsatser och arbetsresultat. Under flera decennier har forskarmöda som ovan nämnts lagts ner på att lösa meandringens gåta dvs att identifiera den eller de faktorer som ger upphov till meandring och vidmakthåller densamma. Att någon tillfredsställande förklaring hitintills inte sett dagens ljus kan tolkas som om att man har tagit fasta på fel egenskaper hos vattendraget eller att man söker för enkla förklaringar på ett fenomen som sannolikt har ett komplext ursprung. För att komma vidare i sökandet efter en förklaring borde därför nya vägar prövas genom att ta till sig nya idéer och en ny teknik för att se om detta leder till mer tillfredsställande svar.

I denna uppsats görs ett försök att kvantifiera turbulens för att se om det finns ett samband mellan en antagen struktur hos turbulensen och meandergeometrin (Yalin 1992). Praktiskt görs detta genom temperaturmätning i supraglaciala vattendrag. De temperaturvariationer som härvid är intressanta ligger vid randen av det mätbara med den utrustning som varit tillgänglig varför denna uppsats även kan betraktas som ett försök att sätta det möjligas gräns.

I undersökningen av de tidigare teorierna om meandringens ursprung kommer tonvikten att ligga bland teorier som har energin som utgångspunkt medan andra beprövade utgångspunkter är helikoidala rörelser i vattnet, sannolikhetsteorier och Corioliskraften.

En studie av energi kan tyckas höra hemma i ett laboratorium medan meanderstudier mest har utförts där vattendrag genomflyter alluvialt material. För detta arbete valdes glaciären som miljö och detta av ett flertal orsaker. Den främsta orsaken är den att en glaciär kanske utgör den naturliga miljö som mest liknar den i ett laboratorium för att variationen i material och form är relativt liten, nämligen vatten som fryst och flytande. Variationen i temperatur mellan luft och vatten är likaså liten, där idealtillfället för temperaturmätning skulle ha varit efter solnedgången för att strålningsenergin från solen då hade undvikits. En glaciär tillhandahåller likaså en mängd vattendrag av varierande form. Att hitta den ideala mätplatsen är relativt lätt när man har hittat en inte för brant sluttande och en relativt sprickfri glaciär. Den ideala mätplatsen är i ett vattendrag som inte är för mycket nedskuret i isen, inte är för brett och har vattenhastigheter mellan en halv och två meter per sekund. Ideala mätplatser brukar dock inte vara ideala i alla avseenden och på glaciärer är vattendrag som uppfyller ovannämnda önskemål grunda. Denna omständighet medför att vanliga vattenhastighetsmätare såsom ex flygeln inte är användbara utan andra metoder måste anlitas. För detta arbete har därför ett Prandtl's rör tillverkats. Detta instrument är användbart på djup överstigande två cm. Slutligen måste förhållanden i ett supraglacialt vattendrag anses som mycket intressanta som jämförelsematerial vid en meanderstudie då de flesta teorier om meandring refererar till förhållanden i vattendrag som genomflyter alluvialt material, alltså till vattendrag med en omfattande materialtransport.

Uppsatsen är indelad i två delar (se figur 1.1), i en teoridel i vilken några av de viktigaste teorierna om meandring hos vattendrag behandlas och i en praktisk del i vilken fältarbetet och resultatet från detta behandlas. Mot slutet kommer den praktiska delen att relateras till teoridelen. Men innan vi går in på de egentliga teorierna kommer tre avsnitt med mera bakgrundsinformation av relevans för förståelsen av kommande teorier och resultat.

## **1.2 Energi och entropi.**

Inledningsvis sades att tonvikten kommer att läggas vid det som händer energimässigt i ett vattendrag. Det är därför lämpligt att först ge en enkel beskrivning av energiomsättningen i ett vattendrag.

Potentiell energi tillförs ett vattendrag genom nederbörd. I vattendraget omvandlas sedan denna potentiella energi till kinetisk energi och vidare till värmeenergi på grund av friktion. Värme alstras alltså på grund av friktion, dels i gränsskiktet mellan vatten och strömfåra och dels i gränsskikt mellan vattnelement som har olika hastighet. Denna värmeenergi fungerar som aktör i den process, omformningsprocessen, där is smälter och nya former skapas.

Inte bara energiomvandlingsprocessen i själva vattendraget är intressant för denna omdaningsprocess utan också förhållanden som instrålning av solenergi i vattendraget och inblandning av sensibelt värme på grund av temperaturgradienten mellan luft och vatten. Dessa processer som inte alls är oviktiga i omformningsprocessen kommer

också att beröras nedan. Omformningsprocessen i supraglaciala vattendrag är inte bara ett resultat av smältning och frysning utan även av mekanisk erosion med hjälp av salter och mineraler som är lösta och suspenderade i smältvattnet. Denna mekaniska erosion kommer dock inte att beröras i detta arbete eftersom den antas vara marginell (Ferguson, 1973 s.252) och ett av syftena med att välja supraglaciala vattendrag som undersökningsobjekt i en meanderstudie är just den relativa avsaknaden av transporterat material.

I omformningsprocessen deltar även en semipassiv agent och det är glaciärens eget landskap av först och främst sprickor men också av andra ytformer och dess slutning. Sprickbildningens betydelse kommer att beröras liksom också lutningen.

Denna ovan beskrivna energiomvandlingsprocess under vilken ett arbete (transport) utträttas i vattendrag som genomflyter alluvialt material saknar eller har en mycket liten "arbetsdel" i supraglaciala vattendrag. Eftersom inte hastigheten ökar nedströms vid konstant flöde (vilket bl.a. styrks av mätningarna på Mårmapakteglaciären, bilaga 2.B) omvandlas en stor del av den kinetiska energin till värme. Om man liknar vattendraget vid en värmemaskin och applicerar termodynamikens andra huvudsats\* på vattendraget eller på en del av detta så kan man säga att den värmemängd som avleds utan att ha omvandlats till arbete är hög. Med andra ord är ett supraglacialt vattendrag som värmemaskin betraktat effektivt ifråga om att öka entropin (ett mått på energins utspridning) hos glaciären.

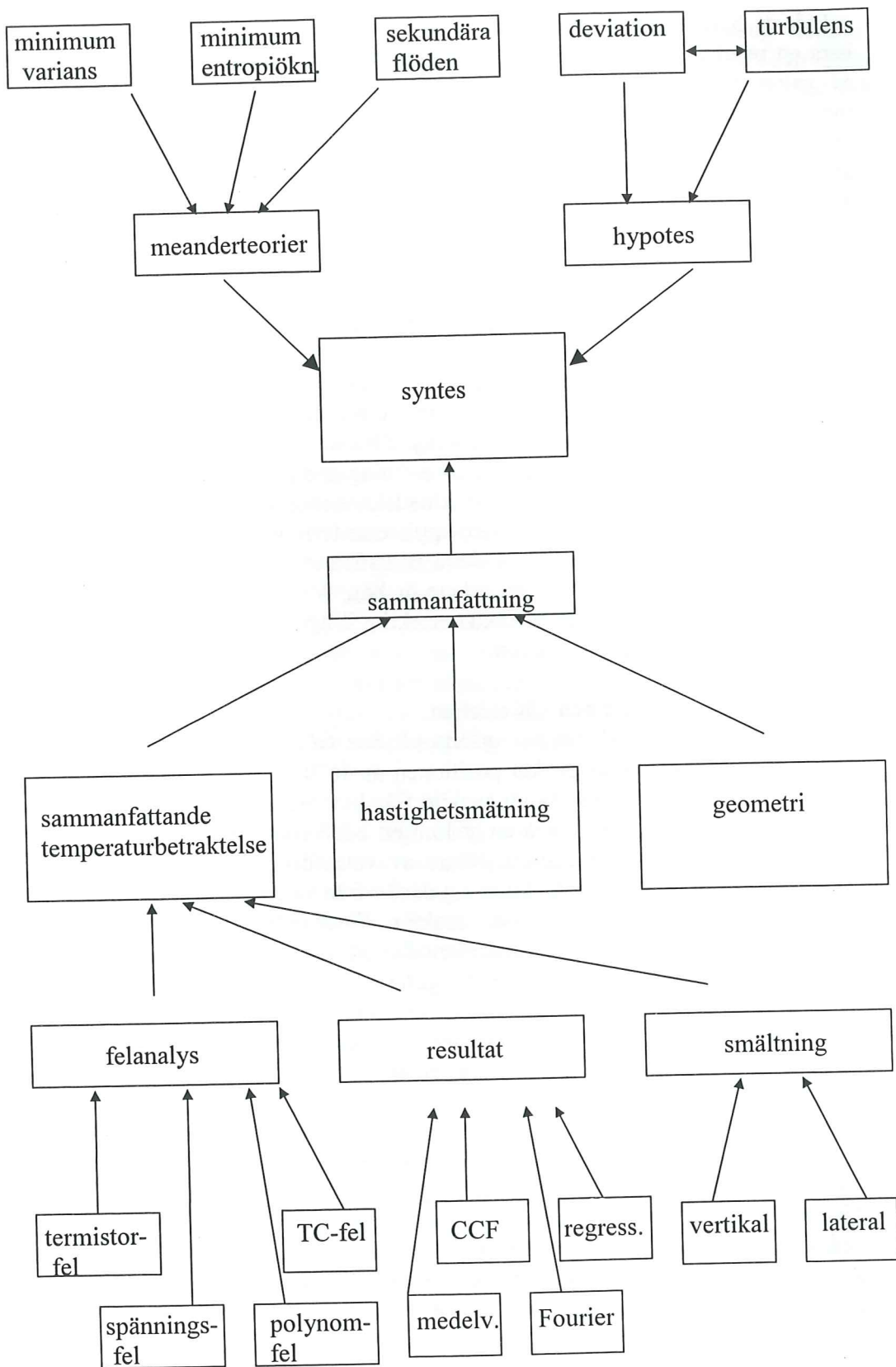
### 1.3 Fältarbetsområdet och väderleken.

Det huvudsakliga fältarbetet har utförts på *Bas Glacier d'Arolla* som ligger i *Val d'Hérens* i Schweiz. Den exakta positionen är 46°01' N och 7°27' E. Glaciären är under reträtt och har nyligen blivit avskild från huvudglaciären *Haut Glacier d'Arolla* (Park, 1981). I dag förses glaciären genom ett isfall som "spiller över" från en annan glaciär, *Glacier du Mont Collon*. Några av vattendragen på glaciären verkar vara perenna (Ferguson, 1973) och skiljer sig därför från vattendrag på våra Skandinaviska glaciärer som är efemära till sin karaktär. Flödesmönstret utformas på ytan av glaciären huvudsakligen under smältperioden på våren då vattnet rinner fram under snötäcket. Bildningen av smältvatten fungerar som en positiv feed-backkoppling så att det genereras mera smältvatten genom att smältvattnet värms upp genom friktionsvärme och på så sätt smälter mera is vilken blir till smältvatten och som i sin tur värms upp och resulterar i ytterligare smältning (Knighton, 1972).

Mätningarna utfördes i ett på glaciären centralt beläget vattendrag som även finns utmärkt på kartan i skala 1:50 000 (Landeskarte der Schweiz, Matterhorn-Mischabel: 5006). Nedersta delen av glaciären ligger på 2140 möh medan mätplatsen ligger drygt 180 höjdmeter högre upp i ett av de mest vågräta partierna. Vattendraget är måttligt nedskuret i isen, maximalt ca en meter och vid mätplatsen kring 0.3 m. Förekomsten av transversella sprickbildningar är riklig. Sprickorna är dock slutna men i sprickzonerna i vattendraget förekommer rikligt med "trappstegsbildningar" så att små 0.1 m till 0.3 m höga vattenfall bildas. Isens överyta var klart mer nersmutsad av damm, debrismaterial och av järnparticklar som såg ut att vara bomb- eller granatsplitter. All snö var avsmält vid mättillfället och isen var förhållandevis torr.

\* Andra huvudsatsen för värmemotorer lyder: kvantitativ omvandling av värmemängd till arbete är endast möjlig om samtidigt en del av denna värmemängd avleds utan att ha omvandlats till arbete.





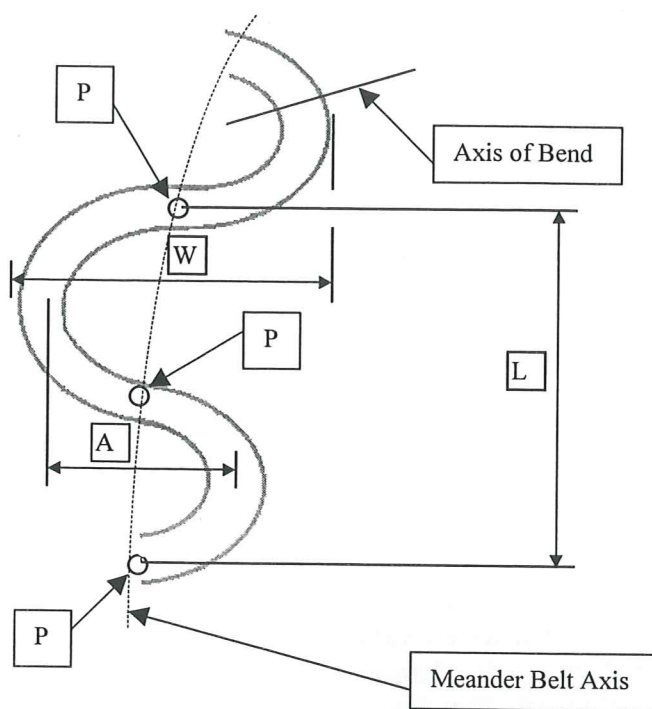
Figur 1.1 Uppsatsens uppläggning. Den teoretiska delen är ovanför "syntes" och den praktiska nedanför.

Mätningarna utfördes den 10:e och den 11:e augusti 1996, så att temperaturmätningar utfördes klockan 18.10 till klockan 19.10 den 10:e augusti och hastighetsmätningar utfördes på förmiddag och eftermiddag den 11:e augusti. Under temperaturmätningarna var vädret mulet med en täckningsgrad på 8/8. Under eftermiddagen innan mätningarna täcktes himlen av altocumulusmoln med cirrusmoln ovanför och ingen blå himmel var synlig då heller. Under mätningarna blev vindarna uppifrån bergen varmare och vid halv åttatiden började ett svagt åskmuller att höras och en timme senare regnade det. Klockan 16.15 var lufttemperaturen mellan 6.5°C och 7.8°C, medan is/lufttemperaturen 7 cm ner i ett centimeterstort hål i isen var mellan 0.3°C och 0.4°C.

Förutom i Schweiz så har ett fältarbete utförts på Mårmapakteglaciären i Kebnekaiseområdet under augusti 1995. Referenser till detta arbete kommer att förekomma i resultatdelen nedan.

#### **1.4 Meandergeometri.**

Geometriskt kännetecknas meandringens planform av en sinuskurva och man talar därför om graden av meandring i termer av ett vattendrags sinusitet. Sinusiteten är strömfårens längd delad med längden av den dalgång som vattendraget rinner fram i (figur 1.2). Meanderlängden är det samma som våglängden och mäts vanligen mellan två inflexionspunkter. Amplituden anges i litteraturen dels lika med meandervidden och dels som halva meandervidden. Ett förhållande på 1:6 mellan vattendragets bredd (B) och meanderlängd anges av Yalin (1992) men andra uppgifter förekommer även (se avsnitt 2.4.1). En utförligare beskrivning av meandergeometrin följer nedan insprängt i den löpande texten. En anmärkning för att förtydliga begreppen är den att ordet meandring allmänt i litteraturen har två betydelser. Dels står meandring synonymt med ett slingrande sinusartat lopp hos ett vattendrag och dels står ordet för det *regelbundet* sinusartade flödet (Clowes och Comfort, 1986 s.126-128).



Figur 1.2 Meandergeometri enligt Leopold och Wolman (1960, Figur 1). A är amplituden, L är meanderlängden eller våglängden, W är bredden hos meanderbältet och de tre P-na är inflexionspunkter. Sinusiteten är längden längs en tänkt centrumlinje hos vattendraget mellan två inflexionspunkter delad med sträckan längs meanderbältaxeln mellan samma inflexionspunkter.

## 2 Teorier kring meandring.

Ett vanligt antagande i teoribildningen kring meandringens orsaker är antagandet om att vattendrag meandrar för att antingen göra sig av med överloppsenergi eller för att minimera förlusten av energi (Rhoads och Welford, 1991). Denna senare kategori kommer att behandlas utförligare nedan (avsnitten 2.1-2.2). Även teorier om att det är sekundära flöden (helikodala flöden) i vattendraget som orsakar meandring, se t.ex. Rhoads och Welford (1991), är vanliga (avsnitt 2.4). I dessa teorier hävdas alltså bottenformer (lagberoende meandring) som orsak till det sekundära flödet. En annan orsak som framförts är den att en inneboende egenskap hos vattnet att röra sig i spiral orsakar det sekundära flödet. Denna senare kategori av orsaker kommer inte att beröras i denna uppsats, men den finns t.ex. beskriven i *Det levande vattnet* av Olof Alexandersson (1986). Ytterligare exempel på teorier är de där meandring sker för att minimera olika parametrar hos strömfåran (avsnitt 2.3) såsom bottenkjuvspänning, friktion och hastigheten med vilken energi omvandling sker. Nedan följer en redogörelse för några av dessa ovannämnda teorier och allra först en bakgrund.

### 2.1 Prigogines beskrivning av entropin och en koppling till supraglaciala vattendrag.

Detta avsnitt inleds med ett direkt citat av källan som författarna Leopold, Langbein och Yang stöder sig på vid sin teoribyggnad. Prigogine (1967 s. 85) säger.

#### **Time Variation of the Entropy.**

In the preceding section, we have seen that entropy flows from a system in a stationary state towards the external environment, thus contributing to the increase of the external entropy. We have also shown that during evolution towards a stationary state the entropy production decreases and takes its lowest value compatible with external constraints when the stationary state is reached.

Eftersom denna utsaga är mycket central i detta kapitel är det på sin plats att först kort förtydliga några begrepp. Entropiflödet skall ses som en tillståndsförändring som beror på en växelverkan med omgivningen medan entropiproduktionen härrör från förändringar inuti systemet (Prigogine, 1967 s.16). Det stationära tillståndet är ett tillstånd av ickejämvtikt där ett jämviktstillstånd karaktäriseras av en entropiproduktion som är lika med noll (Prigogine, 1967 s.75). För att det stationära tillståndet (där en entropiproduktion alltså sker) skall råda sker följaktligen ett energiflöde ut ur systemet vilket ökar entropin utanför systemet. Detta energiflöde minskar under utvecklingen mot ett stationärt tillstånd och är lägst när det stationära tillståndet är nått.

Applicerat på det supraglaciala vattendraget så innebär det stationära tillståndet en energitransport från vattendraget till omgivningen men att denna energitransport är minimerad så mycket som medges av de yttre begränsningarna. Denna energitransport ut från systemet leder alltså till en smältning av strömfåran och därmed en materietransport (bestående av vatten) in till systemet.

#### 2.1.1 Leopold och Langbeins antagande.

I en artikel (Leopold och Langbein, 1962) introduceras en princip som gör gällande att det mest sannolika tillståndet hos ett vattendrag är det där energin i vattendraget är så jämnt fördelad som tillåts av de yttre fysiska begränsningarna och att entropin bestäms av energifördelningen. Stödande sig på Prigogine (1967) skriver författarna vidare att under utvecklingen mot ett stationärt tillstånd, vilket är ett tillstånd av ickejämvtikt men där alla storheter som beskriver systemet är oberoende av tiden

(Prigogine och Stengers, 1984 s.136) hos ett öppet system (öppna system är system där det kan ske utbyte av såväl energi som materia med omvärlden), är produktionen av entropi per volymenhet ett minimum kompatibelt med de villkor (yttre begränsningar) som läggs på systemet. Därför följer ett stabilt system\* principen om minsta arbete. För en utförligare beskrivning av deras tankegång citeras Leopold och Langbein nedan där de två valda avsnitten förhoppningsvis kommer att belysa bakgrunden till, samt deras tankegång.

#### Aspects of entropy.

The thesis of the present paper is that the distribution of energy in a river system tends toward the most probable state. This principle, somewhat analogous to that implied in the second law of thermodynamics in relation to thermal energy, governs ultimately the paths of movement in the fluvial process and the spatial relations between different parts of the system at any one time or stage...The second law of thermodynamics stated in simplest terms is that there is an increase in entropy in every natural process providing all the system taking part in the process is considered...The distribution of energy in a geomorphic system is one way of expressing the relative elevation of particles of water and of sediment which gradually will, in the process of landscape evolution, move downhill toward base level...In thermodynamics heat energy is referred to absolute temperature as a base...Systems in geomorphology also have a base datum with regard to the distribution of energy. This base datum is a datum of elevation, in most cases represented by mean sea level...The energy distribution may be defined in terms of the probability of the occurrence of that particular distribution...If, in a closed thermodynamic system at absolute temperature  $T$ ,  $E$  is the thermal energy per unit mass of substance having a specific thermal energy  $C$ ...then a change  $dE$  in unit mass is equal to  $dE = CdT$ . In this situation  $T$  may be thought of as being a measure of the adverse probability  $p$  that the energy exists in the given state above absolute zero.  $T$  is not equal to  $p$  because  $T$  is defined in arbitrary units, where  $p$  is an absolute number constrained between limits of zero and 1, but  $T$  is a function of  $p$ . Because thermodynamic entropy is defined as

$$\phi = \int dE/T$$

then, per unit mass,

$$\phi = C \int dT/T = C' \int dp/p \Rightarrow \phi = C' \log_e p + \text{constant}$$

where  $C'$  is the specific heat energy in appropriate units. Thus entropy in the abstract sense may be defined as the logarithm of the probability and may express, for example, the ratio of the probability of a given physical state to the probability of all other alternative states.

#### Principle of least work and entropy.

As in the river profile, an articulated system such as a truss has an entropy equal to

$$\phi = \sum \log p + \text{constant.}$$

The most probable distribution exists when  $\phi$  is a maximum...The general implication for rivers may then be stated as follows: The principle of least work is one of several ways in which the condition of maximum probability may be satisfied. The river channel has the possibility of internal adjustment among hydraulic variables to meet requirements for maximum probability, and these adjustments tend also to achieve minimization of work.

För att utveckla den sista meningen i citatet ovan är det lämpligt att knyta an till en författare (Yang, 1971 a och 1971 b) som utvecklar Leopold och Langbeins antagande

---

\*Ett stabilt system är det system som inte kan lämna sitt tillstånd av minimum entropiproduktion genom spontana irreversibla förändringar. Ifall en fluktuation äger rum och förändrar systemet litet från sitt tillstånd kommer interna förändringar att äga rum vilka återför systemet till sitt ursprungstillstånd (Prigogine, 1967 s. 83).

## 2.2 Yangs teori.

Yang (1971a) uttrycker Leopold och Langbeins antagande på ett annat sätt och säger att under utvecklingen mot ett jämviktstillstånd väljer ett naturligt vattendrag sitt lopp så att graden av förbrukning av potentiell energi per volymsenhet vatten längs dess lopp är ett minimum. Yang (1971a) citerar liksom Leopold och Langbein Prigogine.

... during the evolution toward a stationary state the rate of production of entropy per unit mass should be a minimum compatible with external constraints.

I en senare artikel (Yang 1971b) definierar författaren detta av vattendraget valda lopp så att hastigheten med vilken förlusten av potentiell energi, per volymsenhet vatten, sker är ett minimum. Yang säger vidare att denna lag om "minsta hastighet" enligt vilken ett vattendrag förlorar sin energi inte är den samma som Leopold och Langbeins princip om minsta arbete. Principen om minsta arbete minimerar hela energiförlusten medan lagen om "minsta hastigheten" *minimerar hastigheten med vilken energiförlusten sker*. För att hastigheten för energiförlusten per enhet vattenmassa skall minimeras så måste enligt Yang vattendragets längd ökas. En längdökning av ett vattendrag innebär ett zickzackartat förlopp i stället för ett rakt, men då lagen om "minsta hastighet" gäller i varje punkt längs vattendraget kommer loppet att bli jämnt sinusformat i stället för zickzackartat.

I resultatdelen (avsnitt 5.5) kommer relevansen av dessa teorier ovan att utvärderas med avseende på supraglaciala vattendrag men för att kunna visa att Leopold och Langbeins samt Yangs antaganden är giltiga för vattenflöden på glaciärer måste ett kriterium vara uppfyllt och det är att lutningen hos vattendraget skall vara konstant eller minska nedströms. Men eftersom lutningen hos glaciären de facto ökar nedströms (på grund av den konvexa längdprofilen hos glaciärtungan) just i det parti där vattendrag är mest framträdande så kan inte en lutningsmätning som sådan göras på glaciären då en ökad lutning av glaciären i så fall utgör *yttre begränsningar* dvs lutningen i vattendraget skulle öka på grund av att glaciärens ytas lutning ökar. Därför måste problematiken angripas på ett annat sätt än att bara mäta lutningen hos ett vattendrag. Ett sätt är då att registrera nedskärningen i isen nedströms och se om den ökar eller minskar. En registrering av nedskärningen måste även integreras med en registrering av sinusiteten nedströms eftersom nettoeffekten av en ökad nedskärning kan vara minskad lutning vid ökad sinusitet.

## 2.3 Lanbeins och Leopolds teori om minimum varians.

Denna teori innebär att vattendrag anpassar planformen och de hydrauliska faktorerna såsom djup, hastighet, lutning och skjuvspänningar så att variationen av dessa parametrar minimeras längs vattendraget (Langbein och Leopold, 1966). Vidare är den meandrande planformen ett resultat av ett slumpmässigt urval av riktningsmöjligheter för ett vattendrag där de mest förekommande utfallen minimerar kvadratsummorna av riktningsändringarna längs vattendragets längd enligt formeln:

$$\sum(d\phi)^2 / ds = \text{minimum}$$

där  $d\phi$  är storleken av den vinkel med vilken riktningsändringen sker under distansen  $ds$ . Enligt denna formel så blir summan lika med noll för en sinuskurva.

## 2.4 Sekundära flöden.

Det finns två sätt som är förenliga med modern vetenskap att se på uppkomsten av oscillerande flöden. Det ena är att se på dessa som ett resultat av turbulenta flöden och det andra sättet är att se på svängande flöden som ett resultat av en samverkan mellan flödet och en rörlig botten (Rhoads och Welford, 1991 s. 128).

### 2.4.1 Alternerande bankar.

Morisawa (1985 s. 88) visar att avståndet mellan *bank* och bank eller *pool* och pool är ungefär 5 till 7 gånger medelbredden i både meandrande och raka delar av vattendrag. En bank och en pool tillsammans utgör en *bankenhet* (*bar unit*) och ett bottenmönster där dessa bankenheter i tur och ordning växlar sida i ett vattendrag kallas för ett system av *alternerande bankar* (Rhoads och Welford, 1991 s. 128). Dessa alternerande bankar påverkar *thalwegen* (den del av flödet som har maximum vattenhastighet) i ett flöde så att den pendlar från den ena sidan till den andra. Rhoads och Welford (1991 s. 132) anför ett förhållande på 9 mellan bredden hos ett vattendrag och våglängden hos alternerande bankar. Detta förhållande är högre än det förhållande som Morisawa anger men likt det förhållande mellan bredd och meandervåglängd på 7 till 10 som Leopold och Wolman (1960 s. 772) anger. Flyktiga iakttagelser visar att alternerande bankar föregår utvecklingen av ett meandrande flöde hos alluviala vattendrag (Rhoads och Welford, 1991 s. 132).

### 2.4.2 Helikoidala flöden.

En vanlig uppfattning är att ett helikoidalt flöde uppträder i meandrande vattendrag på grund av att kurvaturen ger upphov till en centrifugalkraft vilken i sin tur medför att vattenytan i meandersvängarna kommer att luta så att vattenytan är högre i ytterkurvorna än i innerkurvorna samtidigt som förhöjningen av vattenytan i yttersvängningen kompenseras av ett inåtriktat flöde längs botten. Se t.ex. Clowes och Comfort (1986 s.129). Se även Callander (1978 s. 137-138). Enligt detta synsätt skulle helikoidala flöden vara ett resultat av meandrande vattendrag och därför inte förekomma i raka flöden.

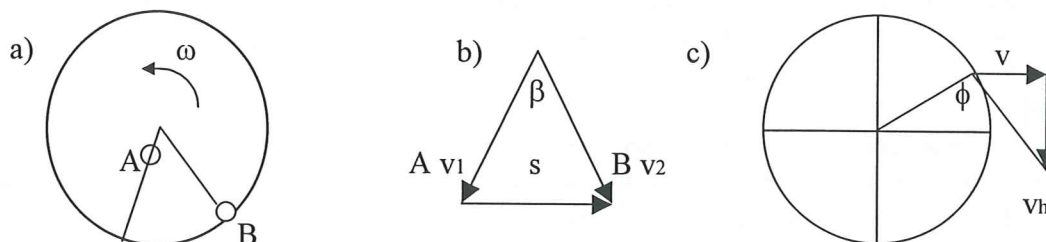
## 2.5 Corioliseffekten.

Corioliseffekten är kanske den mest allmänt anförda orsaken till meandring även om dess betydelse minskat som förklaringsmodell på senare tid.

G.C. Coriolis var den första att undersöka denna effekt år 1844 och därför kom den att uppkallas efter honom. Man kan säga att denna effekt består av två delar. En del härrör sig från den tröghetskraft som föreligger med anledning av jordens rotation. Den andra delen härrör sig från det faktum att så fort som ett objekt rör sig längs en breddgrad, dvs ökar det vinkelräta avståndet från jordens rotationsaxel, så kommer dess periferihastighet att öka.

Enklast förklaras Corioliseffekten genom att först tänka sig jorden som en roterande rund och platt skiva som har vinkelhastigheten  $\omega$  enligt figur 2.1.a. En punkt rör sig med konstant hastighet radiellt och friktionslöst på skivan från punkten A till punkten B. När punkten lämnar A så har den en hastighet och riktning som beskrivs av vektorn  $v_1$  för att ha hastigheten och riktningen  $v_2$  i punkten B. Under tiden  $t$  som har förflutit under punktens förflyttning från A till B har skivan roterat en vinkel  $\beta$ . Punktens bana projicerad på den roterande skivan blir alltså längre än vad som hade varit fallet om skivan hade stått stilla eftersom punkten har rört sig lateralt en sträcka  $s$  (se figur

2.1.b). Detta får till följd att för en observatör på den roterande skivan ser det ut som om punkten har fått en lateral acceleration  $a_1 = r \tan \beta/t^2$ . Förutom den laterala accelerationen har punktens periferihastighet förändrats från  $\omega \times r_A$  i starten i A till  $\omega \times r_B$  i B. Denna förändring av periferihastigheten under tiden  $t$  utgör accelerationen  $a_2$ . I litteraturen t.ex. Goldstein (1980 s. 135) adderas accelerationen  $a_1$  med  $a_2$  eftersom de har samma riktning och en resulterande acceleration  $a_c = 2 \omega v$  erhålls. Ekvivalent med Newtons andra lag är Corioliskraften  $F_c = 2 m \omega v$ , där  $m$  är massan,  $v$  är hastigheten och  $\omega$  jordklotets vinkelhastighet.



Figur 2.1 Corioliseffekten.

Eftersom jorden inte är en roterande skiva utan en sfär (se figur 2.1.c) kommer storleken av Corioliseffekten att variera beroende på latituden (vinkeln  $\phi$ ) enligt formeln:

$$F_c = 2 m \omega v_h \sin \phi$$

Ett försök att kvantifiera den inverkan som Corioliseffekten har på säg en  $m^3$  vatten i ett vattendrag på en glaciär i den svenska fjällvärden ( $68^\circ$  nord) visar att den kraftverkan på ett vattenpaket av nämnda storlek är drygt 0.13 N ifall vattnets hastighet  $v_h$  är 1 m/s. Corioliseffekten är med andra ord mycket liten på så pass små massor som en kubikmeter vatten.

## 2.6 Svängningar och turbulens.

Svängningar och vågrörelser förekommer rikligt i naturen och världen runt omkring oss. Ett sätt att se på meandring hos vattendrag är att betrakta vattenflödet som ett svängande system. Ett enkelt svängande system kan t.ex. bestå av en ränna i vilken man låter en kula rulla fram. Om en lateralt riktad kraft får påverka kulan så kommer den att pendla av och an ("meandra") under det att den rullar utför i rännan. I ett friktionslöst tillstånd hade kulan fortsatt att pendla under en oändligt lång tid i en oändligt lång ränna, men eftersom friktionslösa tillstånd inte existerar i praktiken så kommer kulans svängning/pendling att dämpas. Det är alltså här frågan om en fri dämpad svängning. I praktiken är alla svängningar dämpade. En svängning som inte är fri är tvungen (*forced*). Då är det en extern periodisk eller intermittent (oregelbunden) kraft som läggs på systemet.

Kulans massa tillsammans med dess höjdläge och jordens gravitation ger den en potentiell energi. När kulan sätts i rörelse har en del av denna potentiella energi omvandlats till kinetisk energi och dess bana utför i rännan kommer att bestämmas av



faktorer som t.ex. friktion i och lutning hos rännan samt av störningar som ojämnheter i rännan och av yttre pålagda krafter.

System av rinnande vatten är mycket mer komplexa än en kulränna bland annat för att vatten som rinner utgör en "skiktad" rörelse. I en laminärt skiktad rörelse kan man tänka sig vattnet som ett antal skivor som glider ovanpå varandra i t.ex. en ränna. Vi antar att alla skivor har samma hastighet i förhållande till sitt underlag (alltså till andra skivor) och att den understa skivan har den absoluta hastigheten  $x_1$  m/s. Den andra skivan har den relativa hastigheten  $x_2$  m/s i förhållande till den första (understa) skivan, men den absoluta hastigheten  $x_1 + x_2$  m/s osv. Detta innebär att den absoluta hastigheten ökar mot toppen/ytan. Det faktum att strömmande vatten i allmänhet inte sker i laminär form komplicerar studien av vattenströmningar ytterligare. Strömning hos naturliga vattendrag är i allmänhet turbulent.

Turbulenser är oregelbundenheter i flöden och orsakas av friktion mellan vattenmolekyler och av friktion mellan vattenmolekyler och materialet i strömfåran. Turbulens uppkommer när vattenhastigheten överskrider ett visst värde. Ett sådant värde kan t.ex. anges med hjälp av Reynolds tal där Reynolds tal över 2000 anger ett turbulent flöde.

För denna uppsats är en djupare studie av turbulens varken möjlig eller nödvändig men då den teori som kommer att presenteras nedan är lättillgänglig samtidigt som den anknyter till meandring kommer den att fungera som grund för utformning av den hypotes som framläggs i kapitel 3 nedan.

### **2.7 Turbulensteori.**

Urvalet av de i introduktionsdelen presenterade försöken att förklara meandringens orsaker ger en antydning om svårigheten att komma tillrätta med ett naturligt fenomen som i en eller annan form har iakttagits och studerats av människan sedan urminnes tider. För att i någon mån försöka se på problemet med att förklara varför vattendrag meandrar ur ett annat perspektiv kan man fråga sig varför de flesta vattendrag inte är raka. Med en dylik fråga i bakhuvudet ligger det närmare till hands att delvis förlägga studierna av meandrande vattendrag till raka vattendrag för att förhoppningsvis kunna observera faktorer som initierar meandring.

### **2.8 Burst och koherenta strukturer.**

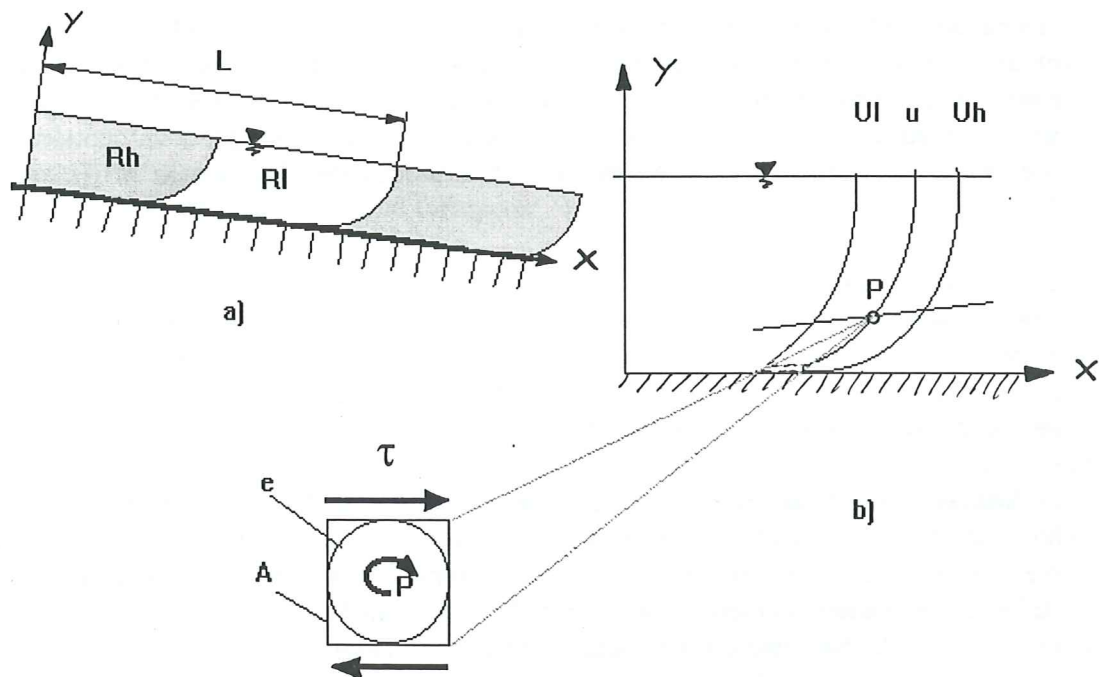
En av alla teoribildningar som utgår från det raka flödet men som mynnar ut i det krökta vattendraget är den som koncentreras kring turbulenta förlopp. Trots att mycket av forskningen i dag kring turbulens ligger inom området för *bursting processer* (se förklaring nedan) och *koherenta strukturer* så har en överenskommelse bara nåtts kring mekanismerna i stort men inte kring detaljerna som fortfarande undersöks (Yalin, 1992 s. 29). Eftersom en del av föreliggande arbete kommer att koncentreras kring frågeställningen om turbulenta förlopp kan ha ett samband med meandring hos vattendrag är det på sin plats att kort redogöra för Yalins teorier. Den intresserade läsaren hänvisas att ta del av hela kapitel 2 (Turbulence) och av kapitel 5, del I (Meandering) (Yalin, 1992).

Turbulens uppenbarar sig som virvlar i vatten från mikroskala till makroskala och både som vertikala och som horisontella virvlar där storleken på de största virvlarna är lika med djupet hos vattenflödet. Dessa virvlar är inte bestående, utan de föds, de

lever och de dör. Ju större en virvel blir desto längre är dess liv, dess period. Förloppet mellan det att en virvel föds tills nästa virvel föds är en burstcykel eller bara *burst* medan den virvel som utformar burstcykeln och flödeskomplexet kring denna bildar en koherent struktur.

### 2.8.1 Burstcykeln.

Ett turbulent flöde innehåller ett antal zoner av högre och lägre vattenhastigheter beroende på skjuvspänningar eller ytterst på friktion mellan olika lager i vattenmassan (figur 2.1.a). De största skjuvspänningarna uppenbarar sig i inflexionspunkterna (figur 2.1.b), för det mesta i nedre delen av flödet. När skjuvspänningen blir tillräckligt hög kommer vattenelementet (A) i inflexionspunkten (P) att rulla ihop sig till en virvel (e). På detta sätt föds vattenvirvlar när de inre spänningarna i vätskor frigörs. En virvel föds alltså i gränsskiktet mellan zoner av högre och lägre vattenhastighet men kommer att röra sig i en bana uppåt i zonen av lägre vattenhastighet samtidigt som den tillväxer i storlek. När virveln når en storlek som nästan motsvarar djupet hos flödet blir den en makroturbulent virvel. Då detta inträffar kommer virveln att börja samverka med ytan hos vattenflödet och i och med detta att pressas nedåt samtidigt som sammanhållningen i virveln försvagas. Kontakten med botten upplöser virveln, eller det som är kvar av den, fullständigt. Upplösningen av den makroturbulenta virveln sker så att den först löses upp i mindre virvlar som i sin tur kommer att lösas upp i ännu mindre virvlar och så vidare. Denna upplösning fortsätter tills den mikroturbulenta skalan hos virvlarna är nådd och i med att denna skala hos virvlarna är nådd upphör frigörelsen av inre spänningar i vätskan. Nu kan dessa spänningar börja byggas upp igen och det hela startar om (Yalin 1992).



Figur 2.1 Turbulens. Figuren är ritad efter Yalin (1992, Figureerna 2.1 och 2.2). I a) visas ett zonindelad flöde där gränsskiktet mellan låghastighetszonen (Rl) och höghastighetszonen (Rh) är förstorat i b). L är burstlängden. I b) är U<sub>l</sub> ett skikt med lägre hastighet än skiktet U<sub>h</sub>. A är ett vattenelement som innehåller inflexionspunkten P och virveln e.  $\tau$  betecknar skjuvspänningen.

### 2.8.2 Energiomvandlingar.

Den kinetiska energi som den makroturbulenta virveln besitter kommer under upplösningsfasen att vara nästan oförändrad tills den omvandlas till värme via viskös friktion då den mikroturbulenta skalan är nådd. Den energi hos huvudflödet som på detta sätt går förlorad genom turbulens under burstcykeln ersätts genom att potentiell energi ständigt övergår i kinetisk energi.

### 2.8.3 Turbulens i flera dimensioner.

Den ovan beskrivna burstcykeln är skildrad i en dimension nämligen i en vertikalprojektion där flödesdjupet framgår. Emellertid äger ett turbulent förlopp rum i rummets samtliga tre dimensioner varför motsvarande resonemang kring burstcykeln även är relevant i en horisontell projektion där bredden hos flödet framgår. Ingen enighet har dock nåtts för hur tredimensionella turbulenta system skall utformas. Hur ser den tredimensionella virveln ut? Ser den ut som en cigarr osv? Såvitt känt är har inte horisontell turbulens studerats för dess egen skull i öppna kanaler (Yalin, 1992 s. 47), men när det gäller längdangivelser som motsvaras av djupet vid vertikal turbulens så motsvaras dessa längdangivelser av bredden (B) vid horisontell turbulens.

### 2.8.4 Burst längd och meandervåglängd.

En stor mängd mätningar har gjorts för att mäta våglängden hos alternerande bankar i vattendrag som löper i alluvialt material och man har funnit att våglängden är ungefär lika med  $6B$ . Men Yalin (1992 s. 50) hävdar att alternerande bankar inte kan bildas genom vertikal turbulens eftersom alla storskaliga mått här är proportionella mot djupet och som därför inte kan sätta sin prägel på den mobila bottenytan (Yalin refererar alltså till vattendrag som rinner fram i alluvialt material) vars alla längdmått är proportionella mot bredden  $B$  och alltså är oberoende av djupet. Därför menar han att alternerande bankar bara kan bildas av horisontell turbulens vars storskaliga mått i planprojektion bara står i relation till  $B$ . Ur detta drar Yalin slutsatsen att burstlängden är lika med  $6B$ . En rad undersökningar där meandervåglängden är plottad mot bredden hos vattendrag visar ett förhållande där meandervåglängden är  $6B$  (Yalin, 1992 s.168).

### 2.9 Smältning och deviation.

Detta avsnitt kommer att koncentreras kring frågan varifrån den energi härrör som deltar i smältningen av is i strömfåran samt kring frågan om arten av den kraft som ger upphov till en lateral deviation hos det vatten som meandrar. Denna kraft kan antingen tänkas vara externt betingad, *forced*, eller en i vattnet intern komponent.

En kula som rullar ner för ett sluttande plan accelereras ifall dess tyngd ( $m g$ ) är större än rullmotståndet. På samma sätt accelererar ett föremål som glider nedför ett lutande plan, dvs dess tyngd övervinner friktionskraften. Analogt med detta förväntas strömmande vatten accelerera nedströms. Bland andra Leopold och Wolman (1960) säger att vattenhastigheten inte ökar nedströms. Dozier (1976 s. 362) som har undersökt meandring på glaciärer säger samma sak på ett annat sätt, nämligen att den kinetiska energin inte ökar nedströms. Om den kinetiska energin inte ökar nedströms så måste den potentiella energin "ta vägen" någon annanstans. Om vi har ett fall på 1 m så har i en vattenmassa på 1 kg ( $g$  antas =  $10 \text{ m/s}^2$ ) omvandlats 10 Nm potentiell energi till kinetisk energi ifall vi bortser från friktionen. Detta ger vattenmassan en hastighet på ungefär 4.5 m/s. Ifall fallet är det dubbla d.v.s. 2 m har vi en

energiomvandling av potentiell energi till kinetisk energi som motsvaras av en hastighet på ungefär 6.3 m/s osv. Eftersom denna hastighet bara är teoretisk och inte förekommer i praktiken kan vi inte bortse från friktionen. Den del av den energi som i det teoretiska fallet resulterar i acceleration ombildas i praktiken till värme. I ett vattendrag på en glaciär där ingen materialtransport sker (eller näst intill ingen) omvandlas nästan all denna energi till värme. En del av energin överförs till atmosfären i en momentumtransport och det sker vidare en bubbel- och ljudbildning i vattendraget. På glaciärer, i vattendrag med konstant vattenhastighet nedströms har vi alltså en värmekomponent  $E_w/m = gh - v^2/2$ . Denna värmekomponent som via friktion och turbulens är omvandlad kinetisk energi deltar i uppsmältning av stömfårans väggar och när det gäller meandring sker uppsmältningen vid mer eller mindre regelbundna intervall. Härvid ställs man inför frågeställningen om vad det är som styr regelbundenheten hos meandringen. Meandringen kan tänkas regleras av två processer. Den ena processen är den som genererar värme i ett vattendrag. Denna process är regelbunden där turbulensen successivt ökar i storlek tills de makroturbulenta virvlarna upplöses och värme frigörs. I och med upplösningen initieras en ny virvelbildning som byggs upp tills nästa upplösning osv. Intervallen mellan upplösningarna eller burstlängden är  $6B$  (se avsnitt 2.8.4). Den andra processen som styr meandringen är den som initierar en lateral deviation av vattenflödet åt det ena eller det andra hållet så att det frigjorda värmets tillförs platsen för avsmältning.

De svängningsgenererande faktorerna eller de faktorer som initierar en lateral deviation är oregelbundenheter i strömfåran, fysiska hinder såsom stenar, tröghetskrafter osv. Ett antagande i denna uppsats är att den faktor som initierar meandring är en störning och att denna störning från gång till annan kan ha olika ursprung. Varje störning hur liten den än är dock en störning och kommer att ha en effekt nedströms. En liten störning kan tänkas förstärkas genom en *servoeffekt* där den förstärkande kraften t.ex. härrör från vattenrörelsen i huvudströmningsriktningen. Detta resonemang är en tolkning av uttrycket *sensitive dependence on initial conditions* som är ett centralt begrepp inom kaosteorin. Se t.ex. Ruelle (1995) för applikationer på problemet med turbulens.

### 2.10 Regelbundenhet i svängningsmönster.

Meandring kan uppfattas som ett kaotiskt dynamiskt självorganiserande system (Stølum, 1996). I ett supraglacialt vattendrag har vi alltså två verksamma komponenter i utvecklingen av ett planimetriskt mönster. Fullt utvecklad turbulens innefattar kaos samtidigt som periodiciteten hos burstcykeln innebär en organisation av kaos. Vi kan likna periodiciteten hos burstcykeln vid en intermittent "uppvärmning" av isen eftersom en speciell burstcykel förser vattendraget med värmeenergi levererad till en eller flera speciella platser under en periodiskt återkommande tidsrymd. Proportionen mellan värmeförsel och värmeledning i isen (isen är en dålig värmeledare där  $-4^\circ$  is har ett värmeledningstal = 2.1 W/mK) bestämmer hur stor ismängd som smälter samtidigt på en plats. Issmältning är således en andra självorganiserande process i det supraglaciala vattendraget. Turbulent kaos tillsammans med de självorganiserande processerna är inre dynamiska processer. Vi har även yttre faktorer som styr den planimetriska formen och dessa är faktorer som variation i isens struktur och form, föroreningar i isen och debris material på isen. Dessa faktorer mer eller mindre oregelbundet förekommande. Sammanfattningsvis kan man alltså konstatera att vi har faktorer som främjar en regelbundenhet i den

planimetriska meandergeometrin samtidigt som vi har faktorer som främjar en oregelbundenhet i densamma. En befintlig meandergeometri är således ett resultat av den enskilda styrkan hos respektive faktorer. En initial deviation hos det supraglaciala vattenflödet kan vara ett resultat av isytans form, av turbulens eller av någon annan störning och denna initiala deviation av vattenflödet leder till en svängning hos flödet enligt avsnitt 2.6.

### 3 Hypotes.

Målsättningen med uppsatsarbetet kommer att vara att bevisa/förkasta följande hypoteser som gäller supraglaciala vattendrag:

A. Det är möjligt att finna samband mellan turbulens (*burst*) och meandervåglängd (Yalin 1992).

B. En större del potentiell energi omsätts genom turbulens till värme i raka delar av vattendrag än i meandrande delar av vattendrag. Därför är hastigheten i huvudströmningsriktningen högre i meandrande delar än i raka delar av ett vattendrag.

Av A. och B. följer att genom att mäta temperatur i raka respektive meandrande delar av ett vattendrag kan en värmeutveckling i respektive delar av vattendraget detekteras. Mönstret (i tid och rum) hos denna värmeutveckling jämförs med vattenhastigheter, med riktningen hos vattenflödet och med strömfårans geometri.

Målsättningen är också att analysera andra förklaringar av orsakerna till meandring hos vattendrag och att ställa dessa i relation till en förklaring som bygger på ett samband mellan turbulens och meandring.

C. Här är hypotesen den att den teori som presenteras av Yang ( avsnitt 2.2 ) inte gäller för vattendrag som rinner på is.

#### 3.1 Komplement till hypotesen.

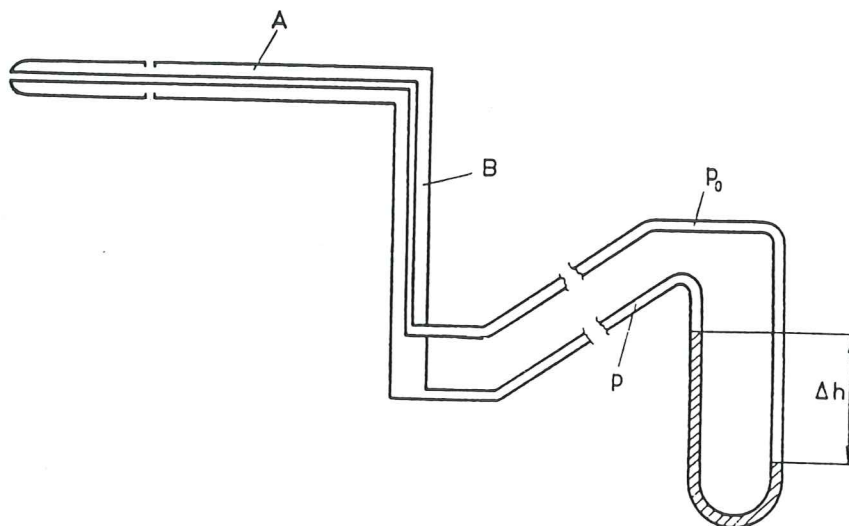
Meandring är ett stabilitetsfenomen där en yttre eller inre kraft åstadkommer en deviation hos vattenflödet som försätts i svängning. Svängningsrörelsen pågår tills den dämpas av yttre eller inre faktorer. Instabilitet i vattenflödet inträder när vattenhastigheten överskrider gränsen för turbulent flöde. Härvid kan en liten yttre eller inre kraft förändra riktningen hos flödet. Dessa krafter kan vara av flera slag (tröghetskrafter, störningar o.s.v.).

Regelbundenheten hos meandringen är av samma art som svängningar i övrigt (rullande kulor, pendlar o.s.v.) men för att den regelbundna meandringen hos vattendrag skall utvecklas till en sådan krävs att den uppkomna svängningen som initieras av deviationskraften är i fas med de värmegenererande upplösningarna av de makroturbulenta virvlarna hos flödet. Alltså när flödet av vatten svänger, på grund av en yttre störning, i fas med de värmeproducerande upplösningarna hos det turbulenta flödet fås en regelbunden meandring. Om ett fasförhållande inte inträffar fås en oregelbunden uppsmältning trots burstcykelns regelbundna intervall.

#### 4 Metod och material.

För att undersöka hypoteserna uppmättes följande parametrar hos vattendraget: vattentemperatur, vattnets hastighet och riktning samt strömfårans längd, djup, bredd och lutning.

Vattentemperaturen mättes med 6 st. termoelement av typ T kopplade till en mikrologger, Campbell Scientific 21X0. Vattnets hastighet mättes på två sätt. Dels användes ett Prandtls rör och dels mättes vattenhastigheten med hjälp av "tändsticksmetoden" (Dozier, 1974, s. 193), där tändstickorna i ifrågavarande mätning utgjordes av tandpetare. "Tändsticksmetoden" innebär en registrering av tiden för tändstickan att föras med strömmen en på förhand uppmätt sträcka. Den på så sätt erhållna hastigheten multipliceras med en korrektionsfaktor på 0.8. Riktningen hos vattenflödet registreras med ett Prandtls rör så att riktningen hos rördel A. ( figur 4.1 ) registrerades okulärt med en noggrannhet på uppskattningsvis  $\pm 5^\circ$ . Strömfårans längd, djup och bredd mättes med måttband medan lutningen uppskattas genom att på en drygt två meter lång plankan placera en kompass försedd med lutningsmätare. Plankan var i kontakt med strömfårans botten.



Figur 4.1 Prandtls rör. Kombinationen av ett pitotrör och ett piezometerrör utgör ett Prandtls rör. Totaltrycket mäts av pitotröret medan det statiska trycket mäts av piezometerröret. Manometern till höger i figuren är försedd med en skala på vilken tryckskillnaden kan avläsas. Med hjälp av formeln  $v = \sqrt{2/\rho (p_0 - p)}$  omräknas tryckskillnaden till det framströmmande mediets hastighet.  $\rho$  är densiteten hos det strömmande mediet. Förhållandet mellan höjdskillnad och tryckskillnad framgår av formeln  $p_0 - p = \rho_v g dh$ , där  $\rho_v$  är manometer- vätskans densitet,  $g$  är tyngdaccelerationen och  $dh$  är höjdskillnaden. Figur och formler är tagna ur Appelqvist och Frössling (1977).

#### 4.1 Metodbeskrivning.

För att undersöka de under avsnitt 3 anförda hypoteserna finns ett antal möjligheter:

1. Att detektera en periodicitet i temperaturvariationer hos vattenflödet som motsvarar periodiciteten för burstperioden dvs  $T = 6h/v$  (avsnitt 2.8.4) där  $h$  är djupet och  $v$  är

hastigheten men eftersom längdangivelser som motsvaras av djupet vid vertikal turbulens motsvarar bredden vid horisontell turbulens fås  $T = 6B/v$ .

2. Att detektera en snabbare uppvärmning i en sektion av vattendraget där ifrågavarande sektion antas vara det ställe där en burstperiod påbörjas och avslutas.

3. Att detektera en högre uppvärmning (eller mindre grad av temperatursänkning under smältning) i en sektion av vattendraget där ifrågavarande sektion antas vara det ställe där en burstperiod påbörjas och avslutas.

4. Att detektera områden med större smältning där smältvärmnen antingen genereras *in situ* i och med att burstperioden avslutas eller transporteras en bit nedströms innan den deltar i smältningsprocessen.

För att kunna detektera en periodicitet i temperaturvariationer hos vattenflödet användes Fourieranalys vilket kräver att temperaturen mäts med en frekvens som överstiger periodiciteten hos burst perioden med åtminstone en faktor 2.

För att kunna detektera en lokalt snabbare uppvärmning eller en högre uppvärmning kan en regressionsanalys göras på erhållna temperaturdata. Ett tänkbart sätt att lokalisera områden med smältning är att studera temperaturen i vattendraget under perioder av sjunkande temperatur då en smältning av is antas leda till en lokal sänkning av temperaturen i och med att en volym nollgradigt vatten frigörs, dvs nollgradig is blir nollgradigt vatten.

Man kan alltså säga att vi i det supraglaciala vattendraget har en växelverkan mellan en temperaturhöjande process, burstcykeln (om man bortser från strålning och tillförsel av latent värme från luften), och en temperatursänkande process nämligen smältning av is.

#### **4.1.1 Platsen för mätningarna.**

Ovannämnda parametrar mättes i en rak strömfåra och i en meandrande strömfåra. Ett av de två följande alternativen är nödvändiga för ett användbart mätresultat. Det ena är att strömfåror löper parallellt och har en likartad geometri (bredd och djup) och ett likartat flöde. Det andra är att de bägge strömfåror är belägna i samma vattendrag där inga tillflöden tillåts mellan de bägge delarna så att vattenföringen, flödet, är lika. Det senare alternativet är det som gäller för ifrågavarande mätningar. Ytterligare ett kriterium anses vara viktigt och det är att flödet inte är för stort eller litet. Större flöden är ofta djupt nedskurna i isen samt uppvisar högre vattenhastigheter vilket gör dessa flöden mer svårarbetade. För små flöden är svåra att arbeta med på grund av begränsningar hos storleken på sensorer. Flöden på ca en halv meters bredd och några centimeters djup är optimala med vattenhastigheter mellan en halv meter per sekund och två meter per sekund. Mätningarna utfördes i ett sådant optimalt flöde.

#### **4.1.2 Tidpunkten för mätningarna.**

För att göra variationen hos den infallande solstrålningen så jämn som möjligt finns tre alternativ. Det första är att göra mätningen på natten, helt utan inkommande solstrålning. Detta alternativ som är det bästa valdes bort på grund av svårigheten att på ett säkert ta sig till och från mätplatsen i mörker. Det andra alternativet är att förse



mätloggern och sensorerna med strålningsskydd. Detta alternativ valdes bort främst på grund av kravet på att snabbt och behändigt kunna nå och använda tryckknappssatsen på mätloggern på grund av mätningens karaktär. Det tredje alternativet vilket valdes är att göra temperaturmätningarna under helmulna förhållanden (8/8) så att ingen direkt solinstrålning är rådande under mätningarna.

#### 4.1.3 Val av sensorplacering.

Placeringen av sensorerna i vattendraget valdes dels utifrån begränsningen i tillgången på antalet termoelement (6 st.) och dels utifrån rådande förhållanden i vattendraget. Denna senare begränsning redogörs för mer utförligt i det följande. Det finns två alternativa sätt att göra en mätning av temperaturer i ett vattendrag. Det ena är att man gör en mätning i taget och alltså flyttar sitt termoelement från mätpunkt till mätpunkt. Det andra sättet är att man mäter alla punkter på en och samma gång. Detta senare alternativ kräver lika många termoelement som mätpunkter. Då temperaturen upptäcktes variera av storleksordningen  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$  under tidsperioder kring en minut samtidigt med de högre frekventa variationerna av storleksordningen  $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$  valdes en samtidig mätning i samtliga mätpunkter vid temperaturmätningarna för att även få jämförbara värden mellan respektive mätpunkter vid temperaturvariationer av storleksordningen  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Med hänsyn till tillgången på termoelement väljs sensorplaceringen för både termoelement och Prandtl's rör. Ett flertal placeringspunkter är möjliga, men de mest intressanta punkterna i ett meandrande vattendrag är inflexionspunkter och punkter längs *axis of bend* (figur 1.1 och figur 4.2). Att mäta på bägge sidor i strömfåran och att få med en hel meandervåglängd vid mätning i samtliga ovannämnda intressanta mätpunkter kräver tio termoelement. Utifrån begränsningen 6st. termoelement väljs mätning i punkter längs *axis of bend* och på så sätt täcks en våglängd. Valet av sensorplacering i den raka delen av vattendraget görs godtyckligt men med undantag för att sensorerna placeras på ett inbördes avstånd som motsvaras av en halv våglängd i den meandrande delen av vattendraget.

#### 4.1.4 Temperaturmätning och loggerprogram.

Temperaturmätningen sker så att termoelementen placeras så att de vidrör strömfårans vägg/botten ( figur 4.2 ) på motsvarande sidor av strömfåran så att en linje dragen mellan de bägge termoelementen står vinkelrätt mot tangenten till konturlinjen, i en plan projektion, av strömfåran. Termoelementen placeras i den punkt där botten tänks övergå i vägg. Mätningen sker med en frekvens på fem gånger i sekunden, där mätperiodernas hela längd är en dryg minut. Frekvensen väljs utifrån två motstridiga kriterier. Det första kriteriet är med hänsyn till lagringsutrymmet i mätloggerns slutminne och hanterbarheten av erhållna data. Det andra kriteriet är med hänsyn till att erhålla så täta temperaturregistreringar som möjligt samt att erhålla så långa mätserier som möjligt. Total mättid är 3.81 minuter, där tre mätserier med tio minuters intervall erhålls från den raka delen av vattendraget och en mätserie i den meandrande delen av vattendraget 33 minuter senare än den tredje mätningen i den raka delen. Frekvensen väljs också utifrån ett annat kriterium, nämligen det att den helst skall vara lägre än perioden för en *burst* cykel. Då den approximerade medelbredden (se figur 5.3 ) i den meandrande delen är  $0.56\text{ m}$  och i den raka delen  $0.65\text{ m}$  får vi enligt formel  $T = 6B/v$  en periodicitet mellan burst cyklerna på  $3.4\text{ s}$  till  $5.6\text{ s}$  då vattenhastigheten  $v$  antas  $1.0\text{ m/s}$  för den meandrande delen och  $0.7\text{ m/s}$  för den raka delen. I formeln är  $B$  lika med bredden hos vattenflödet. Den högsta möjliga samplingsfrekvensen bestäms av det minsta möjliga *execution interval* som medges

av mätloggern. Med en Campbell Scientific 21X är minsta möjliga executioninterval 0.0125 s. Executionintervallet för ifrågavarande mätningar valdes till 0.2.

En klockfunktion infördes för att kunna skilja de olika mätperioderna åt och för en studie av loggerprogrammet hänvisas den intresserade läsaren till bilaga 1.

#### 4.1.4.1 Kalibrering.

Termoelementen kalibrerades utanför fält genom att en issörja åstadkoms i en mycket väl isolerad termosflaska. Issörjan bestod av finkrossad is med ungefär 50%:s vatteninnehåll. Termoelementtrådarna tejpades ihop för att ligga intill varandra under kalibreringen för att på detta sätt så när som möjligt mäta samma temperatur. Innan kalibreringen skakades flaskan om noggrant varefter ett hål gjordes i issörjan i vilket termoelementen stacks ner så att de låg samlade ungefär tre centimeter ovanför botten på termosflaskan. Flaskan skakades lätt om igen för att hålet skulle slutas helt och termosflaskan förslöts med kork. Samma program som under fältmätningen användes under kalibreringen men med ett annat executioninterval (5 = mätning var femte sekund). Mätningen pågick under drygt 15 minuter varför ungefär 180 mätvärden per kanal (TC) erhöles. Efter kalibreringen kompenenserades mätvärdena med hänsyn till resultatet av kalibreringen.

#### 4.1.4.2 Beräkning av tidskonstanten för termoelementen.

Tre oberoende uppskattningar av tidskonstanten för termoelementen gjordes genom mätning i vatten av ungefär 80°C. Samplingsfrekvensen vid mätningen för beräkningen av tidskonstanten var 20 Hz, alltså fyra gånger högre än samplingsfrekvensen under fältmätningen. Tidskonstanten beräknades utifrån formel

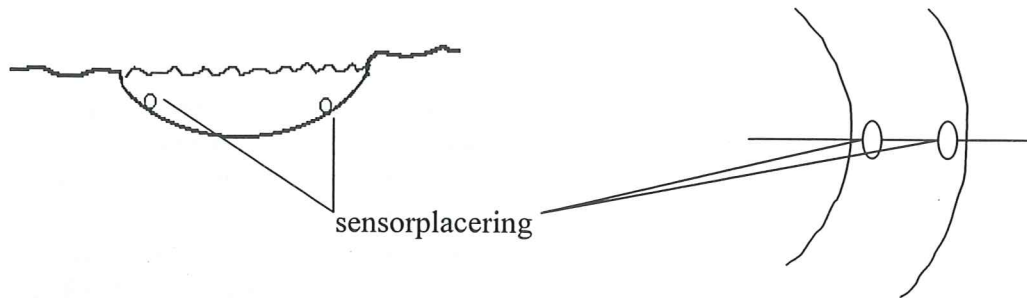
$$T = T_0 - (T_0 - T_s) [1 - e^{-(t-t_0)/\tau}]$$

där T är temperaturen som mäts efter tiden t,  $T_0$  är ursprungstemperaturen,  $T_s$  är den temperatur som termoelementet ställer in sig mot och  $\tau$  är tidskonstanten (Achberger, 1996 s. 21). För uppskattningen av tidskonstanten användes samma mätlogger och loggerprogram som under fältmätningen. Praktiskt gick försöket till så att ett termoelement med en ursprungstemperatur av knappa 30°C doppades mycket hastigt i vatten av dryga 80°C. Tidskonstanten beräknades till 0.1 s vilket betyder att omkring 85% av temperaturförändringen registreras vid varje mätning (Fritschen och Lloyd, 1979 s. 39). Grafiskt illustreras ett av de tre försöken av diagram 4.1.

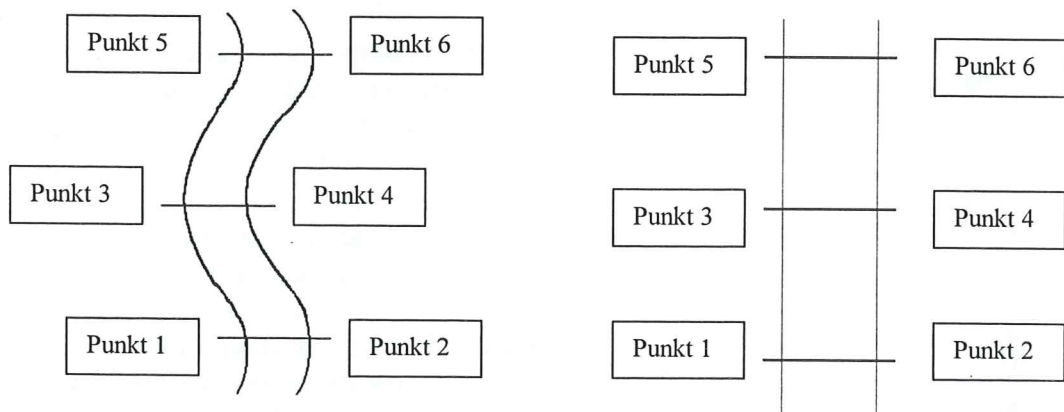
#### 4.1.5 Hastighetsmätning samt mätning av riktning hos maximiflödet.

Vattnets hastighet mättes dels med ett för ändamålet konstruerat Prandtls rör (se avsnitt 4.2.2) och dels genom tändsticksmetoden där tändstickorna var utbytta mot tandpetare och som "klockades" i vattendraget (se kapitel 4). När det gäller den första metoden mättes vattnets maxhastighet samtidigt som riktningen hos denna registrerades okulärt med uppskattningsvis  $\pm 5^\circ$  noggrannhet. De punkter i vilka vattnets maxhastighet mättes var de samma som temperaturvariationerna registrerades i. Mät djupet på vilket vattenhastigheten mättes var ungefär mitt emellan botten och vattenytan. Riktningen för maxhastigheten erhålls genom att vrida röret och se vid vilken vinkel gentemot huvudströmningsriktningen som vattenhastigheten är högst. När det gäller den andra metoden kan ingen riktning registreras utan riktningen är helt enkelt huvudströmningsriktningen. När det gäller tändsticksmetoden är

tillvägagångssättet så att en sträcka längs vattendraget mäts upp. I detta fall är sträckan lika med hela längden av de undersökta delarna, dvs 3.8 m. Här bör noteras att när det gäller den meandrande delen så är den uppmätta sträckan inte längs strömfåran utan längs *meander belt axis* (figur 1.2). Sträckan längs vattendraget räknades ut matematiskt.



Figur 4.2.A Den vänstra figuren visar sensorplaceringen i ett tvärsnitt av vattendraget och den högra figuren visar sensorplaceringen i en vy uppifrån. De ovala elementen i figurerna symboliserar sensorerna som ligger på axis of bend, den räta linjen i den högra figuren.



Figur 4.2.B Sensorplacering i den meandrande delen respektive den raka delen av vattendraget.

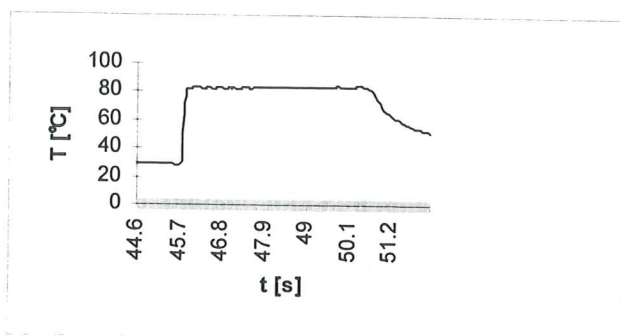


Diagram 4.1 Temperatur/tidsdiagram för beräkning av tidskonstanten.

#### 4.1.6 Uppmätning av strömfårans geometri.

Uppmätning av strömfårans bredd sker längs axis of bend och uppmätning av strömfårans längd sker längs meander belt axis. Djupet registreras så att ett måttband sticks ner i vattnet med eggen hos måttbandet mot flödet för att minska hävningen av vattenytan framför måttbandet. Då vattenytan ständigt fluktuerar noterades ett medelvärde mellan fluktuationerna. När det gäller lutningsmätningen registrerades en lutning för övre delen av sträckan och en lutning för nedre delen av sträckan i det fall där det var en tydlig skillnad mellan de bägge delarna. Amplituden hos den meandrande delen mättes också för att sinusiteten skulle kunna beräknas.

#### 4.2 Materialbeskrivning.

De huvudsakliga instrument som användes under fältarbetet var alltså en mikrologger, Campbell Scientific 21X och ett Prandtls rör med manometer samt ett måttband.

##### 4.2.1 Utrustning för temperaturmätning.

För en beskrivning av mätloggern och dess funktion hänvisas den intresserade läsaren till manualen för densamma. Det bör dock noteras att loggern har ett inre mätfel som analyseras i resultatdelen nedan. Detsamma gäller mätfel hos de enskilda termoelementen. Termoelementen som användes är omantlade  $\phi$  0.51 mm koppar-konstantantrådar av klass I. Trådarna var från samma rulle.

##### 4.2.2 Utrustning för hastighetsmätning.

Ett Prandtls rör är en kombination av ett pitotrör och ett piezometerrör (figur 4.1). Ett pitotrör är ett i rät vinkel böjt rör med mynningen mot det framströmmande mediets rörelseriktning. Ett piezometerrör är ett rakt rör vars ändyta är parallell riktningen hos det strömmande mediet. Pitotröret mäter totaltrycket i ett strömmande medium medan piezometerröret mäter det statiska trycket. Genom att koppla de bägge rören till varsin skänkel hos en manometer erhålls vid mätning i ett strömmande medium en höjddifferens mellan vätskeytorna i respektive skänklar hos manometern. Denna höjddifferens är ett mått på hastigheten i det strömmande mediet och hastigheten ( $v$ ) kan beräknas ur formeln

$$v = \sqrt{2/\rho (p_0 - p)}$$

där  $\rho$  är det strömmande mediets densitet,  $p_0$  är totaltrycket och  $p$  är det statiska trycket.

## 5 Resultat.

För att underlätta den fortsatta läsningen är det lämpligt att åter bekanta sig med figur 1.1. Resultatdelen har fyra nivåer mellan vilka man går från det speciella mot en allt högre grad av integration. Resultatdelen inleds med en felanalys av temperaturmätningen varefter resultaten av temperaturmätningen kommer att presenteras och sist på denna nivå kommer en analys av smältprocessen. Detta kommer senare att resultera i en temperaturbetraktelse som tillsammans med en redovisning av resultaten från hastighetsmätningen och uppmätningen av strömfårens geometri mynnar ut i en syntes.

### 5.1 Felanalys, temperaturmätning.

Den tekniska informationen i detta avsnitt grundar sig på uppgifter från användarmanualen till mikrologgern 21X. Vid kalibreringen av termoelementen erhöles en temperaturvariation på  $\pm 0.05^\circ\text{C}$  kring temperaturen  $0^\circ\text{C}$ . Denna temperaturvariation orsakas dels av att kalibreringstemperaturen, alltså temperaturen i issörjan varierar (diagram 5.1). Dels är temperaturvariationen skenbar, dvs orsakad av felkällor i mätutrustningen. Dessa felkällor ger upphov till ett brus där svängningarna hos bruset varierar stokastiskt kring den faktiska temperaturen.

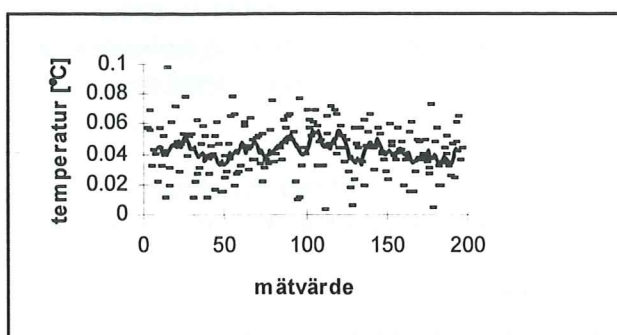


Diagram 5.1 Glidande medelvärde (10) av kalibreringskurva för termoelement 6. Temperaturen i issörjan svänger  $\pm 0.0125^\circ\text{C}$ . Bruset, rektanglarna, utsträcker sig  $\pm 0.04^\circ\text{C}$  om ett temperaturvärde ( $0.1^\circ\text{C}$ ) elimineras.

Vid en temperaturmätning med mätlogger och termoelement har vi fyra typer av felkällor. Den första felkällan är termistorfelet som är av dubbel art. Det ena termistorfelet grundar sig på en temperaturdifferens mellan termistor och referensanslutning, alltså den kanal till vilken termistorn ansluts. För att minska felet i möjligaste mån skall man sträva efter att termistorn och kopplingsplinten (den enhet i vilken termoelementen kopplas in) har så lika temperaturer som möjligt. Under fältarbetet fick loggern anpassa sig till mätplatsens temperatur under tre timmar innan mätningen påbörjades så att alla komponenter hos loggern skulle erhålla samma temperatur. Härvid är det viktigt att loggern skyddas från direkt solljus vilket underlättades av de molniga förhållandena under dagen för mätningen. Eftersom termistorn och kopplingsplinten måste ha legat mycket nära varandra i temperatur under mätningarna antas detta termistorfel vara eliminerat. Det andra termistorfelet är polynomfelet som är av storleksordningen  $0.02^\circ\text{C}$  vid temperaturer omkring  $0^\circ\text{C}$ . Den andra felkällan är termoelementfelet. De använda termoelementen har ett fel på  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  eller  $0.4\%$ . Detta fel kan dock kringgås genom kalibreringen och eftersom en kalibrering gjorts antas detta fel vara eliminerat. Den tredje felkällan är

spänningsmättningsfelet. Denna typ av fel uppgår till 0.05% av den använda mätskalan, vilket för dessa mätningar skulle innebära ett fel på  $0.06^{\circ}\text{C}$  då  $\pm 5$  mV skalan används ( $40 \mu\text{V}$  motsvarar  $1^{\circ}\text{C}$ ). Den fjärde felkällan är termoelementens polynomfel. Detta fel uppgår för ett typ T termoelement inom mättemperaturområdet  $-100^{\circ}\text{C}$  till  $100^{\circ}\text{C}$  till  $\pm 0.001^{\circ}\text{C}$ . Totalfelet skulle härmed bli drygt  $0.08^{\circ}\text{C}$ . Inledningsvis omnämndes kalibreringen av termoelementen och att det verkliga temperaturvärdet  $0^{\circ}\text{C}$  svänger som mätvärde med  $\pm 0.05^{\circ}\text{C}$ . Detta tolkas som den stokastiska variationen av totalfelet inklusive verkliga temperaturvariationer från  $0^{\circ}\text{C}$ . Sammanfattningsvis kan man således konstatera att vid mätningar av temperaturer kring  $0^{\circ}\text{C}$  har man en stokastisk variation kring det verkliga temperaturvärdet som är mindre än  $\pm 0.05^{\circ}\text{C}$  vilket innebär att en differens mellan två enskilda verkliga temperaturvärden som är samma (t.ex.  $0^{\circ}\text{C}$ ) kan bli knappa  $0.1^{\circ}\text{C}$ . Att svängningen är stokastisk, vilket antas här, betyder dock att beräkningar, där beräkningsunderlaget behandlas som medelvärden är användbara trots att mätfelet ligger inom samma temperaturintervall som erhållen temperaturdata.

### 5.1.1 Analys av temperaturdata.

Temperaturdata analyseras med hjälp av fyra statistiska metoder nämligen genom medelvärdesbildning, genom en CCF-test (*cross correlation function*), genom enkel regressionsanalys och genom Fourieranalys. Dataunderlaget som analysen baserar sig på är fyra mätningar varav tre mätningar är gjorda i en rak del av vattendraget och en mätning i en meandrande del av vattendraget. Av de tre mätningarna i den raka delen är en mätning gjord då vattentemperaturen faller. Denna mätserie kommer att betecknas Rak 0. Vidare kommer en mätserie då vattentemperaturen stiger mycket svagt att betecknas Rak 1, medan Rak 2 är en mätserie då temperaturstegringen är kraftigare. Temperaturmätningen i den meandrande delen betecknas Mea.

CCF-testen är dels gjord på residualerna till regressionslinjen för att förhindra effekten av den generella temperaturvariationen men är också gjord på originaldata. Fourieranalysen är gjord på data där trenden hos tidsserien har eliminerats.

Tabell 5.1 visar lutningskoefficienterna för regressionslinjerna till temperaturdata för de tolv mätpunkterna i vattendraget på Bas Glacier d'Arolla. För att mer konkretisera innebörden av dessa koefficienter så kan man ange dem som temperaturvariation per tidsenhet. Då motsvarar t.ex. lutningskoefficienten för punkt 3 i Rak 2 ( $0.0018$ ) en temperaturhöjning på  $6.6^{\circ}\text{C}$  per timme medan den i punkt 6 i Mea motsvarar  $0.24^{\circ}\text{C}$  per timme. En regressionsanalys av temperaturvärden hos Rak 0 visar att lutningen av regressionslinjerna för respektive mätpunkter är mycket lika med ett undantag och det är för punkt 4 ( $-0.0019$ ). Den största lutningen har vi i punkt 6 ( $-0.0029$ ) och den näst högsta i punkt 2 ( $-0.0027$ ). Under Rak 2 i är för motsvarande punkter  $0.0022$  för punkt 6 och  $0.0019$  för punkt 2. Här har inte punkt 4 det lägsta värdet, utan det näst lägsta ( $0.0014$ ). Det lägsta värdet ( $0.0011$ ) återfinns i punkt 1. Under Rak 1 är lutningarna för punkterna 6 och 3  $0.0005$ , för punkterna 4 och 5  $0.0003$  och för punkterna 1 och 2 är regressionslinjerna nästan horisontella. Innan en mer detaljerad tolkning av innebörden av lutningskoefficienterna hos de enskilda regressionslinjerna beskrivs processen bakom temperaturhöjningen respektive temperatursänkningen.

I ett supraglacialt vattendrag är en temperaturhöjning som ovan nämnts på  $6.6^{\circ}\text{C}$  per timme inte möjlig eftersom vattendraget har en "inbyggd termostat" vilket innebär att en ökad temperaturhöjning medför en ökad smältning av isen under vilken nollgradigt vatten tillförs vattendraget och på så sätt kommer vattentemperaturen att hållas på en nivå just över  $0^{\circ}\text{C}$ . En temperaturhöjning antas huvudsakligen ha tre orsaker: solinstrålning, inblandning av sensibelt värme från den ovanför liggande luften och värmeenergi som härrör från friktionsverkan.

	punkt 1	punkt 2	punkt 3	punkt 4	punkt 5	punkt 6
Rak 0	-0.0026	-0.0027	-0.0025	-0.0019	-0.0023	-0.0029
Rak 1	0.00009	0.0001	0.0005	0.0003	0.0003	0.0005
Rak 2	0.0011	0.0019	0.0018	0.0014	0.0019	0.0022
Mea	0.00006	0.0006	0.0004	0.0001	0.0002	0.00007

Tabell 5.1 Lutningskoefficienter för regressionslinjer till temperaturdata. För positionen av respektive punkt i vattendraget se figur 4.2.B.

Diagram 5.2 visar omfattningen av temperaturökningen för Rak 2 där den långsammaste temperaturökningen är i punkt 1 ( $\approx 3.8^{\circ}\text{C/h}$ ) och den snabbaste i punkt 6 ( $\approx 8^{\circ}\text{C/h}$ ). Temperaturökningarna i punkterna 2,3 och 5 ligger nära varandra i magnitud ( $\approx 6.6^{\circ}\text{C/h}$ ) medan temperaturökningen i punkt 4 är  $\approx 5^{\circ}\text{C/h}$ .

När det gäller Rak 1 så visar tabell 5.1 att temperaturutvecklingen i punkterna 1 och 2 är snarlika liksom temperaturutvecklingen i punkterna 3,4 samt i punkterna 5 och 6. Hos Rak 0 är temperaturutvecklingen annorlunda. Här är inte temperaturutvecklingen likartad sektionsvis utan den snabbaste temperaturnedgången har vi i punkt 6 och den näst snabbaste i punkt 2.

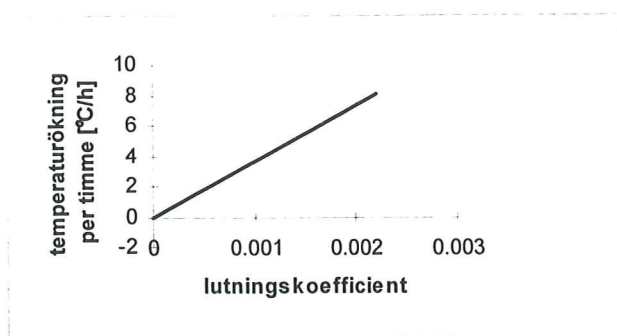


Diagram 5.2 Temperaturökningendiagram [ $^{\circ}\text{C/h}$ ] för Rak 2. Diagrammet visar den temperaturökning per timme som respektive punkter i vattendraget skulle uppvisa ifall inte nollgradigt vatten skulle frigöras genom smältning. Punkt 1 med lutningskoefficienten 0.0011 skulle alltså uppvisa en temperaturökning på knappa  $4^{\circ}\text{C}$  per timme.

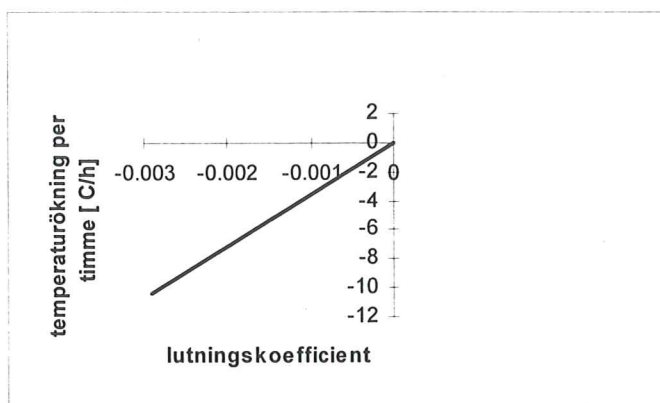


Diagram 5.3 Temperaturminskningsdiagram [ $^{\circ}\text{C}/\text{h}$ ] för Rak 0.

Den punkt som skiljer sig mest från de övriga är punkt 4 med den långsammaste temperaturminskningen på  $\approx 6.7^{\circ}\text{C}/\text{h}$  (se diagram 5.3). En anmärkningsvärd omständighet är att förutom i sektion 1-2 så är temperaturminskningarna mellan sektionens respektive punkter större än mellan sektionerna där skillnaden är en dryg  $^{\circ}\text{C}/\text{h}$  mellan punkterna 3 och 4 samt mellan punkterna 5 och 6. Eftersom temperaturminskningen orsakas av tillförsel av nollgradigt smältvatten måste skillnader i temperatursänkningen i olika punkter bero på skillnader i tillförsel av nollgradigt vatten till punkterna. I detta fall tillförs alltså punkten 6 mer smältvatten än punkten 5 och punkten 3 mer än punkten 4. Punkterna 1 och 2 erhåller dock ungefär lika mycket smältvatten. Ett försök att uppskatta thalwegen i Rak 0 utifrån hastigheten för temperaturminskningen antyder således ett sekundärt flöde från punkten 6 till punkten 3. Likheten mellan punkterna 6 och 3 i Rak 1 bekräftar detta antagande medan förhållandena i Rak 2 motsäger det. Här skulle ett flöde från punkt 5 till punkt 3 vara mest sannolikt. Att dra några slutsatser om flödet utifrån dessa iakttagelser är alltså svårt.

En analys av medeltemperaturerna för respektive punkter i tabell 5.2 visar att medeltemperaturerna tenderar att vara lägre uppströms (se diagram 5.3). Medeltemperaturen för den raka delen uppvisar för Rak 0 en högre medeltemperatur än för Rak 1 och Rak 2 vilket betyder att temperaturen för Rak 2 potentiellt kan stiga ytterligare fastän en tidsserieanalys av temperaturdata för Rak 2 visar att graferna för temperaturökningen skulle visa en utplaning i slutet av tidsserien.

	punkt 1	punkt 2	punkt 3	punkt 4	punkt 5	punkt 6
Rak 0	0.319	0.266	0.261	0.211	0.158	0.182
Rak 1	0.199	0.175	0.192	0.172	0.103	0.123
Rak 2	0.277	0.256	0.266	0.243	0.216	0.227
Mea	0.097	0.094	0.141	0.106	0.049	0.099

Tabell 5.2 Medeltemperaturer [ $^{\circ}\text{C}$ ]. För positionen av respektive punkt i vattendraget se figur 4.2.B.



Korskorrelationerna mellan residualerna för regressionslinjen till varje punkt är generellt mycket svaga och de högsta är runt 0.3. En CCF-test på originaldata (figur 5.1) för Rak 0 och Rak 2 visar korskorrelationer på 0.7 till 0.8 och i två fall, nämligen i Rak 2 mellan punkt 2 och punkt 6 och i Rak 2 mellan punkt 5 och punkt 6, har vi korskorrelationer på 0.9. En CCF-test på originaldata för Rak 1 och Mea visar lägre korskorrelationer där de högsta är 0.47 mellan punkt 3 och punkt 6 för Rak 1 och 0.5 mellan 3 och 4 för Mea. Ifall ett sekundärt flöde existerar i den raka delen så skulle detta utifrån de starkaste korrelationerna som visas i figur 5.1. vara från punkt 6 till punkt 3 och vidare till punkt 2.

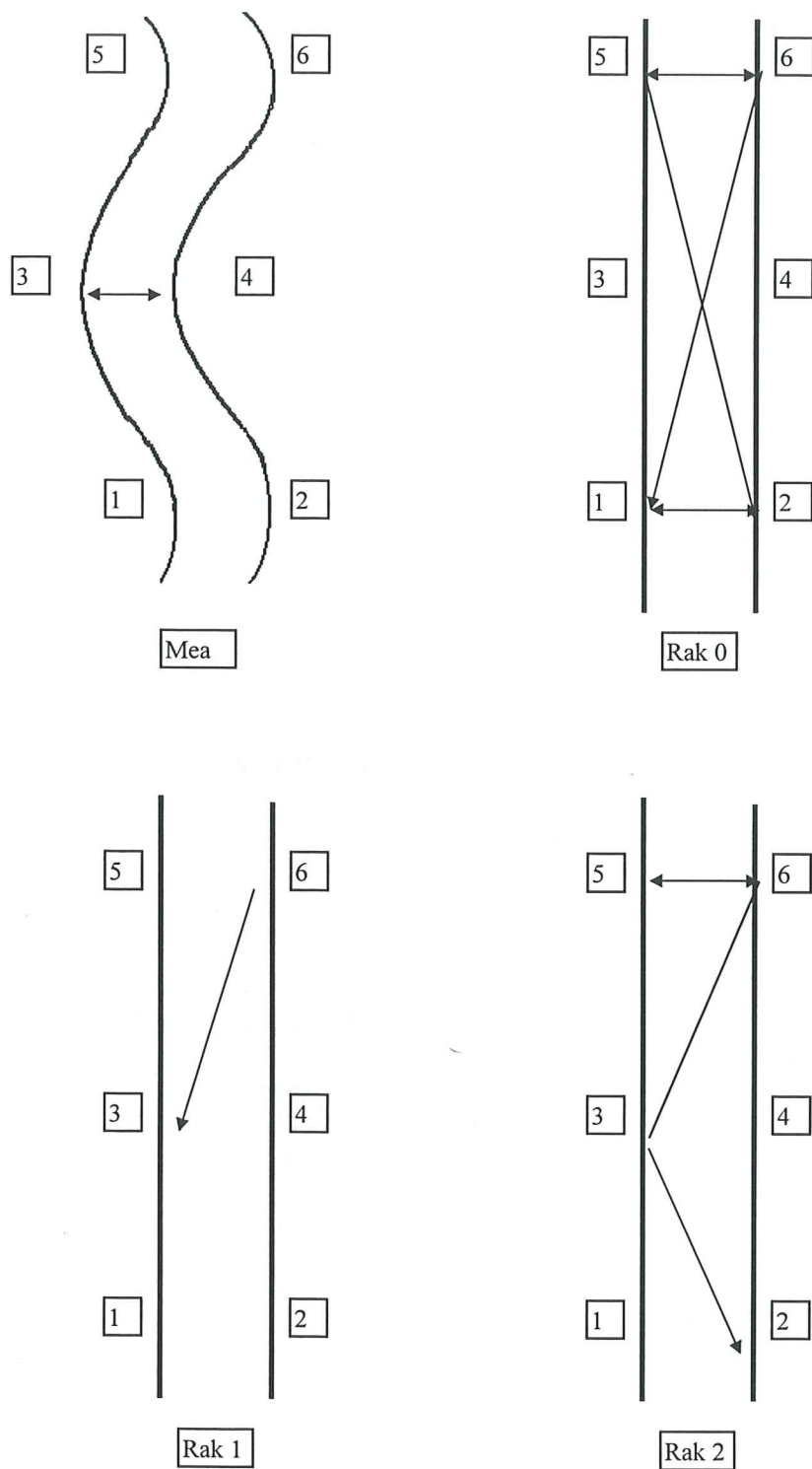
En spektralanalys av temperaturserierna visar tydliga pikar för vissa frekvenser (se tabell 5.3). Hos Rak 0 har vi frekvenser av samma storleksordning i varje punkt. Frekvensen 0.44 Hz motsvarar en periodicitet på 2.3 s och frekvensen 0.49 Hz motsvarar en periodicitet på 2.0 s. Hos Rak 1 har vi en periodicitet på 5.6 s i sektionerna 1-2 och i 3-4 medan vi har en periodicitet på 3.3 s i sektion 5-6. Vi finner dessutom flera lika tydliga frekvenser i punkterna 1 och 5. Hos Rak 2 har vi en mycket markant periodicitet på 3.1 s förutom i punkten 6 där den tydligaste periodiciteten är 2.1 s men även periodiciteterna 2.4 s och 3.2 s är framträdande. Hos Mea är periodiciteten 3.2 s mycket framträdande förutom i punkten 5 där periodiciteten 2.4 s är mest framträdande även om periodiciteten 3.2 s också framträder tydligt här.

	punkt 1	punkt 2	punkt 3	punkt 4	punkt 5	punkt 6
rak 0	0.49	0.44	0.44	0.46	0.46	0.49
rak 1	flera	0.18	0.19	0.18	0.48/ 0.3	0.3
rak 2	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32	0.47
mea	0.31	0.31	0.31	0.31	0.41	0.31

Tabell 5.3 De tydligaste frekvenserna [Hz]. I "flera" ingår även de andra frekvenserna från mätningen Rak 1. För positionen av respektive punkt se figur 4.2.B.

### 5.1.2 Temperaturstegring.

Under den temperaturstegring som är mer markant (Rak 2) är korskorrelationerna som baseras på originaldata generellt höga vilket indikerar en likartad utveckling i samtliga punkter. De högsta korskorrelationerna finner vi hos Rak 1 mellan punkterna 6 och 3 och i Rak 2 mellan 6 och 2 samt mellan punkterna 5 och 6. Detta faktum skulle kunna tolkas som ett tecken på ett sekundärt flöde i den raka delen. Även lutningskoefficienterna i tabell 5.1 påvisar en hög samstämmighet mellan punkterna 5, 6, 3 och 2 i Rak 2. Att periodiciteten är enhetlig mellan punkterna 5, 4, 3, 2 och 1 hos Rak 2 kan tolkas som att dessa punkter ligger inom samma burstcykel. Detta harmonierar dock inte med resultaten från Rak 1 där både punkt 5 och 6 avviker från de övriga. Vi har alltså en uppströms förändring av periodiciteten så att den blir lägre i punkterna 5 och 6. Denna förändring skulle enligt sambandet  $T = 6B/v$  bero på minskad bredd och/eller ökad hastighet hos flödet uppströms. Detsamma gäller skillnaden i periodicitet mellan Rak 1 och Rak 2 där Rak 1 har en längre periodicitet och skulle därmed ha en större bredd och lägre medelhastighet än Rak 2.



Figur 5.1 De starkaste korskorrelationerna på originaldata i CCF-test.

Mätningarna i vattendraget på Bas Glacier d'Arolla visar på en temperaturökning nedströms från sektion 5-6 till sektion 1-2 för Rak 0 på 0.123°C, för Rak 1 på 0.074°C, för Rak 2 på 0.045°C och för Mea på 0.098°C. Vi har alltså en generell ökning av temperaturen nedströms oberoende av temperaturfluktuationen i varje enskild punkt. Ett självreglerande system kring 0°C borde per definition ha samma medeltemperatur längs hela vattendraget. Att så inte befinner sig vara fallet kan bero på följande omständigheter, på slumpen (en annan mätserie hade gett andra resultat), på att uppvärmningen är snabbare nedströms, att "termostaten" så att säga inte hinner med (trögheten i värmeöverföringen mellan vatten och is) detta i kombination med en högre lufttemperatur nedströms. Om vattentemperaturen ökar nedströms innebär det samtidigt att smältningen effektiviseras, även av isen på glaciärytan.

### 5.1.3 Temperatursänkning.

En tillförsel av latent värme antas ske mest på de ställen där det sekundära flödet är riktat mot strömfårans vägg. Denna tillförsel av latent värme pågår intermittent så att värme tillförs i proportion till den värmegenererande effekten av turbulensen. En smältning "suddar" ut spåren av det av turbulensen uppvärmda vattnet och just därför borde platsen för smältning kunna lokaliseras genom en registrering av temperaturen så att under ett förlopp av temperatursänkning så borde temperatursänkningen vara störst vid eller alldeles nedströms ett ställe där en smältning just har ägt rum. Hos Rak 0 torde en smältning ha skett uppströms om punkt 6. Sänkningen av medeltemperaturen i respektive punkter är förhållandevis lika (0.1°C) längs thalwegen. Den minsta sänkningen (0.07°C) är i punkt 4 vilket talar för att uppblandningen med nollgradigt vatten är minst här.

Hos Rak 0 ligger periodiciteten mellan 2.0 s och 2.3 s. Vi har alltså den kortaste periodiciteten här. En applikation av formel  $T = 6B/v$  skulle visa att  $v$  ökar på bekostnad av  $B$  eller att  $B$  minskar vid konstant vattenhastighet. Diagram 5.3 visar att medeltemperaturen är högre för varje punkt hos Rak 0 jämfört med Rak 1 men att den är högre i sektion 3-4 och sektion 5-6 hos Rak 2. Att medeltemperaturen är högre hos Rak 0 i sektion 1-2 än hos Rak 1 och 2 tyder dock på att flödet skulle vara större (med en högre andel varmare vatten än hos Rak 1 och 2) hos Rak 0 eftersom vattnet är varmare hos Rak 0 i denna sektion trots temperaturnedgången.

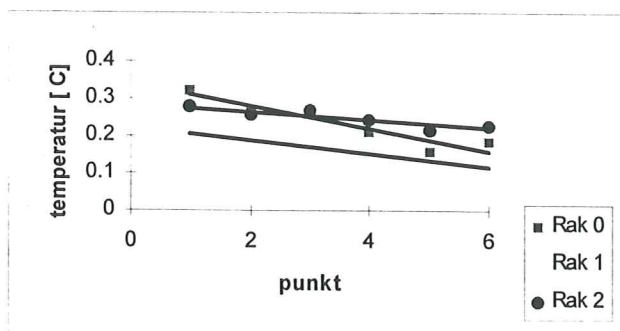


Diagram 5.3 Medeltemperaturer [°C] för punkter i den raka delen av vattendraget.

#### 5.1.4 Energibetraktelse.

I detta avsnitt skall först en teoretisk uppskattning av det maximalt tillgängliga friktionsvärmets per tidsenhet göras. Denna uppskattning baseras på omvandlad potentiell energi. Sedan följer en uppskattning av tillförd sensibel värme per tidsenhet från luften varefter en jämförelse av dessa teoretiska värden kan göras. Turbulens genererar som ovan antytts värmeenergi och denna energi deltar i smältning av is i strömfårans väggar och botten. Men turbulens kan även fungera som en agent för tillförsel av sensibel värme till vattendraget från luften. För att först få en uppfattning om omfattningen av den maximalt tillgängliga friktionsvärmeenergin i ett avsnitt av vattendraget kan man göra en enkel överslagsberäkning. Tillgänglig potentiell energi för den raka delen av vattendraget per kilogram vatten är  $g \times h$ , dvs 5.9 J då  $h = 0.6$  m och  $g = 9.81$  m/s<sup>2</sup>. På motsvarande sätt fås för den meandrande delen 4.9 J där  $h = 0.5$  m. Då hastigheten antas vara konstant nedströms och den del av den potentiella energin som omvandlas på annat sätt (se ovan) marginell, så fås att den potentiella energin  $E_p$  hos ett kilogram vatten som omvandlas till värmeenergi  $E_v$  via friktion längs respektive delar av vattendraget är

$$E_p/m = E_v/m = c \times dT$$

där  $c$  är vattnets värmekapacitivitet vid 0°C, dvs 4217.7 J per kilogram vatten och °C. Detta skulle ge en teoretiskt maximal temperaturhöjning genom friktionsverkan nedströms i den raka delen på  $5.9/4217.7 = 0.0014$ °C och i den meandrande delen på  $4.9/4217.7 = 0.0012$ °C. Denna temperaturhöjning är per sekund i den raka delen 0.00026°C då sträckan är 3.8 m och vattenhastigheten är 0.7 m/s vilket är  $\approx 1$  °C/h och ungefär 6 gånger lägre än den genomsnittliga temperaturökningen i Rak 2.

Förutom friktionsenergin angavs i avsnitt 1.2 även den sensibla värmen från luften samt lång och kortvågig strålning som betydande värmekällor för tillförsel av värmeenergi till det supraglaciala vattendraget. Eftersom helmulna förhållanden var rådande under fältmätningen och instrålningen därför kan anses vara jämnt fördelad över och i vattendraget är den tillförda strålningsenergin i varje mätpunkt lika varför ingen uppskattning av storleken av strålningsenergin kommer att göras. Tillförseln av sensibel värme är däremot kopplad till turbulensen som ovan nämnts varför en uppskattning av magnituden tillförd sensibel värme är intressant (en utförligare beskrivning av denna process sker i avsnitt 6). För att beräkna den överförda värmemängden i form av sensibel energi från luften till vattendraget används följande enkla samband

$$P = k A (t_l - t_v) \quad [W]$$

Formeln är hämtad ur Mörstedt (1970) men liknande samband för konvektion återfinns allmänt i naturvetenskapliga uppslagsverk och handböcker samt i oceanografisk och hydrologisk litteratur. I formeln är  $k$  värmeöverföringstalet och  $A$  är ytan under vilken värmeöverföringen sker medan  $t_l$  är luftens temperatur och  $t_v$  är vattnets temperatur. Svårigheten vid beräkning av värmeöverföring är att härleda värmeöverföringstalet  $k$ . Eftersom  $k$  är så situationsspecifikt är det svårt att finna ett värmeöverföringstal för den aktuella situationen i handböcker eller i vetenskapliga artiklar. Värmeöverföringstalet för supraglaciala vattendrag är beroende av temperaturdifferensen mellan luft och vatten, av vatten och vindhastighet, av

stabilitetsförhållanden, av strömfårans utseende, av luftens och vattnets täthet och av vattnets värmekapacitet. Eftersom inte någon exakt beräkningsmetod finns att tillgå för att beräkna värmeöverföringstalet för en situation som motsvarar förhållandena i ett supraglaciale vattendrag under smältsäsongen hänvisas man att tillgripa formler applicerade på förhållanden som mest liknar de supraglaciale och att försöka använda sig av dessa. Formler för isbildning i vattendrag är förhållandevis allmänna i hydrologisk litteratur och den formel som kommer att presenteras nedan är hämtad från Maidment (1992 s. 7.32).

$$l_{T_w=0} - l_{T_w,0} = -(\rho_w C_p V h_0 / C_0) \ln [-T_a / (T_w,0 - T_a)]$$

I denna formel är uttrycket till vänster om likhetstecknet avståndet mellan den punkt i vattendraget där vattentemperaturen blir 0°C och den punkt i vilken vattentemperaturen mäts. I det aktuella vattendraget är vattentemperaturen i hela vattendraget mycket nära 0°C och detta uttryck kommer att sättas lika med 0.7 m för att underlätta den senare beräkningen och jämförelsen med den framräknade teoretiska friktionsvärmen.  $\rho_w$  är vattnets densitet som vid 0°C är 999.87 kg/m<sup>3</sup>.  $C_p$  är vattnets värmekapacitet,  $V$  är vattenhastigheten,  $h_0$  är djupet hos flödet och  $C_0$  är värmeledningskoefficienten uttryckt i W/(m<sup>2</sup> °C).  $T_a$  är lufttemperaturen och  $T_w,0$  är vattentemperaturen där medeltemperaturen av mätningen Rak 1:s samtliga sex mätpunkterna väljs.  $T_w,0$  är alltså 0.16°C medan lufttemperaturen sätts till 7°C (se avsnitt 1.3). Då vattenhastigheten i den raka delen av vattendraget är 0.7 m/s och djupet sätts till 0.065 m fås  $C_0 = k = 6337.71$  J/(s m<sup>2</sup> °C). För att kunna jämföra tillförseln av sensibel värme med friktionsvärmen så beräknas tillförseln av sensibel värme per sekund. Den sträcka som ett vattenelement tillryggalägger under en sekund i den raka delen av vattendraget är 0.7 m och då medelbredden i den raka delen är 0.65 m är den yta under vilken en makroturbulent virvel rör sig under en sekund 0.455 m<sup>2</sup>. Detta värde sätts =  $A$  i formeln  $P = k A (t_i - t_v)$  och vi får  $P = 1972.4$  J/s. För att ta reda på hur mycket vattentemperaturen höjs på grund av tillförsel av sensibel värme använder vi oss av samma formel som ovan vid beräkningen av friktionsvärmen, där  $dT/dt = P/(m c)$ . Den vattenmassa,  $m$  som under en sekund har passerat ett tvärsnitt i vattendraget är tvärsnittsarean multiplicerad med vattenhastigheten och med vattnets densitet vid 0°C, dvs  $0.03 \times 0.7 \times 999.87 \approx 21$  kg. Effekten  $P$  dividerad med nämnda vattenmassa och med vattnets värmekapacitet ger en temperaturhöjning på 0.022 °C/s.

Av beräkningarna ovan framgår alltså att den teoretiskt maximalt tillgängliga friktionsenergin per sekund är drygt 1% av den beräknade tillförseln av sensibel värmeenergi per sekund. En reservation måste dock göras med anledning av osäkerheten i den senare beräkningen.

### 5.1.5 Vertikal och lateral smältning.

Den i avsnittet ovan beräknade värmeenergin kommer att delta i smältningsprocessen i det supraglaciale vattendraget. Denna ismältning är en motsvarighet till erosionen i ett alluviale vattendrag eftersom smältningen är den process som bestämmer och utformar geometrin i ett vattendrag som rinner på is. En närmare studie av smältningen eller inskränningen i isen kan fungera som en kontroll av de temperaturberäkningar som gjorts ovan samtidigt som dess koppling till meandergeometrin kan undersökas.

Det supraglaciala vattendraget är ett självreglerande system med avseende på vattentemperaturen. Allt eftersom temperaturen stiger i vattendraget leds mer värme i form av latent värme in i isen och en smältning sker varvid nollgradigt vatten frigörs och blandas ut med det omgivande vattnet varvid vattentemperaturen sjunker åter. Denna cykliska process medför att vattentemperaturen ständigt kommer att hållas just över 0°C.

Ferguson (1973 s.253) anför en formel enligt vilken den vertikala nedskärningen ( $i$ ) genom termisk erosion, dvs smältning, kan beräknas om bredden på vattendraget inte varierar.

$$i = \rho g Q S / \rho_i \sigma W P$$

I formeln är  $\rho$  vattnets densitet = 999.87 kg/m<sup>3</sup> vid 0°C ;  $\rho_i$  är isens densitet = 917.0 kg/m<sup>3</sup> vid 0°C ;  $\sigma$  är isens smältvärme = 0.34 MJ/kg is ;  $Q$  är flödet som är 0.02 m<sup>3</sup>/s för både den raka och den meandrande delen av vattendraget ;  $W$  är bredden som är 0.65 m för den raka delen och 0.56 m för den meandrande delen ;  $S$  är sinus för glaciärens lutning som sättes lika med lutningen för botten hos respektive delar av vattendragets dvs 0.156 för den raka delen och 0.139 för den meandrande delen ;  $P$  är vattendragets sinusitet där sinusiteten är 1 för den raka delen och 1.13 för den meandrande delen. Ur denna formel framgår att en högre sinusitet ger en lägre vertikal nedsmältning i isen och att den högsta nedsmältningen följaktligen sker i ett rakt vattendrag. Denna formel applicerad på vattendraget på Bas Glacier d'Arolla ger en nedsmältning av storleksordningen 1.3 cm/dygn för den raka delen och 1.2 cm/dygn för den meandrande delen av vattendraget. Ferguson (1973 s. 253) beräknar nedskärningen i vattendrag på Bas Glacier d'Arolla och får värden mellan 2.6 cm/dygn och 11.2 cm/dygn. Under fältarbetet i samband med uppmätningen av de parametrar som användes i beräkningen ovan var helmulna förhållanden rådande. Därför kommer inte effekten av den kortvågiga strålningen att göra sig gällande hos flödet. Skillnaden mellan de värden som beräknats på basis av uppmätningen under fältarbetet och Fergusons värden beror på skillnader i förhållandet mellan strömfårens bredd och flödet där Ferguson anger sambandet  $W = 1.9 Q^{1/2}$  medan de värden som denna uppsats bygger på påvisar betydligt lägre flöden vid samma bredd. Eftersom Fergusons värden är värden för en hel smältsäsong variation kan värdena från fältarbetet anses motsvara en dag av det lägsta flödet i förhållande till bredden hos Ferguson. Detta värde 2.6 cm/dygn är ändå högre än värdet från fältarbetet 1996. Park (1981) har studerat den hydrauliska geometrin för vattendrag på Bas Glacier d'Arolla (se vidare avsnitt 5.3.2) och får sambandet  $W = 0.82 Q^{0.26}$ . Här är förhållandet mellan flöde och bredd sådant att samma bredd ger ett ännu lägre flöde än vad som registrerades under fältarbetet. Parks data samlades in under en tre timmars period under en eftermiddag i augusti men de meteorologiska förhållandena specificeras inte närmare. Ferguson anger dock generellt mycket större flöden än Park medan Park har mindre flöden än under fältarbetet. De framräknade värdena på nedskärningen som tenderar att vara starkt flödesberoende kan anses vara rimliga med hänsyn till antagna meteorologiska förhållanden och till att glaciären är under snabb reträtt.

Dozier (1976 s. 362) anger en formel för beräkning av eroderad massa (is) per tidsenhet. Enligt Dozier står den mängd is som eroderas per tidsenhet i relation till skjuvspänningen  $\tau_0$  (se vidare avsnitt 5.3.1). Om  $Q$  är flödet och  $\xi$  är smältvärmerna så är

nedsmältningen =  $\tau_0 Q / \xi$ . Eftersom den meandrande delen och den raka delen ligger efter varandra i samma vattendrag utan mellanliggande tillflöden är flödet lika nämligen  $0.03 \times 0.7$  för den raka delen och  $0.02 \times 1.0$  ( $A \times v$ ) för den meandrande delen. De bägge ekvationerna ger ett  $Q = 0.02$  kubikmeter per sekund. Då  $\xi$  är  $0.34$  MJ/kg is fås en erosion på  $7.8$  g/h för den meandrande delen och  $14.8$  g/h för den raka delen. Om temperaturhöjningen på grund av friktionsenergi är  $0.00026^\circ\text{C/s}$  i den raka delen av vattendraget så innebär detta att vattnet tillförs  $1.1$  J/kg vatten per sekund enligt  $E = m c dT$ . För att smälta motsvarande mängd is krävs  $340000$  J vilket innebär att teoretiskt smälts på en timme  $11.6$  g is på grund av friktionsvärme i den raka delen. Detta värde utgör  $36\%$  av en smältning genom samtliga termiska processer enligt Dozier. De beräknade värdena jämförs slutligen med uppmätta värden på termisk erosion (Marston, 1983 s.604) där värden mellan  $4$  cm och  $8$  cm per dag har noterats i ett vattendrag med  $7$  till  $8$  gånger större flöde på en glaciär i Alaska. Dessa uppmätta värden harmonierar väl med de av Ferguson beräknade värdena men Marston säger att  $50\%$  till  $75\%$  av nedsmältningen härrör från friktionsvärme där han grundar slutsatsen på en jämförelse med ablationen av glaciärytan samt med en registrering av den inkommande strålningen..

För att göra en kort sammanfattning av beräknade energi- och smältningsvärden, innan en fortsatt utveckling av teorin kring smältningsprocessen, kan man konstatera att de teoretiskt framräknade maxvärdena för tillgänglig friktionsenergi och smältning på grund av denna harmonierar dåligt med beräkningar enligt empiriskt framtagna (?) formler. I avsnitt 5.1.4 såg vi att friktionsvärmen var drygt  $1\%$  av den sensibla värmen medan samma teoretisk friktionsvärme utgjorde  $36\%$  av den totala termiska erosionen vid en beräkning av denna enligt Doziers formel. Dozier (1976 s. 367) jämför teoretiska nedskärningsvärden med uppmätta ablationsvärden och finner att den teoretiska nedskärningen är mellan  $0.6$  cm/dygn och  $4.3$  cm/dygn där  $75\%$ - $80\%$  av värmeenrgin kommer från klimatologiska processer. Detta harmonierar väl med de teoretiska maxvärdena för tillgänglig friktionsenergi och skulle innebära att beräkningen av den tillförda sensibla värmen är grovt felaktig. Eftersom inte några förfinade beräkningsmetoder finns till hands måste ett slutligt kvalitativt avgörande tillämpas. Detta sker i avsnitt 6. Vi finner att en successiv övergång från teoretiska beräkningar till praktiska mätningar i studien av smältningsprocessen pekar på en allt högre andel av friktionsenergi i den termiska erosionen. Omfattningen av friktionsenergin som deltar i smältningsprocessen är alltså som konstaterats ovan mellan  $1\%$  och  $75\%$ . Medan värdet  $1\%$  kanske är för lågt är sannolikt även värdet  $75\%$  för högt. När Marston nämner att  $50\%$  till  $75\%$  av den termiska energin härrör sig från friktionsverkan ingår sannolikt även den sensibla värmen i denna friktionsenergi eftersom värmeöverföringskoefficienterna mellan luft och is, luft och vatten och vatten och is skiljer sig. Överföring av sensibel värme från luft till is är sannolikt mer effektiv via en turbulent vattenström.

När det gäller smältning av is i en strömfåra är magnituden av inskärningen olika beroende på om smältningen sker vertikalt eller lateralt. Detta beror på faktorer som åtkomligheten för kortvågig strålning där den vertikala smältningen är högre på grund av bottenytans vinkel mot den infallande strålningen liksom att den sydvända sidan av en strömfåra smälter mer än den nordvända. Detta resulterar i en tendens till migration norrut hos supraglaciala vattendrag (Dozier, 1974, figur 7). Vidare spelar turbulensen in som ovan antytts där burstlängden och burstperioden är olika för horisontell och

vertikal turbulens. Dessa och eventuellt andra faktorer är bestämmande för den hydrauliska geometrin där en redogörelse för denna utifrån förhållandena på Bas Glacier d'Arolla kommer att avsluta detta avsnitt.

För att veta hur stor andel av den termiska energin som deltar i den vertikala respektive den laterala smältningen kan man använda sig av *den hydrauliska geometrin* (Leopold och Maddock, 1953). För en mer generell introduktion till den hydrauliska geometrin hänvisas till avsnitt 5.3.2 Park (1981) har undersökt den hydrauliska geometrin i vattendrag på Bas Glacier d'Arolla och funnit att b-exponenten är 0.28, att f-exponenten är 0.41 och att m-exponenten är 0.31. Att b-exponenten är mindre än f-exponenten innebär, i motsats till hur det är hos vattendrag som genomflyter alluvialt material, att djupet är den hydrauliska parameter som har den största benägenheten för förändring och bredden är den minsta. Detta faktum medger en lokalisering av värmeenergin till erosion av väggar i mindre grad (ungefär 30% av värmeenergin) än till erosion av botten. Utifrån beräkningen av maximalt tillgänglig värmeenergi för smältning enligt Dozier så skulle 4.4 g/h utgöra lateral smältning och 10.4 g/h utgöra vertikal smältning. Om man vill undersöka storleken av den vertikala nedskärningen i cm/dygn korrigeras antalet g/h med en faktor  $(24 \times 100)/(1000 \times A \times \rho_i)$ , där  $\rho_i$  är isens densitet vid 0°C = 917 kg/m<sup>3</sup> och A är strömfårens tvärsnittsarea = 0.03 m<sup>2</sup>. Detta ger vertikal nedskärning på 0.9 cm/dygn vilket harmonierar väl med värdet 1.3 cm/dygn för den vertikala nedskärningen som erhöles med Fergusons formel. Detta betyder att Doziers formel och den hydrauliska geometrin applicerade på de under fältarbetet uppmätta värdena ger en lateral inskärning på 4.4 g/h vilket korrigerat till cm/dygn ger en inskärning på 0.4 cm/dygn.

### 5.1.6 Sammanfattande temperaturbetraktelse.

En stor svaghet i temperaturbetraktelsen ovan är att mätningarna gjorts i bara två delar av vattendraget och under mycket korta tidsperioder. Ett flertal praktiska faktorer bidrar dock till denna begränsning varav en är den relativa avsaknaden av raka delar och i synnerhet då dessa raka delar för att underlätta jämförelsen av resultat skall befinna sig mellan samma biflöden eller parallellt med meandrande flöden med ungefär samma vattenföring. Ett annat problem är minneskapaciteten hos mätloggern. För att göra en mera tillförlitlig mätning hade omfattningen av mätningen åtminstone behövt ökas med en faktor femtio. Detta skulle alltså ge 300000 mätvärden istället för dryga 6000. Det är alltså vanskligt att dra säkra slutsatser utan större möjligheter till jämförelse.

Trots dessa tillkortakommanden kan några slutsatser dras utifrån temperaturmätningarna. Bruset, eller mätfelet uppgår till  $\pm 0.04^\circ\text{C}$  och tidskonstanten är 0.1 s. Trots dessa relativt höga värden kan turbulenser temperaturmässigt spåras i ett supraglacialt vattendrag med hjälp av Fourieranalys. Diagram 5.4 visar ett frekvensdiagram för mät punkt 3 i den raka delen av vattendraget under en mätning då temperaturtökningen hade en storleksordning av 6.4°C/h. Vi ser en pik vid 0.32 Hz vilket ger en periodicitet på 3.1 s. Ungefär 10 minuter efter mättillfället var bredden hos den sektion av vattendraget i vilken mätningen utfördes 0.6 m.

Vattenhastigheten mättes inte samband med temperaturmätningen men antas lika med den senare uppmätta hastigheten (härvid var B = 0.5 m). Om hastigheten således är 0.7 m/s fås en periodicitet ( $T = 6B/v$ ) på 4.3 s vilket motsvarar 0.23 Hz. Eftersom



vattenytan och bredden ständigt fluktuerade är det utan att göra samtida mätningar omöjligt att precisera en exakt vattenyta vid tidpunkten för en speciell temperaturmätning. Dock uppmättes 10 minuter innan ovannämnda mätning (Rak 2, punkt 3) en frekvens på 0.19 Hz i samma punkt (3) under mätningen Rak 1, vilket motsvarar en periodicitet på 5.3 s. Denna periodicitet skulle vid en vattenhastighet på 0.7 m/s motsvaras av en bredd hos vattenflödet på 0.6 m vilken harmonierar mycket väl med den uppmätta bredden. För att relatera periodiciteten till meandervåglängden görs en beräkning av förväntad våglängd utifrån den funna frekvensen 0.31 Hz hos den meandrande delen av vattendraget. Denna frekvens ger en periodicitet på 3.2 s, vilken i sin tur ger en bredd på 0.54 m då hastigheten uppmättes till 1.0 m/s. Detta skulle ge en meandervåglängd på 6B dvs på 3.2 m. Den uppmätta meandervåglängden var 3.8 m vilken är av samma storleksordning som den förväntade våglängden med hänsyn till att flödet och därmed bredden och periodiciteten hos burstcykeln ständigt fluktuerar. Medelperiodiciteten i den meandrande delen skulle utifrån meandervåglängden 3.8 m vara 3.8 s ifall en medelhastighet på 1.0 m/s antas. Denna periodicitet motsvarar frekvensen 0.26 Hz.

Eftersom de dominerande frekvenserna är så enhetliga under varje mätperiod (Rak 0, Rak 1, Rak 2 och Mea) och eftersom periodiciteten ( $1/f$ ) harmonierar med bredden hos vattenflödet utifrån formeln  $B = Tv/6$  och utifrån observerade variationer av bredden hos flödet kan slutsatsen dras att burstcykeln existerar i supraglaciala vattendrag.

Genom att studera lutningskoefficienterna för regressionslinjerna till varje mätpunkt och på så sätt koordinera punkter med samma magnitud av temperaturhöjning och temperatursänkning kan en tendens till sekundära flöden i den raka delen av vattendraget spåras. Denna tendens understryks av CCF-testen där samma flödesmönster som från regressionsanalysen upprepar sig. Anmärkningsvärt är att samtliga starkaste korrelationer är laterala (se figur 5.1).

Smältningen har beräknats där proportionerna mellan lateral och vertikal smältning utifrån den hydrauliska geometrin befanns vara ungefär 30% lateral och 70% vertikal smältning av den totala smältningen. Den vertikala smältningen på grund av friktion är ungefär 1 cm/dygn för den meandrande delen och ungefär 1.3 cm/dygn för den raka delen. En tillämpning av den hydrauliska geometrin bör dock inte göras okritiskt eftersom varmet från smältningen härrör sig från tre olika källor nämligen från inblandning av sensibel värme, från strålning och från friktion. Att en vertikal förändring hos strömfåran i ett supraglacialt vattendrag är den största kan helt enkelt bero på strålningsenergin som lättare når botten än väggar i ett vattendrag som är smalt och djupt. Det undersökta vattendraget är dock mera ett brett och grunt fram om ett smalt och djupt. Slutligen befanns temperaturen öka nedströms med  $0.17^{\circ}\text{C}$  per höjdmeter vilket inte kan tas som en generell ökning nedströms för detta hade inneburit att vattentemperaturen där vattendraget lämnar glaciärens nedersta del hade varit drygt  $30^{\circ}\text{C}$ .

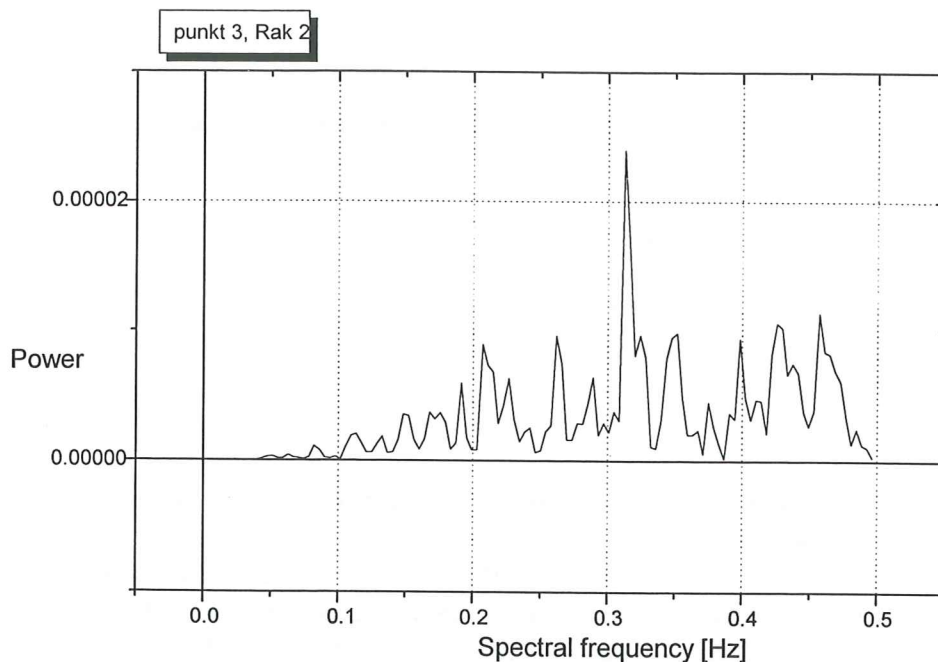


Diagram 5.4 Frekvensdiagram för punkt 3, Rak 2.

### 5.2 Hastighetsmätning.

Vattenhastigheten mättes i samma punkter som temperaturen så att riktning och storlek för den högsta vattenhastigheten registrerades. När det gäller den raka delen av vattendraget så sammanfaller riktningen för den högsta hastigheten med huvudströmnings- riktningen på den vänstra sidan av vattendraget när man tittar uppströms. Detsamma gäller i punkt 4 (se figur 5.2) medan i punkterna 2 och 6 är de högsta vattenhastigheterna riktade 45° ut mot strömfårans vägg. När det gäller den meandrande delen av vattendraget så sammanfaller den högsta vattenhastigheten med huvudströmningsriktningen bara i en enda punkt och det är i punkt 6 (se figur 5.2). I punkterna 3 och 5 är den högsta vattenhastigheten riktad 45° från strömfårans vägg medan i punkt 4 är den högsta hastigheten riktad 45° mot strömfårans vägg. I punkterna 1 och 2 är bilden annorlunda. Här är de högsta vattenhastigheterna riktade 30° mot höger när man tittar uppströms medan det i punkt 1 också finns en annan tydlig hastighetskomponent som inte är fullt så stark och som är riktad 45° mot strömfårans vägg (ej utritad i figur 5.2). Vattenhastigheten i huvudströmningsriktningen som mättes med "tändsticksmetoden" är för den raka delen 0.7 m/s och för den meandrande delen 0.9 m/s. Under det tidigare fältarbetet på Mårmapakteglaciären uppmättes i ett meandrande vattendrag en medelhastighet på 1.1 m/s (bilaga 2.B). Denna mätning påvisar en svag ökning av vattenhastigheten nedströms.

### 5.3 Uppmätning av geometrin hos strömfåror.

Inledningsvis nämndes att temperatur- och hastighetsmätningarna utfördes i punkter som ligger på en rät linje som är vinkelrät mot tangenten för strömfårans vägg (axis of bend). Denna linje utgör snittlinjen i vilket en uppmätning av vattendragets profil gjordes. På detta sätt erhålls tre profiler från vardera delen av vattendraget, alltså tre

profiler från den raka delen och tre profiler från den meandrande delen (se figur 5.3, s. 35). Lutningen i den meandrande delen av vattendraget är 8° medan den i den raka delen av vattendraget är 6° i den övre delen och 13° i den undre delen. Detta ger en medellutning på 9°. Medellutningen hos den undersökta sträckan (340m) på Mårmapakteglaciären är 6.7° (isens lutning).

### 5.3.1 Hydrauliska parametrar.

Ett genomsnittprofil generaliseras till respektive delar av vattendraget på Bas Glacier d'Arolla så att ett cirkelsegment anpassas till profilerna i figur 5.3. Arealen av de erhållna cirkelsegmenten beräknas enligt formel

$$A = \frac{1}{2} r^2 (\pi\theta/180 - \sin \theta)$$

där  $r$  är cirkelns radie och  $\theta$  begränsningsvinkeln för sektorn uttryckt i grader. Förhållandet mellan arean hos genomsnittprofilen för den raka delen och genomsnittprofilen för den meandrande delen är 1.5:1. Den hydrauliska radien  $R$  beräknas ur förhållandet mellan arean  $A$  och den våta perimetern  $WP$ , där  $WP$  antas sammanfalla med längden hos den cirkelbåge som utgör respektive cirkelsegment.  $WP$  är alltså  $r \times \theta$  i radianer och är för den meandrande delen 0.57 och för den raka delen 0.67. Den hydrauliska radien är alltså 0.035 m för den meandrande delen och 0.045 m för den raka delen. Då lutningen hos vattendragets energilinje (*energy slope*) är känd som i detta fallet approximeras till att vara lika med lutningen hos strömfårans botten och den hydrauliska radien är känd kan medelvärdet för bottenskjuvspänningen  $\tau_0$  beräknas ur följande formel

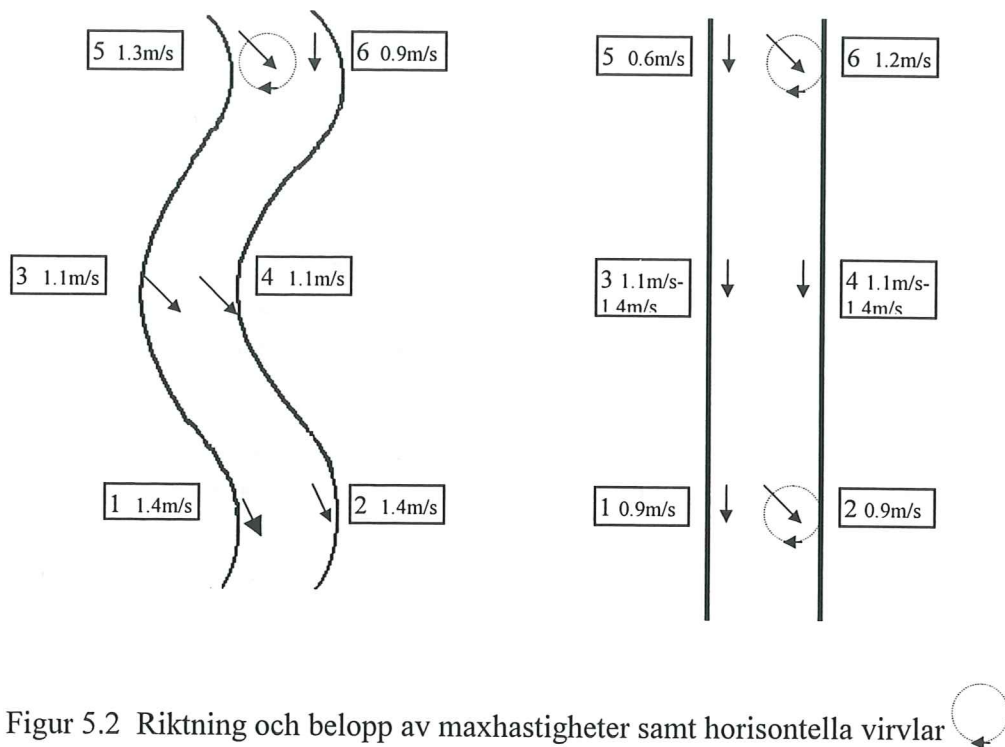
$$\tau_0 = \rho g R S \quad (\text{Dozier, 1976})$$

där  $\rho$  är densiteten hos det flödande mediet och  $g$  är tyngdaccelerationen. För den raka delen erhålls ett  $\tau_0$  på 70 N per kvadratmeter och för den meandrande delen ett  $\tau_0$  på 37 N per kvadratmeter.

Utifrån kända parametrar kan även Mannings råhetsparameter (*roughness coeff.*)  $n$  beräknas.

$$n = A/Q \times R^{2/3} \times S^{1/2}$$

För den raka delen fås ett  $n$  lika med 0.06 och för den meandrande delen fås ett  $n$  lika med 0.03. Detta senare värde kan jämföras med medelvärden på 0.022 erhållna ur meandrande supraglaciala vattendrag på en glaciär i Alaska (Marston, 1983 s. 604) eller med 0.03 från ett annat supraglacialt vattendrag i Alaska (Dozier, 1974 s. 197).



Figur 5.2 Riktning och belopp av maxhastigheter samt horisontella virvlar

### 5.3.2 Hydraulisk geometri.

Om man vill bilda sig en uppfattning om fördelningen av smältningen mellan botten och väggar i det supraglaciala vattendraget kan detta göras genom att studera den hydrauliska geometrin. Vi har följande samband.

$$W = a Q^b$$

$$d = c Q^f$$

$$v = k Q^m$$

där  $W$  är bredd,  $d$  är djup,  $v$  är medelhastighet,  $Q$  är flödet (här  $W \times d \times v$ ),  $a$ ,  $c$ , och  $k$  är konstanter vars produkt skall bli lika med 1 och  $b$ ,  $f$  och  $m$  är exponenter vars summa skall bli lika med 1. Enligt Park (1981 s. 8) fås  $b = 0.28$ ,  $f = 0.41$  och  $m = 0.31$  för ett vattendrag på Bas Glacier d'Arolla. Då exponenterna är lutningskoefficienter för regressionslinjer där bredd, djup och hastighet är plottade mot flödet innebär det att regressionslinjen för djupet lutar mer än regressionslinjen för bredden. Linjen för djupet mot flödet lutar drygt 40% medan linjen för bredden mot flödet lutar knappt 30% varför djupet kommer att ändra sig 25% mer än bredden hos ifrågasatt vattendrag på Bas Glacier d'Arolla.

### 5.4 Hastighets-, riktning- och geometribetraktelse kopplad till temperaturbetraktelsen.

Det förekommer inga stora skillnader i hastighet hos sekundära strömmar mellan den raka och den meandrande delen men däremot varierar storleken hos de sekundära strömmarna inom respektive del av vattendraget från 0.6 m/s till 1.4 m/s mellan de

olika punkterna. Förutom denna variation så pulserar hastigheten ständigt i varje punkt med en variation på upp till 0.5 m/s och med en periodicitet på ungefär 1.5 till 4 sekunder. Denna pulsation påverkar även tvärsnittsprofilen så att vattendjupet varierar med  $\pm 0.5$  cm och bredden med  $\pm 2$  cm. De uppmätta maxhastighetsvärdena och profilmåtten är därför genomsnittsvärden. Pulsationerna kan vara en effekt av burstcykeln. Den raka delen påvisar en större överensstämmelse mellan riktningen för maximihastigheten och huvudströmnings- riktningen där den största överensstämmelsen är i sektion 3-4 där lutningen ( $20^\circ$ ) är tillfälligt brantare. I sektion 1-2 däremot är lutningen nära  $0^\circ$  och här har vi en virvel på den högra sidan sett uppströms och maxhastigheten är riktad  $45^\circ$  in mot strömfårans vägg. Bara i en av de valda sex punkterna hos den meandrande delen sammanfaller riktningen för maxhastigheten med huvudströmningsriktningen. Detta skulle tyda på en större förekomst av sekundära strömmar hos den meandrande delen. Det är dock känsligt var man placerar mätsensorn vid riktningsmätningen eftersom en förflyttning en bit uppströms eller nedströms kan ge olika värden. Den raka delen i figur 5.2 visar på en överensstämmelse mellan uppmätta sekundära flöden och antagna sekundära flöden baserade på temperaturmätningarna. En placering av mätsensorn en bit nedströms från punkt 6 hade sannolikt visat ett flöde som var riktat ut från väggen i stället. Att hastigheten hos de sekundära strömmarna tenderar att öka i sektion 2-3 beror på att här är lutningen hos strömfårans botten tillfälligt  $20^\circ$  medan genomsnittslutningen är  $9^\circ$ .

Nedskärningen i isen ökar nedströms. Detta ses också mycket tydligt på Mårmapakteglaciären där skillnaden är flera meter längs en halv kilometer lång sträcka i det nedersta partiet av glaciären. Att nedskärningen ökar kan bero på ökat flöde nedströms och/eller ökad vattentemperatur nedströms. Nedskärningen ökar, enligt den hydrauliska geometrin, på bekostnad av bredden (se ovan).

### 5.5 Anknytning av resultat till meanderteorier.

I detta avsnitt kommer de teorier som presenterades i avsnitt 2 och som inte anknyter till turbulensteorin att kommenteras och relateras till resultaten från fältarbetet. De olika teorierna tas upp i tur och ordning i separata avsnitt.

#### 5.5.1 Teori om minimum varians.

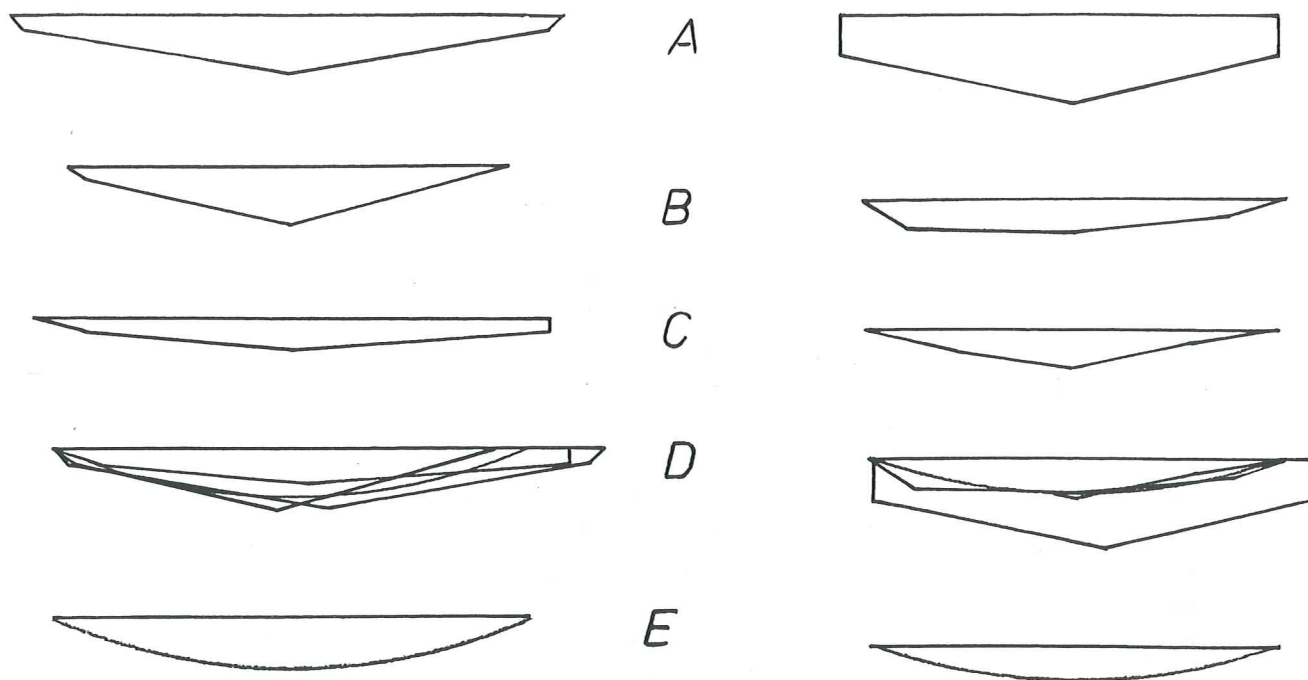
Dozier (1976) undersöker huruvida teorin om minimum varians gäller för supraglaciala vattendrag och finner en mindre varians hos skjuvspänningarna i strömfåran hos den meandrande delen av vattendraget än för den raka delen och att vattendrag med tiden antar en sådan planimetrisk form att variansen minimeras. Dozier (1976 s. 367) visar att samtidigt som variansen för skjuvspänningarna är lägre för en meandrande del av ett vattendrag än för en rak del så är även det absoluta beloppet av skjuvspänningarna lägre för den meandrande delen. Då skjuvspänningarna,  $\tau_0$ , är lika med  $\rho \times g \times R \times S$  (avsnitt 5.3.1) indikerar detta att en ökad hydraulisk radie ger ökade skjuvspänningar. Resultatet av fältarbetet (bilaga 2.A) visar även på högre skjuvspänningar i den raka delen av vattendraget ifall dessa beräknas utifrån en genomsnittlig hydraulisk geometri (figur 5.3). Vi har följande samband  $V^* = \sqrt{\tau_0/\rho} = \sqrt{gRS}$ , där  $V^*$  är skjuvhastigheten (Morisawa, 1985 s. 31). En större hydraulisk radie medger alltså en högre skjuvhastighet som i sin tur innebär högre skjuvspänningar. En anmärkningsvärd omständighet är dock att hastigheten är

lägre i den raka delen än i den meandrande delen (avsnitt 5.2 och 5.4). Ett sätt att förklara denna omständighet är att förklara den utifrån Mannings formel,  $V = 1/n (R^{2/3} \times \sqrt{S})$ , där  $R$  är den hydrauliska radien,  $S$  är lutningen,  $n$  är råheten och  $V$  är hastigheten. I detta fallet blir den enda förklaringen när både  $R$  och  $S$  ökar samtidigt som  $V$  minskar att  $n$  också ökar. I litteraturen anges högre  $n$ -värden för meandrande vattendrag än för raka, varför  $n$ -värdet egentligen borde minska för den raka delen. Den enda förklaringen är att  $n$  trots allt ökar i den raka delen. Att det kan vara så belyser följande spekulation. Mannings formel är konstruerad med geometrin som grund. Man kan tänka sig en typ av råhet förutom den som består av form och ytkomponenter, dvs av egenskaper hos strömfåran, och det är en råhet hos själva flödet som dels är genererat av strömfårans egenskaper men också av vattenhastigheten. Ju högre vattenhastighet desto mer turbulens ("inre råhet") genereras. Mannings formel borde i så fall uttryckas som en iterering där vattenhastigheten är beroende av just vattenhastigheten. Dvs hastigheten är beroende av den inversa hastigheten multiplicerad med en koefficient.

Ifall man beräknar  $\tau_0$  för individuella tvärsnitt och variansen för  $\tau_0$  utifrån dessa tvärsnitt med data från Bas Glacier d'Arolla kommer bilden inte att se ut som den Dozier presenterar. För data från Bas Glacier d'Arolla (dessa data är baserade på två separata mätningar under två på varandra följande dagar av den hydrauliska geometrin) är medeltalet för  $\tau_0$  för den meandrande delen nästan dubbelt högre än för den raka delen. Den ena dagen är variansen lägre för den meandrande delen medan det motsatta förhållandet råder den andra dagen (bilaga 2, tabell A).

Om man beaktar formeln för flödet,  $Q = A \times V$ , där  $A$  är tvärsnittsarean så är en hastighetsminskning naturlig i ett flöde där  $A$  ökar som i detta fallet för den raka delen på Bas Glacier d'Arolla och i synnerhet då hastighetsminskningen står i direkt proportion till areaökningen. Dock måste man fråga sig om vad som är hönan och vad som är ägget. Är hastigheten högre för att tvärsnittsarean är mindre eller är tvärsnittsarean mindre för att flödets karaktär tillåter högre hastighet hos flödet. Enligt den hydrauliska geometrin (Park, 1981 s. 8) så ökar/minskar djupet mest, därefter hastigheten.

Att teorin om minimum varians skulle gälla för meandrande vattendrag strider också mot det faktum att vinkeländringen för en rak linje är noll och därmed skulle variansen hos vinkeländringen för ett rakt vattendrag vara lägst (jfr. avsnitt 2.3). Likaså kan man tänka sig att en minimum varians hos olika parametrar i ett vattendrag lika väl kan vara en effekt av meandring som en orsak till densamma.



Figur 5.3 Anpassning av uppmätta tvärsnittsprofiler (sektioner) i vattendraget på Bas Glacier d'Arolla till cirkelsegment. Den raka delen av vattendraget är till vänster i figuren och den meandrande delen är till höger. A är sektion 5-6, B är sektion 3-4 och C är sektion 1-2. Radien hos det anpassade cirkelsegmentet är 0.83 m både för den raka delen och för den meandrande delen. Skalan i figuren är ungefär 1:10.

### 5.5.2 Anknytning av resultat till teorier om minsta entropiökning.

Att visa att ett vattendrag går mot ett stationärt tillstånd är svårt liksom att visa att entropiökningen under denna process är ett minimum. För att kunna påvisa det stationära tillståndet eller en process mot detsamma måste en undersökning som utsträcker sig i tiden tillgripas. En ökad sinusitet med tiden påvisar enligt Yang (se avsnitt 2.2) minskad hastighet med vilken entropiökningen sker. Knighton (1972 s. 203) rapporterar en minskning av kurvaturen under sommaren för ett supraglaciale vattendrag på Østerdalsisen i Norge. En omständighet som också talar emot teorin om minsta entropiökning och som observerades hos vattendraget på Mårmapakteglaciären var den att den vertikala nedskärningen i isen ökade nedströms samtidigt som

lutningen hos isen ökade. Den longitudinella profilen är alltså konvex uppåt i det parti av glaciären där vattendraget är som mest framträdande. Sinusiteten ser inte ut att öka nedströms på denna glaciär utifrån ett subjektivt betraktande av flygbilder av vattendraget liksom av en bedömning i fält. Om ett vattendrags sinusitet ökar med ökad nedskärning borde detta kunna observeras i fält genom en ökad grad av lateral inskärning i isen och vattendraget borde därigenom bli mindre synligt. En lateral inskärning kan iaktas i ett flertal vattendrag på is och finns bland annat dokumenterat hos Dozier (1976). Denna ökade laterala inskärning kan dock ha ett samband med ett ökat flöde och en ökad vattenhastighet varför en direkt koppling till en tendens att minimera entropiökningen måste ifrågasättas.

### 5.5.3 Anknytning av resultat till antaganden om sekundära flöden.

Resultaten från Bas Glacier d'Arolla antyder förekomsten av sekundära flöden. Detta gäller både CCF-test av temperaturdata och hastighetsmätning med rikttningsbestämning. Dessa sekundära flöden antas ha sitt upphov i turbulenser, både i turbulenser som resultat av burstcykeln (partiell uppsmältning av strömfårans vägg) och i turbulenser som resultat av störningar (t.ex. "trappstegsbildning", se nedan). Vidare antas de sekundära flödena vara ett resultat av meandring (se avsnitt 2.4.2) emedan en avsevärd förhöjning av vattennivån i ytterkurvor i meandrande delar observerades.

Speciella bottenformer existerar inte i supraglaciala vattendrag varför teorier som bygger på förekomsten av alternerande bankar (se avsnitt 2.4.1) inte är relevanta för supraglaciala vattendrag.

### 5.5.4 Anknytning av resultat till deviationsteorin.

CCF-testen och flödesriktningsmätningarna antyder att vi även i den raka delen har ett meandrande sekundärt flöde. Att ange en orsak till förekomsten av enskilda meandringar är omöjligt men däremot kan några generella påpekanden göras utifrån iakttagelser på Bas Glacier d'Arolla. Vattendraget utsträcker sig i stort sett vinkelrätt mot de rikligt förekommande tvärsprickorna på glaciären (illustration 1). Dessa tvärsprickor är för det mesta slutna men då ispartier på varsin sida om sprickorna ofta är belägna på olika nivå så uppstår en slags trappstegsbildning. Nedanför ett dylikt trappsteg observerades ofta en fördjupning i det nedre trappsteget, en *plunge pool*, jämförbar med de fördjupningar som kan observeras nedanför vattenfall där vatten rinner fram i alluvialt material. Vattnet i dessa fördjupningar var påfallande turbulent och i samband med en dylik fördjupning hade flödet en tendens till lateral deviation. Detta var även fallet hos det studerade avsnittet av vattendraget där den meandrande delen är belägen nedströms om den raka delen och där den meandrande delen inleds med ett trappsteg och en *plunge pool*. I denna *plunge pool* iaktogs förutom en horisontell virvel även en vertikal virvel som sträckte sig ut över hela vattendragets bredd. En "preferens" hos flödet att böja av åt det ena eller det andra hållet efter ett trappsteg kunde inte observeras. En teori är att dessa trappstegsbildningar bland andra orsaker initierar lateral deviation. I avsnitt 2.5 såg vi att inverkan av Corioliseffekten är mycket liten i så små flöden som i supraglaciala vattendrag. Även om magnituden av Corioliseffekten är liten kan den ha en betydelse med tanke på sensitive dependence on initial conditions (se avsnitt 2.9).



## 6 Diskussion.

Målsättningen är att denna uppsats skall belysa komplexiteten hos meanderfenomenet samt visa att enkla teorier som anger bara en faktor som betydande för en initiering och ett vidmakthållande av meandring inte är tillfredsställande. Meandring är snarare ett fenomen som uppstår i samverkan mellan ett flertal faktorer (i samverkan av sannolikt många fler faktorer än de som berörs i denna uppsats). Att kvantitativt påvisa riktigheten hos ett antagande som har sin grund i det komplexa snarare än i det enkla är mycket svårt, inte minst tekniskt. Det kräver en mycket noggrann mätutrustning och långa och många mätserier vilket genererar en stor mängd svårhanterad data. Av nämnda anledning har därför föreliggande arbete många brister. Men brister finns inte bara i underbyggnaden för bevis för en riktig hypotes utan även i själva hypotesen. En sådan brist är t.ex. antagandet om burstlängdens (6B) förhållande till meandervåglängden (6B) där inte förekomsten av den mellanliggande meanderbågen (figur 1.2) förklaras.

Den stora frågan är emellertid om det är möjligt att erhålla tillförlitliga resultat genom att mäta så små temperaturvariationer under så korta tidsintervall som är fallet i detta arbete. Att tidskonstanten är hälften av den samplingsfrekvens som valts talar för att samplingsfrekvensen inte var för hög. När det gäller temperaturvariationerna så ligger noggrannhetsintervallet inom samma temperaturintervall som de temperaturdifferenser som registrerats. Men eftersom erhållen mätdata behandlas som medelvärden gör den stokastiska variationen av enskilda mätvärden kring det verkliga temperaturvärdet att det verkliga temperaturmedelvärdet kommer att framgå.

När det gäller hastighetsmätningen så är "tändsticksmetoden" en beprövad metod men är inte utan sina svagheter. Förutom att den kräver bra noggrannhet och snabbhet i tidtagningen och att den blir svårare att använda ju högre vattenhastigheterna blir (svårighet att starta och stoppa tidtagningen rätt och att se tändstickorna i vattnet) finns också risken där att tändstickorna fastnar i vattenvirvlar. Härvid är det svårt att avgöra när en tändsticka flyter med i vattnets hastighet. Med hjälp av ett Prandtls rör undviker man dessa svårigheter samtidigt som röret ger ytterligare fördelar. Den största fördelen är att man kan bestämma vattenhastigheten i en enda punkt. Till nackdelarna med Prandtls rör hör att avläsningen är svår, dels på grund av en ofördelaktig arbetsställning och dels på grund av att vätskenivåerna i manometern ständigt fluktuerar. Dessutom måste röret kalibreras innan eller efter användning.

Den relativt goda överensstämmelsen mellan hastighetsvärden mätta med tändsticksmetoden och med Prandtls rör talar för att hastighetsvärdena är tillförlitliga.

I denna uppsats antogs temperaturvariationerna bero på en växelverkan mellan värmegenererande faktorer och smältning av is. Dessa värmegenererande faktorer är bl.a. strålningenergi, sensibel värme från luften och friktionsvärme. Vidare antogs att tillförseln av friktionsvärmen sker med en periodicitet som motsvarar periodiciteten hos burstcykeln. Det är dock möjligt att samma periodicitet hos burstcykeln ger upphov till en process där vi har en växelverkan mellan tillförsel av sensibelt värme och smältning av is på grund av makroturbulens. Vi tänker oss då den makroturbulenta virveln som en transportmekanism där sensibel värme upptas från vattenytan och förs mot strömfårens vägg där värmets avges varpå vattnet avkyls. En dylik mekanism kan alltså tänkas ge upphov till samma markanta frekvenser som de i

avsnitt 5.1.1 beskrivna frekvenserna. Att det är friktionsvärmerna som främst registrerats i mätningarna styrks av Marston (1983 s. 604) som säger att de klimatiska processerna står för 25 % till 50% av den tillförda värmemängden för issmältningen och av Parker (1975) som säger att meanderbildningen i is främst drivs av friktionsvärme. Dozier (1976 s. 367) säger däremot att 75% till 80% av nedskärningen i isen beror på klimatiska processer, på solinstrålning och på inblandning av sensibel värme. För att kunna bilda sig en klar uppfattning om fördelningen av värmeenergin i det supraglaciale vattendraget från respektive energikällor krävs ytterligare kvantitativa studier med ökat krav på noggrannhet och förfinade metoder. Men eftersom dessa temperaturer och energidata inte är tillgängliga i skrivande stund kan bara ett kvalitativt resonemang föras kring erhållen mätdata och beräkningar utförda med den som underlag.

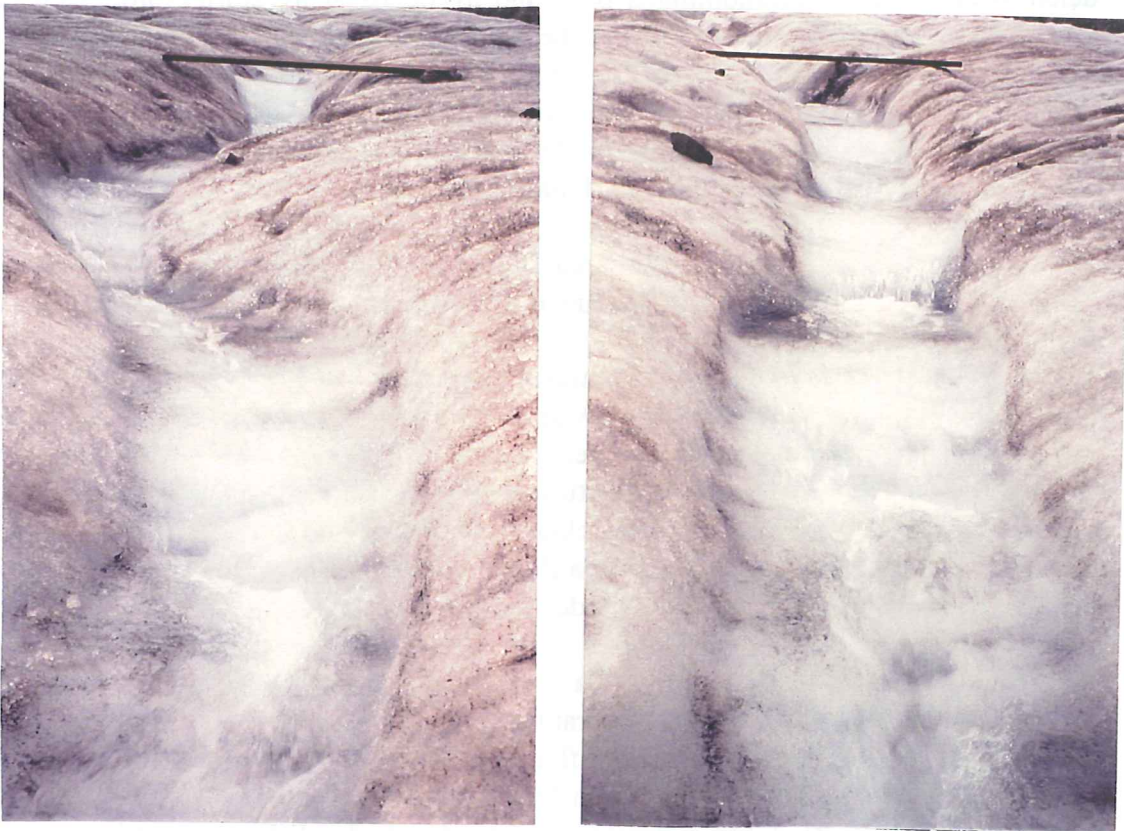


Illustration 1 Bilden till vänster visar den meandrande delen av vattendraget på Bas Glacier d'Arolla medan bilden till höger visar den raka delen. Den meandrande delen ligger uppströms om den raka delen. Plankan ( $\approx 1.5$  m lång) i bilderna markerar början av varje del. De små vattenfall som främst kan iakttas på den högra bilden ligger i sprickzoner vilket även antyds av den omkringliggande isen.

Frågan om proportionen mellan friktionsenergi och energi tillförd genom klimatologiska processer kan inte lösas kvantitativt eftersom mätta och beräknade värden visar på motsatta resultat. Vi såg också att trots att friktionsdelen kan verka liten så utgör den enligt beräkningar enligt Doziers formel och utifrån teoretiskt maximal tillgänglig friktionsenergi 36% av den totala termiska energin. Vad vi vidare vet är att ingen av de refererade författarna hävdar en lägre andel friktionsenergi än 20%. Ett annat sätt att se på problematiken är att titta på temperaturdata från fältarbetet och jämföra den med det teoretiska maxvärdet på tillgänglig friktionsenergi. Diagram 5.2 visar temperaturökningen per timme vid olika lutningskoefficienter för Rak 2. Rak 2 är den mätserie som är minst påverkad av smältvatten och därför mest påverkad av temperaturhöjande processer. Punkt 6 har den snabbaste temperaturökningen (tabell 5.1), ungefär 8°C per timme vilket ger 0.002°C/s. En jämförelse med det teoretiska maxvärdet för tillgänglig friktionsenergi för den raka delen visar att temperaturhöjningen på grund av denna är av storleksordningen en tiondel (0.00026°C/s). Denna omständighet talar för att Doziers 20% friktionsvärme ligger närmare sanningen än Marstons 75%. För att ytterligare utforska förhållandet mellan tillförd sensibel energi till det supraglaciala vattendraget och den friktionsvärmeenergi som genereras i det samma borde ett k-värde relevant för supraglaciala förhållanden härledas med hjälp av fältstudier.

Förutom den horisontella makroturbulenta virvel som återkommer med en periodicitet på ett par sekunder till mer än fem sekunder vid flöden runt 0.02 m<sup>3</sup>/s så har vi även vertikala makroturbulenta virvlar med en periodicitet kring 0.3 s. Denna turbulens kunde inte registreras genom mätningarna under fältarbetet på grund av samplingsfrekvensen som var för låg. Man kan dock tänka sig att vertikal turbulens "virvlar ner" mer sensibel värme än den horisontella eftersom den har en avsevärt högre frekvens. Den horisontella makroturbulensen är bara i kontakt med strömfårens väggar varannan sekund till var femte sekund vid flöden som de under fältarbetet. Att ett dylikt flöde dock ligger nära normalflödet vittnar den nära överensstämmelsen mellan meandervåglängd och flödesbredd. Från illustration 1 kan vi dock se att vid litet högre flöden ökar inte bredden markant eftersom väggarna närmast över vattenytan är nästan lodräta. Att olika exponenter erhålls för olika supraglaciala vattendrag vid beräkning av den hydrauliska geometrin torde bero på just detta fenomen, att bredden inte ökar vid ökat flöde. Park (1981) uppvisar en b-exponent på 0.28, Ferguson (1973) en på 0.5 medan Marston (1983, figur 6) presenterar en på 0.083 till 0.111. I ett dylikt perspektiv måste den hydrauliska geometrin snarare betraktas som en beskrivning av ett enskilt vattendrags tillstånd under mättillfället än som ett medel för förutsägelser som avsikten är.

För en utförligare supraglacial meanderstudie krävs längre och fler tidsserier men en annan väg att gå är också att simulera de termiska processerna i ett supraglacialt vattendrag och se vilket planimetriskt mönster som erhålls med hjälp av en modell som nödvändigtvis måste göras enklare än den komplexa verkligheten. De viktigaste ingående variablerna i en dylik modell som bara tar hänsyn till friktionsvärmens skulle vara flödet (Q), burstlängden (L) och lutningen (S) som bestämmer hur mycket potentiell energi som omvandlas till kinetisk energi och vidare till värmeenergi per längdsenhet vattendrag samt vattnets densitet i förhållande till temperaturen. Denna

sista variabel kan tänkas vara viktig för hur vatten av olika temperatur fördelar sig i en sektion i vattendraget och var smältning preferentiellt uppträder (t.ex. på botten på grund av att det kallaste vattnet, alltså närmast  $0^{\circ}\text{C}$  flyter ovanpå. Viktiga variabler är också den termiska konduktiviteten i is, isens värmekapacitet och vattnets värmekapacitet.

## 7 Slutsatser och sammanfattning.

En undersökning har gjorts av en rak del och en meandrande del av ett vattendrag på is. Undersökningen har främst gjorts genom temperaturmätning i vatten men också genom att mäta vattenhastigheten samt genom en uppmätning av strömfårans geometri. Ändamålet med undersökningen var att finna ett samband mellan turbulens och meandergeometrin.

För att finna detta samband har Fourieranalys tillämpats och tydliga frekvenser med samma frekvens för varje mätning har registrerats. Den inversa frekvensen eller periodiciteten förhåller sig till vattendragets bredd enligt formeln  $T = 6B/v$ , där  $T$  är periodiciteten,  $B$  är flödets bredd och  $v$  är vattenhastigheten. Bredden i sin tur relateras till meandervåglängden genom formeln  $L = 6B$ , där  $L$  är meandervåglängden. De resultat som erhållits påvisar en god överensstämmelse mellan meandervåglängd och periodicitet. Den framlagda första hypotesen om möjligheten att finna ett samband mellan turbulens och meandervåglängd anses därmed bevisad.

Den andra hypotesen i vilken hävdas att en större del potentiell energi omsätts till värmeenergi i raka delar av vattendrag än i meandrande delar och att vattenhastigheten därför är högre i meandrande delar av vattendrag. Vattenhastigheten befanns vara högre i den meandrande delen av vattendraget men eftersom ett par mätningar inte kan anses vara ett godtagbart bevis gjordes ett försök att kvantifiera turbulensen i respektive delar. Tanken är att mer turbulens genererar mer värmeenergi. Detta gjordes genom att beräkna Mannings tal för de bägge delarna. Mannings tal var dubbelt så högt för den raka delen som för den meandrande delen. Ett meandrande vattendrag uppges i litteraturen ha ett högre Mannings tal än ett rakt (se t.ex. Morisawa, 1985 s. 34). Att Mannings tal i detta fallet är högre antas bero på en "inre råhet" vars upphov är turbulens.

Den tredje hypotesen gör gällande att Yangs teori om att ett vattendrag meandrar för att minimera entropiproduktionen inte gäller för supraglaciala vattendrag. Denna hypotes bevisas genom att konstatera att sinusiteten inte ökar nedströms hos ett vattendrag på en glaciär samtidigt som vattendragets nedskärning i isen ökar nedströms.

Inledningsvis nämndes att denna uppsats även skulle betraktas som ett försök att sätta det möjligas gräns. Tack vare att den värmeenergi som genereras av turbulens i ett supraglacialt vattendrag är så stor som den är går det att detektera med instrument i fält men samtidigt måste man konstatera att gränsen är just här.

## Referenser

- Achberger, C. (1996): *Quality and representability of mobile measurements for local climatological research*. Seminarieuppsatser Nr. 40. Naturgeografiska Institutionen, Lunds Universitet, 48 pp.
- Alexandersson, O. (1986): *Det Levande Vattnet*. Proprius förlag, Stockholm.
- Appelqvist, B. och Frössling, N. (1977): *Grundläggande Strömningslära*. Chalmers Tekniska Högskola, Institutionen för tillämpad termodynamik och Strömningslära.
- Callander, R.A. (1978): *River Meandering*. Annual Review Fluid Mechanics 10:129-58.
- Clowes, A. och Comfort, P. (1986): *Process and Landform*. Oliver & Boyd, Robert Stevenson House 1-3 Baxter's Place, Leith Walk, Edinburgh EH1 3BB.
- Dozier, J. (1974): *Channel Adjustments in Supraglacial Streams*. Icefield Ranges Research Project, Scientific Results: Volume 4. American Geographical Society.
- Dozier, J. (1976): *An Examination of the Variance Minimization Tendencies of a Supraglacial Stream*. Journal of Hydrology, 31: 359-380.
- Ferguson, R.I. (1973): *Sinuosity of Supraglacial Streams*. Geological Society of America Bulletin, v. 84, p. 251-256.
- Fritschen, L.J. och Gay, L.W. (1979): *Environmental Instrumentation*. Springer-Verlag, New York. p. 216.
- Goldstein, H. (1980): *Classical Mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts. 672 pp.
- Knighton, D. A. (1972): *Meandering Habit of Supraglacial Streams*. Geological Society of America Bulletin, v. 83, p. 201-204.
- Maidment, D.R. (1992): *Handbook of Hydrology*. McGraw-Hill, INC., New York.
- Marston, R.A. (1983): *Supraglacial Stream Dynamics on the Juneau Icefield*. Annals of the Association of American Geographers, 73(4), p. 597-608.
- Morisawa, M. (1985): *Rivers*. Longman, 222 pp.
- Mörstedt, S-E. (1970): *Teknisk Värmelära*. Läromedelsförlagen, Stockholm, 234 pp.
- Langbein, W.B. och Leopold, L.B. (1966): *River Meanders-Theory of Minimum Variance*. Physiographic and Hydraulic Studies of Rivers. Geological Survey Professional Paper 422-H.

Leopold, L.B. och Langbein, W.B. (1962): *The Concept of Entropy in Landscape Evolution*. Theoretical Papers in the Hydrologic and Geomorphic Sciences. Geological Survey Professional Paper 500-A.

Leopold, L.B. och Maddock, T. (1953): *The Hydraulic Geometry of Stream Channels and Some Physiographic Implications*. Geological Survey Professional Paper 252.

Leopold, L.B. och Wolman, G.M. (1960): *River Meanders*. Bulletin of the Geological Society of America, Vol. 71. p. 769-794.

Park, C.C. (1981): *Hydraulic Geometry of a Supra-Glacial Stream Some Observations from the Val D'Herens, Switzerland*. Revue De Géomorphologie Dynamique. N°1, p. 1-9.

Prigogine, I. (1967): *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes*. Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons. 147 pp.

Prigogine, I. och Stengers, I. (1984): *Ordning ur Kaos*. Bohusläns Boktryckeri AB, Uddevalla.

Rhoads, B. L. och Welford, M.R. (1991): *Initiation of River Meandering*. Progress in Physical Geography 15, 2, p. 127-156.

Ruelle, D. (1995): *Turbulence, Strange Attractors, and Chaos*. World Scientific Series on Nonlinear Science. Series A, Vol. 16. pp. 469.

Stølum, H-H. (1996): *River Meandering as a Self-Organization Process*. Science, Vol. 271. p. 1710-1713.

Yalin, M.S. (1992): *River Mechanics*. Pergamon Press Ltd, Headington Hill Hall, Oxford.

Yang, C.T. (1971a): *Potential Energy and Stream Morphology*. Water Resources Research, Vol. 7, N° 2, p. 311-322.

Yang, C.T. (1971b): *On River Meanders*. Journal of Hydrology 13, p. 231-253.

Zeller, J. (1967): *Meandering Channels in Switzerland*. Publications-International Association of Scientific Hydrology 75, p. 174-186.

## Bilaga 1

### Loggerprogram för mätning av vattentemperatur med termoelement, typ T.

Instruktion	Parameter	Förklaring	Kommentar
*1	01: 0.2	Table 1 Program Execution Interval	Programmet skrivs i mode 1 Mätning 5 ggr/s
<b>01: P10</b>	01: 1	Battery Voltage Location	Mäter batterispänningen Lagrar mätvärdet i Location 1
<b>02: P17</b>	01: 2	Panel temp Location	Mäter paneltemperaturen Lagrar mätvärdet i location 2
<b>03: P14</b>	01: 6 02: 11 03: 1 04: 1 05: 2 06: 6	TC (Diff) Temp Repetitions Range Code 11 In Channel TC type Reference Location Location	Mäter termoelementvärden Mäter 6 termoelementvärden Fast Integration, 5 mV In Channel 1 samt 2,3,4,5,och 6 Typ T = koppar-konstantan Ref temp är lagrad i Loc 2 Lagrar TC-värdena i Loc
6,7,8,9,10,11	07: 1 08: 0	Mult Offset	Mult = 1 Offset = 0
<b>04: P86</b> Inst	01: 10	Do Command	Måste komma före Output Proc Sätter Outputflaggan 0 högt
<b>05: P77</b> Storage	01: 0001	Real Time Option	Lagrar aktuell tid i Final Lagrar sekunder i Final Storage
<b>06: P70</b> specificera Storage till är satt	01: 6 02: 6	Sample Repetitions Location	Lagrar värden från varje Input Location Överför värdena från Input Final Storage när Outputflaggan högt Startar i Input Location 6
<b>07: P0</b>		End Table 1	Programslut



Bilaga 2

**Rak 1:a**

bredd	djup	area våta perim	hydr radie	lutning	skjuvsp	varians	
0.7	0.045	0.0315	0.79	0.039873	0	0	4192.475
0.6	0.04	0.024	0.68	0.035294	0.364	126.0296	
0.75	0.04	0.03	0.83	0.036145	0.105	37.23072	

**Rak 2:a**

bredd	djup	area våta perim	hydr radie	lutning	skjuvsp	varians	
0.65	0.04	0.026	0.73	0.035616	0	0	1100.242
0.5	0.02	0.01	0.54	0.018519	0.364	66.12667	
0.7	0.03	0.021	0.76	0.027632	0.105	28.46191	

**Mea 1:a**

bredd	djup	area våta perim	hydr radie	lutning	skjuvsp	varians	
0.56	0.055	0.0308	0.67	0.04597	0.141	63.58637	1307.352
0.57	0.045	0.02565	0.66	0.038864	0.141	53.75657	
0.64	0.12	0.0768	0.88	0.087273	0.141	120.7165	

**Mea 2:a**

bredd	djup	area våta perim	hydr radie	lutning	skjuvsp	varians	
0.5	0.04	0.02	0.58	0.034483	0.141	47.6969	1791.313
0.56	0.035	0.0196	0.63	0.031111	0.141	43.0332	
0.6	0.12	0.072	0.84	0.085714	0.141	118.5609	

Tabell A. Hydrauliska parametrar mätta under två på varandra följande dagar för en rak del och en meandrande del i samma vattendrag på Bas Glacier d'Arolla. Längdmått är uttryckta i m och ytmått är i m<sup>2</sup>. Lutningen är uttryckt i tangenten för vinkeln och skjuvspänning är i N/m<sup>2</sup>.

profil	djup	bredd	area våta perim	hastighet	hydr radie	skjuvsp	
1	0.07	0.4	0.028	0.54	1.16	0.051852	59.8192
2	0.1	0.7	0.07	0.9	0.26*	0.077778	89.7288
3	0.2	0.4	0.08	0.8	0.78	0.1	115.3656
4	0.07	0.8	0.056	0.94	0.92	0.059574	68.72844
5	0.11	0.6	0.066	0.82	1.53	0.080488	92.85524
6	0.13	0.5	0.065	0.76	1.02	0.085526	98.66795
7	0.1	0.45	0.045	0.65	1.45	0.069231	79.86849
8	0.12	0.46	0.0552	0.7	0.82	0.078857	90.97402
9	0.1	0.55	0.055	0.75	1.26	0.073333	84.60144
10	0.1	0.6	0.06	0.8	1.25	0.075	86.5242
11	0.07	0.55	0.0385	0.69	0.95	0.055797	64.37066

Tabell B. Hydrauliska parametrar uppmätta i ett meandrande vattendrag på Mårmapakteglaciären. Längdmått är uttryckta i m och ytmått är i m<sup>2</sup>. Hastigheten är uttryckt i m/s och skjuvspänning är i N/m<sup>2</sup>.

\* Tändsticka fastnat i virvel.

Bilaga 3.1

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4
Cases	195	196	194	195
Mean	0.31871	0.26632	0.26133	0.21119
Std.error	2.38963e-03	2.48577e-03	2.29357e-03	1.94640e-03
Variance	1.11351e-03	1.21110e-03	1.02053e-03	7.38753e-04
Std.deviation	3.33693e-02	3.48008e-02	3.19457e-02	2.71800e-02
Skewness	0.11018	5.33719e-02	0.18978	0.15544
Kurtosis	-0.71669	-0.88337	-0.75521	-0.28116
Minimum	0.23459	0.18726	0.20077	0.13242
Maximum	0.40459	0.35026	0.34977	0.29542
Range	0.17000	0.16300	0.14900	0.16300
Sum	62.1491	52.2000	50.6984	41.1829
1. Percentile	0.24323	0.19987	0.20172	0.15354
5. Percentile	0.26939	0.21226	0.21252	0.17122
25. Percentile	0.28959	0.23951	0.23452	0.18942
Median	0.31559	0.26626	0.25927	0.21142
75. Percentile	0.34559	0.29501	0.28577	0.23042
95. Percentile	0.37459	0.32041	0.31477	0.25642
99. Percentile	0.39019	0.34153	0.33362	0.27526
10% trimmed mean	-7.54240e + 19	-7.46644e + 19	-7.61835e + 19	-7.54240e + 19
10% wins. mean	-7.96015e + 19	-7.89939e + 19	-8.02092e + 19	-7.96015e + 19
Geom. mean	0.31697	0.26404	0.25939	0.20944

	Punkt 5	Punkt 6
Cases	196	196
Mean	0.15817	0.18165
Std.error	2.34950e-03	2.63315e-03
Variance	1.08195e-03	1.35896e-03
Std.deviation	3.28930e-02	3.68641e-02
Skewness	3.03311e-02	0.10366
Kurtosis	-0.48043	-0.68871
Minimum	5.15490e-02	9.25970e-02
Maximum	0.23554	0.29559
Range	0.18400	0.20300
Sum	31.0026	35.6050
1. Percentile	9.71390e-02	0.11102
5. Percentile	0.10739	0.12369
25. Percentile	0.13454	0.15159
Median	0.15454	0.17859
75. Percentile	0.18629	0.21159
95. Percentile	0.21454	0.23959
99. Percentile	0.22487	0.25388
10% trimmed mean	-7.46644e + 19	-7.46644e + 19
10% wins. mean	-7.89939e + 19	-7.89939e + 19
Geom. mean	0.15459	0.17784

Deskriptiv statistik över Rak 0.

Bilaga 3.2

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4
Cases	313	313	313	313
Mean	0.19928	0.17532	0.19244	0.17206
Std.error	8.61949e-04	8.30446e-04	9.86936e-04	9.08463e-04
Variance	2.32545e-04	2.15858e-04	3.04875e-04	2.58320e-04
Std.deviation	1.52494e-02	1.46921e-02	1.74607e-02	1.60723e-02
Skewness	-3.66785e-02	6.29776e-02	0.23984	-0.14888
Kurtosis	2.08778e-02	-0.28495	0.25638	-0.12396
Minimum	0.15759	0.13726	0.13677	0.12242
Maximum	0.24759	0.21826	0.24677	0.21442
Range	9.00000e-02	8.10000e-02	0.11000	9.20000e-02
Sum	62.3767	54.8774	60.2340	53.8555
1. Percentile	0.16273	0.14240	0.15591	0.13356
5. Percentile	0.17229	0.15196	0.16547	0.14312
25. Percentile	0.18959	0.16526	0.18027	0.16142
Median	0.19859	0.17526	0.19177	0.17242
75. Percentile	0.20959	0.18526	0.20277	0.18242
95. Percentile	0.22459	0.20026	0.21997	0.19842
99. Percentile	0.23245	0.21026	0.24293	0.20886
10% trimmed mean	0.19824	0.17417	0.19074	0.17105
10% wins. mean	0.19680	0.17283	0.18958	0.16939
Geom. mean	0.19869	0.17471	0.19165	0.17129

	Punkt 5	Punkt 6
Cases	313	313
Mean	0.10320	0.12324
Std.error	9.00427e-04	9.57851e-04
Variance	2.53771e-04	2.87171e-04
Std.deviation	1.59302e-02	1.69461e-02
Skewness	-5.41140e-02	-8.61672e-02
Kurtosis	1.76072e-02	-0.20918
Minimum	5.35490e-02	7.25970e-02
Maximum	0.14554	0.16359
Range	9.20000e-02	9.10000e-02
Sum	32.3038	38.5759
1. Percentile	6.38290e-02	7.97170e-02
5. Percentile	7.65490e-02	9.62970e-02
25. Percentile	9.35490e-02	0.11159
Median	0.10154	0.12359
75. Percentile	0.11254	0.13559
95. Percentile	0.12954	0.15259
99. Percentile	0.14026	0.16245
10% trimmed mean	0.10210	0.12199
10% wins. mean	0.10127	0.12097
Geom. mean	0.10193	0.12204

Deskriptiv statistik över Rak 1.

Bilaga 3.3

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4
Cases	327	327	326	327
Mean	0.27713	0.25603	0.26558	0.24252
Std.error	1.41918e-03	2.23683e-03	2.15191e-03	1.70078e-03
Variance	6.58605e-04	1.63611e-03	1.50961e-03	9.45901e-04
Std.deviation	2.56633e-02	4.04489e-02	3.88537e-02	3.07555e-02
Skewness	0.24558	0.26248	0.11890	0.17520
Kurtosis	-0.41316	-1.06980	-1.09971	-0.92956
Minimum	0.20959	0.18026	0.18277	0.17942
Maximum	0.35959	0.35326	0.34577	0.31342
Range	0.15000	0.17300	0.16300	0.13400
Sum	90.6219	83.7220	86.5820	79.3043
1. Percentile	0.22587	0.18826	0.19077	0.18742
5. Percentile	0.24059	0.19826	0.20912	0.19482
25. Percentile	0.25959	0.22226	0.23177	0.21842
Median	0.27559	0.25026	0.26277	0.23942
75. Percentile	0.29559	0.29126	0.29777	0.26742
95. Percentile	0.32159	0.32326	0.32777	0.29602
99. Percentile	0.33331	0.33742	0.33677	0.30442
10% trimmed mean	0.27637	0.25466	0.26473	0.24178
10% wins. mean	0.27511	0.25428	0.26390	0.24072
Geom. mean	0.27595	0.25287	0.26274	0.24058

	Punkt 5	Punkt 6
Cases	327	327
Mean	0.21635	0.22702
Std.error	2.22050e-03	2.51628e-03
Variance	1.61231e-03	2.07045e-03
Std.deviation	4.01535e-02	4.55022e-02
Skewness	0.24846	0.28005
Kurtosis	-0.93296	-1.12441
Minimum	0.11854	0.14159
Maximum	0.32254	0.32359
Range	0.20400	0.18200
Sum	70.7495	74.2372
1. Percentile	0.14622	0.14755
5. Percentile	0.15894	0.16759
25. Percentile	0.18354	0.18659
Median	0.21154	0.21959
75. Percentile	0.25054	0.26459
95. Percentile	0.28414	0.30359
99. Percentile	0.30026	0.31791
10% trimmed mean	0.21513	0.22528
10% wins. mean	0.21486	0.22503
Geom. mean	0.21266	0.22253

Deskriptiv statistik över Rak 2.

Bilaga 3.4

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4
Cases	305	306	304	305
Mean	9.67638e-02	9.39855e-02	0.13899	0.10585
Std.error	8.81246e-04	1.18733e-03	9.75664e-04	8.97624e-04
Variance	2.36861e-04	4.31387e-04	2.89384e-04	2.45747e-04
Std.deviation	1.53903e-02	2.07699e-02	1.70113e-02	1.56763e-02
Skewness	0.24579	0.62670	0.32358	-7.34857e-02
Kurtosis	-0.19013	0.86015	0.84205	-0.10965
Minimum	6.05900e-02	4.52600e-02	9.27700e-02	6.14200e-02
Maximum	0.14259	0.16926	0.21077	0.15042
Range	8.20000e-02	0.12400	0.11800	8.90000e-02
Sum	29.5130	28.7596	42.2551	32.2871
1. Percentile	6.65900e-02	5.12600e-02	9.98200e-02	6.55400e-02
5. Percentile	7.18900e-02	6.23100e-02	0.11177	8.14200e-02
25. Percentile	8.65900e-02	8.02600e-02	0.12777	9.44200e-02
Median	9.65900e-02	9.32600e-02	0.13877	0.10642
75. Percentile	0.10659	0.10426	0.14977	0.11642
95. Percentile	0.12259	0.13526	0.16777	0.13112
99. Percentile	0.13453	0.15691	0.17877	0.14042
10% trimmed mean	9.45216e-02	9.06438e-02	0.13649	0.10404
10% wins. mean	9.36659e-02	8.98211e-02	0.13522	0.10299
Geom. mean	9.55415e-02	9.17507e-02	0.13796	0.10466

	Punkt 5	Punkt 6
Cases	304	305
Mean	5.00260e-02	9.91937e-02
Std.error	9.71161e-04	8.66246e-04
Variance	2.86719e-04	2.28866e-04
Std.deviation	1.69328e-02	1.51283e-02
Skewness	8.52927e-02	0.16903
Kurtosis	7.72431e-02	0.12928
Minimum	-2.45000e-03	4.95970e-02
Maximum	9.95490e-02	0.14559
Range	0.10199	9.60000e-02
Sum	15.2079	30.2541
1. Percentile	1.35490e-02	6.87170e-02
5. Percentile	2.05490e-02	7.48970e-02
25. Percentile	3.85490e-02	8.85970e-02
Median	5.05490e-02	9.85970e-02
75. Percentile	6.15490e-02	0.10759
95. Percentile	8.02990e-02	0.12529
99. Percentile	9.04990e-02	0.13753
10% trimmed mean	4.75685e-02	9.70393e-02
10% wins. mean	4.69830e-02	9.62631e-02
Geom. mean	*****	9.80264e-02

Deskriptiv statistik över Mea.

Bilaga 3.5

	TC 1	TC 2	TC 3	TC 4
Cases	195	195	195	195
Mean	-6.75949e-02	-8.02615e-02	-8.07692e-02	-0.10242
Std.error	1.16918e-03	1.21973e-03	1.14975e-03	1.23275e-03
Variance	2.66562e-04	2.90112e-04	2.57776e-04	2.96338e-04
Std.deviation	1.63267e-02	1.70327e-02	1.60554e-02	1.72145e-02
Skewness	0.23620	-0.25743	-0.19812	-7.48471e-02
Kurtosis	1.86652	6.44888e-02	-2.39578e-02	0.46692
Minimum	-0.12200	-0.13000	-0.12700	-0.15200
Maximum	7.00000e-03	-3.40000e-02	-4.20000e-02	-5.00000e-02
Range	0.12900	9.60000e-02	8.50000e-02	0.10200
Sum	-13.1810	-15.6510	-15.7500	-19.9720
1. Percentile	-0.10568	-0.12520	-0.12508	-0.15008
5. Percentile	-9.50000e-02	-0.11040	-0.10800	-0.13100
25. Percentile	-7.80000e-02	-9.10000e-02	-9.10000e-02	-0.11400
Median	-6.80000e-02	-7.90000e-02	-8.00000e-02	-0.10300
75. Percentile	-5.70000e-02	-6.90000e-02	-6.90000e-02	-9.10000e-02
95. Percentile	-4.34000e-02	-5.36000e-02	-5.54000e-02	-7.58000e-02
99. Percentile	-2.75600e-02	-4.16800e-02	-4.29600e-02	-5.19200e-02
10% trimmed mean	-6.75000e-02	-7.98269e-02	-8.04712e-02	-0.10221
10% wins. mean	-6.70923e-02	-7.92308e-02	-7.98410e-02	-0.10112
Geom. mean	*****	*****	*****	*****

	TC 5	TC 6
Cases	195	195
Mean	4.14513e-02	4.26256e-02
Std.error	1.10599e-03	1.18551e-03
Variance	2.38527e-04	2.74060e-04
Std.deviation	1.54443e-02	1.65548e-02
Skewness	-1.12090e-02	-2.25640e-02
Kurtosis	0.29178	-5.16922e-02
Minimum	-8.00000e-03	2.00000e-03
Maximum	8.70000e-02	9.70000e-02
Range	9.50000e-02	9.50000e-02
Sum	8.08300	8.31200
1. Percentile	3.52000e-03	3.92000e-03
5. Percentile	1.60000e-02	1.40000e-02
25. Percentile	3.10000e-02	3.20000e-02
Median	4.30000e-02	4.40000e-02
75. Percentile	5.20000e-02	5.40000e-02
95. Percentile	6.82000e-02	6.82000e-02
99. Percentile	8.41200e-02	7.87600e-02
10% trimmed mean	4.14936e-02	4.27981e-02
10% wins. mean	4.07846e-02	4.21128e-02
Geom. mean	*****	3.83004e-02

Deskriptiv statistik över kalibreringsvärden.

Lunds Universitets Naturgeografiska institution. Seminarieuppsatser. Uppsatserna finns tillgängliga på Naturgeografiska institutionens bibliotek, Sölvegatan 13, 223 62 LUND.

The reports are available at the Geo-Library, Department of Physical Geography, University of Lund, Sölvegatan 13, S-223 62 Lund, Sweden.

1. Pilesjö, P. (1985): Metoder för morfometrisk analys av kustområden.
2. Ahlström, K. & Bergman, A. (1986): Kartering av erosionskänsliga områden i Ringsjöbygden.
3. Huseid, A. (1986): Stormfällning och dess orsakssamband, Söderåsen, Skåne.
4. Sandstedt, P. & Wällstedt, B. (1986): Krankesjön under ytan - en naturgeografisk beskrivning.
5. Johansson, K. (1986): En lokalklimatisk temperaturstudie på Kungsmarken, öster om Lund.
6. Estgren, C. (1987): Isälvsstråket Djurfälla-Flädermo, norr om Motala.
7. Lindgren, E. & Runnström, M. (1987): En objektiv metod för att bestämma läplanterings läverkan.
8. Hansson, R. (1987): Studie av frekvensstyrd filtringsmetod för att segmentera satellitbilder, med försök på Landsat TM-data över ett skogsområde i S. Norrland.
9. Matthiesen, N. & Snäll, M. (1988): Temperatur och himmelsexponering i gator: Resultat av mätningar i Malmö.
- 10A. Nilsson, S. (1988): Veberöd. En beskrivning av samhällets och bygdens utbyggnad och utveckling från början av 1800-talet till vår tid.
- 10B. Nillson, G., 1988: Isförhållande i södra Öresund.
11. Tunving, E. (1989): Översvämning i Murcia-provinsen, sydöstra Spanien, november 1987.
12. Glave, S. (1989): Termiska studier i Malmö med värmebilder och konventionell mätutrustning.
13. Mjölbo, Y. (1989): Landskapsförändringen - hur skall den övervakas?
14. Finnander, M-L. (1989): Vädrets betydelse för snöavsmältningen i Tarfaladalen.
15. Ardö, J. (1989): Samband mellan Landsat TM-data och skogliga beståndsdata på avdelningsnivå.
16. Mikaelsson, E. (1989): Byskeälvens dalgång inom Västerbottens län. Geomorfologisk karta, beskrivning och naturvärdesbedömning.
17. Nhilen, C. (1990): Bilavgaser i gatumiljö och deras beroende av vädret. Litteraturstudier och mätning med DOAS vid motortrafikled i Umeå.
18. Brasjö, C. (1990): Geometrisk korrektion av NOAA AVHRR-data.
19. Erlandsson, R. (1991): Vägbanetemperaturer i Lund.
20. Arheimer, B. (1991): Näringsläckage från åkermark inom Brååns dräneringsområde. Lokalisering och åtgärdsförslag.
21. Andersson, G. (1991): En studie av transversalmoräner i västra Småland.
- 22A. Skillius, Å., (1991): Water harvesting in Bakul, Senegal.
- 22B. Persson, P. (1991): Satellitdata för övervakning av höstsådda rapsfält i Skåne.
23. Michelson, D. (1991): Land Use Mapping of the That Luang - Salakham Wetland, Lao PDR, Using Landsat TM-Data.
24. Malmberg, U. (1991): En jämförelse mellan SPOT- och Landsatdata för vegetationsklassning i Småland.
25. Mossberg, M. & Pettersson, G. (1991): A Study of Infiltration Capacity in a Semiarid Environment, Mberengwa District, Zimbabwe.
26. Theander, T. (1992): Avfallsupplag i Malmöhus län. Dränering och miljöpåverkan.
27. Osaengius, S. (1992): Stranderosion vid Löderups strandbad.
28. Olsson, K. (1992): Sea Ice Dynamics in Time and Space. Based on upward looking sonar, satellite images and a time series of digital ice charts.
29. Larsson, K. (1993): Gully Erosion from Road Drainage in the Kenyan Highlands. A Study of Aerial Photo Interpreted Factors.
30. Richardson, C. (1993): Nischbildningsprocesser - en fältstudie vid Passglaciären, Kebnekaise.
31. Martinsson, L. (1994): Detection of Forest Change in Sumava Mountains, Czech

- Republic Using Remotely Sensed Data.
32. Klintonberg, P. (1995): The Vegetation Distribution in the Kärkevagge Valley.
  33. Hese, S. (1995): Forest Damage Assessment in the Black Triangle area using Landsat TM, MSS and Forest Inventory data.
  34. Josefsson, T. och Mårtensson, I. (1995). A vegetation map and a Digital Elevation Model over the Kapp Linné area, Svalbard -with analyses of the vertical and horizontal distribution of the vegetation
  35. Brogaard, S och Falkenström, H. (1995). Assessing salinization, sand encroachment and expanding urban areas in the Nile Valley using Landsat MSS data.
  36. Krantz, M. (1996): GIS som hjälpmedel vid växtskyddsrådgivning.
  37. Lindegård, P. (1996). VINTERKLIMAT OCH VÅRBAKSLAG. Lufttemperatur och kådflödessjuka hos gran i södra Sverige.
  38. Bremberg, P. (1996). Desertification mapping of Horqin Sandy Land, Inner Mongolia, by means of remote sensing.
  39. Hellberg, J. (1996). Förändringsstudie av jordbrukslandskapet på Söderslätt 1938-1985.
  40. Achberger, C. (1996): Quality and representability of mobile measurements for local climatological research.
  41. Olsson, M. (1996): Extrema lufttryck i Europa och Skandinavien 1881-1995
  42. Sundberg, D. (1997): En GIS-tillämpad studie av vattenerosion i sydsvensk jordbruksmark.
  43. Liljeberg, M. (1997): Klassning och statistisk separabilitetsanalys av marktäckningsklasser i Halland, analys av multivariata data Landsat TM och ERS-1 SAR.
  44. Roos, E. (1997): Temperature Variations and Landscape Heterogeneity in two Swedish Agricultural Areas. An application of mobile measurements.
  45. Arvidsson, P. (1997): Regional fördelning av skogsskador i förhållande till mängd SO<sub>2</sub> under vegetationsperioden i norra Tjeckien.
  46. Akselsson, C. (1997): Kritisk belastning av aciditet för skogsmark i norra Tjeckien.
  47. Carlsson, G. (1997): Turbulens och supraglacial meandering.