

ROMEO

Roterende fysisk fjordmodell
av Hjeltefjorden, Byfjorden, Herdlefjorden
og fjordane rundt Osterøy

av Anne A. Hageberg



Hovudoppgåve i fysisk oseanografi
Geofysisk Institutt Universitetet i Bergen
Juli 2001

Biletet på forsida syner straumar i Byfjorden under forsøk i ROMEO.

Biletet side 4 er tatt sørvestover frå Bruvik.

Biletet side 9 tatt nordover Sørfjorden frå Osterøybrua. Garnes og Ytre Arna ligg til venstre i biletet.

Biletet side 10 er frå Hosangervåg.

Biletet side 25 er frå byggjinga av bassenget.

Biletet side 26 syner fjordmodellen ROMEO.

Biletet side 33 syner ein modell av ROMEO som vart laga for å få eit overslag av trykkreftene til vatnet i fjorden som kløyver modellen i to frå Hjeltefjorden i sørvest til Mofjorden i nordaust.

Biletet side 34 er tatt under forsøk med sonde i Herdlefjorden.

Biletet side 53 syner eit straumbilete i Byfjorden.

Biletet side 66 syner fjordane ved nordvestenden Osterøya.

Biletet side 73 syner Byfjorden under byggjing i modellen.

Biletet side 88 syner ROMEO under byggjing. Øvst legg Herman G. Gade det første isoposlaget av modellen. Nedst limer Knut Frode Dagestad 200 metersplata i Herdlefjorden.

Biletet side 91 syner Vaksdal i Sørfjorden.

Biletet side 92 er tatt nordover Sørfjorden ved Garnes.

Denne oppgåva er skriven i L^AT_EX₂ ϵ , reportstyle, 12 punktts tekst og tosidig format. Arbeidet er avslutta 11. juli 2001.

Forord

Eg vil gjerne takka vegleiar Herman G. Gade for ei interessant oppgåve og god rettleiing og oppfølging undervegs. Arbeidet har vore svært variert, spennande og lærerikt og gitt meg utfordringar og erfaringar som vil koma godt med framover. Diskusjonar med ansatte og studentar på 'Geofysen' har vore nyttige og lærerike. Takk til Birgit Kjoss Lynge og Jon Vesterøy for kritisk gjennomlesing. Takk til alle som har medverka til det gode sosiale og faglege miljøet på instituttet. Særleg vil eg takka Frank Cleveland for gode idear og hjelp med digitalisering av straumkart. Tor de Lange skal ha takk for hjelp med forsøksutstyr. Takk til Øystein Strand ved Kjemisk Institutt for arbeidet med vassprøvane. Takk til Thomas A. McClimans ved NTNU som har kome med verdifulle tips til modellbygginga og utføringa av forsøka. Maskinsjef Hans Berge på forskingsskipet Håkon Mosby skal ha takk for utført sveisearbeid, og likeins verkstaden på Fysisk Institutt for konstrueringa av mellom anna tidevassgeneratoren. Takk til Media- og Transportavdelinga til Universitetet i Bergen for lån av høvevis videokamera og kjøretøy. Bergen Museum fortener takk for raust utlån av areal. Takk til Vann og Avløpsseksjonen i Bergen kommune for finansiering av prosjektet. Til slutt vil eg takka familien heime og i Salem for støtte og oppmuntring undervegs.

*Ja, eg veit at Herren er stor,
vår Herre er større enn alle gudar.
Alt han vil, det gjer han,
i himmelen og på jorda,
i havet og alle dei store djup.
Han lét skyer stiga opp frå enden av jorda,
skaper lyn, lét regnet falla
og sender vinden frå hans opplagsrom.*

Salme 135.5-7

Anne A. Hageberg

Innhald

1	Innleiing	1
2	Område	5
2.1	Topografi	5
2.2	Vatnmassar	8
2.3	Tidevatn	9
3	Tidevatn	11
3.1	Bølgjeamplitude	12
3.1.1	Bølgje utan friksjon i uniform kanal med uendeleg lengde	12
3.1.2	Bølgje utan friksjon i uniform kanal med ein ende stengt	12
3.1.3	Bølgje med friksjon i uniform kanal med ein ende stengt	12
3.1.4	Bølgje i kanalar med varierende snitt	14
3.2	Bølgjehastigheit og forsenking	15
3.2.1	Hastigheit av dempa bølgje i uendeleg lang kanal	15
3.3	Straummønster	16
3.3.1	Virveldanning ved veksande tverrsnitt	16
3.3.2	Virveldanning ved retningsendring av laup	17
3.3.3	Virveldanning langs ei jevn flate	17
3.3.4	Er virveldanning ein ikkje-lineær prosess?	18
3.3.5	Tettleiksgenererte straumar	18
3.4	Indre tidevatn	19
3.4.1	Generering av indre bølgjer ved terskel	19
3.4.2	Hastigheit til indre bølgjer	19
3.5	Verknad av jordrotasjon	19
4	Modellteori	21
4.1	Skaleringslover	22
4.2	Skaleringseffektar	23
4.3	Laboratorietilhøve og kontroll med eksperiment	25

5	Utstyr og metode	27
5.1	Modellen ROMEO	27
5.2	Tidevassbølge, amplitude	28
5.2.1	Utstyr	28
5.2.2	Bearbeiding av data	29
5.3	Tidevassbølge, forsenking	30
5.3.1	Utstyr	30
5.3.2	Bearbeiding av data	31
5.4	Tidevassbølge, straummønster	31
5.4.1	Utstyr	31
5.4.2	Bearbeiding av data	31
5.5	Indre bølger	32
5.5.1	Utstyr	32
5.5.2	Bearbeiding av data	32
6	Resultat	35
6.1	Barotrop tidevassbølge	35
6.1.1	Amplitude	35
6.1.2	Forsenking	38
6.2	Straummønster	40
6.2.1	Homogent vatn	40
6.2.2	Sjikta vatn	45
6.3	Indre bølger	50
6.3.1	Amplitude	50
6.3.2	Hastigheit	51
6.3.3	Djupne	52
6.3.4	Periode og fase	52
6.3.5	Verknad av rotasjon	52
7	Diskusjon	55
7.1	Barotrop tidevassbølge	55
7.1.1	Amplitude	55
7.1.2	Forsenking	56
7.2	Straummønster	58
7.3	Indre bølger	60
7.3.1	Amplitude	60
7.3.2	Hastigheit	61
7.3.3	Djupne	63
7.3.4	Periode og fase	63
7.3.5	Verknad av rotasjon	63

7.4 Utstyr og metode	64
8 Konklusjon	65
Referansar	67
A Symbol	71
B Rådata	73
B.1 Rådata amplitude tidevassbølgje	73
B.1.1 Stor amplitude	74
B.1.2 Liten amplitude	77
B.2 Rådata indre bølgjer	83
C Utgangslikningar	89
C.1 Hydrodynamiske likningar	89
C.2 Matematisk skildring av tidevatn utan friksjon	89
C.3 Matematisk skildring av tidevatn med friksjon	91
C.3.1 Grunnleggjande likningar	91
D Kart	93

Kapittel 1

Innleiing

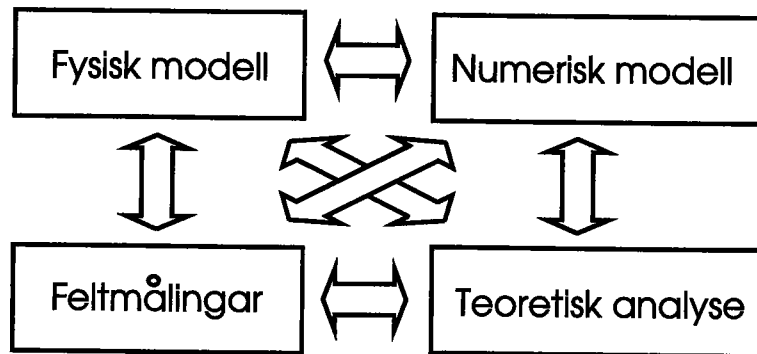
Med støtte frå Bergen kommune og i høve til forslag frå professor Herman G. Gade, vart det sommaren 1999 sett i gang arbeid med å laga ein fysisk modell av fjordane rundt Bergen og Osterøy (figur 2.1). Modellen vert kalla ROMEO, og er gjenstand for undersøkingar i eit tredelt eksperimentelt prosjekt, Prosjekt ROMEO. Hovudoppgåva har vore å utvikla og bygga modellen i samarbeid med vegleiar, og utføra første del av eksperimenta. Målet for arbeidet har vore å kartleggja vasstandsvariasjonar, tilhøyrande straumssystem og indre bølgjer forårsaka av tidevatnet i området. Dette er gjort ved å etterlikna topografi, tidevatn og effekten av jordrotasjon i fjordsystemet. Dei to andre delane av Prosjekt ROMEO som følgjer etter dette arbeidet vil konsentrera seg om undersøkingar rundt tilførsle av ferskvatn til fjordane og fornying av djupvatnet.

ROMEO er ei forkorting for Roterande fysisk fjordmodell. Særleg med tanke på del 2 i prosjektet, som er undersøking av brakkvasstraum og andre straumar i stratifiserte vatnmassar, vart modellen konstruert for å kunna rotera sidan jordrotasjonen i slike tilfelle ofte er ein av dei viktigaste styringsmekanismane for straumbiletet.

Fysiske modellforsøk vert i dag knytta tett opp mot utvikling, kalibrering og validering av numeriske modellar. Resultata frå undersøkingar i fysiske modellar vert mellom anna nytta som rand- og initialtverdiar i datasimuleringar, og dei er gjerne utgangspunkt for vidare undersøkingar i felten eller ved numeriske modellar. Teoretisk, numerisk og fysisk modellering utfyller kvarandre og er alle avhengig av feltnålingar (figur 1.1).

Litteraturen om fysiske modellar er omfattande. Her i innleiinga vil ein berre presentera eit utval av roterande modellar. Det er berre den grunnleggjande modellteorien, som gjeld for alle fysiske modellar (óg ikkje-roterande), som vert diskutert i teoridelen i denne oppgåva.

For å få ein jamn rotasjon av modellen ROMEO flyt den i eit sirkulært basseng, driven av ein liten motor (figur 5.1). Det er få flytande, roterande modellar som er kjend



Figur 1.1: Komplekse samanhengar i havet kan best løysast ved å nytta seg av og kombinera verktya som står til rådvelde for forskinga.

frå litteraturen. Taylor (1921) let tre vasstråler setja opp ein sirkulasjon i bassengvatnet og såleis rotera modellen som flaut i bassenget. Denne løysinga er nemnd i von Arx (1962). William S. von Arx bygde i 1955 ein roterande tank for å modellera vinddriven havsirkulasjon (von Arx 1955). Apparaturen vart overtatt og modifisert av Allan J. Faller som ved det utførte dei første studier av instabilitetar i Ekmanlaget (Faller 1963). Installasjonen vart i følgje Faller (personleg kommunikasjon) alvorleg skada og gjekk ut av bruk etter ein orkan hausten 1960.

Det største roterande anlegget er i dag Coriolis plattformen ved *The Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels* i Grenoble, Frankrikeⁱ. Den 13 m i diameter store roterande plattformen vart bygd i 1960 med tanke på å modellera tidevasstraumar i Den Engelske Kanal og undersøkje tilhøva for eit tidevasskraftverk ved La Mont St. Michel. I Norge har forskning med roterande modellar sitt hovudsete ved NHL, SINTEF, Trondheimⁱⁱ. Plattformen er 5 m i diameter og flyt på luft, medan Coriolis i Grenoble støttar seg på 22 rullar driven av 10 motorar.

ROMEO kan på ingen måte hevda seg i verdseliten med tanke på kvalitet. Men konstruksjonsmessig har den ei enkel og billig løysing, både i høve til andre fysiske modellar/roterande plattformer og kva det vil kosta av pengar og tid for å gjennomføra målsetjinga for prosjektet ved målingar ute i felten.

For Byfjorden har ein hydrografiske målingar som går attende til slutten av atten-hundretalet. Gaarder (1915), Bj. Helland-Hansen og Mosby (1930) målte oksygeninnhald, temperatur og straumar i Byfjorden. Haugen (1952) såg mellom anna på varmebudsjett for Byfjorden, og Linde (1970) studerte fornying av vatnmassane i Byfjorden i perioden 1927-1956. Ein veksande befolkning og industri rundt Byfjorden skapte behov for kunnskap om korleis utslepp frå dei nærliggjande områda verka inn på fjordmiljøet. I samarbeid mellom forskingsinstitusjonar og kommunar vart det utarbeida rapportar

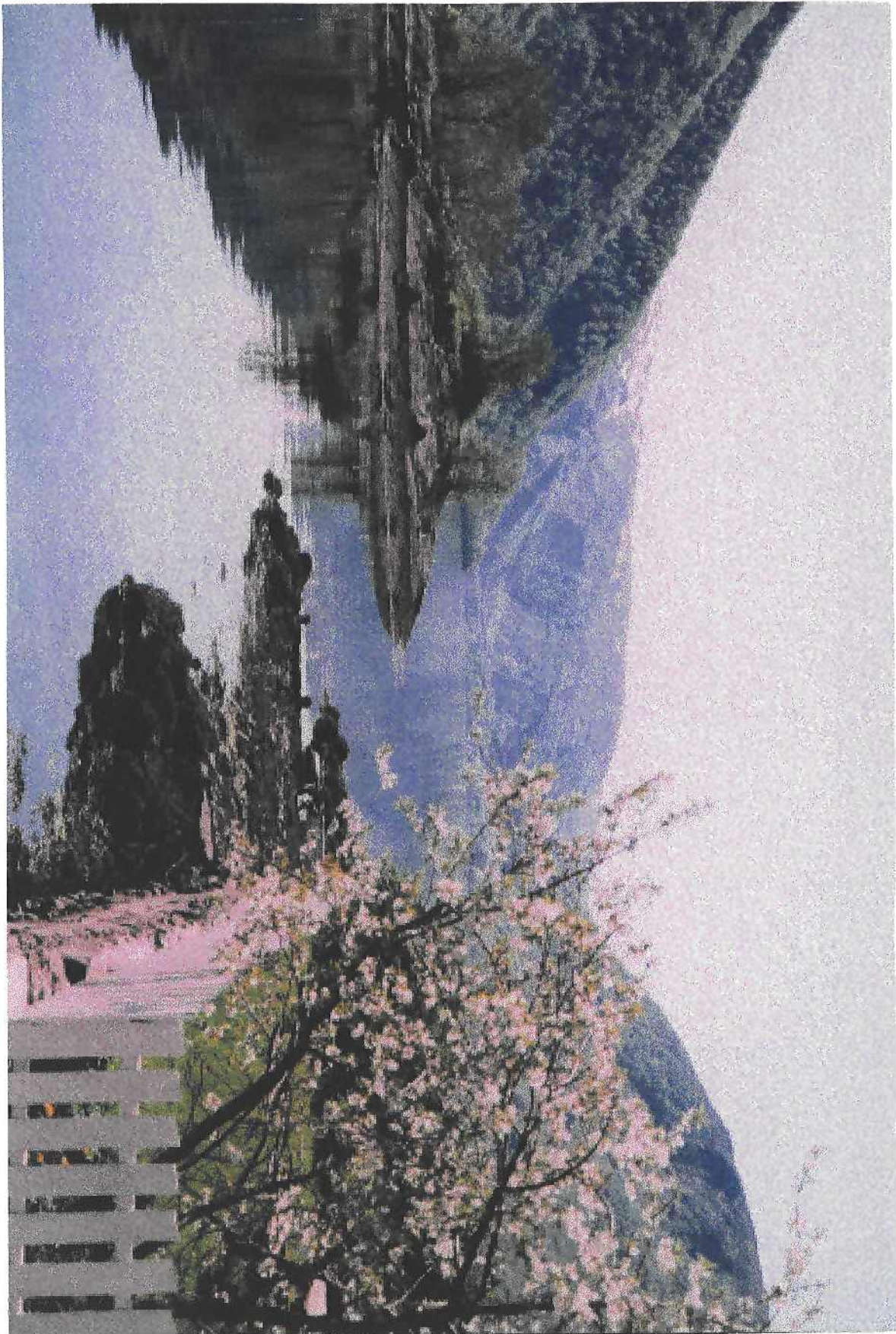
ⁱ<http://www.coriolis-legi.org/>

ⁱⁱ<http://www.ntnu.no/trondheim-marine-RI/coriolis.html>

for ulike bynære områder særleg for å seia noko om utskifting av vatn (Gade (1967a), Gade (1971), Hegland (1972), Helle (1975), Norsk institutt for vannforskning (1995)). I samband med bygginga av Nordhordlandsbrua og Osterøybrua har det i lang tid på førehand og óg i ettertid vorte dokumentert straumtilhøve og fysiske forhold i fjorden blant anna istilhøve (Svee (1967), Sætre (1973), Eide & Sætre (1973), Eide (1973), Rye (1991)). Dei siste tiåra har ein ny interessant kome på banen: oppdrettsnæringa.

Medan det på delar av modellområdet fins mykje litteratur og målingar på straumtilhøve, finn ein lite informasjon om vasstandsvariasjonar innover i fjordsystemet. Av arbeid som er gjort på indre bølger kan nemnast Fjeldstad (1964), som observerte indre bølger i Herdlefjorden, og Svendsen (1969) som såg på indre bølger i Veafjorden generert av vind.

Kapittel 3 presenterar modellområdet med omsyn på topografi, vatnmassar og tidevatn. Sjøve modellen, utstyr og metodar som er nytta under eksperimenta er dokumentert i kapittel 6. Teorien som ligg til grunn for bygginga av modellen og forståing av modellresultat finn ein i kapittel 5, medan teorien for tidevatn er lagt i kapittel 4. Resultata av eksperimenta i modellen som er plassert i kapittel 7, vert diskutert i kapittel 8 på bakgrunn av teorikapitla og observasjonar i felten. Ei samanfating av dei viktigaste resultata av arbeidet er gitt i kapittel 9. Tillegg A inneheld ei oversikt over symbol. Rådata som ikkje er funne naudsynt å ta med i resultatdelen er lagt i tillegg B, og i tillegg C ligg utgangslikningane for tidevassteorien. Alle stadnamn som er nemnd i oppgåva er plassert på kartet i tillegg D.



Kapittel 2

Område

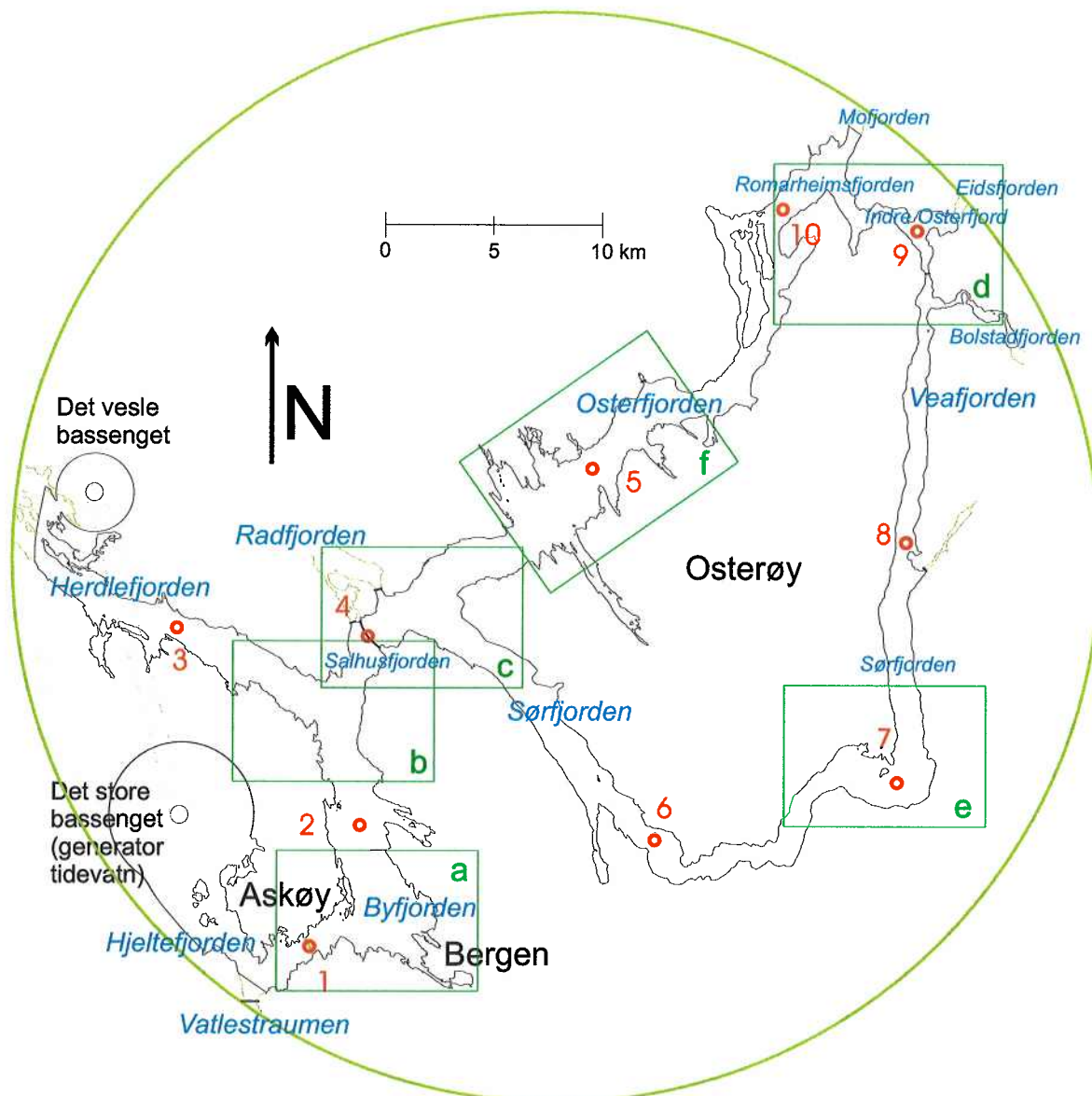
2.1 Topografi

Fjordsystemet ligg på $60^{\circ} 22' - 45' N$ og $4^{\circ} 58' - 5^{\circ} 49' E$ og strekk seg over eit område på 5 mil. Dette inkluderar Veafjorden, Sørfjorden, Osterfjorden, Herdlefjorden, Byfjorden og litt av Hjeltefjorden (figur 2.1). Gjennom Hjeltefjorden, Herdlefjorden, Vatilestraumen og Radfjorden har systemet opningar mot havet. I dette arbeidet er dei to sistnemnde fjordane ikkje tatt med avdi volumtransporten gjennom dei er mykje mindre i høve til dei andre fjordane.

Av figur 2.2 ser ein i fjordsnittet djupe basseng innanfor tersklane ytst i systemet, sør i Hjeltefjorden og nordvest i Herdlefjorden som på figuren ligg høvevis heilt til venstre og høgre. Innover Hjeltefjorden stig botnen opp til 130 m ved Færøy - Lille Sotra. Her ligg den djupaste terskelen frå havet og inn i systemet. Etter terskelen ligg

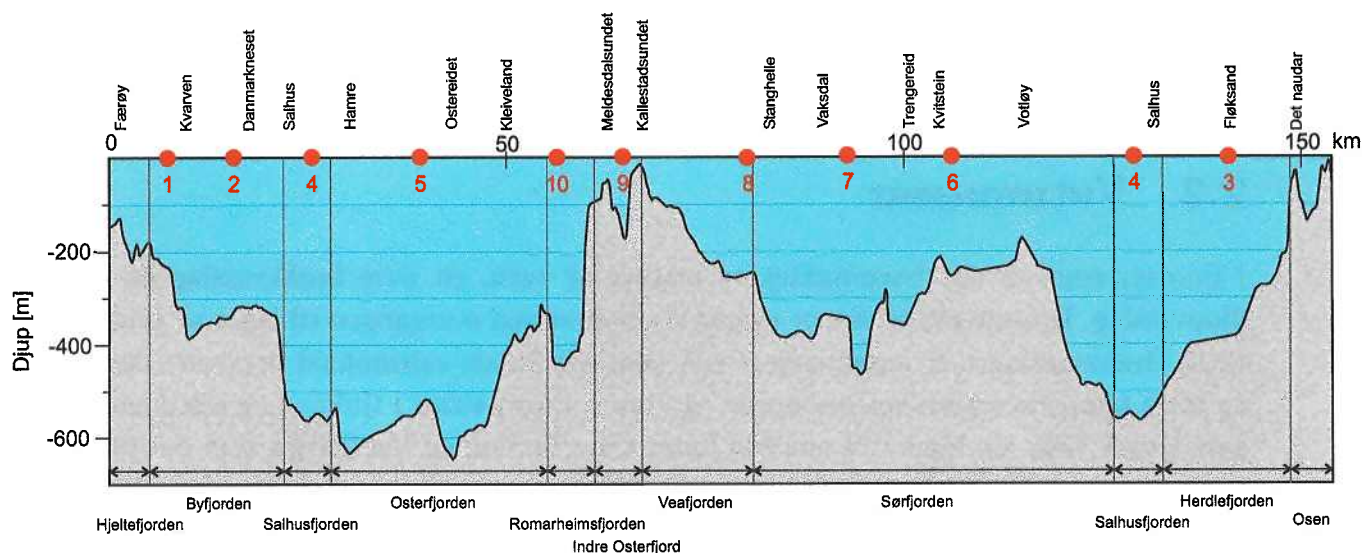
Fjord	Område	Terskeldjup [m]	
		Natur	Modell
Arnavågen	utlaup til Sørfjorden	8	0.0064
Veafjorden/Indre Osterfjord	Kallestadsundet	15	0.0012
Herdlefjorden	Det naudar	29	0.023
Indre Osterfjord	Meldesdalsundet	37	0.030
Lonevågen	utlaup til Osterfjord	43	0.034
Hjeltefjorden	Færøy-Lille Sotra	130	0.104
Hjeltefjord/Byfjorden	Marikoven	~ 180	~ 0.144
Sørfjorden	Votløy	183	0.146
Veafjorden	Grautåni-Follavik	220-230	0.176-0.184
Sørfjorden	Kvitstein-Herland	224	0.179
Sørfjorden	Torvo-Vik	278	0.222

Tabell 2.1: Tersklar på mindre enn 300 meters djup i modellområdet.



Figur 2.1: ROMEO sett ovanfor. Stasjonane 1-10 er avmerka med raude ringar. Dei grøne firkantane avmerkar områda a-f.

fjorddjupet på omlag 200 m før ein entrar Byfjorden med middeldjupne ca. 350 m. Nord i Byfjorden skrånar botnen bratt ned, og i Salhusfjorden er fjorden omlag 550 m djup. I denne delen av systemet og i Osterfjorden syner lengdesnittet (figur 2.2) fjorddjupne under 500 m og er dei djupaste områda i systemet med eit største djup på 649 m like sør for Ostereidet i Osterfjorden. Fjordarmen som går på sørsida av Osterøya, Sørkjolen, er mykje grunnare. Djupet stig jamt frå ca. 550 m i nordvest, på grensa til Salhusfjorden, opp til 183 m ved Votløy. Innanfor denne terskelen held Sørkjolen seg djupare enn 200 m med eit største djup i nærleiken av 450 m. På austsida



Figur 2.2: Lengdesnitt av fjordsystemet frå Hjeltefjorden, med klokka rundt Osterøya og ut Herdlefjorden. Stasjonane 1-10 er avmerka med raude prikkar.

av Osterøya går Sørfjorden over til å heita Veafjorden. Denne rette fjorddelen smalnar og grunnast opp frå ca. 250 til 15 *m* ved Kallandsundet som grensar Veafjorden av mot Indre Osterfjord. Nord i Veafjorden snor sidefjorden Bolstadfjorden seg 15 *km* innover landet. Forgreiningar har ein óg lenger nord. Eidfjorden går inn ifrå Indre Osterfjord og Mofjorden inn frå Romarheimsfjorden. Sistnemnde fjord knyt saman den djupe Osterfjorden med dei grunnaste stadane i fjordsystemet i Indre Osterfjord.

Den minste opninga mot havet som er tatt med i modellområdet er via Herdlefjorden. Herdlefjorden møter Byfjorden og Salhusfjorden i søraust der den er på sitt djupaste og breiaste. Botnen stig bratt opp frå 500 til 400 meters djup for så å flata litt ut før den igjen reiser seg steilt i nordvestenden av fjorden. Terskelen ved Det naudar er 29 *m* djup og koplpar Herdlefjorden til Osen. Vest for Osen er det ein terskel på 13 *m*. Etter denne vert botnen djupare vestover mot havet.

Arealet av heile modellområdet inkludert basseng er utifrå sjøkartet 0.11131 *m*². Dette svarar i naturen til 278.3 *km*². Arealet av den delen av fjorden som er tatt med i snittet figur 2.2, det vil seia frå Færøy i Hjeltefjorden, rundt Osterøya, til Osen utom Herdlefjorden er på kartet 0.08549 *m*². I naturen vert dette arealet 213.7 *km*².

Gjennomsnittsdjupna i lengdesnittet er 348 *m*. Ved å sjå på ulike vertikalsnitt på tvers av fjorden finn ein tilhøvet mellom maksimaldjupna og middeldjupna til å vera omlag 0.6. Ei estimert middeldjupne for fjordsystemet vert såleis 0.6 · 348 *m* = 209 *m*. Dersom ein antar den midlare djupna for heile systemet til å vera omlag som den midlare djupna for snittet vert volumet av fjorden vert $V = 0.209 \text{ km} \cdot 213.7 \text{ km}^2 = 44.67 \text{ km}^3$. Det totalte volumet i naturen i modellområdet er teoretisk utrekna $V_T =$

$0.209 \text{ km} \cdot 278.3 \text{ m}^2 = 58.16 \text{ km}^3$. I modellen tilsvarar dette 297.8 l. (Volum i modellen er målt til 288 l.)

2.2 Vatnmassar

I fjordsystemet er det hovudsakleg to massar av vatn, eit øvre brakkvasslag og eit djupvasslag. Djupvatnet er skarpt avgrensa oppover ved overgangen til laget av brakkvatn. Brakkvasslaget er karakterisert ved jamt minkande saltinnhald oppover i laget og store temperaturgradientar sommar og vinter. Laget aukar i tjuknad og saltinnhald dess lenger vekk ein kjem ifrå områda Indre Osterfjorden og Veafjorden som det renn store elvar ut i. Ut ifrå Rye (1991) kan ein anslå eit sprangsjiktⁱ mellom brakkvasslaget og dei underliggjande vatnmassane på 2-5 meters djup i Veafjorden og 5-9 meters djup i Salhusfjorden. Helle (1975) skriv det øvre laget i Byfjorden til å vera omlag 7.5 m og kalkulerar utskiftninga av dette til 60-70 gongar per år.

I fjordsystemet finn det årleg stad ei massiv innstrøyming av salt, tungt og oksygenrikt havvatn som meir eller mindre trengjer vekk det residente bassengvatnet under terskelnivå (Linde 1970). Hovudinnstrøyminga over fjordtersklane er knytta til årlege variasjonar i tettleiken til kystvatnet og heving av atlantisk vatn. Fenomenet skjer vanlegvis om våren eller sommaren. Ein har elles i året mindre innstrøymingar som delvis fornyar bassengvatnet.

Brakkvasslaget som er 2-15 m djupt vil i modellen vera 1.51-12.0 mm tjukt, og det vil vera vanskeleg å måla til dømes indre bølger på grenseflata mellom dette og djupvasslaget. Ser ein bort ifrå dei øvste 40 m varierer saltinnhald og temperatur i følge Helle (1975) med høvevis 33-35 psu og 7.3 – 9.0° C for området Byfjorden - Sørfjorden. I Rye (1991) ligg isolinja for 33 psu på 10-25 meters djup for fjordane rundt Osterøya og ut til Morvik, nord i Byfjorden. Ei slik karakterisering av vatnmassane høver for haust, vinter og delvis vår, medan sommarsituasjonen etter hovudinnstrøyminga har meir homogene massar av vatn i vassøyla. Sjøvatn med temperatur 8.0° C og saltinnhald 33 psu og 35 psu får ved trykket $p \approx 0$ tettleik høvevis $\rho_1 = 1025.70 \text{ kg/m}^3$ og $\rho_2 = 1027.27 \text{ kg/m}^3$. Dette gir ein tettleikskilnad på $\Delta\rho = 1.57 \text{ kg/m}^3$.

I modellen under forsøk der ein har to lag, ser ein vekk ifrå det tynne brakkvasslaget og lagar ei sjiktning på 0.1 meters djupⁱⁱ (omlag terskeldjup) med same tettleikskilnad mellom laga som den ein finn mellom øvste og nedste del av djupvasslaget, $\Delta\rho = 1.6 \text{ kg/m}^3$. Temperaturen under eksperimenta låg stabilt på 16.5° C og $\bar{\rho}_{1m} = 1003.8 \text{ kg/m}^3$ medan $\bar{\rho}_{2m} = 1005.4 \text{ kg/m}^3$, som gir ein tettleiksgradient i modellen på $\Delta\bar{\rho} = 1.6 \text{ kg/m}^3$.

ⁱdefinert til å vera djupna med 70 % saltinnhald i høve til djupvatnet (34.0 psu)

ⁱⁱtilsvarar 125 m i naturen

2.3 Tidevatn

Tabell 2.2 syner at middelasstanden (MSL) ved Bergen er 90 cm (*Tidevannstabeller* 2000). Harmonisk analyse av tidevatnet syner at dei viktigaste konstantane for tidevassbølgja er $M_2 = 45.0$, $S_2 = 16.2$, $S_a = 11.5$ og $N_2 = 8.8$. Dette fortel at den halvdaglege komponenten skapt av månen, M_2 , har det største bidraget til tidevassbølgja. *Tidevannstabeller* (2000) gir høgdekorreksjon av tidevassbølgja ved Stamneshella i høve til Bergen med ein faktor på 1.02.

Nivå [cm]	Type	Kode
238	Høgaste observerte vasstand (1990)	
180	Høgste astronomiske tidevatn	HAT
151	Middel spring høgvatn	MHWS
135	Middel høgvatn	MHW
119	Middel nipp høgvatn	MHWN
90	Middelvatn	MSL
61	Middel nipp lågvatn	MHWN
135	Middel lågvatn	MLW
151	Middel spring lågvatn	MLWS
0	Lågaste astromomiske tidevatn (Referanse for djupner sjøkart)	LAT
-42	Lågaste observerte vasstand (1980)	

Tabell 2.2: *Variasjonen til tidevatnet for Bergen. Tabellen er henta frå Tidevannstabeller (2000).*





Kapittel 3

Tidevatn

Den periodiske variasjonen i vasstanden til fjordar, sjøar og hav kallar ein tidevatn. Newton var den første til å gi ei fysisk forklaring av tidevatnet. Etter han følgde Bernoulli, Laplace, Hough, Airy, Darwin and Poincare som set opp den klassiske teorien for naturfenomenet. Til ein viss grad kan ein seia at teorien vart fullført ved arbeidet til Proudman (Proudman 1953) og Doodson (Doodson 1941).

Det me kallar tidevasskrafta er eigentleg resultantkrafta av sentrifugalkrefter, jordas eigen gravitasjonskraft og gravitasjonskrefter som himmellekamane verkar på jorda. I fjordar utgjør tidevatnet ein viktig del av vassrørsla. Vassmengdene i fjordane er så små samanlikna med havet at den direkte genereringa av tidevatnet ved måne og sol kan neglisjerast. Den periodiske høgdeforskjellen av vassyta i fjordmunninga, kontakten med tidevatnet i havet, forplantar seg innover fjorden. Tidevatnet oppfører seg som ei bølge som for Bergen opptrekk med bølgetopp to gongar i døgeret. Tidevassbølga er hundrevis av kilometer lang og er klassifisert som ei lang bølge.

Bølgjelikninga for hastigheit for ei bølge utan friksjon i ein jambrei kanal med homogent vatn, horisontal botn og amplituden på bølga mykje mindre enn vassdjupna er gitt som

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.1)$$

der u er straumhastigheit skapt ved bølga og c er hastigheita til bølga. Amplitudeutslaget, η , i overflata er gitt ved

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}. \quad (3.2)$$

3.1 Bølgjeamplitude

3.1.1 Bølgje utan friksjon i uniform kanal med uendeleg lengde

Likning 3.2 har generell løysing

$$\eta = af(\kappa x - \omega t), \quad (3.3)$$

men det er meir anvendeleg å sjå på eit spesialtilfelle av likning 3.3 gitt ved

$$\eta = a \cos(\kappa x - \omega t), \quad (3.4)$$

der bølgjetalet $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ er bølgjelengda og frekvensen er gitt som $\omega = \frac{2\pi}{T} = \kappa c$ der T er perioden til bølgja. Bølgja gitt i likning 3.4 har størst amplitude ved $t = 0$ og $x = 0$ og vil opptre uendra for ein vilkårlig stasjon x etter ei tidsforsenking $t = \frac{\kappa}{\omega}x$. For $x = \lambda$ og alle multiplar av λ har bølgja same fase som for stasjon $x = 0$.

Dei tilhøyrande straumhastigheitane u som er løysing av likning 3.1 får ein ved å setja inn for likning 3.4 i likning C-8:

$$u = \frac{a\omega}{h\kappa} \cos(\kappa x - \omega t) = \frac{a}{h}c \cos(\kappa x - \omega t), \quad (3.5)$$

der a er amplituden av bølgja og h vassdjupna i kanalen. Hastigheitar og overflateheving er i fase med og avhengig av kvarandre, som vist ved likning C-6. Bølgja vert kalla ei *progressiv bølgje*.

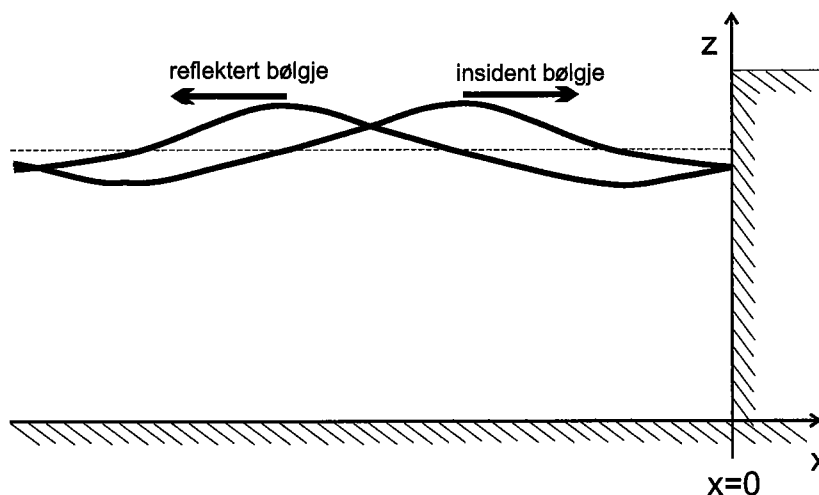
3.1.2 Bølgje utan friksjon i uniform kanal med ein ende stengt

Den innkomande progressive bølgja antar ein vert fullstendig reflektert i den lukka kanalenden. Ved dette får ein to bølgjer med amplitude a og periode T i kanalen som superponerar. Den eine går i positiv retning og den andre i negativ retning med hastighet c (figur 3.1). Resultatet er ei *ståande bølgje* med maksimalamplitude $2a$ ved den lukka enden der $x = 0$ og ved multiple avstandar av $\frac{\lambda}{2}$. Knutepunkt utan amplitudeutslag, men med dei største straumhastigheitane finn ein ved $\frac{\lambda}{4}$ og ved odde multiplar at dette. For ståande bølgjer er amplitudeutslag og hastighet ute av fase med 90° .

Det er vanleg i litteraturen å leggja knutepunktet i munninga av fjorden eller estuariet. Dette tykkjest ikkje å passa på norske fjordar som opplever variasjon i vasstand ved munninga og er betydeleg kortare enn ei kvart bølgjelengd av tidevatnet. Ein kan tenkja seg eit virtuelt knutepunkt i havet utanfor fjordmunninga.

3.1.3 Bølgje med friksjon i uniform kanal med ein ende stengt

Ein ser på ei bølgje i ein uniform kanal med ein vegg i eine enden som bølgja vert fullstendig reflektert mot (figur 3.1). Ein antar at friksjonen reduserar amplituden på



Figur 3.1: Refleksjon av ei lang bølge mot ein ende.

bølgja lineært med x . Bølgja vert reflektert slik at systemet får to bølgjer, ei som går i positiv og ei i negativ x -retning. Totalbølgja som kan skrivast som summen av desse bølgjene er gitt ved

$$a_T = (a - k_f x) \cos(\kappa x - \omega t) + (a + k_f x) \cos(\kappa x + \omega t), \quad \text{der } x \leq 0 \quad (3.6)$$

der a står for amplituden til komponentane til totalbølgja ved $x = 0$ og $k_f x$ er reduksjon i amplitude på grunn av friksjon. Sidan $\cos(\kappa x \pm \omega t) = \cos(\kappa x) \cos(\omega t) \mp \sin(\kappa x) \sin(\omega t)$ får ein

$$\begin{aligned} a_T &= a \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) + a \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) - k_f x \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) + (-k_f x) \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) \\ &\quad + a \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) - a \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) + k_f x \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) - k_f x \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) \\ &= 2a \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) - 2k_f x \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) \\ &= 2a \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) + 2k_f x \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) - 2k_f x \sin(\kappa x) \cdot \sin(\omega t) - 2k_f x \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) \\ &= (2a + 2k_f x) \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t) + (-2k_f x) \cos(\kappa x - \omega t), \quad \text{der } x \leq 0 \end{aligned}$$

$$a_T = \underbrace{(2a + 2k_f x) \cos(\kappa x) \cdot \cos(\omega t)}_{\text{stående bølge}} + \underbrace{(-2k_f x) \cos(\kappa x - \omega t)}_{\text{progressiv bølge}}, \quad \text{der } x \leq 0 \quad (3.7)$$

Av likning 3.7 ser ein at variasjonen i den totale amplituden kan uttrykkjast som summen av ei ståande og ei progressiv bølge som går innover i kanalen. Den ståande bølgja gir stigande amplitude innover utan forsenking, medan den progressive bølgja skapar forsenking av maksimal amplitude innover i kanalen.

3.1.4 Bølge i kanalar med varierende snitt

Ein antar at variasjonane i snittet av kanalen er så gradvise at refleksjon av bølga er utan betydning. Når ein óg neglisjerer friksjon er energien til bølga bevart. Sidan den midlare energien for ei progressiv eller ståande bølge er gitt per einingsflate som $E_{tot} = \frac{1}{2}g\rho a^2$ der g er gravitasjonskonstanten og ρ tettleiken i vatnet, vert den totale energien for ei heil bølglengd λ med breidde b

$$b_0\lambda_0 E_{tot} = b_0\lambda_0 \frac{1}{2}g\rho a_0^2 = b_x\lambda_x \frac{1}{2}g\rho a_x^2, \quad (3.8)$$

der merket 0 står for ein startposisjon og x for ein vilkårlig posisjon. Sidan $\frac{\lambda_x}{T} = c_x = \sqrt{gh_x}$ og T er uavhengig av nokon deformasjon av bølga, kan likning 3.8 ved å setja inn for $\lambda_x = T\sqrt{gh_x}$ reduserast til

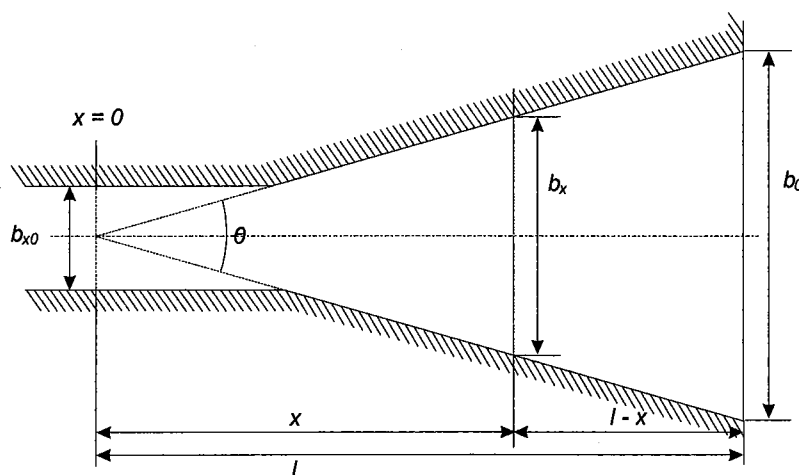
$$\frac{a_x}{a_0} = \left(\frac{b_0}{b_x}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{h_0}{h_x}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.9)$$

Denne lova vart etablert i 1837 og er kjend under namnet *Greens lov* (Green 1837).

Kanal med konstant djupne og lineært varierende breidde

Frå figur 3.2 får ein samanhengen $b_x = b_0 \frac{x}{l}$, der b_0 er breidda av fjorden ved $x = l$ og b_x er breidda ved ein vilkårlig x . Likning 3.9 vert $\frac{a_x}{a_0} = \left(\frac{b_0}{b_x}\right)^{\frac{1}{2}}$. Likning 3.4 gir $\eta_x = a_x \cos[\kappa(l-x) - \omega t]$. Sidan djupna ikkje endrar seg med x er bølgehastigheita c og bølgetalet κ konstant. Etter at a_x vert erstatta med a_0 kan amplitudeutslaget til bølga uttrykkast som

$$\eta_x = a_0 \sqrt{\frac{l}{x}} \cos [\kappa(l-x) - \omega t]. \quad (3.10)$$



Figur 3.2: Kanal sett ovanfrå der breidda av kanalen varierer lineært medan djupna er konstant.

Dette viser at ei utviding av kanalen reduserer amplitudeutslaget.

Kanal med konstant breidde og lineært varierende djupne

Med $\frac{h_x}{h_0} = \frac{x}{l}$ der h_0 er djupna av kanalen ved $x = l$ og h_x er djupna ved ein vilkårleg x , og konstant breidde gir Greens lov $\frac{a_x}{a_0} = \left(\frac{l}{x}\right)^{\frac{1}{4}}$. Faseskiftet er ikkje lenger proporsjonalt med avstanden frå kanalmunninga sidan bølgehastigheita varierar med djupna. Uttrykket for utslaget på bølga vert

$$\eta_x = a_0 \left(\frac{h_0}{h_x}\right)^{\frac{1}{4}} \cos \left[2\kappa_0 \frac{h_0}{h_x} x \left(1 - \sqrt{\frac{h_x}{h_0}} \right) \omega t \right], \quad (3.11)$$

der κ_0 er bølgetalet ved $x = l$. Likninga viser at amplitudeutslaget aukar når kanalen vert grunnare.

3.2 Bølgehastighet og forsenking

3.2.1 Hastighet av dempa bølge i uendeleg lang kanal

Hastigheita for ei lang bølge som ikkje er utsatt for friksjon er gitt som

$$c_0 = \sqrt{gh}, \quad (3.12)$$

der c_0 er bølgehastigheita for tilfellet utan friksjon. Friksjon svekkar amplituden til bølga, og straumhastigheita u vert redusert i samsvar med den dempa amplituden $a_0 e^{-\mu x}$, der μ er relatert til ein motstandskoeffisient M og a_0 er amplituden for ei bølge utan friksjon. Det kan visast at hastigheita er redusert med ein faktor $\frac{c}{c_0} = \frac{1}{\sqrt{1+2\left(\frac{\mu}{\kappa_0}\right)^2}}$,

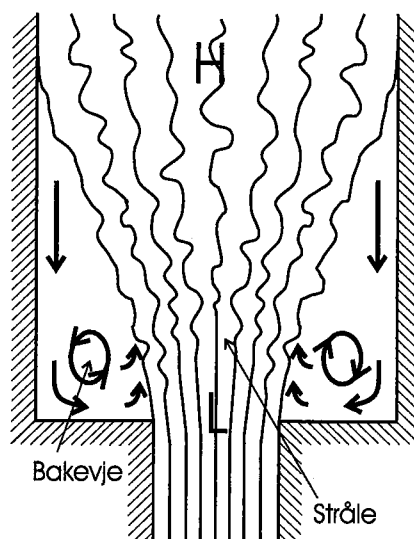
der κ_0 er bølgetalet for det friksjonslause tilfellet. Den maksimale straumhastigheita er ikkje lenger samanfallande med maksimal amplitude, men er ligg føre med ein vinkel α .

I modellen entrar tidevassbølga fjordsystemet gjennom både Hjeltefjorden og Herdlefjorden. Sidan tverrsnittet av innlaupet til systemet er mykje mindre inn i Herdlefjorden enn i Hjeltefjorden vert bølga frå Hjeltefjorden den viktigaste. Ved undersøking av forsenking av tidevassbølgjer ser ein på bølga som kjem ifrå Herdlefjorden og som deler seg i tre bølgjer, ei inn Herdlefjorden ei inn Osterfjorden og ei inn Sørfjorden. Ein samanliknar forsenking av tidevassbølgjene i høve til stasjon 1.

Forsenkinga mellom to stasjonar er gitt som

$$t = \frac{s}{c} = \frac{s}{\sqrt{g \cdot \bar{h}}}, \quad (3.13)$$

der s er avstanden mellom stasjonane målt på kart midt langs fjorden, \bar{h} er ei representativ djupne mellom stasjonane. I følgje Proudman (1925) kan \bar{h} skrivast som $\bar{h} = \frac{2}{3}\bar{h}_0$ for ein parabolforma kanal der \bar{h}_0 er den midla maksimaldjupna.



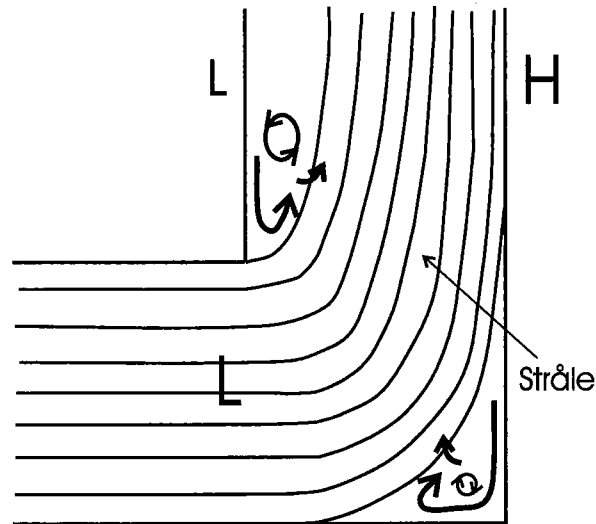
Figur 3.3: *Straummønster ved brå utviding av tverrsnittet sett ovanfrå. H står for høgtrykk og L for lågtrykk.*

3.3 Straummønster

Straumen er tvungen til å følgja fjordlaupet. Den tilpassar seg topografien og reagerar på alt som gjer at fjorden ikkje er horisontal i botnen og jambrei, til dømes grunner, innsnevringar, nes med meir. Slike forstyrringar kan føra til *separasjon*, det vil seia at straumen forlet land og ein får ein skugge i straussmønsteret. I skuggeområda dukkar det vanlegvis opp ein motstraum som vert drive av eit trykkfelt.

3.3.1 Virveldanning ved veksande tverrsnitt

Når ein straum har passert eit trangt tverrsnitt, vil den ha tendens til å fortsetja rørsla rett fram. Etter kvart breiar den seg utover. Det betyr at den retarderar og trykket vil difor auka nedstraums frå innsnevringa. Sjølv om ein ikkje reknar med eigentlege grensesjikt vil vatnet utanfor stråla-verta pressa bakover i retning av innsnevringa. Det oppstår ein motstraum langs grenseflatene som ikkje kan oppretthaldast utan at vatnet nær stråla vert rive med i hovudstraumen. Slik får ein ein virvel, òg kalla bakevje, på kvar side av strålen (figur 3.3). Vanlegvis vil slike virvlar liggje stasjonært, men ein ser mange stader døme på at virvlane veks til ein viss storleik før dei losnar og driv av garde med hovudstraumen. Etter det utviklar det seg ein ny virvel. Det vanlegaste døme på dette er virvelgata bak ein pæle i vatnet. Virveldanning og spesielt losning av virvel vert favorisert av minkande fart i hovudstraumen, til dømesslik som i ein tidevasstraum.



Figur 3.4: *Straummønster ved retningsendring av laup sett ovanfrå. H står for høgtrykk og L for lågtrykk.*

3.3.2 Virveldanning ved retningsendring av laup

Straumen vil motsetja seg ei retningsendring av straumen. Figur 3.4 syner at tregleikskraftene trekk straumen til høgre sida av laupet etter endring av retninga og vert balansert av ein trykkgradient. Dette gir eit høgtrykk til høgre i straumen etter svingen som pressar vatn utanfor stråla som ein motstraum langs grenseflata som ikkje kan oppretthaldast utan at vatnet nær stråla vert rive med i hovudstraumen. Medan høgre del av straumen vert intensivert tapar venstre del hastigheit og det vert etablert ei bakevje til venstre for stråla etter retningendring av same grunn som for bakevjer i kapittel 3.3.1.

3.3.3 Virveldanning langs ei jevn flate

I eit straumfelt som er generert av ein tidevasstraum vil ein ha ein vekslende straum driven av eit trykkfelt. Inne ved veggen (flata) vert det utvikla eit turbulent grensesjikt som ikkje rekk å verta særleg tjukt. Ein antar no at trykkfeltet ute i væska har nådd maksimum for så å verka i andre retning. Inne i grenselaget der hastigheita er mindre verkar no friksjon og trykkfelt saman og retarderar vatnet raskt til ro for så å akselerera vatnet bakover. Det skjer medan rørsla ute i feltet enno ikkje er særleg nedbremsa. Under desse tilhøva vert det utvikla eit kraftig straumskjer i grenselaget. I mange tilfelle kan det óg verka slik at prosessen byrjar nedstraums. Det fører til at det oppstår konvergens i grenselaget og det tjuknar. Det kraftige skjeret og auken i tjuknaden kan verta broten opp i ein virvel eller ei gate av virvlar. Får den (desse) veksa seg store nok, kan det koma til losning av virvlar.

Óg i ein slik situasjon med lateral uniformitet vil grenselaga veksa på grunn av det forsterka skjeret i vatnet, og det vil utvikla seg virvlar langs grenseflata. Nokre av desse kan óg då riva seg laus og koma ut i væska.

3.3.4 Er virveldanning ein ikkje-lineær prosess?

I tilfellet med eit varierende trykkfelt (tidevatn) eller variabelt tverrsnitt kjem det til danning av virvlar på grunn av ein samverknad mellom trykk- og friksjonskrefter. At trykket er ikkje-lineært relatert til hastigheita veit ein frå Bernoullilikninga. Ein veit óg at skjerkraft i eit hastigheitsfelt er tilnærma kvadratisk relatert til hastigheitsgradienten. Begge delar skulle tilseia at virveldanning er ikkje-lineært relatert til hastigheitsfeltet. Tilhøvet kompliserar seg av at om ein til dømesforsøkte å dobla alle hastigheitar, ville dette ikkje lukkast, fordi heile straumbiletet vil endra seg. Det er betre å stilla spørsmålet: Om alle hastigheitar innanfor eit og same straumbilete endra seg proporsjonalt, ville då óg hastigheita i eit tilliggjande virvelfelt endra seg proporsjonalt? Ein kan anta at dette kan vera gyldig innanfor eit gitt variasjonsområde, men at det ikkje kan reknast som allmenngyldig. Ein kan tenkja på ei bakevje i ei elv som i hovudsak vert drive av friksjon. Bakevja set opp eit trykkfelt som fører til ein motstraum langs land. Virvelen vert bremsa mot grunnare vatn og mot stranda. Den vil difor sirkulera med svakare fart enn farten uti hovudstraumen. Aukar farten i hovudstraumen, kan óg farten i bakevja tenkjast å variera tilnærma proporsjonalt.

Prandtl (1956) syner bilete av korleis ei virvelgate vert svekka vesentleg ved auke i Reynoldstalet¹. Mekanismen her kunne vera at turbulensen i virvelgata bryt ned virvlane slik at dei ikkje får utvikla seg på same måte. Ei anna forklaring kan vera at virvlane vert drivne av garde før dei får tid til å utvikla seg. Det turbulente grenselaget er blitt tynnare og har finare struktur.

3.3.5 Tettleiksgenererte straumar

I ein tolagsmodell vil tidevatnet gi kraftigast turbulens ytst i fjordområdet og utvikla eit mellomlag. Mellomlaget vil ha ein tendens til å trengja seg inn i fjordane mellom det øvste og nedste laget. Dei to sistnemnde laga vil strøyma utover for å kompensera for det som vert blanda inn i mellomlaget. Sidan ein ikkje har tilførsle av ferskvatn og djupvassfornyng i modellen samanlikna med naturen er denne sirkulasjonen ingen stasjonær prosess, men mest tydeleg kort tid etter at ei sjiktning (to lag) er tillaga.

¹her truleg ved auka strauhastigheita

3.4 Indre tidevatn

3.4.1 Generering av indre bølger ved terskel

Når ei barotrop tidevassbølge i sjikta vatn går over ein terskel kan det verta danna indre bølger på sjiktinga. Fenomenet vart først utlagt av Zeilon (1913), og har sidan vorte undersøkt av ei rekke forfattarar. Ei særleg elegant formulering av vilkåra for dannelsesmekanismen er gitt av Stigebrandt (1976). Stigebrandt (1976) tek utgangspunkt i lineær teori. Den barotrope bølga er ei ståande bølge. Når utslaget til bølga er midt i mellom maksimalt og minimalt utslag over terskelen vert straumhastigheita $u_{barotrop} = u \cos \omega t$. Ved terskelen må ein ha barokline straumar slik at summen av dei barokline og barotrope straumane vert utlikna. Dette gir ei baroklin straumhastighet i nedre lag $u_{baroklin} = -u \cos \omega t$ ved terskelen. Dei indre bølgjene som vert danna på kvar side av terskelen er progressive. Sidan bølgeutslaget for ei progressiv bølge er i fase med straumhastigheita sett opp av bølga, og bølgeutslaget for ei ståande bølge ligg 90° etter, får ein at utslaget til den indre bølga ligg ein kvart periode etter den barotrope bølga.

For fjordar avgjer det indre Froudetallet (likning 4.5) når ein kan forventa å få danna indre bølger. Er $Fd > 1$, det vil seia at straumhastigheita ved terskelen i fjorden er større enn hastigheita til dei eventuelle indre bølgjene, vert det ikkje danna indre bølger (Stommel & Farmer 1952).

3.4.2 Hastighet til indre bølger

Ved å neglisjera innverknad av jordrotasjon, nytta "fast lokk"-metodenⁱⁱ og linearisera rørslikningane (likning C-1-C-3) er kvadratet av den indre bølgehastigheita gitt ved

$$c_i^2 = g' \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2} \quad (3.14)$$

(sjå til dømes Gill (1982)). Her er $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$, h_1 og h_2 redusert tyngde, ρ_1 og ρ_2 er høvevis tjuknaden og tettleiken til øvre og nedre lag.

3.5 Verknad av jordrotasjon

På grunn av at jorda roterer om sin eigen akse vert rørslebana til ein lekam avbøygd mot høgre på den nordlege halvkule og mot venstre på den sørlege. Dette fenomenet vert kalla Corioliseffekt. Den distansen ein lekam må gå før den merkbart vert påverka

ⁱⁱein antar at ein kan neglisjera hevinga av overflata samanlikna med utslaget på den indre grenseflata

av jordrotasjonen er namngitt Rossbyradien. Ved denne horisontale skalaen er effektar av rotasjon viktige.

I ei homogen væske nyttar ein den barotrope (ytre) Rossbyradien, medan lagdelte væsker i tillegg har ei uendeleg mengde barokline (indre) Rossbyradiar, ein for kvar modeⁱⁱⁱ. Dei barokline Rossbyradiane er mykje mindre enn den barotrope Rossbyradien, og dei minkar med stigande orden. Samtidig minkar energiinnhaldet, og dermed innverknaden på rørsla. Difor kan ein som regel skildra hovudtrekka i ei rørsle ved den barotrope Rossbyradien og den første barokline moden.

I ei homogen væske er den barotrope Rossbyradien gitt som

$$r_{ytre} = \frac{(gh)^{\frac{1}{2}}}{f}, \quad (3.15)$$

der h er totaldjupet (Gill 1982) og f Coriolisparameteren.

For ein tolagsmodell skriv Gill (1982) den barokline Rossbyradien til å vera

$$r_{indre} = \frac{(g' \frac{h_1 \cdot h_2}{h_1 + h_2})^{\frac{1}{2}}}{f} = \frac{c_i}{f}. \quad (3.16)$$

Jordrotasjonen har liten effekt på ei rørsle når lengdeskalaen er liten i høve til til r . Dersom skalaen er lik r vert effekten av jordrotasjonen like viktig som trykkgradienten, og når lengdeskalaen vert mykje større enn r vert jordrotasjonen bestemmende for rørsla.

Corioliseffekten er viktig for dynamikken i breie fjordar (Cushman-Roisin, Asplin & Svendsen 1994). Ein brei fjord er i denne samanhengen ein fjord med bredde større enn den barokline Rossbyradien. I ein smal fjord kan rotasjonseffektar neglisjerast dersom tida for rørsla er lita samanlikna med tregleiksperioden. I ein brei fjord derimot vert straumane avbøygde og straumbiletet endrar seg.

Nyttar ein verdiar frå kapittel 2.2 finn ein $g' = 1.53 \cdot 10^{-2} m/s^2$ og $f = 1.29 \cdot 10^{-4} s^{-1}$. Med $h_1 = 125 m$ og $h_2 = 175 m$ vert den barokline Rossbyradien frå likning 3.16 $r_{indre} = 8.21 km$. Ei middelsbreidde og maksimalbreidde for fjordane er høvevis omlag $\bar{b} = 1.5 km$ og $b_{maks} = 4.0 km$. Dette definerar fjordane som smale og seier oss at jordrotasjonen ikkje er bestemmende for rørsledynamikken til tidevassbølgjer i ei tolagsjikka væske. Den barotropiske Rossbyradien vert av likning 3.15 $r_{ytre} = 422 km$ og verknaden av jordrotasjonen kan neglisjerast i dynamikken for homogene vatnmassar i fjordane.

ⁱⁱⁱein av mange moglege stasjonære vibrasjonsmønster for eit svingesystem

Kapittel 4

Modellteori

Målet for bygginga av ein modell er å gjengi røynda i størst mogleg grad. Dei to systema, naturen og modellen, seier ein har fullstending likskap (similaritet) når systema er *geometrisk*, *kinematisk* og *dynamisk* like. Geometrisk likskap eksisterar når alle homologe lengder i dei to systema står i same forhold til kvarandre. Systema er kinematisk likedanna når straumlinjene er geometrisk likedanna og dei homologe hastigheitane alltid har det same tilhøvet. For å vera dynamisk likedanna krev ein geometrisk likskap. Tilhøvet mellom dei homologe massane og kreftene må alltid vera like.

Det er umogleg å ta omsyn til alle krefter i naturen og oppnå fullstendig (dynamisk) likskap i ein modell. Men vassrørsla er ofte hovudsakleg bestemt av eit mindre antal krefter, som gjer at det er mogleg å få dynamisk likskap av dei signifikante fysiske prosessane med ein tilfredstillande grad av nøyaktigheit.

Det antatt hydrostatiske trykket kan delast opp i ein barotrop og ein baroklin del og kan skrivast som

$$p(z) = \int_z^\eta g \rho dz = \rho_0 g (\eta - z) + \rho_0 \int_z^\eta g' \rho dz \quad (4.1)$$

der ρ_0 er ein referansetettleik. Rørslelikninga for eit tilnærma horisontalt hastigheitsfelt etter Boussinnesq approksimasjon vert

$$\begin{aligned} \frac{\delta \mathbf{v}}{\delta t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_H \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla_H p - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \\ &= -g \nabla_H \eta - \nabla_H \int_z^\eta g' \rho dz - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \nu \nabla_H^2 \mathbf{v} + \nu \frac{\delta^2 \mathbf{v}}{\delta z^2}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

der \mathbf{v} er horisontal hastigheitsvektor, ∇_H horisontal gradientoperator, \mathbf{k} einingsvektor langs vertikalaksen og ν den molekylære kinematiske friksjonskoeffisienten. Ein kan gjera likning 4.2 dimensjonslaus ved setja inn for $\mathbf{v} = U \cdot \hat{\mathbf{v}}$, $\nabla_H = \frac{1}{B} \cdot \hat{\nabla}_H$, $g' = G' \cdot \hat{g}'$, $z = H \cdot \hat{z}$, $\eta = H \cdot \hat{\eta}$ og $t = \frac{B}{U} \cdot \hat{t}$.

$$\frac{D \hat{\mathbf{v}}}{d \hat{t}} = -\left[\frac{gH}{U^2}\right] \hat{\nabla}_H \hat{\eta} + \left[\frac{G'H}{U^2}\right] \hat{\nabla}_H \int_z^\eta \hat{g}' d\hat{z}' - \left[\frac{fB}{U}\right] \mathbf{k} \times \hat{\mathbf{v}} + \left[\frac{\nu}{UB}\right] \hat{\nabla}_H^2 \hat{\mathbf{v}} + \left[\frac{\nu B}{UH^2}\right] \frac{\partial^2 \hat{\mathbf{v}}}{\partial \hat{z}^2}, \quad (4.3)$$

der H og B er høvevis vertikal og horisontal lengde, U ei horisontal hastigheit og G' står for statisk stabilitet. Alle storleikane utanfor klammene og produkta inni klammene er no dimensjonslause. Ein foretrekt laboratoriemodell simulerar straumen i naturen ved likning 4.3 når 1) antakingane som leier til likninga er oppfylt, 2) produkta i klammene er dei same i natur og modell og 3) rette grensevilkår er nytta. Produkta er

$$\text{Froudetal, } Fr = \frac{U}{(gH)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.4)$$

$$\text{Desimetrisk Froudetal, } Fd = \frac{U}{(G'H)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.5)$$

$$\text{Rossbytal, } Ro = \frac{U}{fB} \quad (4.6)$$

$$\text{og to Reynoldstal, } Re_H = \frac{UB}{\nu} \text{ og } Re_V = \frac{UH^2}{\nu B}. \quad (4.7)$$

4.1 Skaleringslover

Tilhøvet mellom storleiken i naturen (n) og storleiken i modellen (m) vert skrive med ein indeks r slik at $\frac{(Fr)_m}{(Fr)_n} = (Fr)_r$. Kravet til Froude-Rossby likskap kan uttrykkjast

$$(Fr)_r = (Fd)_r = (Ro)_r = 1. \quad (4.8)$$

At $(Fr)_r = 1$ gir oss frå likning 4.4

$$U_r = (g_r H_r)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.9)$$

Den kinematiske relasjonen for ein horisontal straum gir ein tidsskala

$$T_r = \frac{B_r}{U_r} = \frac{B_r}{(g_r H_r)^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.10)$$

Ut ifrå likning desse likningane kan ein utleia skaleringslover for alle hydrodynamiske storleikar. Den karakteristiske tregleiksradiusen er gitt som

$$r_i = \frac{U}{f} \quad (4.11)$$

og den karakteristiske barokline Rossbys deformasjonsradius er

$$r_0 = \frac{(G'_r H_r)^{\frac{1}{2}}}{f}. \quad (4.12)$$

Tilhøvet mellom dei er det densimetriske Froudetalet:

$$Fd = \frac{r_i}{r_0} \quad (4.13)$$

$$Ro = \frac{r_i}{B} \quad (4.14)$$

$$\frac{Fd}{Ro} = \frac{B}{r_0} \quad (4.15)$$

Desse tilhøva er viktige i tolkinga av storskala simulering der væskerotasjon er viktig.

4.2 Skaleringseffektar

Effektar som ikkje er modellerte med Froude-Rossby-likskap gir uønska resultat som kan tolkast som skaleringseffektar. Desse effektane er ulike i laboratoriet i høvet til naturen.

Friksjon

Friksjon gjer seg gjeldande overalt i væsker. I naturen er rørsla alltid turbulent, sjølv om turbulensen i mange tilfeller kan vera svakt utvikla. Det betyr at ein som regel kan sjå vekk ifrå verknader av laminære grensesjikt der molekylær friksjon (viskositet) påverkar rørsla.

I laboratoriet må ein rekna med at molekylær friksjon vanlegvis påverkar rørsla i større eller mindre grad. For rørsle som i hovudsak er laminær er påverknaden vanlegvis stor, men den kan i mange tilfelle likevel vera viktigare for forma på hastigheitsfeltet enn for kraftbalansen totalt sett. I grenselaga kan molekylærfriksjonen vera så sterk at verknaden overgår den tilsvarande turbulente friksjonen i naturen. I dei tilfella vil det ikkje berre vera forma på hastigheitsfeltet som vert påverka, men òg kraftbalansen for væska kan verta endra. Det vil då ikkje vera mogleg å oppnå similaritet med naturen. I følgje (McClimans & Sægrov 1982) er det likevel ofte slik at horisontalfriksjon i modellar utgjer berre eit lite bidrag til dynamikken, og ved å nytta glatte modellveggar kan ein få ein horisontalfriksjon av omlag same storleiksorden. Ved modellering av bølgerørslar treng ikkje dette vera noko problem fordi tyngde- og tregleikskraftene då vanlegvis dominerar kraftbalansen.

Eit kriterium for stabilitet av laminær rørsle har ein i Reynoldstalet. Låge Reynoldstal betyr at viskøse krefter dempar ut tendens til turbulens. For Reynoldstal vesentleg større enn $2 \cdot 10^3$ kan ein rekna med at væska vil vera turbulent dersom forstyrringa får tid til å utvikla seg (Gade 1989). For lange tyngdebølgjer i modellen vil det bety at det vil utvikla seg turbulente grensesjikt utanfor dei molekylære. Desse grensesjiktka kan då veksa fort nok til at dei vil koma til å omfatta heile den indre væskemengda. Når det skjer tenderar det indre hastigheitsfeltet mot ei utjamning av hastigheitsfeltet i det indre, men samstundes aukar friksjonen mot dei faste grensene. Det skjer fordi gradientane i grensesjiktka då vert større.

I prinsippet er det greit å samanlikna friksjon i ei turbulent hending i naturen med ein ikkje-turbulent modell. For begge kan ein definera ei karakteristisk tid som det tar å svekka rørsla med gitt hastigheit: $T = \frac{B^2}{A}$ der B er ei karakteristisk lengde (til dømesbreidda av ein horisontal virvel) og A er den kinematiske friksjonskoeffisienten. Tilsvarande finn ein at forholdstalet T_r får forma

$$T_r = B_r^2 \frac{A_n}{A_m} \quad (4.16)$$

der A_n og A_m ⁱ er horisontale friksjonskoeffisientar i høvevis natur og modell. For similaritet i ein Froudemodell må ein óg ha at $T_r = B_r(H_r)^{-\frac{1}{2}}$ der H_r er det vertikale forholdstalet. Ved eliminering av T_r får ein modellkravet

$$\frac{\nu}{A_n} = B_r(H_r)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.17)$$

Set ein inn for $H_r = 1250$, $B_r = 12500$ og $\nu = 1.05 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ får ein at A_n må vera $4.63 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}$. I røynda er A_n mykje større, nærmare 10^2 . Er derimot rørsla i modellen turbulent slik at ein kan erstatta ν med ein turbulent friksjonskoeffisient, vil det vera mogleg å få ein betre dynamisk similaritet av friksjonstilhøva i ein Froudemodell. I så fall vil levetida for ein virvel verta betre gjengitt i modellen.

Overflatespenning

Den horisontale skaleringa begrensar seg av storleiken på laboratoriet og andre ressurser til dømesøkonomi. Ein modell med diameter 4 m vart vald for eksperimenta. Eit sirkulært område med diameter 50 km i naturen dekkja tilfredstillande fjordane rundt Bergen. Dette gav ein horisontal målestokk 1:12500. Den grunnaste staden i området har ei fjorrdjupne på 15 m. Med ein målestokk 1:12500 gir dette ei vassdjupne på 1.2 mm. I følgje McClimans & Sægrov (1982) vil overflatespenninga vera signifikant for dynamikken i vassdjupne mindre enn 1 cm i stratifisert saltvatn. I McClimans (1990) er det anbefalt å nytta større målestokk, fortrekka modellen, i vertikalen i stadenfor å svekka overflata med dispersjonsmiddel. Valet fall på ein vertikal målestokk 1:1250 som gav eit minste og største djup på henholdsvis 12 mm og 460 mm. Fortrekkinga må ikkje bli så stor at trykket ikkje kan reknast som tilnærma hydrostatisk grunna forsterking av vertikalhastigheiter.

Refleksjon

I ein fortrekt modell er endringane av djupna langs botnen kraftigare enn i naturen og bølgjer har lettare for å verta reflektert. Grensa for totalrefleksjon av indre bølgjer vil gå mot kortare bølgjelengder (Nagashima 1971).

ⁱlik ν

Utveksling av masse

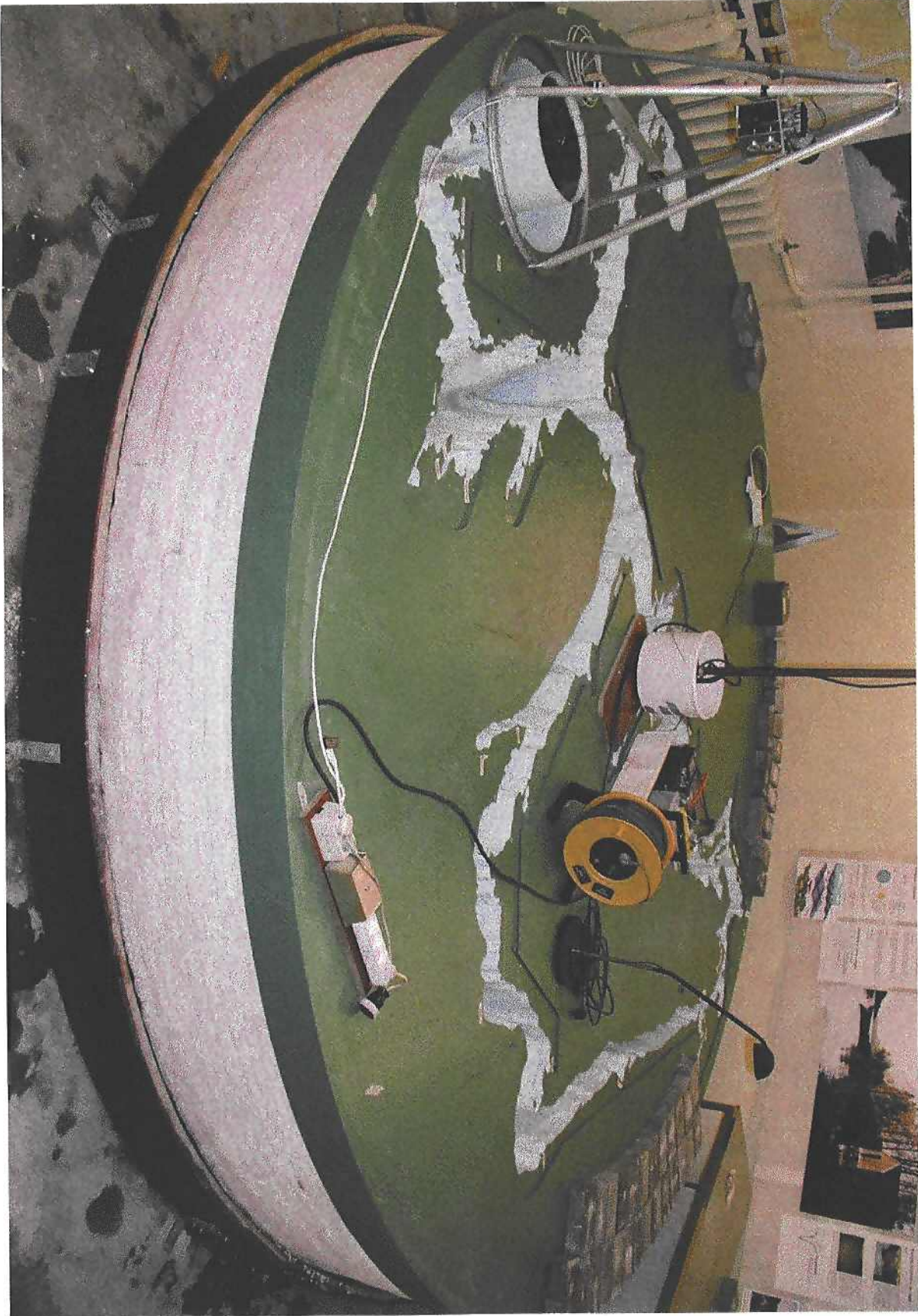
Sidan verknaden av turbulens på utvekslinga av eigenskapar i væska ikkje vert studert under forsøka finn ein ikkje grunn for å gå inn på dette emnet.

4.3 Laboratorietilhøve og kontroll med eksperiment

Feil eller ufullstendige grensevilkår er i tillegg til skaleringseffektar ei kjelde til uønska resultat. Korleis fortrekking av modellen kan endra tilhøva for bølgerrefleksjon er nemnd tidlegare. I ein modell må ein gjerne leggja inn grenser som naturen ikkje har. Ein kan til dømes ikkje ta med heile Nordsjøen i ein fysisk modell når ein studerar detaljar i ein Vestlandsfjord. Bølger som går ut i havet frå fjorden må i modellen dempast fullstendig mot dei tillaga grensene for å unngå forstyrringar (McClimans & Gjerp 1979).

Tidevatnet skapar forflytting av vatnmassar utover modellen. For ein flytande modell resulterer dette i at vektforskyvinga får modellen til å bli trykt ned i det området ein får vektauke og modellen hallar på seg. Dette gjer at meir vatn renn til den ned-sunkne delen av modellen og forsterkar effekten til det vert oppretta ei likevekt. Dette fører til forsterking og svekking av tidevatnet i amplitude og straum for ulike delar av modellen.



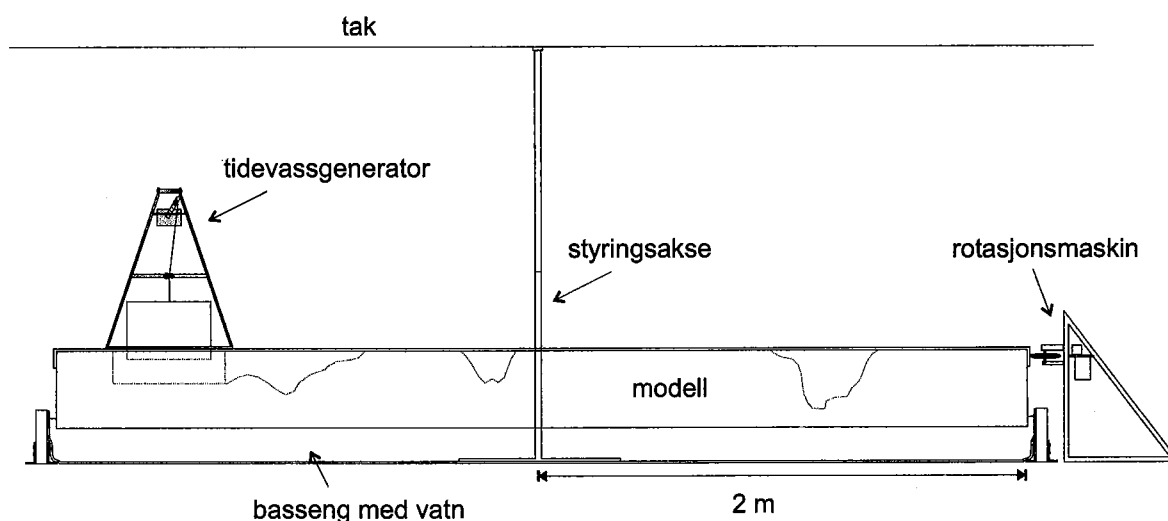


Kapittel 5

Utstyr og metode

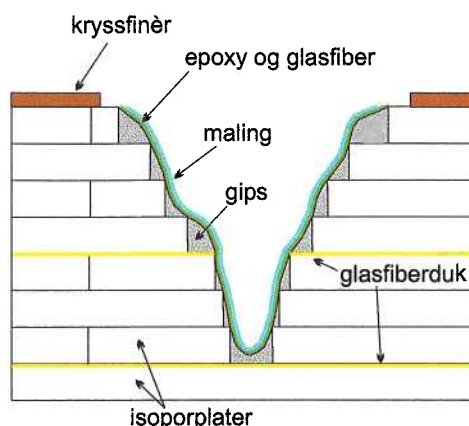
5.1 Modellen ROMEO

ROMEO er ei etterlikning av naturen. Topografi og jordrotasjon er tatt omsyn til, medan vind, ferskvasstilførsle og fornying av botnvatn ikkje vert simulert i modellen. Tidevatnet er forenkla frå ca. 360 til 1 bølgekompont. Den horisontale skaleringa er



Figur 5.1: Teikning av ROMEO.

1:12500 og den vertikale 1:1250 slik at modellen er fortrekt 10 gongar i vertikalen i høve til horisontalen. Diameteren er 4.00 m. Modellen består hovudsakleg av isopor (figur 5.2) og flyt lett i ein tank med indre mål 4.08 m (figur 5.1). Ein motor kan koplatt til modellen slik at ein kan simulera jordrotasjon ved forsøk i modellen. Rotasjonstida til modellen er 255 ± 1 s. Sidan modellområdet ligg på 60° N svarar dette til eit døger i modellen på 221 ± 1 s. Ut ifrå modellteori (likning 4.10) skulle døgeret etter dei skaleringane som er valde ha lengde 244.4 s. Dette gjev ei rotasjonstid på 282.1 s på



Figur 5.2: Snitt av ein fjord i ROMEO som viser oppbygginga av modellen.

60° N. Coriolisparameteren i modellen er i høve til naturen overdriven

$$\frac{(f_{mo} - f_{mt}) \cdot 100 \%}{f_{mt}} = \frac{\left(\frac{1}{255 \text{ s}} - \frac{1}{282.1 \text{ s}}\right) \cdot 100 \%}{\frac{1}{282.1 \text{ s}}} = 10.6 \%, \quad (5.1)$$

der f_{mo} er observert Coriolisparameter i modellen og f_{mt} er teoretisk Coriolisparameter for modellen (parameteren gjeld for 60° N). Dette er gjort fordi ein i modellen lettare skulle kunne observera verknaden av fenomenet.

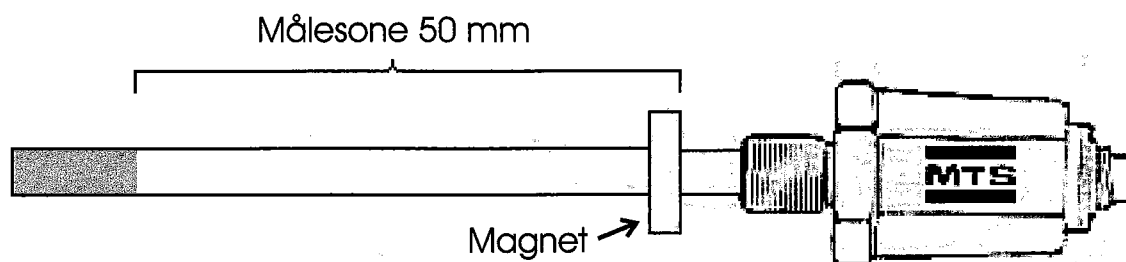
Tidevatnet er gjenskaft ved å heva og senka ei betongbøtte i eit tillaga basseng plassert i vestre del av Askøy (figur 5.1 og 2.1). Dette bassenget er kopla med ca. 10 cm plastrøyr til eit mindre basseng i vestkanten av Holsnøy. Når bøtta vert senka ned i vatnet strøymer det vatn inn Hjeltefjorden/Byfjorden og Herdlefjorden og gjev fløande sjø i systemet.

40 målingar av perioden til tidevatnet laga av generatoren gir ein observert periode på $119 \pm 3 \text{ s}$. Dersom perioden til tidevatnet i Bergen er 12 timar og 25 minutt i naturen tilsvarar dette i følgje likning 4.10 i modellen 126.5 s. Den observerte perioden er altså 6.3 % raskare enn den teoretiske.

5.2 Tidevassbølgje, amplitude

5.2.1 Utstyr

Til å måla amplituden av tidevassbølgja vert det nytta ein nivåmålar, Temposonic-LH, LH linear Position Sensor for Hydraulic Cylinders med flottør (figur 5.3). Nivåmålarheng i ei bru over stasjonen der pinnen med måleområdet går gjennom ein magnetflottør og står normalt på vassyta. Flottøren går opp og ned på pinnen i takt med tidevatnet og induserer ein spenning i nivåmålarheng. Denne spenninga vert logga og



Figur 5.3: Nivåmålar, nytta til å måla vasstand.

lagra digitalt. Loggingsraten er 1 s^{-1} , det vil seia at ein får 119 målingar per tidevassperiode. Måleområdet på nivåmålar er $0\text{-}50 \text{ mm}$ som tilsvarar $0\text{-}10 \text{ VDC}$. Dette gir ein spenningforskjell på $\frac{10 \text{ V}}{50 \text{ mm}} = 0.2 \text{ V/mm}$. Summen av uvisse i amplitudemålingane er mindre enn $\pm 0.1 \text{ mm}$.

5.2.2 Bearbeiding av data

Ved å framstilla resultatane frå målingane grafisk med tid langs x-aksen og amplitude langs y-aksen kan ein finna den doble amplituden til tidevatnet ved å måla avstanden mellom ein midla minste måleverdi (botnpunkt) og ein midla største måleverdi (toppunkt). På grunn av lekkasje i modellen og forstyringar på amplitudekurva var det å tilpassa ei rett linje gjennom ekstremverdiene ein enkel måte å finna dei midla utslaga.

Ved simuleringa av tidevatn skjer det ei vektforskyving på modellen som resulterer i at modellen vippar på bassengvatnet, som den flyt på, i så godt som same fase som tidevatnet. Modellen responderar omtrent momentant på trykkforskjellar fordi frekvensen på eigensvinginga til modellen er mykje større enn frekvensen til tidevatnet. Hellinga forsterkar tidevatnet. Ved å finna ut kor mykje modellen hallar kan ein korrigera for dette på målingane.

Metode for å finna hellingsvinkel

Massesenter for vatnet i modellen: Fjordområdet vart delt opp i eit rutenett med ruter $5 \times 5 \text{ cm}$ i eit koordinatsystem der origo ligg i arealsenteret av modellområdet på sjøkartet. Med eit planimeter kan ein rekna ut fjordarealet for dei ulike delområda. Ved å anta at arealet gir ein tilfredsstillande representasjon av vassvolumet i delområda kan ein sjå på momenta ($M_v x'$ og $M_v y'$) i høve til arealsenteret i modellen. Dette gav eit x-moment lik $-12,3 \text{ dm}^3$ og eit y-moment -1.75 dm^3 , og linja l normalt på linja som modellen vippar om ligg $+8.1^\circ$ i høve til x-aksen. Massesenteret til ein modell der kun vatnet har vekt gir oss eit massesenter ca. 15 cm sørvest for arealsenteret. Vatnet har ei samla vekt ca. 290 kg , medan modellen (utan vatn) er utrekna til å vera omlag 250 kg tung. Ved å gi sjølve modellen vekt vil massesenteret flytta seg inn mot arealsenteret.

Massesenter for modell med vatn: Slik rutenettet deler opp kartet var det naturleg å anta nytt massesenter anten 5 eller 10 *cm* frå arealsenteret, der 10 *cm* gav det klart beste resultatet. Antakinga av massesenter 10 *cm* frå arealsenter gav utrekning av nye moment for vatnet i fjordane og eit moment for modellen utan vatn ($M_m x'$) vart rekna ut ved å dela modellen opp i ti rektangel. Totalt fjordareal er 11.13 dm^2 , og sidan tyngda av vatnet er omlag 290 *kg* gir dette ei vekt per areal 25.9 kg/dm^2 . Totalt modellareal er 78.54 dm^2 , og med totaltyngd 250 *kg* gir dette 3.18 kg/dm^2 . Vass- og modellmomenta vekta ein ved vekt per areal for vatn og modell ($M_v x' \cdot 25.9 \text{ kg/dm}^2 = -27.2 \text{ Nm}$ og $M_m x' \cdot 3.18 \text{ kg/dm}^2 = -56,2 \text{ Nm}$ (for massesenter 5 *cm* frå arealsenter var verdiane høvevis -182.1 Nm og 28.1 Nm)). Konklusjonen vert at det er mest rett å leggja massesenteret 10 *cm* sørvest for arealsenteret i modellen.

Hellingsvinkel: Målingar av vasstand vert gjort for modell som ikkje flyt og modell som flyt. Ved å ta differansen ε av målingane for dei to ulike tilfella finn ein ut kor stor del av endringa i vasstand som skuldast at modellen hallar på grunn av vektforflytning under ein tidevasssyklus. Vinkelen av hellinga er gitt som

$$\tan \beta = \frac{\varepsilon}{x'} \Rightarrow \beta = \tan^{-1} \frac{\varepsilon}{x'}, \quad (5.2)$$

der β er hellingsvinkelen og x' lengda mellom stasjonen og massesenteret. Sidan det vert gjort forsøk med to ulike tidevassamplituder er me ute etter å bestemma to ulike hellingsvinklar, midla over stasjonane.

Korreksjon: Dei korrigerde tidevassamplitudene, a_{korr} , er gitt som

$$a_{korr} = a_{obs} - \varepsilon = a_{obs} - \tan \beta \cdot x', \quad (5.3)$$

der a_{obs} er dei observerte amplitudene for stasjonane.

5.3 Tidevassbølgje, forsenking

5.3.1 Utstyr

For å finna forsenking av tidevassbølgja i systemet er det naudsynt at dataane gitt ved måling av amplitude ved dei ulike stasjonane vert tidsrelatert til amplituden i tidevassbassenget. Dette prøvde ein å løysa ved å setje eit potensiometer på aksa som armen på tidevassgeneratoren var festa til. Spenningsvariasjonane på potensiometeret vart logga saman med data frå nivåmålararen. Posisjonen til tidevassgeneratoren vart delt inn i 360° der 0° angir fjøre og 180° angir flo. Det viste seg at konstruksjonen av tidevassgeneratoren tillet ein brå stopp og start av akslingen som rotorarmen og potensiometeret er festa til. Dette forårsaka at potensiometeret fort kom ut av stilling og dataane måtte forkastast.

I staden vart det laga til ei innretning, kalla EM12 (Elektrisk Merking av posisjon kl. 12), som sluttar ein elektrisk krets når armen på tidevassgeneratoren står rett opp og det er full fjøre i tidevassbassenget.

5.3.2 Bearbeiding av data

Ved å samanlikna dei grafisk framstilte resultatata av amplitudemålingar med resultat frå EM12, som viser når det er full fjøre i tidevassbassenget, kan ein lesa av forsenkinga av tidevassbølgja for dei ulike stasjonane i høve til tidevassbassenget. At samplingsraten er 1 s^{-1} gir ei uvisse i målingane på $\pm 0.5 \text{ s}$.

5.4 Tidevassbølgje, straummønster

5.4.1 Utstyr

Eit digitalt fotoapparatⁱ vart nytta til å ta omlag 15 bileter med 10 sekunds mellomrom, det vil seia at ein har med god margin dekkja rørslene gjennom ein tidevassperiode. Det første biletet vart alltid tatt ved flo slik at ein kan samanlikna dei ulike biletenseriane med kvarandre. Apparatet stod på stativ rett over stasjonen. På vassyta vart det dryssa sølvfarga glitterⁱⁱ. Med ei bestemt lukkertid på fotoapparatet danna glitteret striper på bileta som viser straumretning og hastigheit (sjå oppgåveomslag).

For å sjå på utviklinga av straummønsteret over eit større antal tidevassperiodar nytta ein eit Panasondic videokamera. Det vart gjort opptak i omlag 20 minutt på kvar stasjon og ein fekk såleis fram middelrørsla til vatnet over 10 perioder. Under opptaka brukte ein først og fremst fargestoff, raudt, blått og svart Parker blekk, til å få fram straummønsteret. For mykje glitter verka blendande på kameraet.

5.4.2 Bearbeiding av data

Bileta vart overført frå fotoapparat til pc og trykt ut i A4 format. Frå eit utval av bileta vart det laga straumkart, der avstanden mellom straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området (sjå figurar i kapittel 6.2). Stipla linjer er lagt inn for å tydeleggjera straummønsteret.

Videoopptaka vart avspelt med prosjektor mot eit ark slik at ein kunne avteikna straumar midla over tidevatnet.

ⁱOlympus digital camera Camedia C-3030 ZOOM

ⁱⁱpartikkelstorleik ca. 1 mm^2

5.5 Indre bølger

5.5.1 Utstyr

Registrering av indre bølger vart gjort på to måtar: ved flytekuler og ved G-sonde. Kulene er plastkuler med ein innlagt metallstreng. Ein kan fila av strengen slik at kula får den ynskte tettleiken og legg seg i høveleg djupne i fjorden. Ved å ha kuler i ulike nivå kan ein få eit bilete av korleis straumen varierer i vertikalen og slik detektera indre bølger.

Tettleiken til vatnet er ein funksjon av saltinnhald og temperatur. Sidan temperaturen i vatnmassane under forsøka var konstant er tettleiken kun styrt av endringar i saltinnhaldet. G-sonden sender vekselstraum gjennom vatnet og målar leieevna til vatnet. Ved konstant temperatur er leieevna tilnærma proporsjonal med saltinnhaldet og gir såleis eit bilete av tettleiken. Sonden ligg i ro over tid i ulike nivå i vertikalen og registrerar heving og senking av tettleiksflater ved eventuelle indre bølger.

Ein motor hevar og senkar sonden i fem posisjonar namngitt 0° , 45° , 90° , 135° og 180° , der 0° ligg øvst og 180° nedst. Posisjonane fordeler seg jamnt i eit område på 10.5 cm i vertikalen.

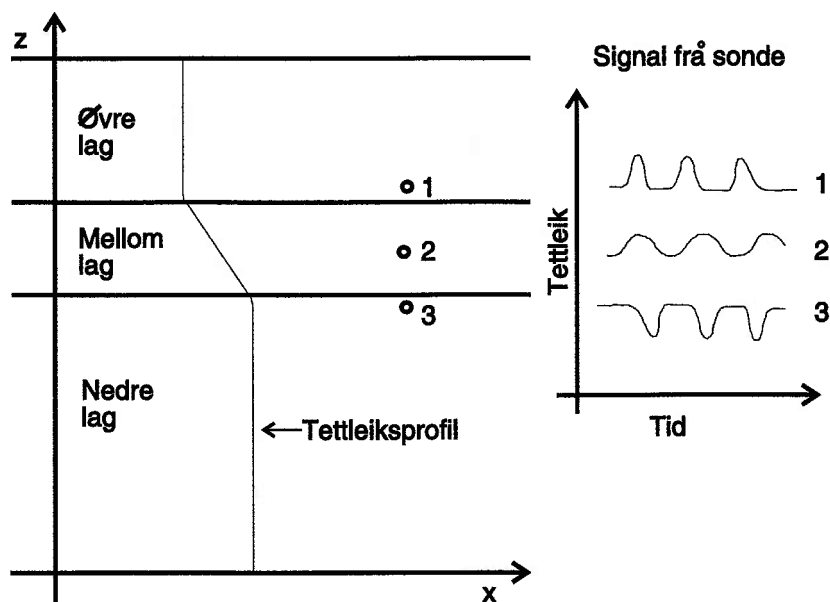
5.5.2 Bearbeiding av data

Rørslene til flytekulene vert tatt opp på video.

Spenningssignalet frå G-sonden vart likeretta og logga kvart sekund digitalt. På grunn av drift i signalet frå sonden var det gunstig å korrigera for dette før analysering av tidsseriane. Drifta er kraftigast i byrjinga for så å stabilisera seg med tida. Korreksjonen vart gjort på grunnlag av den stabiliserte drifta i signalet (etter omlag 20 minutt). Etter 45 minutt er drifta i sonden ubetydeleg og tidsseriar tatt etter denne tida treng ein ikkje å korrigera.

Ein antar at variasjonen i tettleik i sjiktinga står i høve til utslaget på dei indre bølgjene slik at ein, når ein måler leieevna til vatnet i eit punkt, får eit bilete av eigenskapane til den indre bølgja: amplitudeutslag, periode, antal komponentar, lokalitet, med meir. Flo på den indre bølgja får ein når leieevna (og tettleiken) i vatnet er størst. Figur 5.4 er ei forenkling av tilhøva i modellen og viser korleis signalet frå den iroliggjande sonden vert når indre bølger skapar vertikale svingingar i vatnet.

Hastigheita til ei indre bølge kan ein finna ved å måla tida mellom når den barotrope tidevassbølgja passerer ein terskel (tidspunkt 1) og når den indre bølgja passerer målestasjonen (tidspunkt 2). Ein antar at tidspunktet for flo ved terskelen er omlag det same som tida for flo i tidevassbassenget. Ein har óg lagt til grunn at genereringa av den indre bølgja gir ein faseforskjell mellom barotrop og baroklin bølge på ein kvart periode, ca. 30 sekund (kapittel 3.4.1), ved terskelen. Metoden kan gi ein liten

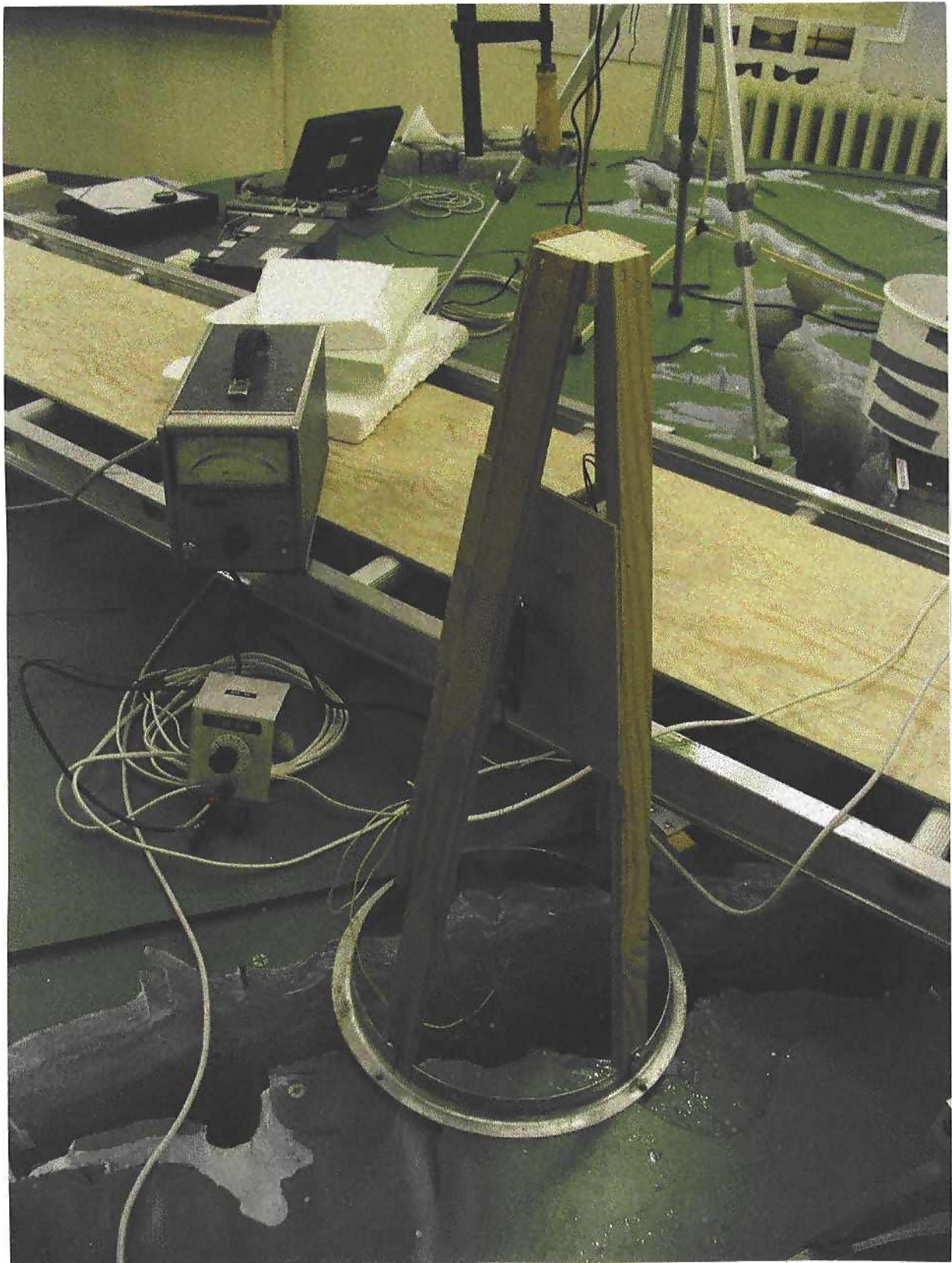


Figur 5.4: Forma på signalet frå sonden fortel noko om kvar i vertikalen sonden er orientert i høve til mellomlaget. Dei nummererte sirklane indikerar posisjonen til sonden.

systematisk feil, då faserelasjonen til den barotrope bølga kan avvika noko frå den antatte.

For ei indre bølge er lengda $L = T \cdot c_i \approx 7m$ ved dei gitte tilhøva. Den største distansen mellom terskel og målestasjon er $5.5 m$. Når ein registrerer ein bølgetopp ved ein stasjon vil det difor ikkje vera andre bølgetoppar mellom terskelen og målestasjonen. Ein kan festa lit til at den registrerte indre bølga er den same som vart generert ved terskelen (tidspunkt 1).





Kapittel 6

Resultat

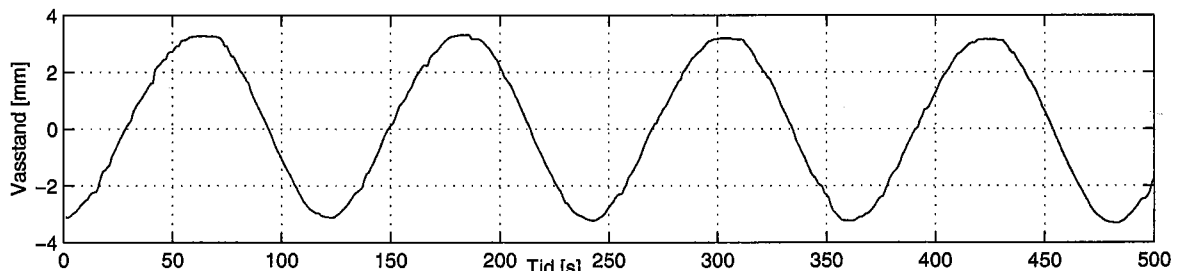
6.1 Barotrop tidevassbølgje

Variasjon i vasstand vart målt ved ti stasjonar i modellen (sjå kart figur 2.1). Rådataane er framstilt grafisk og lagt i tillegg B.1. Ut ifrå desse er tidevatnet undersøkt for å finna ut om korleis tidspunktet for flo og amplituden til bølga varierer innover fjordane. Vatnet som er nytta i modellen under forsøka er homogent.

6.1.1 Amplitude

Målingar er gjort for litenⁱ og storⁱⁱ tidevassamplitude for tilfella der modellen

1. står på fast grunn,
2. flyt, men roterer ikkje,
3. flyt og roterer.



Figur 6.1: *Variasjon i vasstand i Byfjorden, stasjon 1. Målingane er gjort med roterande modell og stort utslag på tidevatnet.*

ⁱutslag flo-fjøre ca. 5.5 mm i modellen svarar til ca. 6.9 m i naturen

ⁱⁱutslag flo-fjøre ca. 9.8 mm i modellen svarar til ca. 12 m i naturen

Stasjon [nr.]	Amplitude tidevatn [mm]			Amplitude tidevatn kor- rigert for helling [mm]	
	Ikkje flytande (utan rotasjon)	Flytande		Ikkje flytande (utan rotasjon)	Flytande
		utan rotasjon	med rotasjon		
1	2.5	2.0	1.9	2.2	2.3
2	2.6	2.3	2.2	2.4	2.5
3	2.6	2.2	2.0	2.3	2.2
4	2.6	2.4	2.4	2.4	2.5
5	2.8	2.9	2.9	2.8	2.7
6	2.7	2.5	2.7	2.5	2.7
7	2.8	2.9	3.3	2.8	3.1
8	2.8	2.6	3.7	2.4	3.3
9	3.1	3.6	4.1	3.3	3.4
10	3.0	3.5	4.7	3.2	4.1

Tabell 6.1: Amplitude av tidevassbølge ved stasjon 1-10 i forsøk med liten tidevassamplitude.

Som ein kan sjå av figur 6.1 er signalet frå nivåmålararen omlag sinusforma og utan særlege forstyrningar.

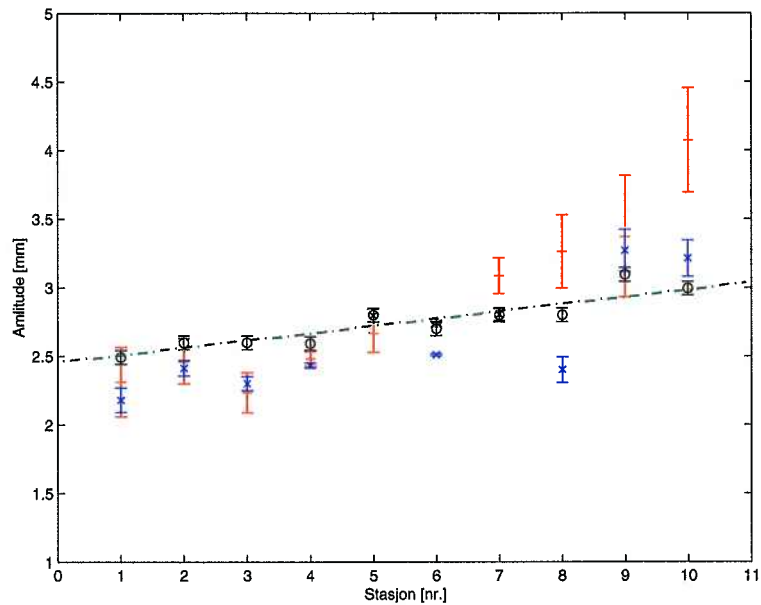
Liten tidevassamplitude

Resultata frå tabell 6.1 er framstilt grafisk i figur 6.2. For liten amplitude på tidevassgeneratoren ser ein av figuren at amplituden generelt aukar dess lenger inn i fjordane ein kjem (samanlikn med kart figur 2.1) og får eit maksimum ved stasjon 9. Unntak er stasjon 3 og 10 for flytande modell utan rotasjon og stasjon 3 og 8 for modell med rotasjon.

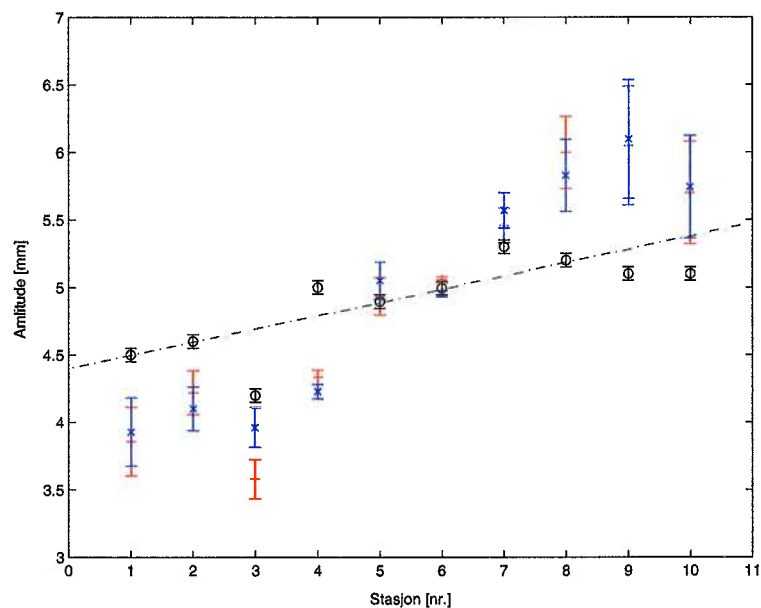
Samanliknar ein målingane gjort med modellen ståande på fast grunn, 'o' figur 6.2, i høve til når den flyt på vatnet, '+' og 'x', ser me at målingane er samanfallande for stasjon 5 og 9, medan for resten av stasjonane, avvik verdiane frå kvarandre. For stasjon 1-4 ligg amplitudene for flytande modell med og utan rotasjon (dei korrigererte verdiane) samanfallande under amplituden målt ved ikkje-flytande modell. Det motsatte skjer for stasjon 6, 7, 8 og 10. Tilfella der modellen flyt og ikkje roterer gir dei største verdiavvika.

Stor tidevassamplitude

Resultata frå tabell 6.2 er framstilt grafisk i figur 6.3. Den generelle trenden óg for stor amplitude på tidevassgeneratoren er at amplituden generelt aukar dess lenger inn i fjordane ein kjem. Unntak for trenden er stasjon 3 og 4 for ikkje-flytande modell og stasjon 3 for modell som flyt. For ikkje-flytande modell finn ein det største utslaget ved



Figur 6.2: Amplitude med uvisse av tidevassbølge i ROMEO med liten amplitude på tidevassgenerator. Ikkje-flytande modell (utan rotasjon): svart o; flytande modell utan rotasjon: raud +; flytande modell med rotasjon: blå x. Verdiane representert ved + og x er korrigert for helling. Stigningstal for linje: 0.053 mm/stasjon.



Figur 6.3: Amplitude med uvisse av tidevassbølge i ROMEO med stor amplitude på tidevassgenerator. Ikkje-flytande modell (utan rotasjon): svart o; flytande modell utan rotasjon: raud +; flytande modell med rotasjon: blå x. Verdiane representert ved + og x er korrigert for helling. Stigningstal for linje: 0.064 mm/stasjon.

Stasjon [nr.]	Amplitude tidevatn [mm]			Amplitude tidevatn kor- rigert for helling [mm]	
	Ikkje flytande (utan rotasjon)	Flytande		Ikkje flytande (utan rotasjon)	Flytande med rotasjon
		utan rotasjon	med rotasjon		
1	4.5	3.3	3.2	3.9	3.9
2	4.6	3.7	3.8	4.1	4.2
3	4.2	3.6	3.2	4.0	3.6
4	5.0	4.1	4.2	4.2	4.3
5	4.9	5.4	5.3	5.1	5.0
6	5.0	4.9	5.0	5.0	5.1
7	5.3	5.9	5.8	5.6	5.5
8	5.2	6.5	6.7	5.8	6.0
9	5.1	7.2	7.2	6.1	6.1
10	5.1	6.7	6.7	5.7	5.7

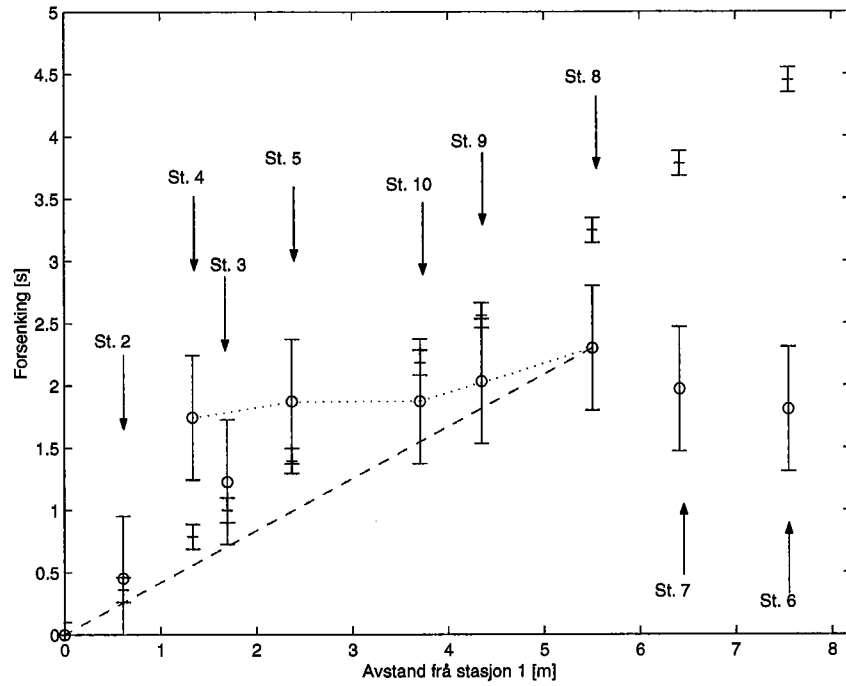
Tabell 6.2: Amplitude av tidevassbølgje ved stasjon 1-10 i forsøk med stor tidevassamplitude.

stasjon 7. Dette er forskjellig i høve til resultatata frå liten amplitude på tidevassgeneratoren. Då modellen flaut kom den største hevinga av overflata ved stasjon 9.

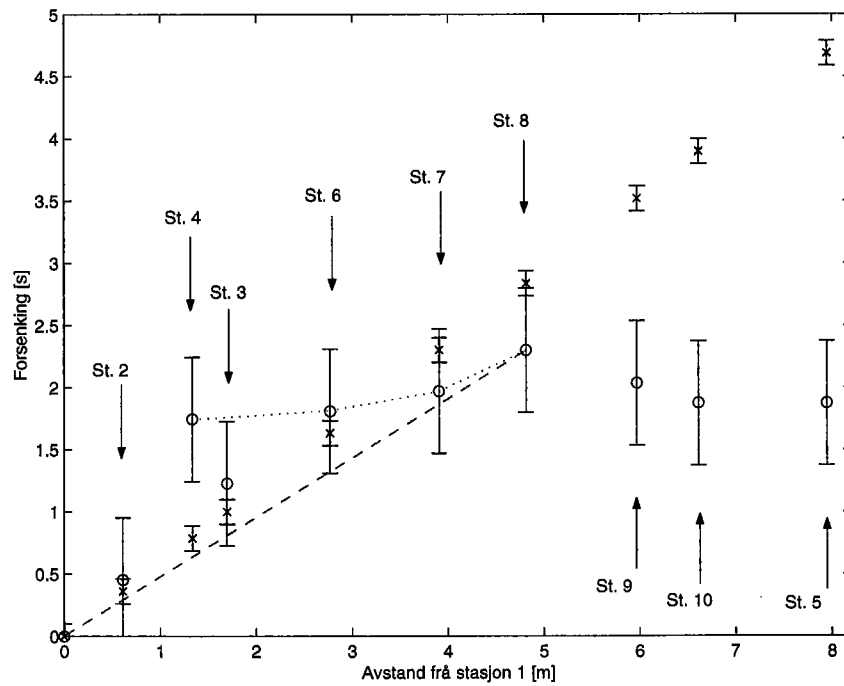
Ein ser av figuren at målingane er samanfallande for stasjonane 5, 6 og 7. Amplitudene for flytande modell med og utan rotasjon (dei korrigererte verdiane) fell saman for alle stasjonane med unntak av stasjon 3. For stasjon 1-4 ligg dei korrigererte amplitudene under amplituden målt ved ikkje-flytande modell, og for stasjon 8-10 ligg dei korrigererte amplitudene over amplituden målt ved ikkje-flytande modell. Dette er betydeleg meir markert ved stor amplitude enn ved liten amplitude på tidevassgeneratoren.

6.1.2 Forsenking

Resultata syner at tidevassbølgja vert forsenka innover i fjordsystemet (figur 6.4 og 6.5). Figur 6.4 teiknar biletet av at for tidevassbølgja, *ob*, som går med klokka rundt Osterøya, fell dei målte verdiane saman med dei teoretiske verdiane for forsenking av ei progressiv bølgje fram til og med stasjon 9. Tidevassbølgja, *sb*, som går mot klokka rundt Osterøya ser me av figur 6.5 fell saman med dei teoretiske verdiane fram til og med stasjon 8. Stasjon 4 ser ein skil seg ut både for bølgje *ob* og *sb* ved å ha betydeleg større målt verdi i høve til den teoretiske. Figurane syner at bølgje *ob* er den første til å nå fram til stasjon 9, nyttar ca. 2.1 s, og bølgje *sb* er den første til og nå stasjon 7, nyttar ca. 2.0 s. Begge bølgjene passerer stasjon 8 etter omlag 2.3 s med motsatt retning av kvarandre.



Figur 6.4: Teoretisk forsenking (raud +) av progressiv tidevassbølge i høve til stasjon 1 via Osterfjorden samanlikna med målte verdier (svart o) i ROMEO.



Figur 6.5: Teoretisk forsenking (blå x) av progressiv tidevassbølge i høve til stasjon 1 via Sør fjorden samanlikna med målte verdier (svart o) i ROMEO.

6.2 Straummønster

I områda $a - e$ (sjå kart figur 2.1) vart det teke bileter av straummønsteret gjennom ein tidevasssyklus med homogene og sjikta vatnmassar, med og utan rotasjon på modellen. I alle høva flaut den. Resultata frå bileta tatt i områda $b - e$ med sjikta vatn og lite utslag på tidevassgeneratoren er ikkje tatt med avdi overflatespenninga var for sterk og gav eit feilaktig bilete av straumen i områda. I alle høva vart det gjort videoopptak. Dei gir eit godt inntrykk av straummønsteret óg under ei rigid overflate i tillegg til å vera ei god hjelp i analysen av bileta.

I område a , Byfjorden, vart det tatt fire biletseriar av tidevassperiodar med same tilhøve i modellen. Resultata syner at straummønsteret gjentar seg for kvar periode og at ein ved å fotografera kun ein periode får eit godt bilete av straumen i områda.

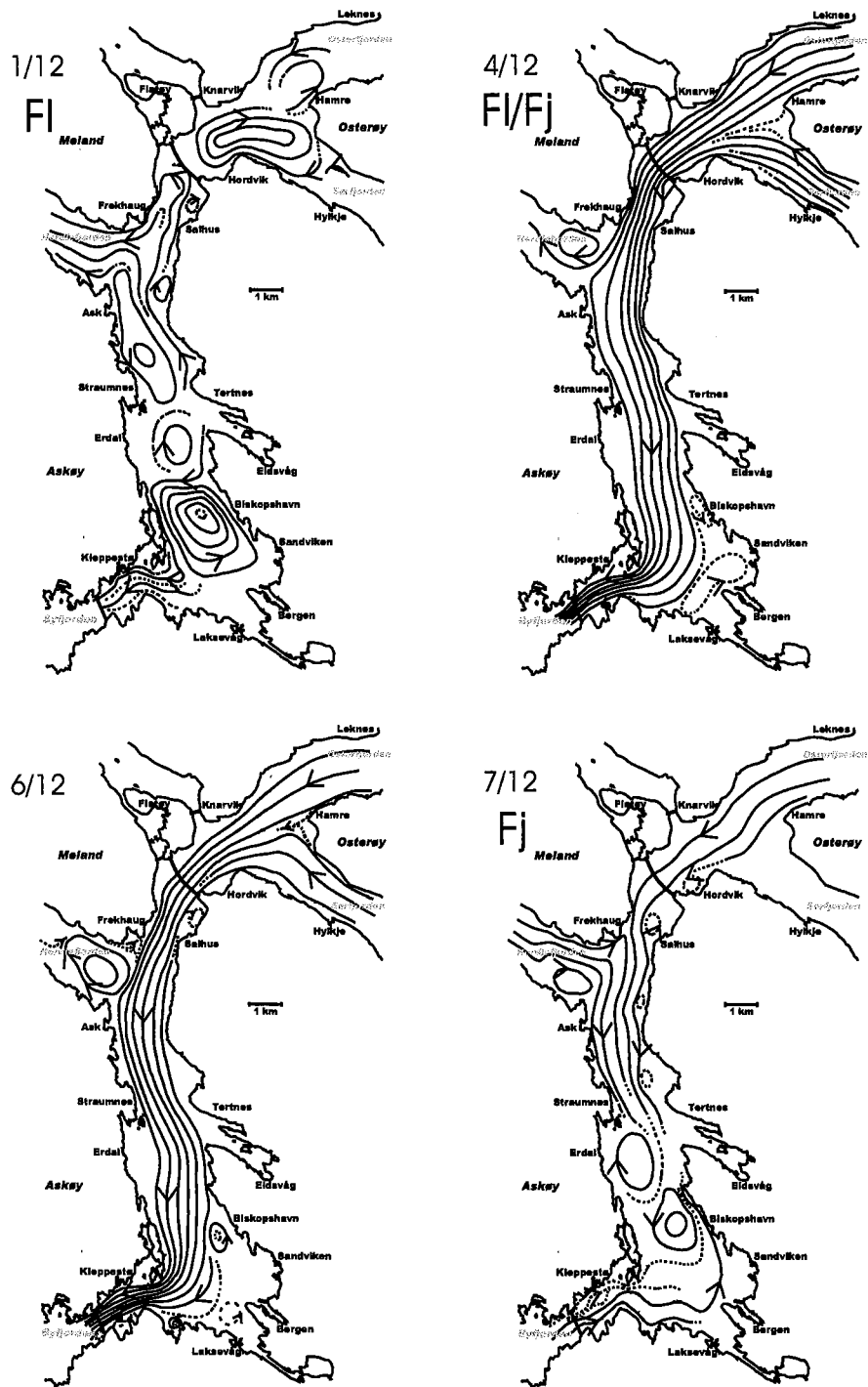
6.2.1 Homogent vatn

Forsøka vart køyrd med stort utslag på tidevassgeneratoren. Resultata frå fotografering av straummønster i områda a , b og c , Byfjorden, Herdlefjorden, Salhusfjorden, Osterfjorden og Sørfjorden, er gitt i figur 6.6 og 6.7 (figur 2.1). Straumbilete frå område d , Indre Osterfjord, og e , Sørfjorden, er høvevis gitt i figur 6.8 og 6.9. Ved fotografering i dei to sistnemnde områda vart det nytta to sekunds lukkartid på apparatet, medan det i dei andre tilfella har vore lukkartid på eitt sekund. Dette medfører at på dei to sistnemnde straumkarta fortel avstanden l mellom straumlinjene om halvparten så stor straumhastigheit som ein avstand l på eit av dei andre straumkarta.

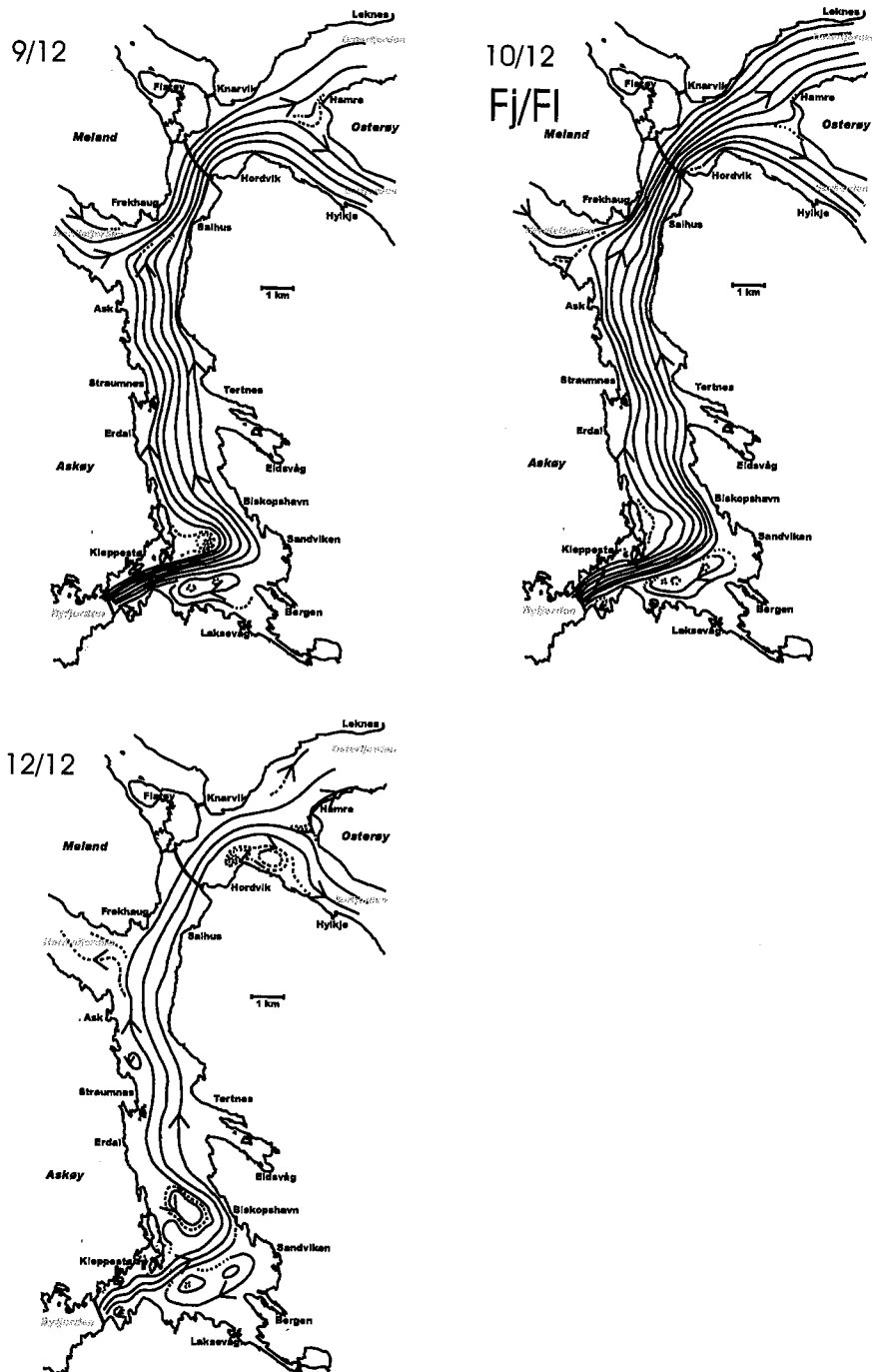
Figur 6.6 bilete 1/12 og 7/12 syner at ein mellom flo og fjøre har i hovudsak to store virvlar i Byfjorden. Den største ligg mellom Askøy og Biskopshavn og roterer mot klokka, medan den andre som ligg like nord roterer motsatt veg. Ved fjørande sjø (bilete 4/12 og 6/12) strøymar vatnet i den sørlege delen av Byfjorden ut langs Askøylandet og pressar den største virvelen inn mot Bergenshalvøya. I skiftet frå fjøre til flo dominerer virvelen igjen midtfjords før den ved innstøyming, der vatnet går tvers over fjorden og følgjer Bergenshalvøya eit lite stykke nordover (bilete 7/12-12/12), vert pressa inn mot Askøysida. Med innstrøyminga veks det fram ein samansatt virvel aust for Kvarven. Virvelen, som ved fløande sjø roterer negativtⁱⁱⁱ, ser ut til å forsvinna ved kantring frå flo til fjøre. Ein ny virvel syner seg ved fjørande sjø, men då med positiv rotasjon.

Fjordsystemet har to opningar mot 'havet', tidevassbassenget, Byfjorden og Herdlefjorden. Sistnemnde fjord ser ut til å liggja litt føre Byfjorden i straumfasen i modellen.

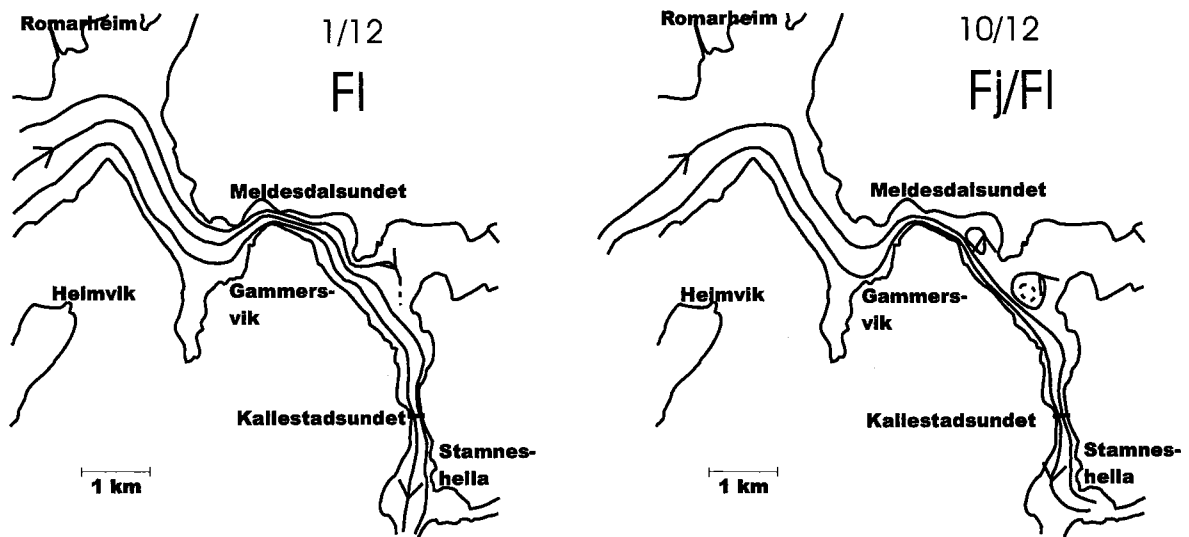
ⁱⁱⁱmed klokka



Figur 6.6: *Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode I områda a, b og c, Byfjorden, Herdlefjorden, Salhusfjorden, Osterfjorden og Sørffjorden, ved homogent vatn i roterande modell med stor amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. FI og Fj står for høvevis flo og fjøre, og FI/Fj for midt mellom flo og fjøre (fjørande sjø).*



Figur 6.7: *Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode i områda a, b og c, Byfjorden, Herdlefjorden, Salhusfjorden, Osterfjorden og Sørfjorden, ved homogent vatn i roterande modell med stor amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. Fl og Fj står for høvevis flo og fjøre, og Fj/Fl for midt mellom fjøre og flo (fløande sjø).*



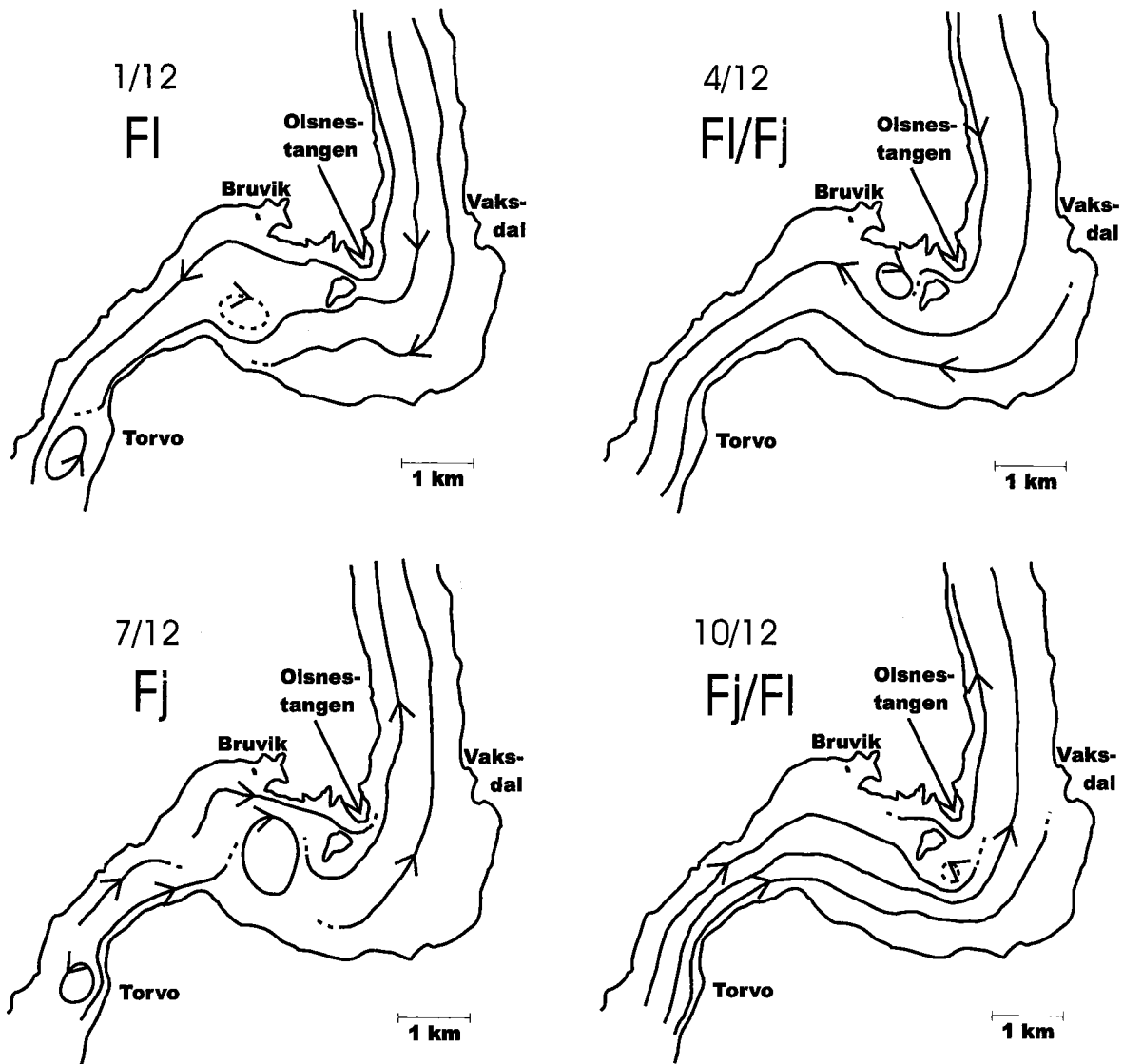
Figur 6.8: *Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode i område d, Indre Osterfjord, ved homogent vatn i roterande modell med stor amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. Fl står for flo og Fj/FI for midt mellom fjøre og flo (fløande sjø).*

Bilete 1/12 (figur refleksjon1) som er tatt ved full flo syner at utstrøyminga allereie har starta i Herdlefjorden. Etter kvart veks det fram sør for Galteneset ein virvel som ved bilete 6/12 fyller heile opninga av Herdlefjorden mot Byfjorden. Straumen i Herdlefjorden har stansa opp, medan det fortsatt er utstrøyming i dei andre fjordane. I bilete 7/12 går innstrøyminga i Herdlefjorden langs Holsnøylandet og vert styrt av utstrøyming frå Salhusfjorden ned i Byfjorden.

Medan Herdlefjorden ligg før i fase tykkjest inn- og utstrøyminga i Osterfjorden å liggja etter fasen til Byfjorden. Kantringsbiletet 7/12 syner at medan straumane har stoppa opp i Sørfjorden og Byfjorden, sig vatnet enno ut frå Osterfjorden. Bilete 1/12 syner ein stor negativ virvel som fyller fjorden mellom Flatøy og Osterøy ved flo. Utstrøyminga set opp virvlar vest for Hordvikneset og Klauvneset.

I område *d* syner videoopptak at under fjørande vatn skiftar gjennomstrøyminga i Kallestadsundet retning 5-6 gongar i løpet av omlag 40 sekund^{iv}. Bileta som vert tatt i serie kvart tiande sekund fangar såleis ikkje opp samanhengen i vassrørsla, og dei vert vanskelege å tolka. Det var tydeleg at overflatespenninga var svært sterk i desse smale fjordområda slik at bileta som vart tekne fekk store feil på straumhastigheita for vatnet. Berre to straumkart er laga frå bileta. Under fløande sjø har ein ein jamn sørgåande straum gjennom Kallestadsundet. Noko av dette vatnet går inn i Bolstadfjorden. Det høgfrekvente skiftet i straumretning i Kallestadsundet ved fjørande sjø ser ein ikkje

^{iv}1/3 tidevassperiode



Figur 6.9: Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode for område e, Sør fjorden, ved sjikta vatn i roterande modell med stor amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. Fl og Fj står for høvevis flo og fjøre, Fl/Fj for midt mellom flo og fjøre (fjørande sjø) og Fj/Fl for midt mellom fjøre og flo (fløande sjø).

noko av i Bolstadjorden som har innlaup like sør for Kallestadsundet. Inn- og utstrøyming frå Bolstadjorden skjer i omlag same frekvens og fase som grunnfrekvensen til tidevatnet. Figur 6.8 viser óg dette ved at ein har stillstand i Bolstadjorden ved full flo, bilete 1/12, og innstrøyming i Bolstadjorden under fløande vatn, bilete 10/12.

Områda mellom Kallandsklubben og Simmenes, vest for Simmenes og vest for Gammersvik er i store delar av tidevassperioden prega av virveldanning.

Ved flo område *e* ligg ein positivt roterande virvel aust for Torvo, og nord for Stavenes roterar ein negativ virvel (bilete 1 figur 6.9). Utstrøyminga går over heile fjordbreidda og set opp ein negativ virvel aust for Olsnesøya. Ved fjøre breier denne virvelen seg over 3/4 av fjordbreidda og innstrøyminga går nord for denne og aust for virvelen utom Torvo (bilete 7/12). Etter kvart vert den store virvelen vest for Olsnesøya brote ned av innstrøyminga som skapar ein ny virvel aust for øya (bilete 10/12).

Dei største hastigheitane finn ein i sørvestre del av Byfjorden under fløande sjø. Generelt ser ein at innstrøyminga er betydeleg kraftigare enn utstrøyminga i dei ulike områda.

Verknad av rotasjon

Då modellen roterte gav dette berre mindre modifikasjonar på straummønsteret. Den sørgåande straumen langs Askøylandet trengjer seg nærmare Bergen og utstrøyminga ved Salhusfjorden ser ut til å ta ein mindre sving innom Herdlefjorden. Innstrøyminga til Sørfjorden var med rotasjon smalare og konsentrert mot høgre sida av fjorden og det oppstår ein virvel utom Hordvik samtidig som virvlane utom Knarvik og Gjervik forsvinn.

I område *e*, Sørfjorden (figur 2.1), er det plasseringa av virvlane som er ulikt med og utan rotasjon på modellen. Med rotasjon verkar det som virvelen aust for Olsnesøya, som oppstår ved fløande vatn, får betre plass ute i fjorden, medan det er motsatt med virvelen på fjørande sjø vest for øya og nord for Stavenes.

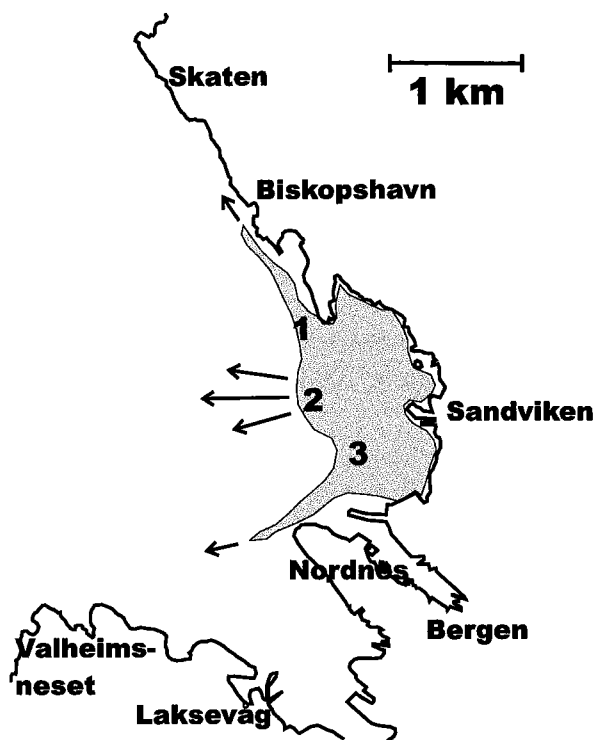
6.2.2 Sjikta vatn

Resultat frå forsøk gjort med stor og liten tidevassamplitude er gitt i figur 6.11 og 6.12. Sør i Byfjorden er straummønsteret i hovudtrekk det same som for homogent vatn med innstrøyming langs Bergenshalvøya, utstrøyming langs Askøylandet og store virvlar ved flo og fjøre.

Ved sjikta vatn ser ein at hastigheitane vert større (tabell 6.3, tettare straumlinjer; samanlikn bileta 6/12 figur 6.7 og 6.11) og virvlane vert fleire og større (bilete 1/12). Førekomst av små virvlar, typisk storleik 0.5 km i diameter, aukar. Den store virvelen mellom Biskopshavn og Florvågøy er større og ligg lenger sør og midtfjords enn med homogent vatn. Ved utstrøyming langs Askøylandet finn ein kraftigare virvelaktivitet langs Bergenshalvøya.

Medan ein har fjøre og kantring til fløande sjø ved bilete 7/12 for homogent vatn, skjer ikkje dette før bilete 8/12 for sjikta vatn (figur 6.11). Denne faseforsenkinga i straumbiletet ser ein óg ved flo.

Samanliknar ein forsøka gjort med ulik amplitude ser ein at ved liten tidevassamplitude er maksimalhastigheitar målt nord for Kvarven halvert. Den store virvelen ligg



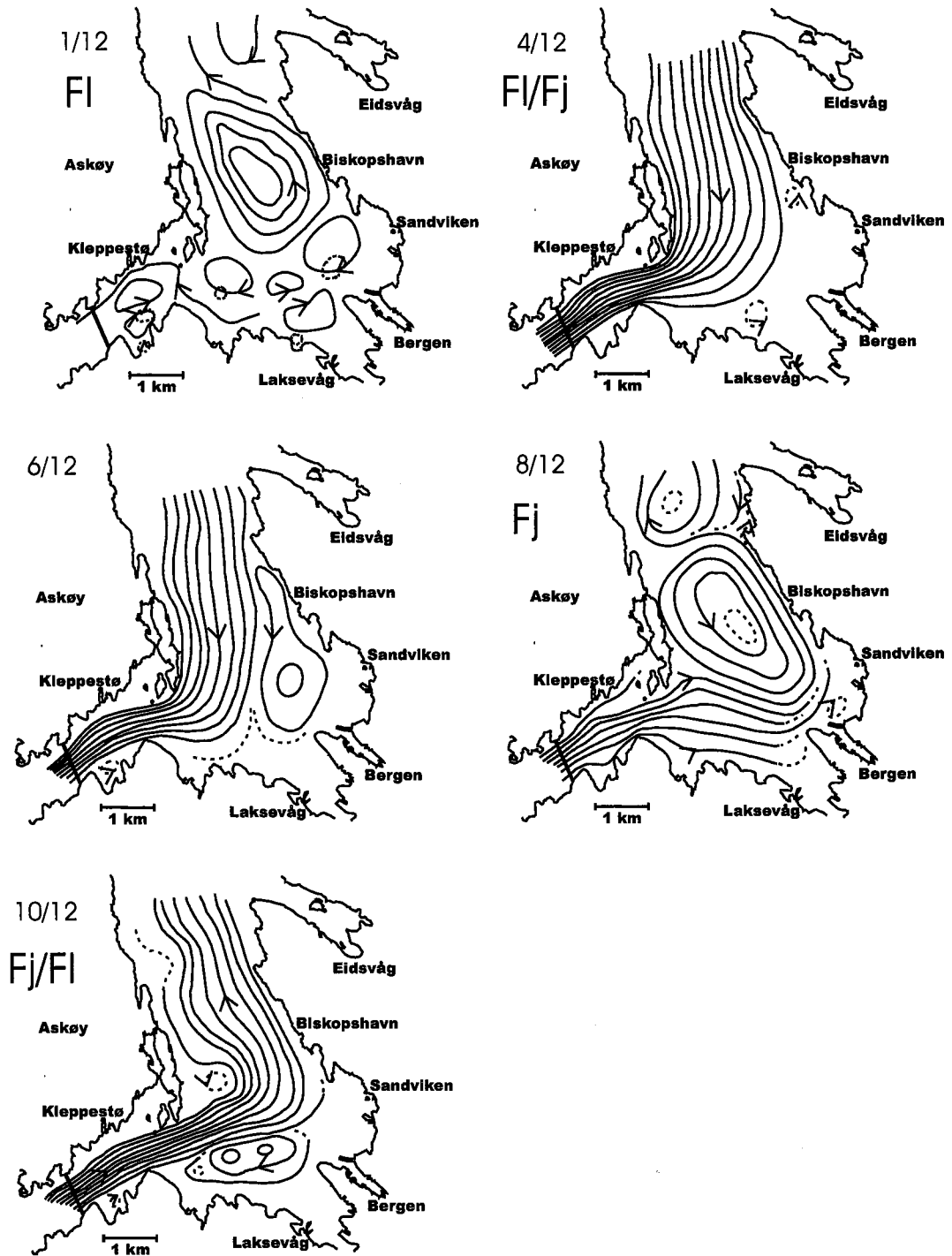
Figur 6.10: *Straummønster i overflata i Sandviken, Byfjorden, ved sjikta vatn, liten amplitude på tidevassgeneratoren. Det grå feltet syner korleis vatnmassane i Sandviken vert spreidde.*

lenger sør og har ein meir sirkulær fasong. I tillegg ser den ut til å berre eksistera ved flo. Talet på virvlar er redusert.

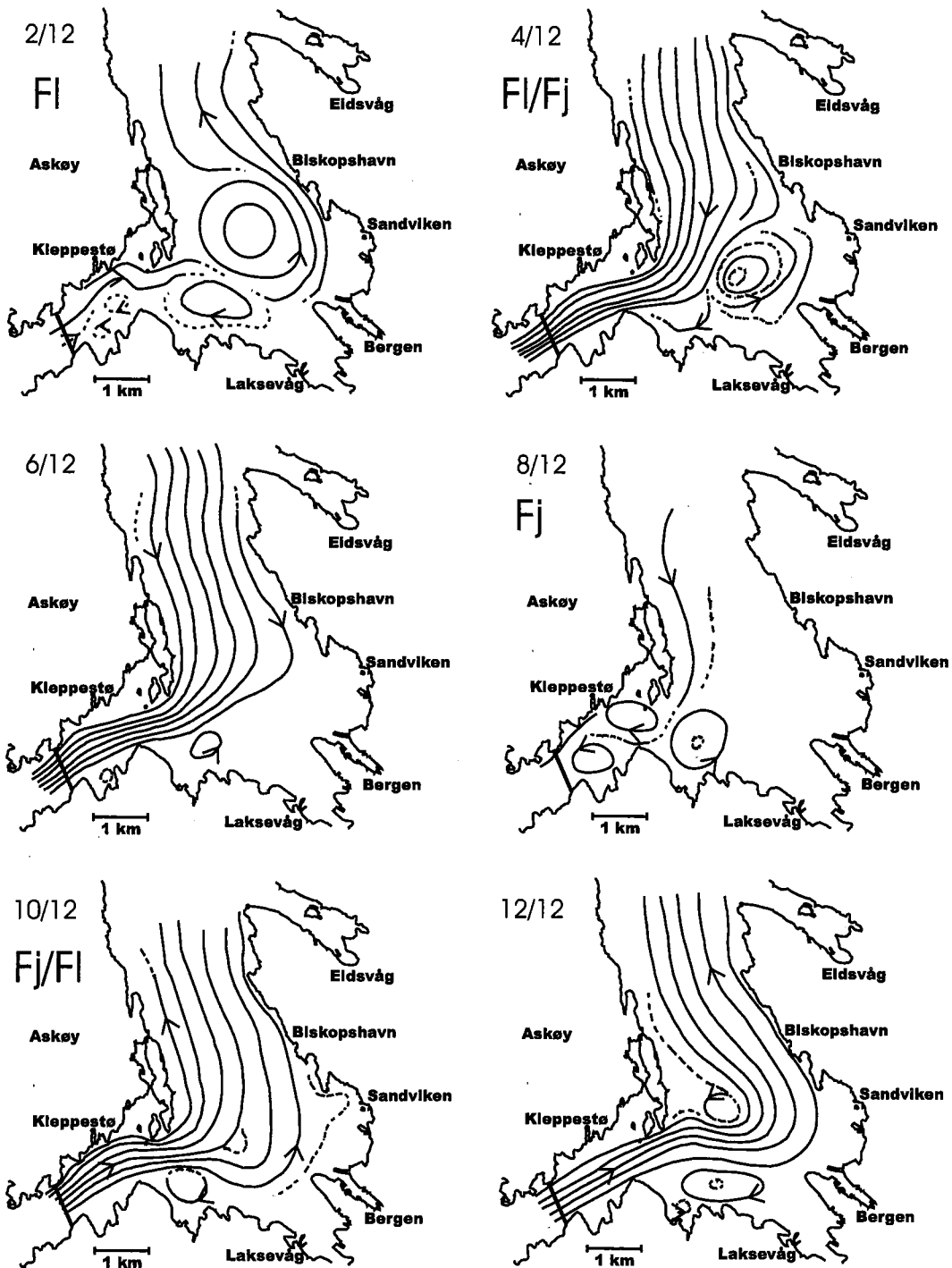
Under forsøk gjort med sjikta vatn og liten tidevassamplitude vart det sett ut fargestoff i Sandviken for å sjå kvar dette tok vegen. Figur 6.10 syner at fargestoff ved 1 vandra som ein smal straum nordover til Skaten. Der stoppa den opp og vart spreidd ut i vatnmassane. Ved 2 vart fargen tatt av store vertikale virvlar og raskt spreidd utover i Byfjorden. Fargen lengst sør i området, ved 3, vandra som ein smal straum sørvestover forbi Nordnes, over Puddefjorden og langs Valheimsneset.

Fenomenet med oppstykkka nordleg straum gjennom Kallestadsundet på fjørande sjø er óg å finna for sjikta vatn. Utan rotasjon på modellen vert straumen avbrotten to gonger av ein kortare, rask sørgåande straum. Med modellrotasjon varierte talet på returstraumar mellom to og fire, medan det for homogent vatn låg stabilt på tre avbrot for ikkje-flytande modell og to for roterande modell.

I Herdlefjorden synte farge som vart sleppt ut mellom Holsnøy og Signalneset eit straumskjer i øvre lag i forsøk med modellrotasjon. Noko av fargen gjekk inn i ein nordvestgåande straum langs Holsnøy, medan den andre delen av fargen skråna over fjorden i retning Askeneset og skaut fart sørover Askøylandet.



Figur 6.11: Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode for område a, Byfjorden, ved sjakta vatn i roterande modell med stor amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. Fl og Fj står for høvevis flo og fjøre, Fl/Fj for midt mellom flo og fjøre (fjøre sjø) og Fj/FI for midt mellom fjøre og flo (fløande sjø).



Figur 6.12: *Straummønster i overflata synt for ein tidevassperiode i område a, Byfjorden, ved sjikta vatn i roterande modell med liten amplitude på tidevassgeneratoren. Avstanden mellom dei heiltrukne straumlinjene er omvendt proporsjonal med hastigheita i området. Fl og Fj står for høvevis flo og fjøre, Fl/Fj for midt mellom flo og fjøre (fjørande sjø) og Fj/Fl for midt mellom fjøre og flo (fløande sjø).*

Område	Fjorddel	Lag [nr.]	Hastighet (\bar{u}) Utan rotasjon [m/s]	Tal på målingar	Hastighet (\bar{u}) Med rotasjon [m/s]	Tal på målingar
a	sørvest	1	-	0	0.4	1
a	S straum langs Askøy	1	0.5	1	0.7	1
a	N straum langs Bergenshalvøya	1	0.2	1	0.1	1
a	snitt Kvarven - Storholmen	1	-	0	0.56	6
a	snitt Kvarven - Storholmen	1	-	0	1.1*	6
a	snitt Kvarven - Storholmen	1	-	0	0.6**	3
b	nordleg del av Byfjorden	1	0.09 ± 0.01	2	0.083	1
b	nordleg del av Byfjorden	2	0.048	1	0.06 ± 0.01	2
b	Herdlefjord (vestover langs Holsnøy)	1	0.02 ± 0.01	3	-	0
b	Herdlefjord (austover langs Askøy)	1	-	0	0.016 ± 0.003	2
c	Salhusfjorden	1	0.056	1	0.061	1
c	Osterfjorden	1	0.018	1	0.031	1
c	Osterfjorden	2	0.016	1	-	0
c	Sørfjorden	1	0.017 ± 0.001	2	0.023	1
			-	0	0.016 ± 0.004***	2
c	Sørfjorden	2	0.016	1	-	0
			-	0	0.03 ± 0.01***	5
d	Indre Osterfjord (innstrøyming)	1	0.08 ± 0.03	3	-	0
d	Indre Osterfjord (utstrøyming)	1	0.18	1	0.22	1
d	Kallestadsundet	1	0.17 ± 0.03	3	0.22 ± 0.05	2
d	Veafjorden	1	0.022	1	0.012	1
d	Veafjorden	2	-	0	0.014	1
e	Sørfjorden	1	-	0	0.05 ± 0.02	5
e	Sørfjorden	2	0.007 ± 0.001	2	0.020 ± 0.008	4
e	Sørfjorden	3	0.003	1	0.004	1
f	Osterfjorden	1	0.013 ± 0.003	2	0.016 ± 0.005	4

Tabell 6.3: Straummålingar for sjikta vatn med liten tidevassamplitude midla over tidevassperioden. Hastigheitane er omrekna til det dei ville tilsvart i naturen. Måling merka med * er gjort ved sjikta vatn og stor tidevassamplitude, og ** er gjort for homogent vatn og stor tidevassamplitude. *** er målingar mellom Valestrandsfossen og Garnes.

Tettleiksgenererte straumar

Videoklipp syner at vatnmassane etter kort tid etablerar seg til å vera tredelt. Tjuknaden av laga endrar seg med tida, men ofte fann ein den raskaste delen av lag 1 ved 2-3 cm djup, lag 2 ved 5-6 cm og lag 3 ved 8-13 cm djup. Lag 2 har retning innover i fjordsystemet, medan lag 1 og 3 renn utover. Straum i lag 2 og 3 passerar ikkje over det grunne Kallestadsundet, og sundet vert i denne samanhengen ein naturleg definisjon av innst i fjordsystemet.

Frå tabell 6.3 ser ein tydeleg at straumen som er midla over ein tidevassperiode minkar dess lenger inn i fjordsystemet ein kjem. Unntak er dei trange fjordpartia ved stasjon *d* som har hastigheit omlag som midt i Byfjorden. Straumen i øvre lag har for sjikta vatn som ein kan sjå av resultatane frå område *a*, Byfjorden, omlag det same straummønsteret som ved homogent vatn. Både i Byfjorden, Herdlefjorden og fjordkryset mellom Osterfjorden og Sørfjorden ligg det i delar av tidevassperioden store virvlar som styrer straumen slik at inn- og utstrøyminga kjem på kvar si side av fjorden. Gene-

Stasjon	Rekkefølge [nr.]	Største utslag [mV]	Periode [s]	Djupne [m]		Antal komponentar	
				Modell (± 0.003)	Natur (± 4)	Utan rotasjon	Med rotasjon
Byfjord	2	0.35	121	0.0976	122	2, 2, 2, 2, 2	-
				0.150	188		
				0.176	220		
Herdlefjord	1	0.20	120	0.0728	91	2, 2, 2, 2, 2	-
				0.125	156		
Sørfjord	3	0.40	120	-	-	3, 1, 1, 1, 2	2, 2, 2, 2, 2
Osterfjord	4	0.25	120	-	-	1, 1, 1, 2, 2	1, 1, 1, 2, 2
			116				
			130				
Veafjord	5	0.19	120	0.101	126	1, 1, 2, 2, 1	1, 1, 1, 2, 1
				0.127	159		

Tabell 6.4: Resultat frå måling av indre bølger i modellen.

relt ser ein frå tabell 6.3 og videoopptaka at når modellen roterer aukar hastigheitane i alle laga. Opptaka syner at straumane smalnar og orienterer seg i større grad til høgre i fjorden. Dette skjer óg i dei fjordpartia der straumen ikkje er høgrestyrt av virvlar.

Den sørgåande straumen langs Askøylandet er smalare med rotasjon på modellen og virvlar langs Bergenshalvøya breier seg meir ut. Innstrøyminga mellom Kvarven og Storholmen vert meir høgredreidd slik at virvlane heilt sør i Byfjorden vert liggjande lenger sør i høve til forsøk utan rotasjon.

6.3 Indre bølger

Leieevna, som gir eit bilete på tettleiken i vatnmassane, vart målt i dei fem hovudfjordane i modellen (sjå kart figur 6.13). Resultata er framstilt i figur 6.14 og B.10-B.13. Ut ifrå desse tidsseriane er tabellane B.1 og B.2 laga. Dei syner kor lang tid det tek mellom flo i Hjeltefjorden^v og flo på den indre grenseflata ved sondestasjonane. Desse tabellane er grunnlaget for tabell 6.4 og 6.5.

Kolonne 2 tabell 6.4 angir rekkjefølgja forsøka med sonde er gjort i. Før første forsøket var det nylaga tolagssjiktning i modellen med grenseflate på $0.10 m^{vi}$ djup.

6.3.1 Amplitude

Som ein ser av tabell 6.4 finn ein dei største utslaga på dei indre bølgjene i Sørfjorden og i Byfjorden medan Veafjorden og Herdlefjorden botnar tabellen med utslag på omlag

^v ved tidevassmaskina

^{vi} tilsvarar $125 m$ i naturen

Stasjon	Avstand frå terskel til stasjon (± 0.01) [m]	Forsinking av bølge [s]	Korrigert for ein kvart periode [s]	Uvisse forsinking [s]	Hastighet [m/s]	Uvisse hastighet [m/s]
Byfjord	1.36	75	45	1	0.0302	0.0009
Herdlefjord	2.02	143	113	2	0.0179	0.0008
Sørfjord	2.54	-	-	-	-	-
Osterfjord	3.48	146	116	4	0.030	0.002
Veafjord	5.46	255	225	4	0.024	0.001
Veafjord	5.46	301	271	5	0.0201	0.0008

Tabell 6.5: *Hastighet til indre bølger med verknad av barotropt tidevatn i modellen rekna ut ifrå tidsskilnaden mellom flo i Hjeltefjorden og flo på grenseflata for dei ulike fjordane.*

6.3.3 Djupne

Tabell 6.4 syner i for kva djupn det er registrert indre bølger. Det kan vera interessant å leggja merke til verdiane frå Herdlefjorden, som er den første fjorden som det vert gjort målingar i etter tillaging av vatnmassane. Ved tillaginga av sjiktinga vart grenseflata lagt ved $0.10 m^{vii}$ og under målingane i Herdlefjorden ser ein bølger på 0.0728 og 0.125 meters djup. Bølgjene ligg på nivå $0.03 m$ over og $0.03 m$ under grenseflata mellom dei to vatnmassane før tidevassmaskina vart sett i gong.

I Byfjorden observerer ein indre bølger i to nivå, ved $0.098 m$ og rundt $0.16 m^{viii}$. Dei kraftigaste og djupaste skifta i tettleik er ved $0.176 m^{ix}$. I Veafjorden ser ein indre bølger mellom $0.08 m$ og $0.16 m^x$. Resultat frå Sørfjorden og Osterfjorden manglar.

6.3.4 Periode og fase

For dei ulike stasjonane har dei indre bølgjene omlag same periode som tidevassbølga i overflata, $120 s$ (tabell 6.4). Unntak ser me er Osterfjorden der ein observerar både større og mindre periodar.

Fasen til dei indre bølgjene ser me av tabell B.1 og B.2 er lik i vertikalen ved dei ulike stasjonane utanom i Veafjorden. Her har ein bølger i to nivå med ein faseskilnaden på omlag 140 grader.

6.3.5 Verknad av rotasjon

I Byfjorden og Herdlefjorden er det ikkje gjort målingar av indre bølger med rotasjon på modellen. Den tydelegaste skilnaden i målingane gjort med og utan rotasjon kjem

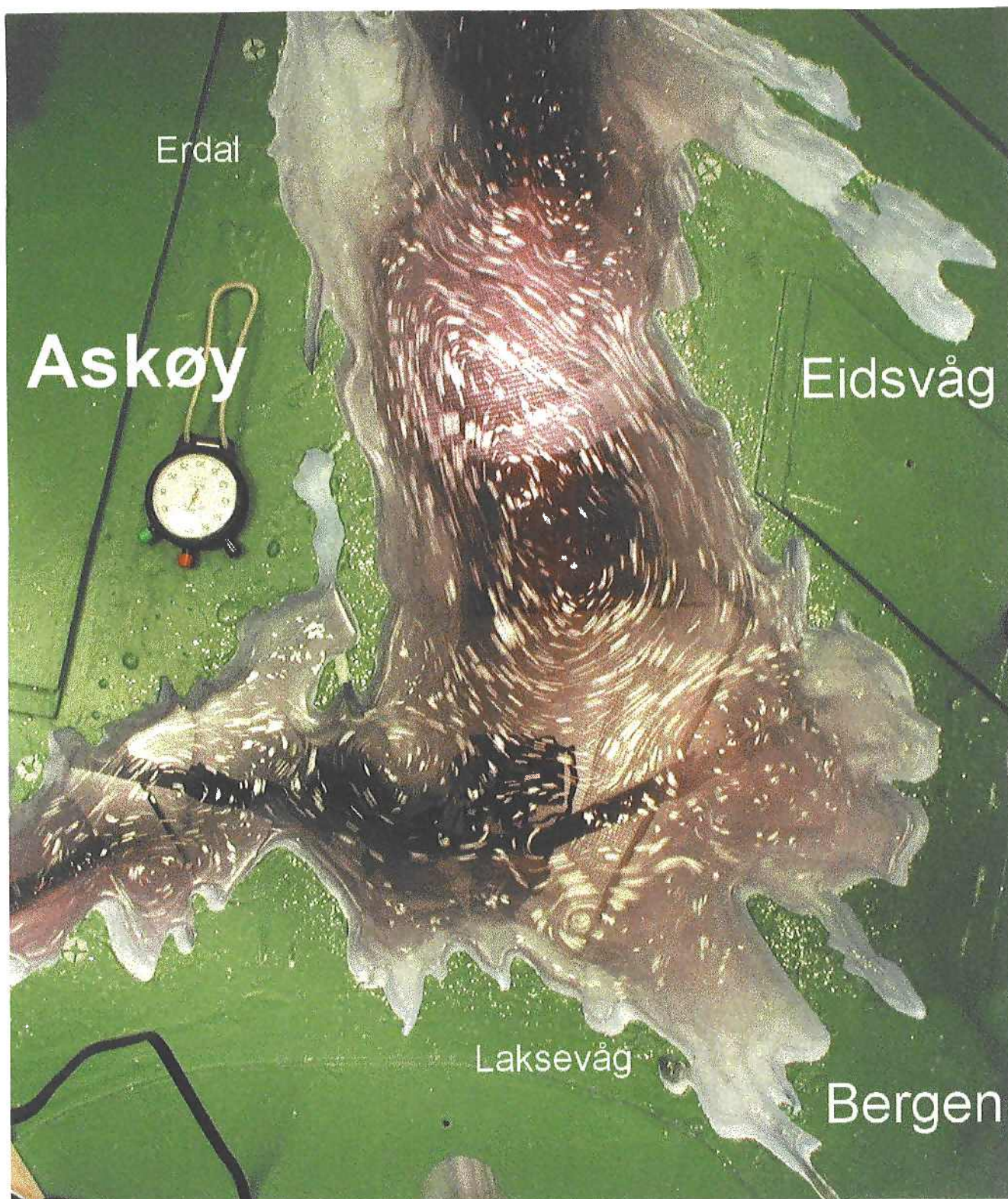
^{vii}tilsvarar $125 m$ i naturen

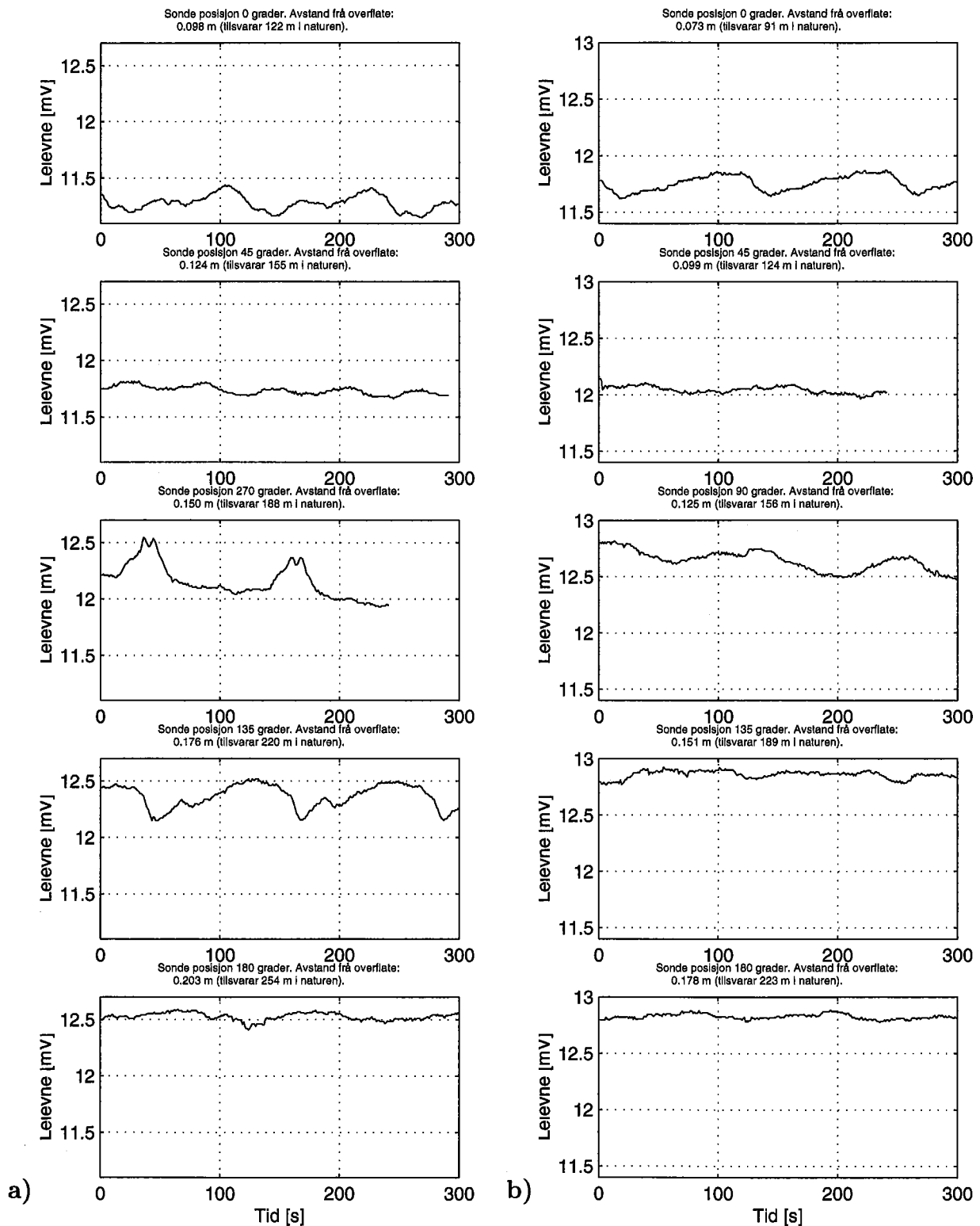
^{viii}tilsvarar $200 m$ i naturen

^{ix}tilsvarar $220 m$ i naturen

^xtilsvarar $100 m$ og $200 m$ i naturen

fram i antal komponentar observert i Sørfjorden (kolonne 7 og 8, tabell 6.4). Med rotasjon på modellen er det to bølgekompontar å sjå i alle djup, medan ein utan rotasjon observerar tre øvst, to nedst lik med rotasjon og berre ein komponent i midtre del.





Figur 6.14: Indre bølger i a) Byfjorden og b) Herdlefjorden registrert med G-sonde i flytande modell utan rotasjon. Den oppnemnde djupna tilsvarar djupna i naturen.

Kapittel 7

Diskusjon

7.1 Barotrop tidevassbølgje

I denne delen av diskusjonen er det ikkje teke omsyn til at ein har eit innlaup frå 'havet' via Det naudar avdi ein ikkje ser at dette har signifikant betydning for verken amplitude eller hastigheit til tidevassbølgja.

7.1.1 Amplitude

Resultata frå forsøk gjort med både liten og stor amplitude på tidevassgeneratoren syner amplitudevekst på tidevassbølgja innover både Sørfjorden og Osterfjorden. Dette stemmer godt med det ein får skildra ved likning 3.7 som er gitt for ei bølgje med friksjon i ein uniform kanal med ein ende stengt. Tidevasstabellen (*Tidevannstabeller 2000*) stadfestar at tidevatnet stig innover fjorden. I vårt system er ikkje fjordane heilt stengte. Kallestadsundet er svært grunt, men noko av tidevassbølgja vil passera sundet og prega amplitudeutslaget i den andre fjorden. Dette skulle føra til ei auke i utslaget og ei forsenking i tidspunktet for flo. Ved det materiale som her føreligg er det vanskeleg å sjå at dette i stor grad har særleg å bety.

Av dei seks ulike situasjonane gitt i figur 6.2 og 6.3 er maksimalt utslag lokalisert fire gongar for stasjon 9 og ein gong for stasjon 10 og 7 (figur 2.1). Geografisk er 'innst i fjorden' ein stad nærmare stasjon 8 enn 9, men resultata peikar mot at Kallestadsundet deler av fjordane og vert som ein ende både for nordleg og sørleg fjord rundt Osterøya. Stasjon 9 vert liggjande så godt som i enden av fjorden der amplitudeutslaget skulle vera størst.

Det at ein for flytande modell får for låge verdiar i høve til ikkje-flytande modell for stasjon 1-4 og for høge verdiar for stasjon 7-10 teiknar biletet av at ein har korrigert for lite for den periodiske hellinga til modellen. Det ser ut til å vera ei omlag lineær samanheng mellom amplituden på tidevassgeneratoren og korreksjonsfeilen. Truleg ligg

feilen i utrekninga av hellingsvinkelen i antakinga av eit fastliggjande massesenter, at vatnet ligg i ro under hellinga av modellen. Vatnet forflyttar seg i retning av den søkkjande delen av modellen og såleis forsterkar utslaget.

Trass i at ein skulle få ei korrekt korrigerings av hellinga på modellen ser ein at målingane for dei ulike stasjonane for enkelte stasjonar ikkje ville falla saman. Det er grunn til å tru at for dei ulike situasjonane modellen er i, flytande eller på fast grunn, roterande eller ikkje roterande, så har vatnet i modellen si særeigne periodiske rørsle som igjen innverkar på bølgeomønsteret. Dette kan truleg vera årsaka til variasjonen i kva stasjon som opptrer med størst utslag på tidevatnet.

Når tidevassmaskina er i gong vert det forflytta vatnmassar horisontalt i modellen. Sidan modellen ikkje står på eit hardt underlag, men flyt på vatn under ein del av forsøka, vil modellen vippe på vatnet i takt med masseforflyttinga. Når modellen roterer vil den møte meir motstand mot denne hellinga fordi den må forflytta meir vatn horisontalt i bassenget enn når den ikkje roterer. Dette vil gje mindre helling og fører til mindre avvik på tidevassamplituden slik resultatata syner.

Ein ser av figur 6.2 og 6.3 at utslaget på tidevatnet ikkje aukar jamt innover fjordane. Stasjonane 3 og 4 skil seg særleg ut for stort utslag på tidevassgeneratoren. Av figur 6.2 (lite utslag tidevassgenerator) ser ein at verdiane for flytande modell ligg under verdiane til ikkje-flytande modell ved stasjon 3. Dette skuldast truleg at hellinga, som skjer ved flytande modell, forårsakar lågare amplitudeutslag på tidevassbølgja ved denne stasjonen. Det hadde vore venteleg å sjå det same for stasjon 3 med stort utslag på tidevassgeneratoren (figur 6.3). Her ser ein óg reduksjon i amplitude for ikkje-flytande modell. Ein kan stilla spørsmål om modellen har vore i ein mellomtilstand, at den delvis har flote. Forsøka med måling av amplitude til tidevassbølgja med stort utslag på tidevassgeneratoren var ein av dei første eksperimenta som vart utført i modellen. I denne første tida lak det ein del vatn frå fjordane inne i modellen og ut i bassenget som modellen flaut i (figur 5.1). Det kraftige utslaget ved stasjon 4 kan ha si årsak i at dei reflekterte tidevassbølgjene (kapittel 7.1.2) superponera ved stasjon 4. Dette skulle óg gje stor forsenking ved stasjonen slik målingane stadfestar.

7.1.2 Forsenking

Resultata syner at tidevassbølgja som vert skapt i Hjeltefjorden går via Byfjorden og Salhusfjorden før den delar seg i to bølgjer, ei som går inn Sørfjorden, *sb*, og ei inn Osterfjorden, *ob*. Desse to bølgjene passerar høvevis stasjon 7 og 9 samtidig. Det meste av *ob* vert reflektert ved Kallestadsundet, men noko av bølgja vil passera Kallestadsundet og forgreina seg inn i Veafjorden og Bolstadfjorden. Den delen av *ob* som går sørover Veafjorden møter *sb* omlag ved stasjon 8. Den nordgåande bølgja frå Sørfjorden

fortsett ferda mot Kallestadsundet. Her vil mesteparten av bølga verta reflektert, men ein del av den vil koma gjennom Kallestadsundet og fortsetja ferda mot stasjon 9 og inn i Osterfjorden og gir truleg eit lite ekstra bidrag til forsenkinga målt for stasjonane 9, 10, 5 og 4 der 9 får det minste og 4 det største bidraget. Eit likande bidrag vert gitt til stasjon 8, 7, 6 og 4 av den delen av *ob* som passerar Kallestadsundet. Det største bidraget til forsenking kjem frå dei reflekterte tidevassbølgjene. At *ob* og *sb* vert reflektert ved Kallestadsundet og returnerar same veg som dei kom kan vera hovudårsaka til "skibakkefasongen" ein får i figur 6.4 og 6.5 når ein dreg ei linje mellom dei målte verdiane ved stasjonane. Avviket frå den rette linja mellom stasjon 1 og 8 aukar dess lenger vekk frå Kallestadsundet ein kjem. Dette er tilfellet austover til og med stasjon 4. Det er vanskeleg å forklara kvifor dei reflekterte bølgjene tykkjest å verka så lite på forsenkinga ved stasjon 2 og 3 i høve til til dømes stasjon 4. Hadde *sb* og *ob* ikkje hatt høve til å verta reflekterte ved Kallestadsundet, men i staden vorte brotne ned, kunne ein forventast ei tilnærma rett linje mellom dei målte verdiane. Same effekt skjer i Sørfjorden, på grunn av *ob* (figur 6.5).

Dei teoretiske verdiane for forsenking av ei progressiv bølge ein ser for stasjon 7-10, ligg godt over dei målte verdiane. Dette kan ikkje forklarast med at dei teoretiske verdiane er rekna ut utan å ta omsyn til friksjon, avdi det gir lågare fasehastigheit og endå større forsenking. Noko av årsaka kan vera at ein kan ha nytta ein for liten \bar{h} i likning 3.13 ved utrekninga av teoretisk forsenking av ei progressiv tidevassbølge. I det aktuelle området stuper fjordane bratt ned i sjøen og det hadde vore meir korrekt å nytta ein høgare korreksjonsfaktor for middeldjupna enn den Proudman (1925) nyttar. Ein større \bar{h} gir større fasehastigheit og mindre forsenking på tidevassbølga for den teoretisk verdien. Feilen ved bruk av konstanten gitt ved Proudman (1925) kan utgjera omlag to tidelssekund. Korrigerar ein for feilen fell dei målte og teoretiske verdiane saman godt innanfor uvissa.

I følgje tidevasstabellen (*Tidevannstabeller* 2000) opptreer i naturen flo ved Stamneshella 3 minuttⁱ før flo i Byfjorden i motsetning til 14 minutt etter som forsøka syner. Det kan vera verd å merka seg at verdien som er oppgitt for Stamneshella er basert på ein månads måleserie frå 1936. Sjøkartverket oppgir 15 minutts uvisse for resultatet av desse gamle målingane (personleg kommunikasjon). At floa kjem først innst i ein fjord gjeld ikkje berre for denne fjorden, men det same er å sjå for Sognefjorden og Nordfjord.

Alle desse fjordsystema har tilførsle av ferskvatn. Tidevatnet møter ein motstraum som heller vil forsenka enn avansera bølga. Men tilførsle av vatn betyr óg at fløande sjø får eit tillegg som vil få vasstanden til å stiga noko fortere enn elles, altså flo litt tidlegare. Det er likevel ikke trulig at eit så lite bidrag skulle påverka vasstanden i eit

ⁱtilsvara ca. 0.5 s i modellen

barotropt system. Annleis vert det dersom ein vil sjå på barokline effektar. Sjølv utan ein ferskvatn- eller brakkvasstraum må ein rekna med at det føreligg ei tettleikssjiktning som gir høve til danning av eit indre tidevatn. Indre tidevassbølgjer som går mot ein fjordende vil óg i nokon grad verta reflekterte og danna eit ståande indre bølgjefenomen. Vanlegvis er det ikkje grunn til å tru at desse indre bølgjene skulle ha ein føretrekt fase i høve til tidevatnet unntatt om dei indre bølgjene skulle verta genererte i nærleiken av fjordenden. Med $\Delta\rho = 6\text{ kg/m}^3$ og $h = 10\text{ m}$ gir dette ein fasehastigheit på 0.77 m/s og ei bølgjelengde omlag 35 km . Dersom den indre vertikalforskyvinga er på 1 m får ein ei tilsvarande forstyrring i overflaten på ca. 0.6 cm . Dette kan verka ei faseforskyving for overflatebølgja på 0.71 minutt. Dersom den indre bølgja er større vert verknaden vesentleg sterkare. Det er altså tenkjeleg at avanseringa er ein verknad av eit indre tidevatn.

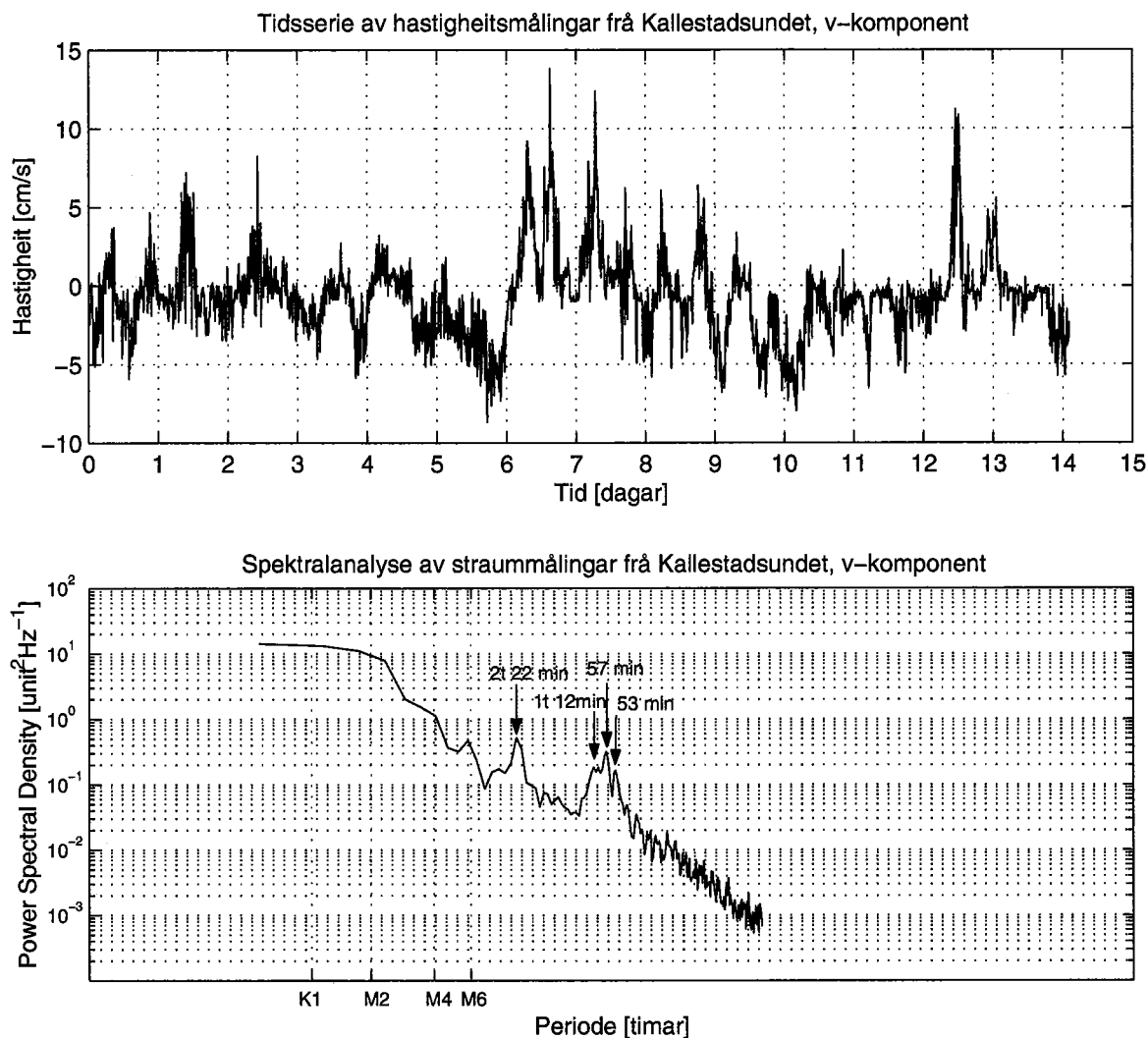
I ROMEO er det berre gjort undersøkingar av tidspunktet for flo i ulike delar av fjorden i homogent vatn. Viss det skulle vera barokline effektar som skapar flo innst før dei ytre delane av fjorden, så vil det ikkje vera grunnlag for å samanlikna resultatata frå frå forsøka i modellen med det som står i *Tidevannstabeller* (2000).

7.2 Straummønster

Den Norske Los (1990) skriv at straumen i Herdlefjorden "går som oftast N-over langs nordre og S-over langs søndre land" og stemmer godt overeins med det som er sett i modellen både med homogent og sjikta vatn (kapittel 6.2.2). Same bok bekreftar det ein kan sjå frå forsøk i Byfjorden med sørgåande straum langs Askøylandet og nordleg straum langs Bergenshalvøya. Den sistnemde straumen skriv *Den Norske Los* (1990) går nord til Klauvneset der dreiar den vest- og sørover. Dette er noko av det ein kan sjå i figur 6.6 bilete 1. I ein rapport frå NIVA (*Norsk institutt for vannforskning* (1995)) blir det sagt på bakgrunn av satelittbileter at det mellom Askøy og Eidsvågneset i alle fall i enkelte situasjonar vert danna ein positiv virvel med ein sørgåande straum langs austsida av Askøy. I same rapporten er det omtalt forsøk med straumkors utom Biskopshavn og inni Sandviken som styrkjer tilliten til resultatata frå modellen.

Topografisk kan sørlege delar av Byfjorden samanliknast med ein kombinasjon av figur 3.3 og 3.4. Figur 3.3 kan vera med på å forklara danninga av virvlar under innstrøyming i snittet Storholmen-Kvarven og figur 3.4 straumforsterking langs Bergenshalvøya og returstraum langs Askøylandet.

I alle forsøka som vart gjort i Indre Osterfjord ved stasjon *d* ser ein skifte i straumretning på høgare frekvensar enn grunnfrekvensen til tidevatnet. Eit viktig spørsmål er om dette skuldast modellfeil eller ein kan finna det igjen i naturen. Det vart gjort ein ekspedisjon til området, og det ein såg der var interessant nok til at det vart sett ut straummålarar under brua i Kallestadsundet i 14 dagar. Resultata er gitt i figur 7.1 og



Figur 7.1: *Straummålingar frå Kallestadsundet.*

syner svingingar i straumhastigheita på høgare frekvensar enn tidevatnet: $2 t 22 \text{ min}$ og 57 min .

Verknadane av modellrotasjon på straummønsteret avgrensar seg til forskyving av virvlar og straumbanar. Dette er i tråd med teorien i kapittel 3.5 som óg set fram at effektane vert sterkast med sjikta vatn slik ein kan sjå i modellen.

Modellen er fortrekt ti gonger i vertikalen i høve til horisontalen for å unngå for stor innverknad av overflatespenning. Sjølv om dette er gjort ser ein at for smale fjordparti og dei delane av fjordsystemet med lite tidevasstraum pregar overflatespenninga straumbiletet i overflata. I dette arbeidet har ein vurdert straummønsteret i modellen til å gjenta seg med perioden til tidevatnet. Bakgrunnen for dette er biletesarier som vart

tatt under like modellforsøk og som synte like straummønster i overflata. Sidan overflatespenninga er sterk kan det vera at straummønsteret i overflata ikkje gjev eit rett bilete. Under overflata er vatnmassane friare og det kan tenkjast at straummønsteret her endrar seg noko frå periode til periode.

Ved sjikta vatn og lite utslag på tidevassgeneratoren og homogent vatn (stort utslag tidevassgenerator) er straumhastigheitane omlag dei same. Straumbileta frå forsøk i desse tilstandane syner færre virvlar enn ved forsøk med større straumhastigheit (sjikta vatn, stort utslag tidevassgenerator). Noko av grunnen til dette kan vera at overflatespenninga dempar vekk virvlar for mindre hastigheit.

7.3 Indre bølger

Resultata er framstilt med utgangspunkt i at dei indre bølgjene er genererte ved terskelen i Hjeltefjorden. Tersklane som er grunnare enn denne, ved Det naudar og i Indre Osterfjord, er så grunne at dei i modellen ikkje kjem i kontakt av betydning med sjikta vatn (tabell 2.1 og figur 2.2). Av djupare tersklar er tersklane ved Votløy, Kvitstein og Follavik nemneverdige. Desse ligg på omlag 0.16 metersⁱⁱ djup i modellen. Ein ser av figur 6.14 og B.12 at det er merkbar aktivitet på denne djupna. I overgangen mellom Hjeltefjorden og Byfjorden er det ein terskel på omlag 0.144 metersⁱⁱⁱ djup. Det er meir truleg at det er denne som skapar aktivitet på større djup enn tersklane innover Sørfjorden og Veafjorden sidan energien i tidevatnet er betydeleg redusert så langt inne i fjordsystemet i høve til Byfjorden.

Kort tid etter at dei to vatnmassane er fylt i modellen vil sjiktinga vera tilnærma lik ein tolagsmodell. Når tidevassmaskina er i gang vil ein få blanding mellom laga og eit mellomlag vert danna. Dette veks med tida. Det er grunn til å tru at tettleiken i mellomlaget aukar med djupna (figur 5.4) slik at det skulle liggja til rette for indre bølger både på grenseflatene mellom øvste og mellomste laget og mellom det nedste og det mellomste laget og i mellomlaget. I Herdlefjorden og Byfjorden som er dei første fjordane som vart gjort forsøk i med sonde kan ein sjå signal av type 1 og 3, jamfør figur 5.4. Etter desse forsøka er dei skarpe tettleiksovergangane så viska ut av blanding at signala ein får hovudsakleg er av type 2.

7.3.1 Amplitude

Ein har antatt at utslaget på den indre bølga står i høve til fordeling av tettleik i vassøyla. Har ein ei nylaga, skarp sjikting vil relativt små bølger gje store variasjonar i tettleiken i eit punkt nær grenseflata i høve til ein meir gradvis overgang i tettleik. Men sjansen for å plassera måleutstyret på den staden i vertikalen med størst utslag

ⁱⁱtilsvarar 200 m i naturen

ⁱⁱⁱtilsvarar 180 m i naturen

skulle ein tru var mindre i ei skarp sjikting. I forsøka som er gjort har ein lite kontroll på tettleiksprofila for dei ulike stasjonane og tidsutviklinga av desse. Dette gjev stor uvisse i resultatata over amplitudeutslaga for dei indre bølgiene. Ein kan sjå av figur 6.14 og figur B.10-B.13 at det målte signalet gjerne består av fleire bølgekompontar. Bølgjeutslaget vil vera avhengig av talet på bølger i systemet, periodisitet og faseskilnad mellom desse.

Det sterke utslaget i Byfjorden kan kanskje til ein viss grad forklarast med at to bølgekompontar verkar saman (sjå figur 6.14, posisjon 90°). Ved å nytta teorien for amplituden til ei overflatebølgje kapittel 3.1 kan det store utslaget som ein observerar i Sørfjorden kanskje koma av at her vert fjorden betydeleg grunnare og smalare i høve til Salhusfjorden som bølgja kjem ut av. Veafjorden er endå grunnare og smalare, men det er grunn til å tru at mykje av energien til dei indre bølgiene har gått tapt på den lange vegen inn og såleis redusert bølgeamplituden.

Sondestasjonen i Osterfjorden ligg så langt nordaust at den elles breie fjorden har smalna inn slik at breidda ved stasjonen er omlag som ved stasjonane i Byfjorden og Herdlefjorden. Det sterkaste signalet i Osterfjorden (figur B.12, posisjon 45°) har truleg kun ein komponent i motsetning til i Byfjorden og står i høve til storleiken av signalet i Herdlefjorden.

7.3.2 Hastigheit

Hastigheita av indre bølger i modellen er avhengig av sjikting, topografi og kva mode ein observerar. Ein har óg ei tidsutvikling i sjiktinga. Den teoretisk maksimale hastigheita til den indre bølgja på grenseflata i ein tolagssituasjon i modellen vert når ein nyttar likning 3.14, lagdelinga ligg 0.10 m under overflata og ein reknar med ei midlare djupne omlag $0.24 m^{iv}$,

$$c_i = \sqrt{9.81 \frac{1.6}{1026.5} \frac{0.10 \cdot 0.14}{0.10 + 0.14}} m/s = 0.030 m/s. \quad (7.1)$$

Sidan blandinga som tidevatnet forårsakar reduserar den maksimale $\Delta\rho$ per lengdeei-ning for systemet og tjuknaden av laga vert mindre, vert den maksimale hastigheita til dei indre bølgiene mindre enn $0.030 m/s$. Samanliknar ein denne teoretiske hastigheita med målte hastigheitar i modellen gitt i tabell 6.5 ser ein at verdiane held seg mindre eller lik den teoretiske maksimale hastigheita med uvisse på eitt standardavvik. Den teoretiske hastigheita til dei indre bølgiene gitt i likning 7.1 baserer seg på ei middeldjupne for heile fjordsystemet. Ser ein berre på Osterfjorden må ein nytta eit større middeldjup (figur 2.2). Ei representativ djupne er omlag $0.36 m^v$. Dette gjev ei teoretisk maksimal hastigheit for dei indre bølgiene på $0.033 m/s$ som den målte hastigheita held

^{iv}tilsvarar 300 m i naturen

^vtilsvarar 450 m i naturen

seg godt under. I Veafjorden og Herdlefjorden er det målt ein del mindre hastigheitar enn den gitt i likning 7.1. I motsetning til Osterfjorden er Sørfjorden og Veafjorden grunnare i høve til resten av fjordsystemet. Ved å nytta ei representativ djupne $0.15 m^{\text{vi}}$ får ein ei teoretisk maksimal hastigheit for dei indre bølgiene på $0.023 m/s$ som passar betre til dei målte resultat.

Dei utrekna hastigheitane for dei indre bølgiene som er registrerte i modellen inneheld bidrag frå det barotrope hastigheitsfeltet. Om dei indre bølgiene mottar positive eller negative bidrag er avhengig av om fjordsystemet er i den fjørande eller fløande delen av tidevassperioden. Frå Stigebrandt (1976) har ein at den indre tidevassbølgja som vert generert ved terskelen ligg $1/4$ periode, det vil seia omlag $30 s$ i modellen, etter overflatebølgja (kapittel 3.4.1). Dei første $30 s$ ein bølgetopp vandrar vekk frå terskelen vil den motta eit negativt bidrag frå det barotrope tidevatnet. Under dei neste omlag $60 s$ er det fløande sjø og dei indre bølgiene mottar eit positivt bidrag. I løpet av den siste $1/4$ perioden fjørar sjøen og bidraget er negativt. Sidan ein kjenner til den omtrentlege hastigheita til ei indre bølgje i modellen kan ein lett rekna ut kor lang ei indre bølgje er. Er lengda omlag $7 m$ vil hastigheita til den indre bølgja få eit negativt bidrag frå det barotrope tidevatnet dei første $7/4$ meterane, det vil seia omlag fram til sondestasjonen i Herdlefjorden (tabell 6.5). Dei neste $7/4$ metrane får hastigheita eit positivt bidrag. For ein stasjon som ligg $3.5 m$ frå terskelen vil bidraga utlikna kvarandre slik at den målte hastigheita syner den reelle hastigheita til dei indre bølgiene upåverka av det barotrope tidevatnet. Stasjonen i Osterfjorden ligg ved denne avstanden frå terskelen. Mellom $3.5 m$ og $5.3 m$ vil hastigheita få eit positivt bidrag.

Det barotrope tidevatnet kan vera med å forsinka den indre bølgja fram til stasjonen i Herdlefjorden, men dette er truleg berre ein liten del av forklaringa på dei betydeleg lågare hastigheitane for indre bølger rekna ut for Herdlefjorden. Figur 6.14b syner to komponentar av indre bølger. Det er truleg at den indre bølgja som kjem frå Byfjorden og går nordvestover i Herdlefjorden vert reflektert i den grunne nordvestenden. Går ein ut ifrå dette og les av tidsforsenkinga til den første indre bølgja får ein ein indre bølgje hastigheit på omlag $0.028 m/s$ som stemmer godt i høve til den teoretisk utrekna indre bølgehastigheit og resultatata frå dei andre fjordane (tabell 6.5).

Målingane frå Veafjorden er dei einaste som registrerar indre bølger med ulik fase i ulike nivå. At faseforskjellen er på heile 140° kan teikna biletet av indre bølger av 2. mode.

Veafjorden har det grunne Kallestadsundet i nord. Ein kan tenkja seg at indre bølger sør frå Sørfjorden vert reflektert i dei grunne nordlege områda og registrerer seg igjen ved stasjonen i Veafjorden med ein ulik fase i høve til første passering. I

^{vi}tilsvarar 188 m i naturen

Stigebrandt (1976) som omtalar Oslofjorden, er det å lesa at bølger i det indre i hovudsak ikkje vert reflektert, men bryt i kontakt med botnen. Cacchione & Wunsch (1974) som er nemnd i artikkelen til Stigebrandt (1976) viser eksperimentelt at indre bølger bryt fullstendig mot ein botn som hallar 11° i høve til horisontalen. I denne modellen, som er fortrekt ti gongar i vertikalen, kan det tenkjast at ein får ein del feilrefleksjonar sidan botntopografien er blitt ti gongar så bratt. Allen & Simpson (1998) presenterar resultat frå observasjonar av indre tidevatn i Upper Loch Linnhe, som er ein fjord på vestkysten av Skottland. Resultata syner at store delar av energien til den halvdaglege indre tidessbølgja vart reflektert mot fjordenden slik at ein fekk ein ståande indre bølgekomponeent. Fjeldstad (1964) observerte indre tidevassbølger i Herdlefjorden. Dei var progressive, hadde eit amplitudeutslag på 2 m og kom frå terskelen ved Det naudar.

Det kan henda at det er andre tersklar som genererar indre bølger som registrerar seg i Veafjorden, til dømes tersklane ved Votloy og Kvitstein (figur 6.13).

I figurane B.10b og B.11b syner dei to øvste grafane, posisjon 0° og 45° , ein stigande trend. Dette heng truleg saman med at mellomlaget tjuknar med tida og tettleiken i det øvre lag stig. Det nedre lag vil tapa tettleik og gi ein synkande trend som truleg figur B.12b posisjon 90° og 135° syner.

7.3.3 Djupne

Resultata frå Herdlefjorden syner at mellomlaget veks inn i det øvre og nedre lag med omlag same hastigheit i den første tida tidevassmaskina er i gang etter tillaga sjikting. Dei djupaste indre bølgjene finn ein i Byfjorden. Denne fjorden ligg nærmast tidevassmaskina og her er det sterkast turbulens.

G-sonden har eit begrensa måleområde i vertikalen. Måleområdet kunne med fordel ha vore større for få overblikk over heile det interessante område.

7.3.4 Periode og fase

Periodisiteten til dei indre bølgjene var svært stabil for alle stasjonane med unntak av stasjonen i Osterfjorden. Den mest trulege årsaka til variasjonen i perioden til dei indre bølgjene observert i Osterfjorden er at signala er svake og tatt over ei kort tid slik at resultata er svært vår for forstyrringar.

7.3.5 Verknad av rotasjon

Ved nylaga tolagssjikting er den barokline Rossbyradien omlag fire gongar større enn fjordbreidden. Etter som tida går og laga vert meir og meir blanda minkar $\Delta\rho$ og

tjuknaden av øvre lag. Dette svekkar fasehastigheita og rotasjonen får meir å bety. Det kan ikkje utelukkast at rotasjonen etterkvart kan få ein bestemmande rolle. Endringa ein ser i talet på observerte bølgekompontar i det indre for Sørfjorden kan skuldast at rotasjonen bøyer av nokre av bølgjene frå Salhusfjorden inn i Sørfjorden.

7.4 Utstyr og metode

Ved modellering av fjordar hender det at delar av fjorden ikkje får plass i modellen. I ROMEO gjeld dette mellom anna Mofjorden, Eidfjorden og Bolstadfjorden. Dette skulle vore løyst ved å 'snurra' fjordforgreiningane inn på modellområdet slik at volum og lengde av fjordane vart bevart. Verdien av dette var ukjent for kandidaten under byggjeprosessen og fjordane vart kutta rett av. Byggefeilen skulle verka inn på straumhastigheitar og straummønster særleg i Indre Osterfjord, område *d*.

Tidevassbølgja kjem i modellen seinare inn i Herdlefjorden enn i Byfjorden sidan den må gå i plastrøyr frå Hjeltefjorden der bølgja vert generert. I naturen vil tidevassbølgja frå havet nå først inn i Herdlefjorden. Det hadde kanskje vore rettare å bygd det store tidevassbassenget der det vesle er (figur 6.13). Sidan volumfluksen er betydeleg mindre inn Herdlefjorden enn inn Byfjorden er det truleg at feilen som er nemnd ovanfor ikkje er signifikant.

Tidevassmaskina er konstruert slik at den i modellen gir 6.3 % kortare tidevassperiode enn i naturen. Det skulle ikkje ha signifikant innverknad på resultatata i dette arbeidet. Snekkedrivet i tidevassgenerator gir to hakk per rotasjon og får tidevassbøtta til å gjera eit lite hopp kvar gong dette skjer. Dette ser ein igjen like etter topp og botn på grafane av vasstandsmålingane (kapittel B.1) som noko høgfrekvent støy. Det tykkjest ikkje ha særleg innverknad på resultatata i dette arbeidet. For vidare forsøk bør det tenkjast gjennom om ein skal leggja inn filter i tidevassbassenget både med omsyn til dette og at bølgjene som kjem frå Byfjorden og inn i Hjeltefjorden bør dempast fullstendig i tidevassbassenget for å unngå refleksjonar ved grenser som ikkje fins i naturen.

Ved simulering av tidevatnet vart tidevassbølgja overdrive for å studera fenomenet tydlegare. Ein konsekvens av dette er at turbulensen i modellen aukar. Dette er gunstig med tanke på at naturen alltid er turbulent (kapittel 4.2). Eit viktig spørsmål er om ein auka amplitude på tidevassbølgja genererer eit anna virvlingsbilete eller om virvlinga er lineær i høve til styrken til tidevatnet (kapittel 3.3.4).

Av modellresultata og i høve til teorien ser ein at effekten av rotasjon berre er med på å modifisera straumbiletet. I høve til naturen er Coriolisparameteren 11 % overdriven i modellen for å lettara kunna gjenkjenna og måla innverknaden av rotasjon. Faren med overdringa er som i avsnittet over at ein veit ikkje i kva grad ein skapar nye straummønster.

Kapittel 8

Konklusjon

Resultata frå simuleringane av straummønster i Byfjorden og Herdlefjorden i fjordmodellen ROMEO syner i hovudtrekk å stemma overeins med feltobservasjonar og teoretiske betrakningar. Dette er oppnådd trass i at berre prosessar som tidevatn, Corioliseffekt og topografi er gjengitt i modellen, medan mellom anna vind og tilførsle av ferskvatn til fjordane ikkje er tatt med. Truleg er det nettopp tidevatn og topografi som er hovudmekanismar bak det generelle straummønsteret i Byfjorden og Herdlefjorden. For dei andre områda i modellen har ein for lite samanlikningsgrunnlag til å trekkja nokon konklusjon.

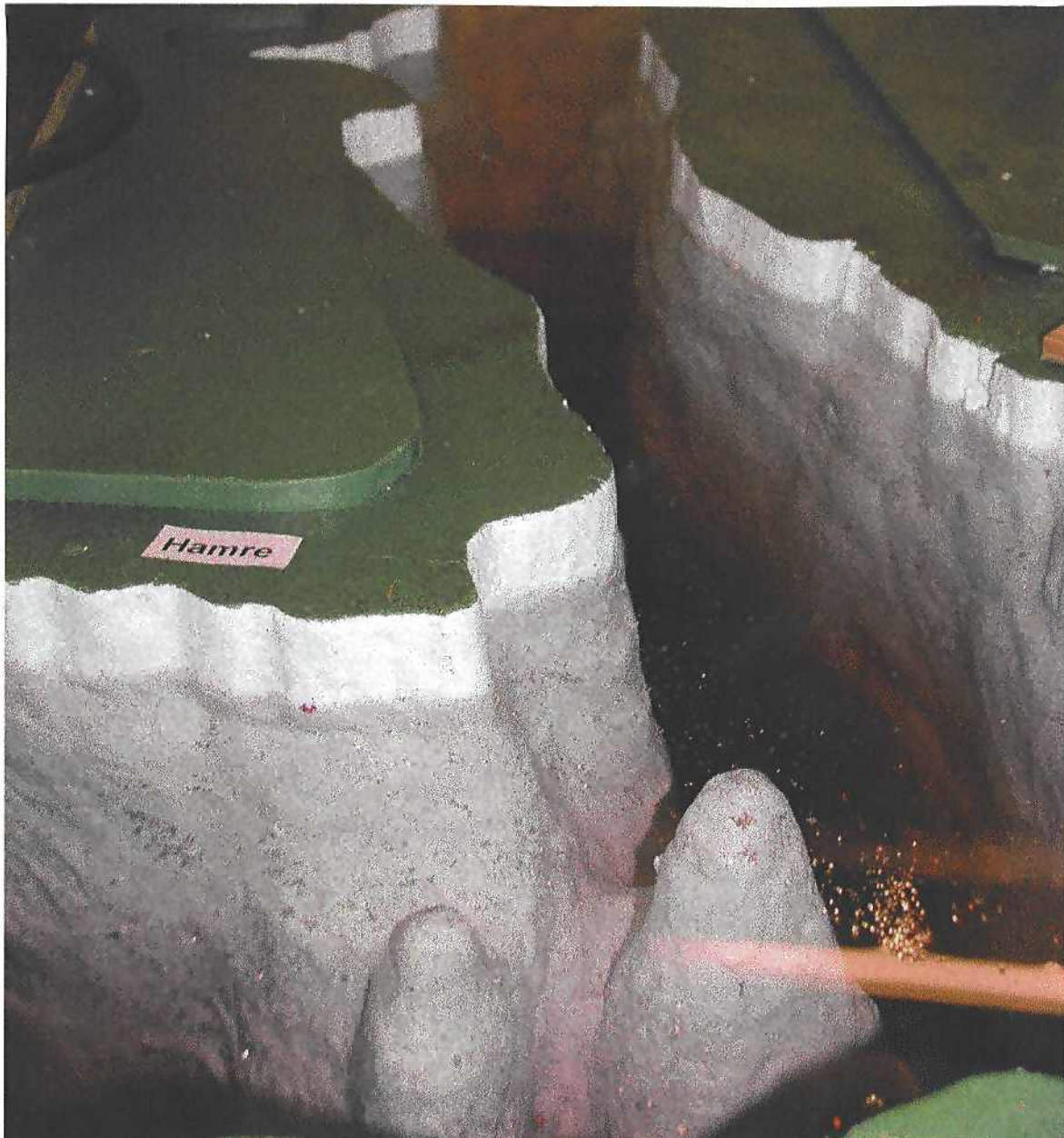
Observasjonar i naturen frå Byfjorden og Herdlefjorden teiknar det bilete modellforsøka gir av ein inngåande straum langs Bergenshalvøya og utgåande straum sørover Askøysida i Byfjorden og inngåande straum søraustover Askøylandet og utgåande straum langs Holsnøylandet i Herdlefjorden. Ein positiv virvel tykkjest å vera til stade mellom Askøylandet og Bergenshalvøya. Modellforsøk har avslørt eit mogleg høgfrekvent skifte i tidevasstraumen i Kallestadsundet under fjørande sjø.

Forsøka i modellen syner at amplituden til tidevassbølgja aukar innover i fjordane slik teorien skildrar. Den progressive tidevassbølgja vert forsenka innover fjordsystemet. Størst er forsenkinga av flo i modellen ved Grautåni i Veafjorden. Dette stemmer med teorien, men bryt i høve til eit lite og mogleg usikkert datagrunnlag frå observasjonar i naturen. Det hadde vore ynskjeleg å få gjort feltmålingar av tidevassbølgja ved ulike stader innover fjordane og utvida forsøka i modellen til å femna om målingar av vasstand med sjikta vatn i modellen. Resultata av amplitude og hastigheit peikar på at den barotrope tidevassbølgja deler seg i to. Bølgjene, som går på kvar si side av Osterøya, vert reflektert i møte med det grunne Kallestadsundet. Berre ein mindre del av bølgjene passerar sundet og fortset rundt resten av øya begge vegar.

Ved ein billig, heimelaga sonde har ein registrert indre bølgjer i modellen. Bølgjene i modellen ser ut i hovudsak til å verta genererte ved terskelen i Hjeltefjorden, og ein har

kunna gjort eit overslag på hastigheit og amplitude. Stor uvisse er knytta til resultatata, og det er lite feltmålingar frå området å samanlikna med.

ROMEO Roterande fysisk fjordmodell av Hjeltefjorden, Byfjorden, Herdla fjorden og fjordane rundt Osterøy har vore eit svært vidtfemnande arbeid der ein til ein viss grad har funne ut kva undersøkingar ein kan utføra i modellen med det utstyret ein har til rådvelde. Løysinga med å la modellen flyta er eit billig og enkelt knep som fungerer bra så lenge ein ikkje flyttar for store mengder vatn rundt i modellen slik at den hallar og ein får uønska effektar på resultatata. Ved modellering av fjordområder, slik som i ROMEO, utgjer fjordarealet berre ein liten del av totalarealet. Små mengder vatn vert forflytta i modellen under forsøk og modellen tenderar ikkje merkbart til å deformera seg under vassrørsla. Større problem ville ein ha fått om ein modellerte til dømes Nordsjøen, der ein stor del av totalarealet ville vore dekkja av vatn.



Litteratur

- Allen, G. L. & Simpson, J. H. (1998), 'Reflection of the internal tide in Upper Loch Linnhe, a Scottish fjord', *Estuarine Coastal and Shelf Science* **46**(5), 683–701.
- Cacchione, D. & Wunsch, C. (1974), 'Experimental study of internal waves over a slope', *Journal of Fluid Mechanics* **66**, 223–240.
- Cushman-Roisin, B. (1994), *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, Prentice-Hall, Inc.
- Cushman-Roisin, B., Asplin, L. & Svendsen, H. (1994), 'Upwelling in broad fjords', *Continental Shelf Research* **14**, 1701–1721.
- Den Norske Los* (1990), Statens Kartverk Sjøkartverket.
- Doodson, A. T. (1941), *Admiralty Manual of Tides*, Hydrographic Department, Admiralty, London.
- Eide, L. I. (1973), 'Strømmålinger i salhusfjorden. Delrapport III', VHL Rapport, Trondheim.
- Eide, L. I. & Sætre, H. J. (1973), 'Strømmålinger i Salhusfjorden. Delrapport II', VHL Rapport, Trondheim.
- Einstein, H. A. & Fuchs, R. A. (1954), 'The Prediction of Tidal Flows in Canals and Estuaries', *1. Report to Committee on Tidal Hydraulics, Corps of Engineers, U. S. Army*.
- Faller, A. J. (1963), 'An experimental study of the instability of the laminar Ekman boundary layer', *Journal of Fluid Mechanics* **15**, 560–576.
- Fjeldstad, J. E. (1964), 'Internal waves of tidal origin', *Geofysiske publikasjoner* **25**(5).
- Gaarder, T. (1915), 'Surstoffet i fjordene', *Bergen Museums Årbok*.
- Gade, H. G. (1967*a*), 'Hydrografiske observasjoner i Eidsvågen 1966-67', Rapport til helserådet, Åsane kommune.

- Gade, H. G. (1967b), *International Dictionary of Geophysics*, Vol. 2, Pergamon Press Ltd., Headington Hill Hall, Oxford, chapter Oceanography, Laboratory Models, pp. 1062–1066.
- Gade, H. G. (1971), 'Hydrografiske observasjonar i Eidsvågen 1970-71', Rapport til helserådet, Åsane kommune.
- Gade, H. G. (1989), *Turbulens og turbulent diffusjon i sjø og hav*, Geofysisk institutt, Universitetet i Bergen.
- Gill, A. (1982), *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Vol. 30 of *International geophysical series*, Academic Press, Inc.
- Green, L. (1837), 'On the motion of waves in a variable canal of small depth and width', *Trans. Phil. Soc. Lond.* **6**.
- Haugen, F. (1952), Byfjorden 1947-1951, Master's thesis, Geofysisk institutt, Universitetet i Bergen.
- Hegland, Å. (1972), Arnavågens hydrografi, Master's thesis, Geofysisk institutt, Universitetet i Bergen.
- Helle, H. B. (1975), 'Oseanografisk resipientundersøkelse av fjordene rundt Bergen', *Utgitt av Geofysisk Institutt ved Universitetet i Bergen*.
- Ippen, A. T. (1966), *Estuary and coastline hydrodynamics*, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- Linde, E. (1970), Hydrography of the Byfjord, Technical report, Geophysical Institute. Div. A, Physical Oceanography. University of Bergen.
- McClimans, T. A. (1983), Laboratory simulations of river plumes and coastal currents, in 'The winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, Boston, Massachusetts, november 13-18', Vol. 8.
- McClimans, T. A. (1990), *The Physical Oceanography of Sea Straits*, Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands., chapter Role of laboratory experiments and models in the study of sea straits processes, pp. 373–388.
- McClimans, T. A. (1997), Model Verification of Transport Processes in the Barents and Kara Seas, in 'AMAP International Symposium on Environmental Pollution of the Arctic and Third International Conference on Environmental Radioactivity in the Arctic, Tromsø, Norway, June 1-5'.

- McClimans, T. A. & Gjerp, S. A. (1979), Numerical study of distortion in a Froude model, *in* 'Proceedings, 16th International conference on Coastal Engineering, Hamburg, 29 Aug - 1 Sep. III: 2887-2904, ASCE'.
- McClimans, T. A. & Sægrov, S. (1982), 'River plume studies in distorted Froude models', *J. Hyd. Res.* **20**, 15-27.
- Mosby, O. (1930), 'Strømmålinger i fjordene ved Bergen', *Bergen Museums Årbok* .
- Nagashima, H. (1971), 'Reflection and breaking of internal waves on a sloping beach', *J. Ocean. Soc. Jap.* **27**, 1-6.
- Nilsen, J. H. & McClimans, T. A. (1994), An experimental study of internal tidal amphidromes in Vestfjorden, PhD thesis, Institutt for konstruksjonsteknikk, NTNU Trondheim.
- Norsk institutt for vannforskning (1995), 'Sentrum nord, Eidsvåg hovedavløpsanlegg', *O-94188* .
- Prandtl, L. (1956), *Strömungslehre*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.
- Proudman, J. (1925), 'Tides in a channel', *Phil. Mag. (6)* **49**, 466.
- Proudman, J. (1953), *Dynamical Oceanography*, Methuen & Co. LTD., London, Great Britain.
- Rye, H. (1991), 'Salhusbruprojektet, Resipientundersøkelse av fysiske forhold', *Data-rapport nr. 6* .
- Sætre, H. J. (1973), 'Strømmålinger i Salhusfjorden. Delrapport I', VHL Rapport, Trondheim.
- Stigebrandt, A. (1976), 'Vertical diffusion driven by internal waves in a sill fjord', *Journal of Physical Oceanography* **6**, 486-495.
- Stommel, H. & Farmer (1952), 'Abrupt change in width in two-layer open channel flow', *Journal of Marine Research* **11**, 205-214.
- Svee, R. (1967), 'Hydrografiske undersøkelser for bro over Salhusfjorden', VHL Rapport, Trondheim.
- Svendsen, H. (1969), Vindeffekt i fjorder, Master's thesis, Geofysisk institutt, Universitetet i Bergen.
- Taylor, G. I. (1921), 'Experiments with Rotating Fluids', *Proc. roy. Soc.* (100), 114-121.

Tidevannstabeller (2000), Statens Kartverk Sjøkartverket.

von Arx, W. S. (1955), An experimental study of the dependence of the primary ocean circulation on the mean zonal wind field, PhD thesis, Woods Hole Oceanographic Institution.

von Arx, W. S. (1962), *An Introduction to Physical Oceanography*, Addison-Wesley Publishing Company, INC. Reading, Massachusetts, U.S.A., London, England, chapter Laboratory Models, pp. 285–311.

Zeilon, N. (1913), 'On the seiches of the Gullmar Fiord', *Hydr.-Biol. Komm. Skrifter* **5**.

Tillegg A

Symbol

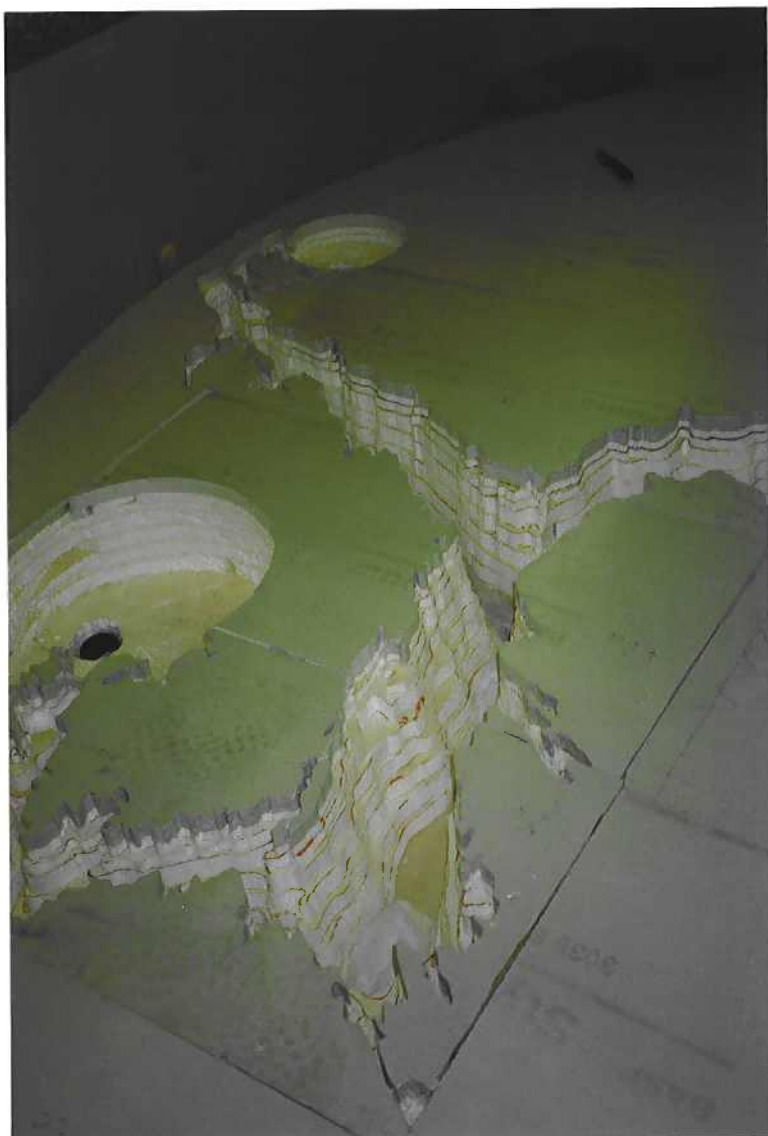
A	turbulent kinematisk friksjonskoeffisient
a	bølgjeamplitude
B	horisontal lengde
b	breidde
C_c	Chezy koeffisient
c	bølgjehastigheit (grupperhastigheit bølgje)
Fd	densimetrisk Froude-tal
Fr	Froude-tal
$f = 2\Omega \sin \varphi$	coriolis-parameter
f_d	Darcys motstandskoeffisient
G'	statisk stabilitet (reduisert tyngde)
g	gravitasjonskonstant
g'	reduisert tyngde
H	vertikal lengde
h	djupne
\mathbf{k}	vertikal einingsvektor
k_f	friksjonskoeffisient
l	lengde
M	motstandskoeffisient
M_2	halvdaglege komponent av tidevassbølgja frå månen
M_4	komponent av tidevassbølgja med to ganger frekvensen til M_2
M_6	komponent av tidevassbølgja med tre ganger frekvensen til M_2
N	nord
N_2	komponent av tidevassbølgja som skuldast at månebanen er elliptisk
p	trykk

Re	Reynoldstal
Ro	Rossbytal
r_i	den karakteristiske tregleiksradius
r_o	den karakteristiske barokline Rossbys deformasjonsradius
S_2	halvdaglege komponent av tidevassbølgja frå sola
S_a	årleg komponent av tidevassbølgja frå sola
s	lengde mellom stasjonane
T	periode
t	tid
U	horisontal hastigheit
$\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$	horisontal hastigheitskomponent
w	vertikal hastigheitskomponent
x, y, z	kartesiske koordinater
α	vinkel
β	vinkel
ε	avvik
η	amplitudeutslag i overflata
κ	bølgjetal
λ	bølgjelengd
μ	konstant relatert til motstandskoeffisienten M
ν	molekylær kinematisk friksjonskoeffisient
ρ	tettleik
φ	breiddegrad
$\Omega = 2\pi/\text{periode jordrotasjon}$	vinkelfrekvens til jordrotasjon
ω	frekvens
∇_H	horisontal gradient operator

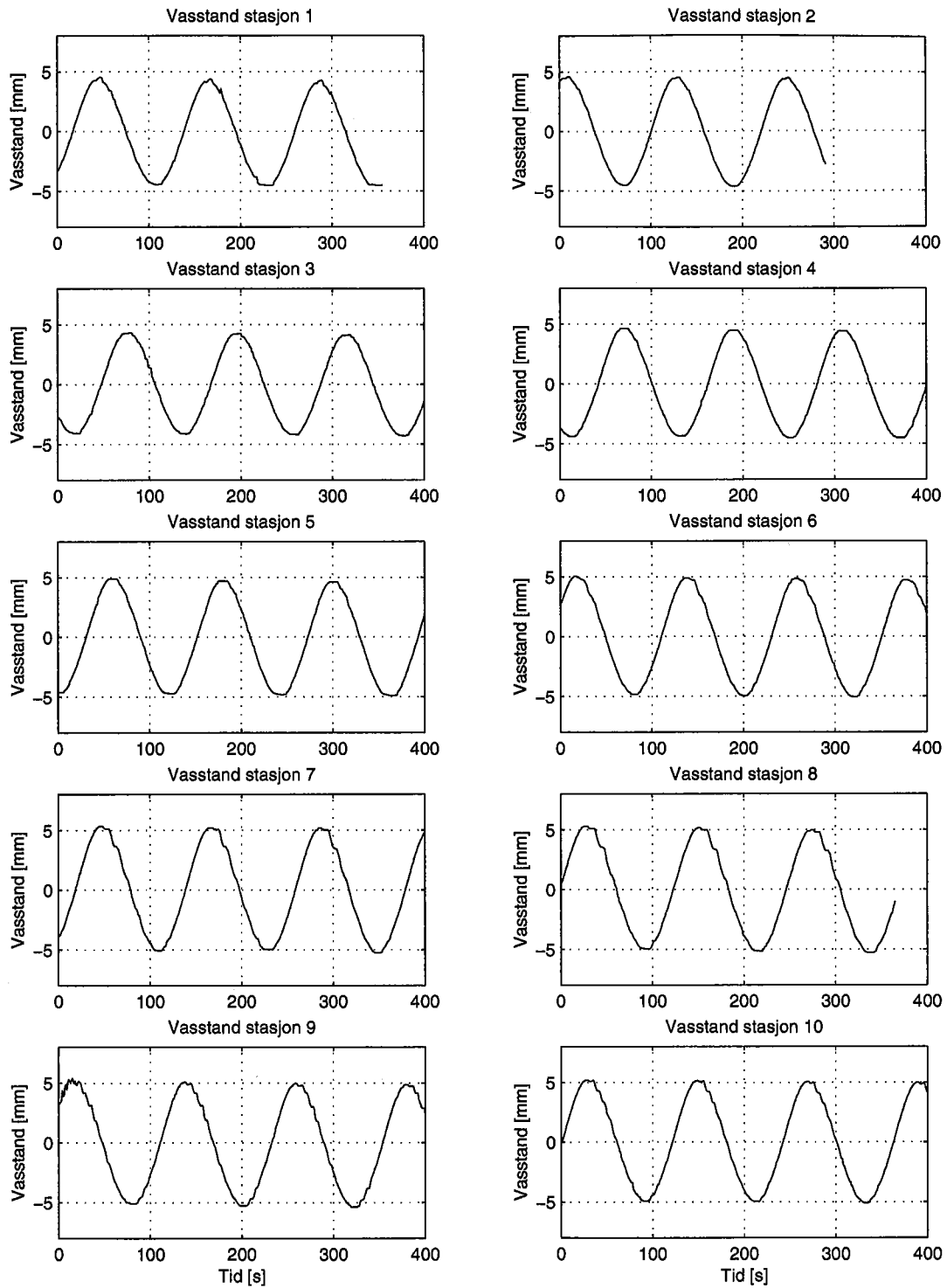
Tillegg B

Rådata

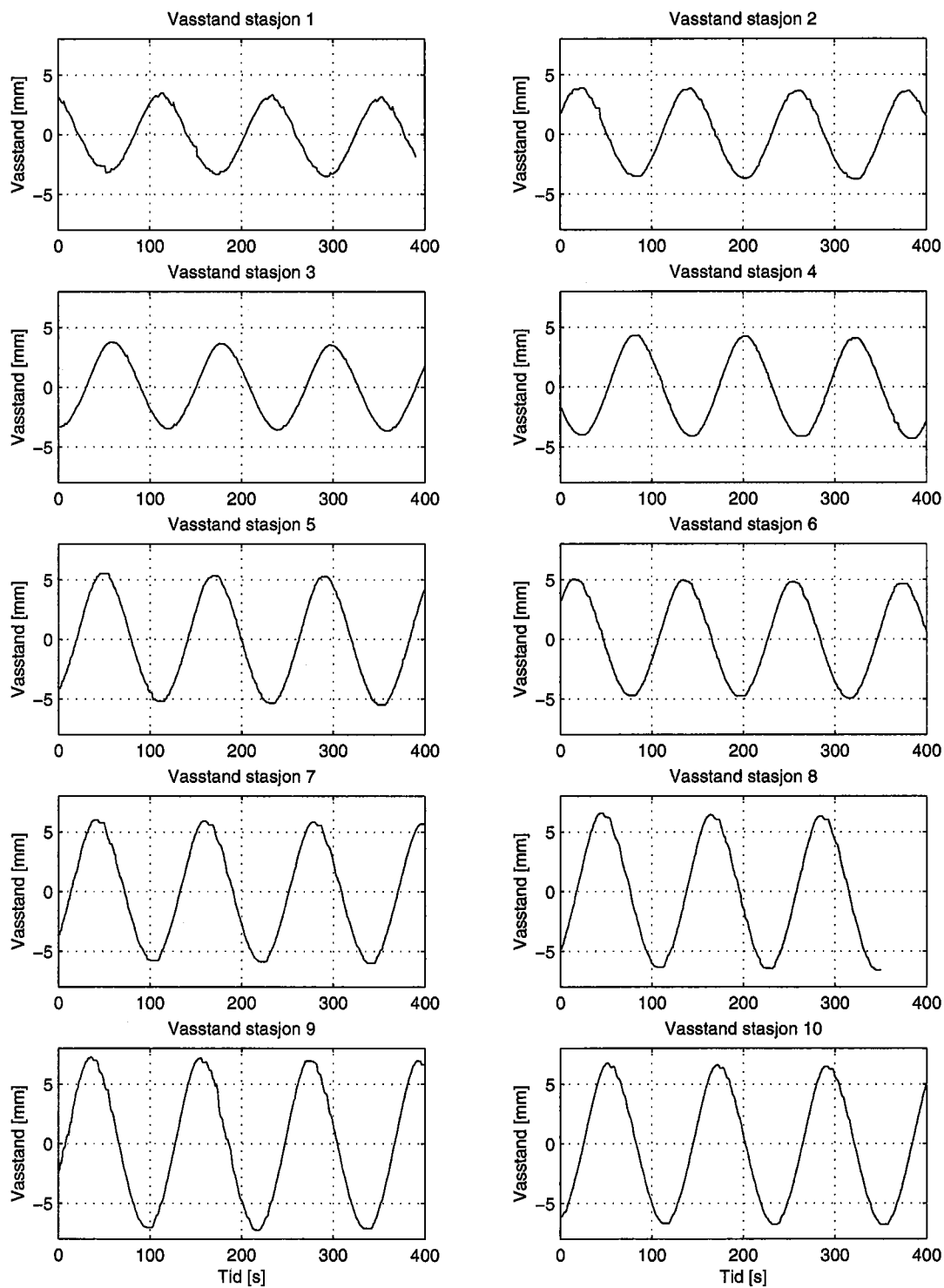
B.1 Rådata amplitude tidevassbølgje



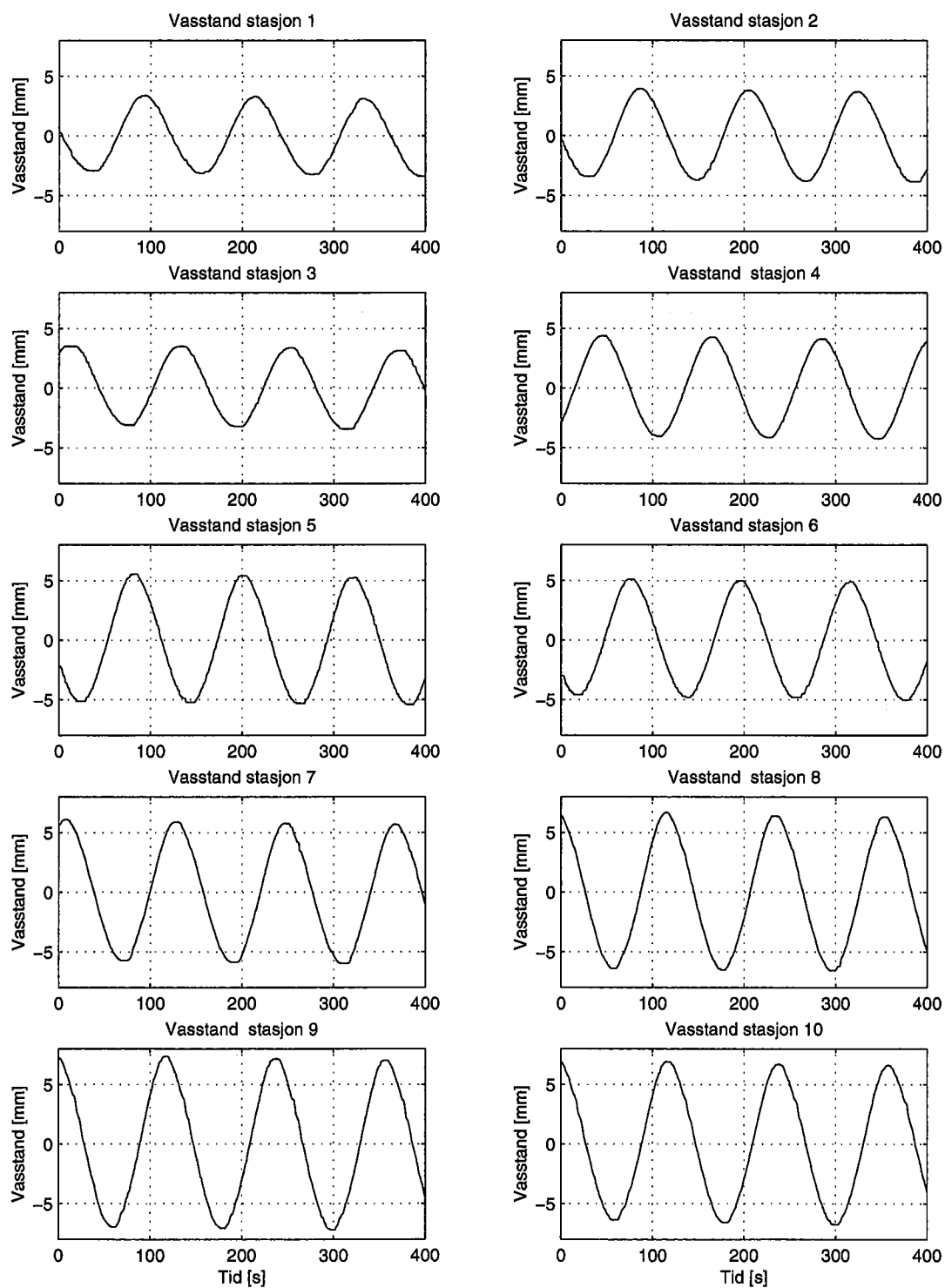
B.1.1 Stor amplitude



Figur B.1: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i ikkje-flytande modell med stort utslag på tidevassgeneratoren.

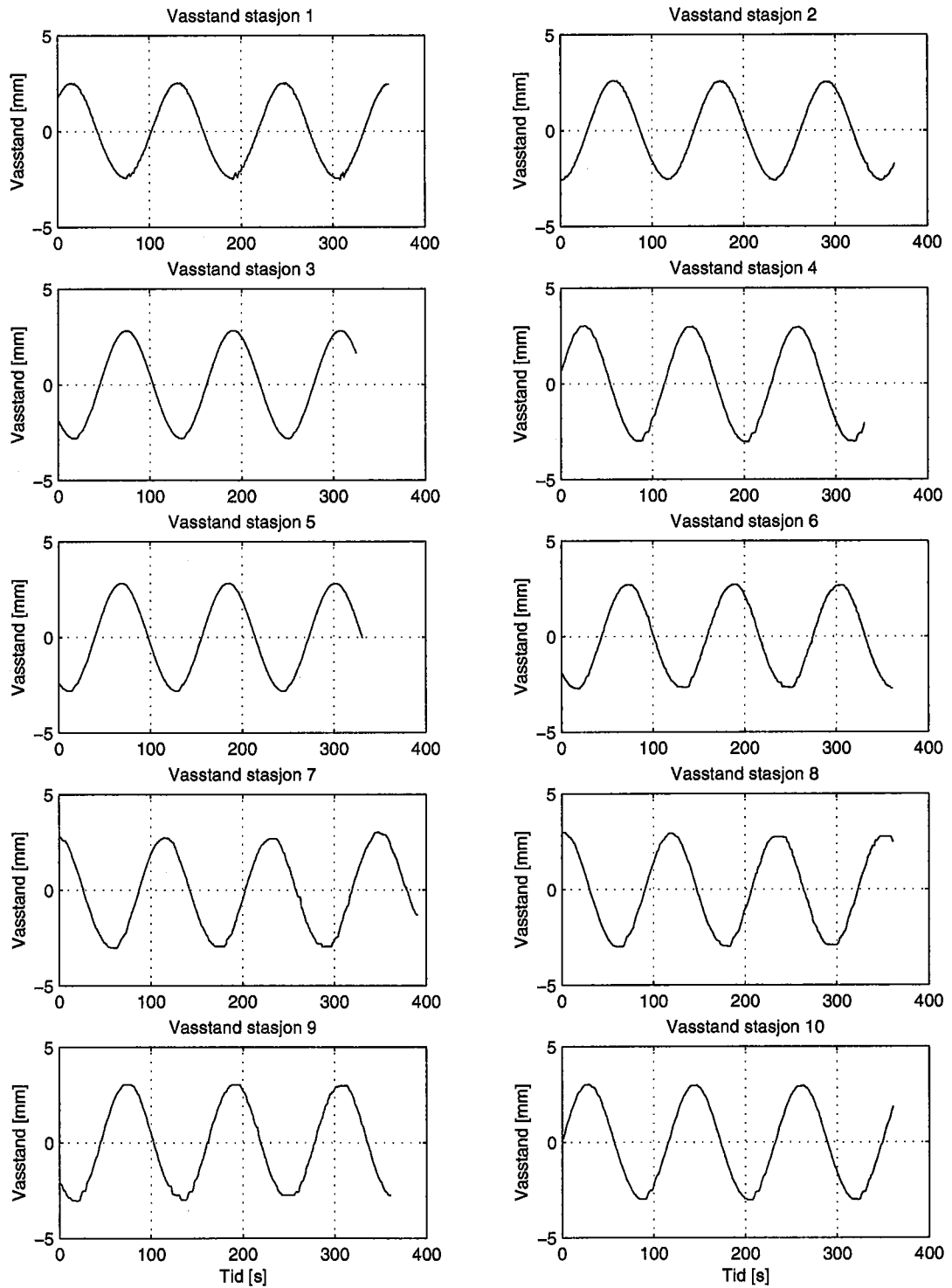


Figur B.2: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i flytende, ikke-roterende modell med stort utslag på tidevassgeneratoren.

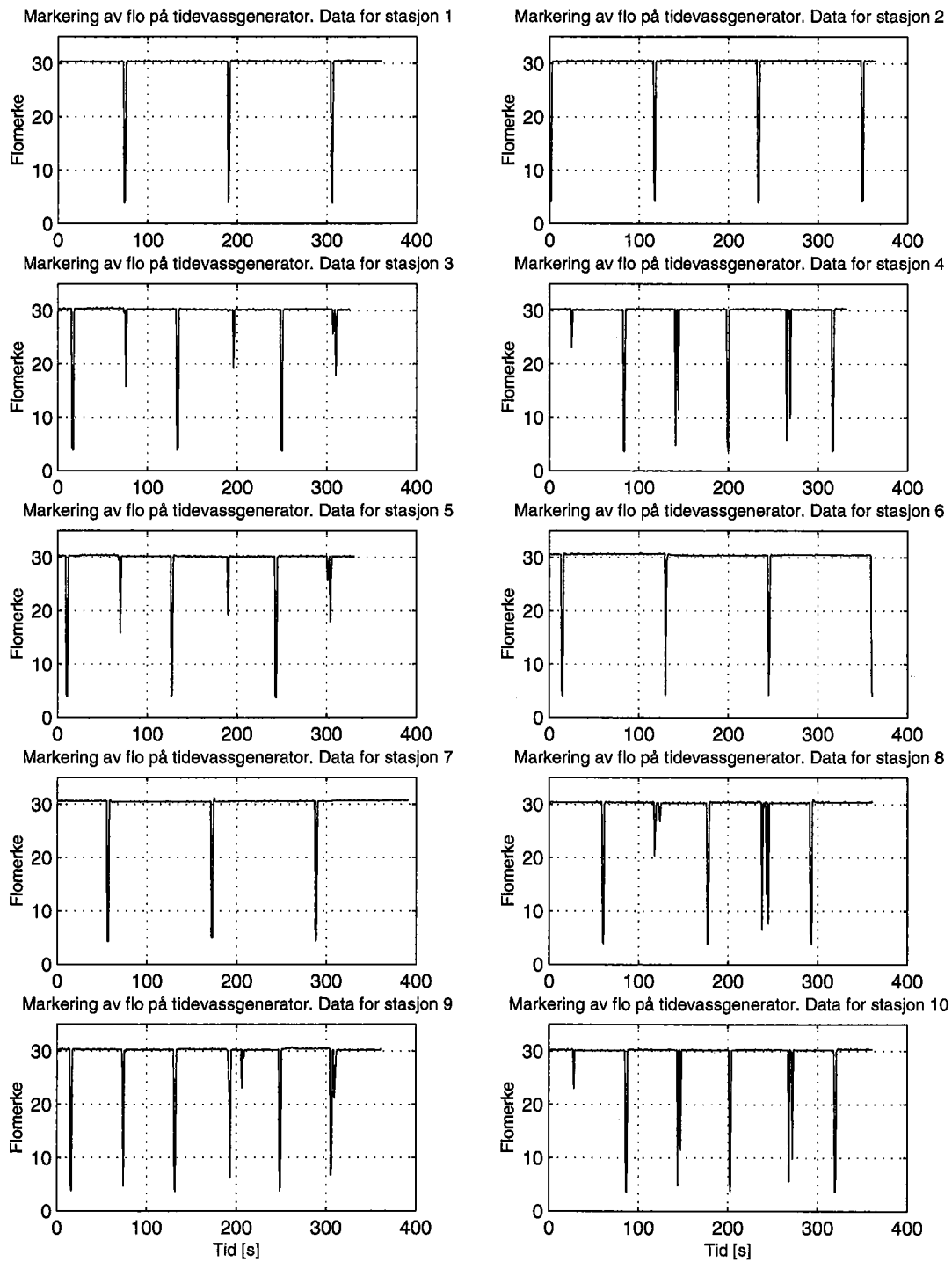


Figur B.3: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i roterande modell med stort utslag på tidevassgeneratoren.

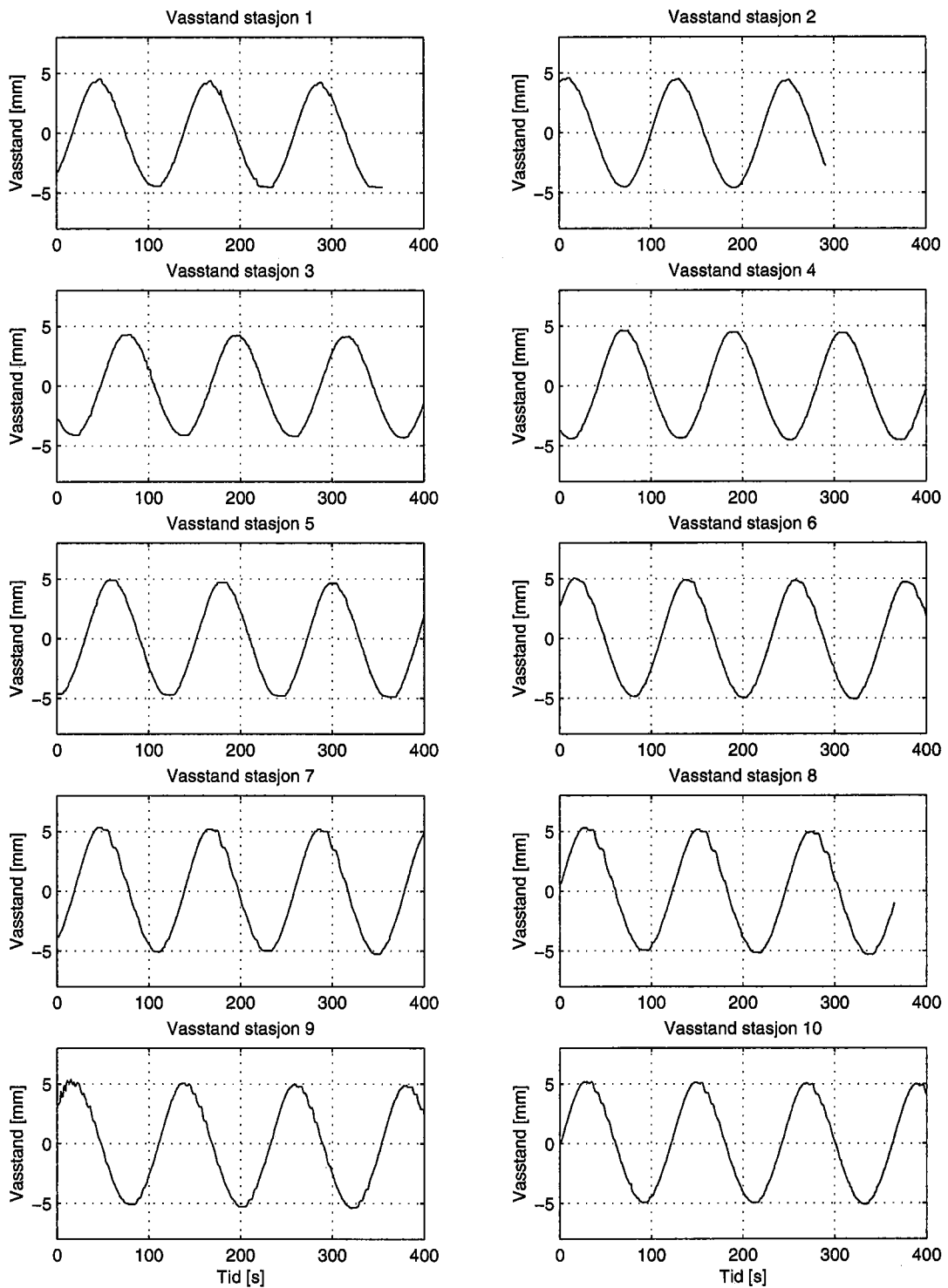
B.1.2 Liten amplitude



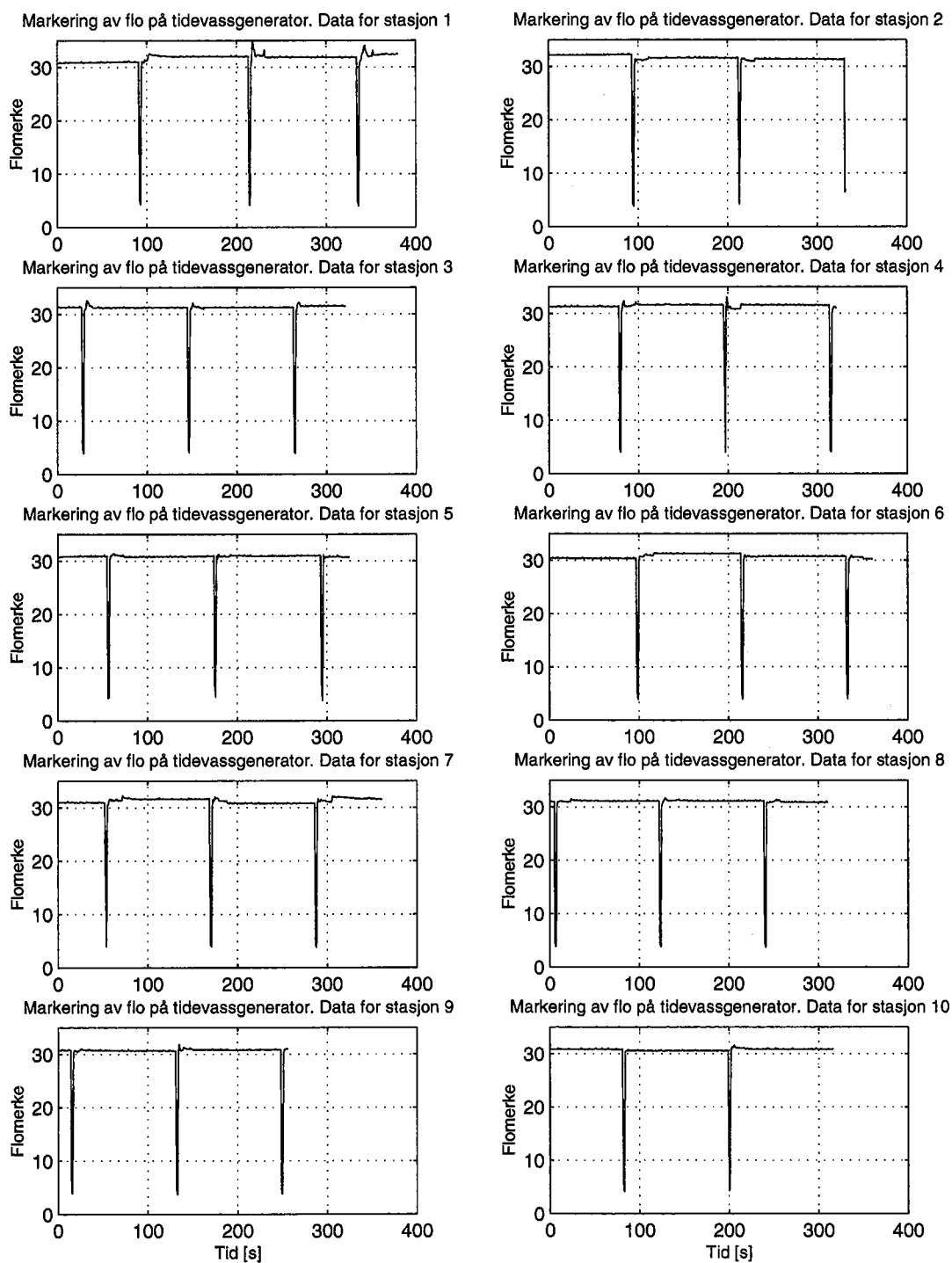
Figur B.4: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i ikkje-flytande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.



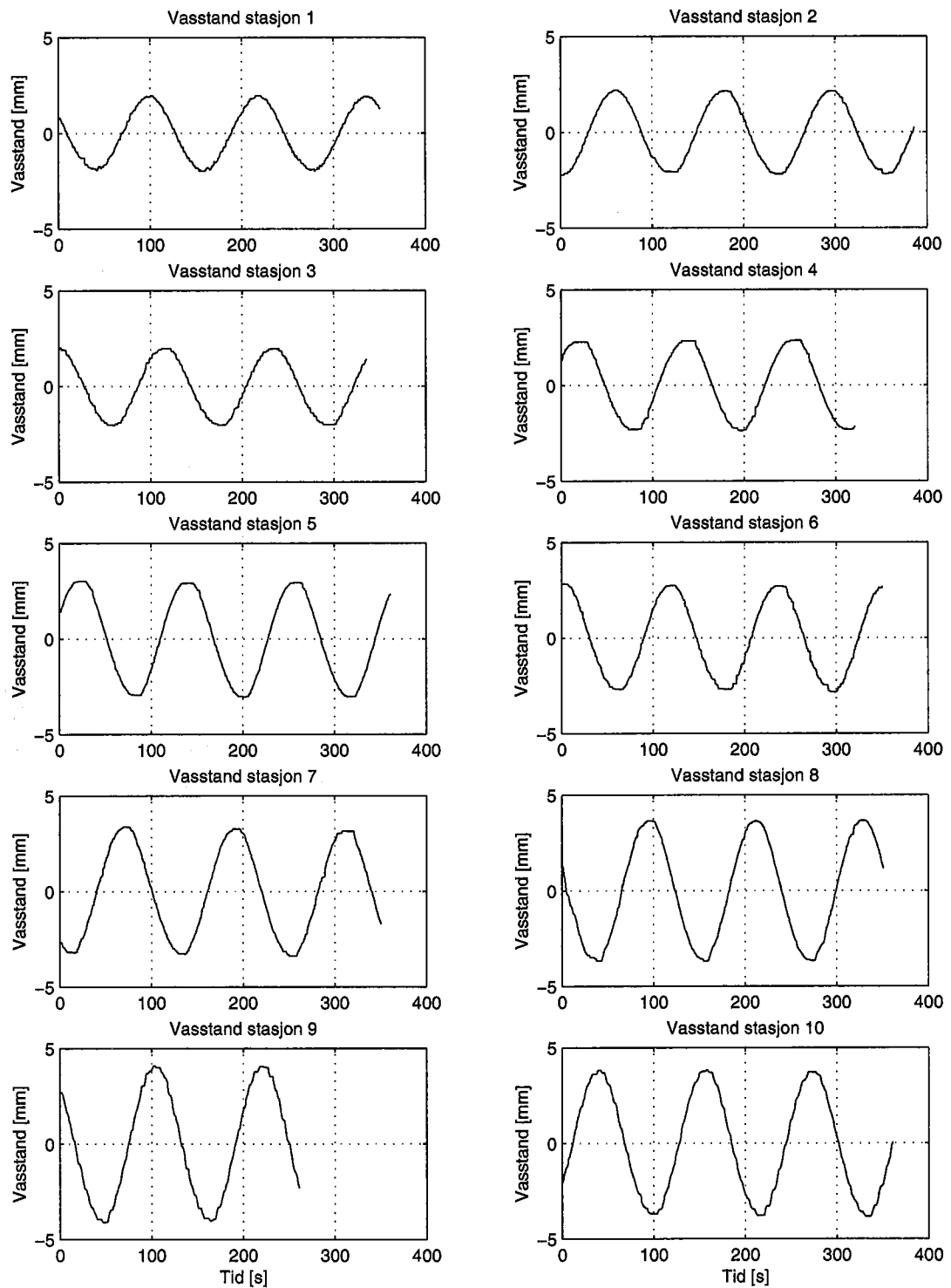
Figur B.5: Utslaga på grafane syner for kva tidspunkt det er flo i Hjeltefjorden under måling av vasstand ved stasjon 1-10 i ikkje-flytande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.



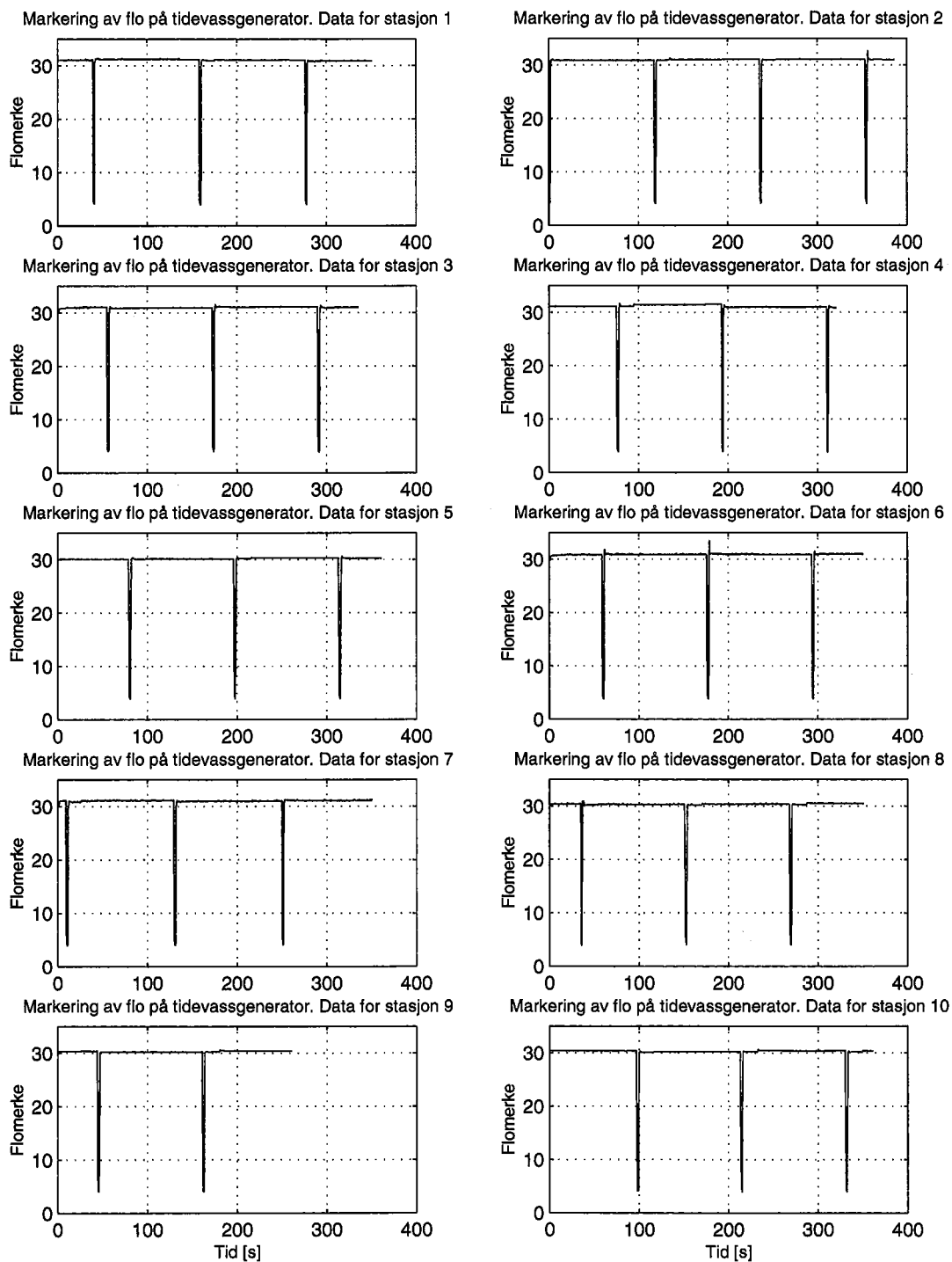
Figur B.6: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i flytende, ikkje-roterande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.



Figur B.7: Utslaga på grafane syner for kva tidspunkt det er flo i Hjeltefjorden under måling av vasstand ved stasjon 1-10 i flytande, ikkje-roterande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.



Figur B.8: Målinger av vasstand stasjon 1-10 i roterande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.

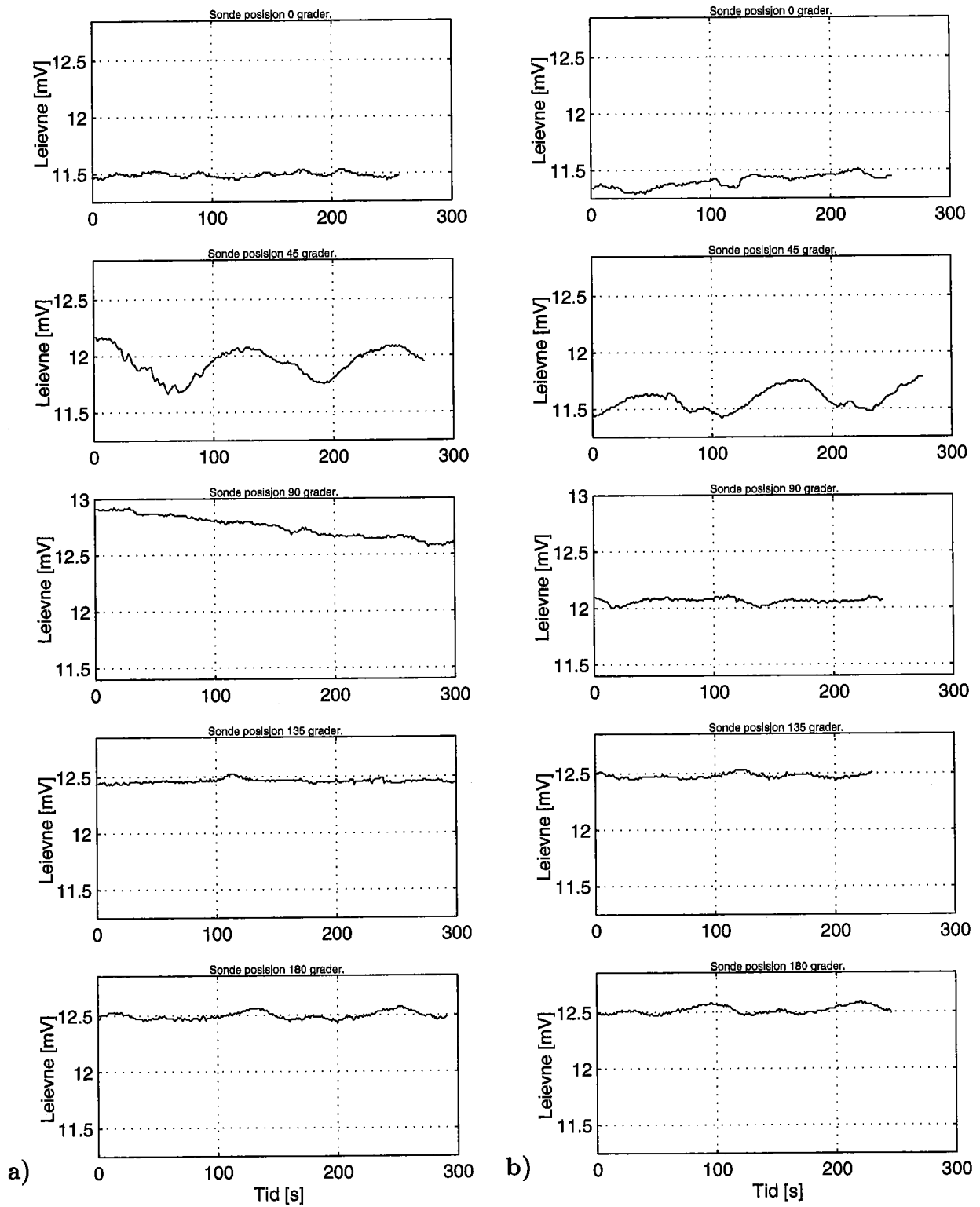


Figur B.9: Utslaga på grafane syner for kva tidspunkt det er flo i Hjeltefjorden under måling av vasstand ved stasjon 1-10 i roterande modell med lite utslag på tidevassgeneratoren.

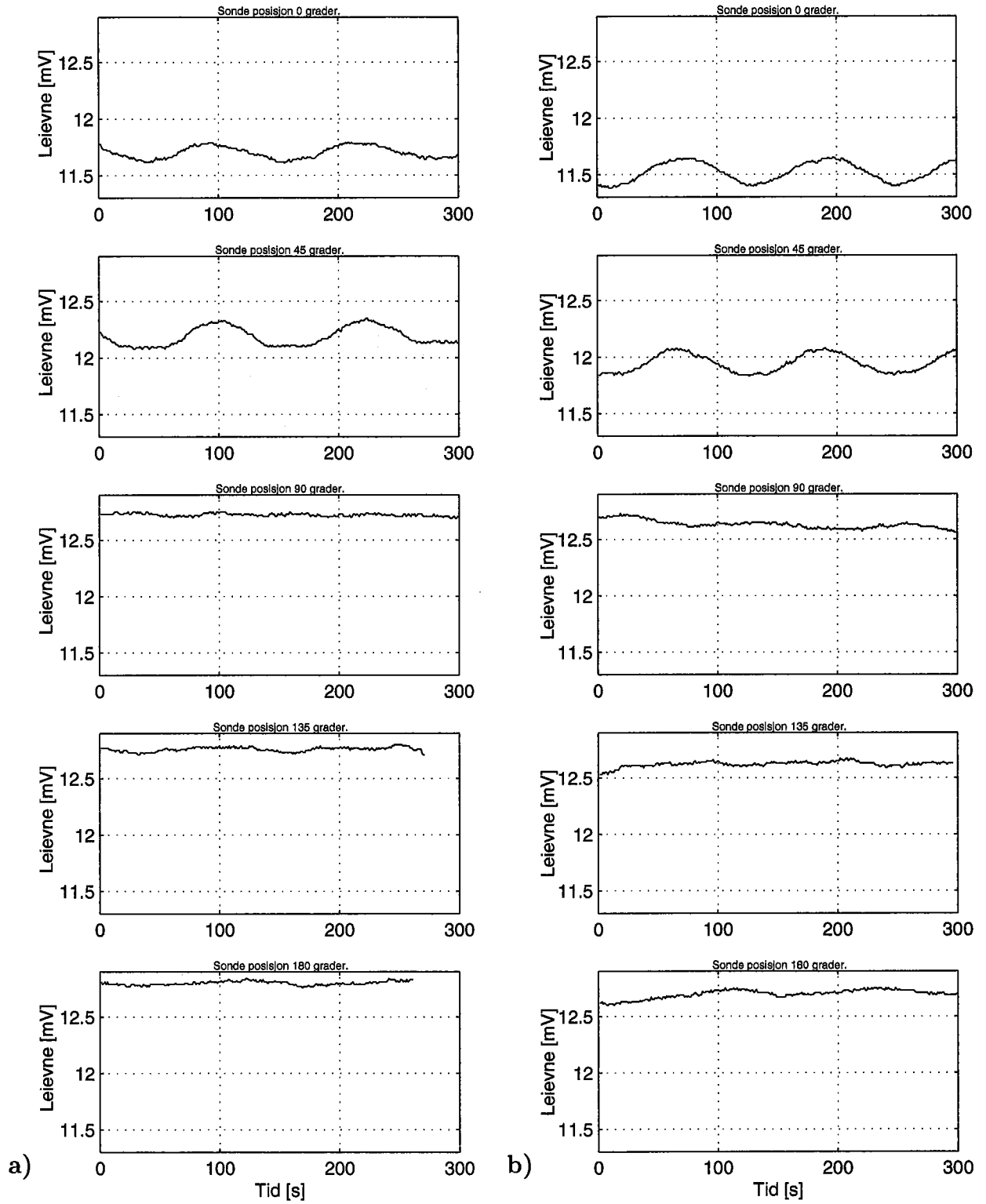
B.2 Rådata indre bølger

ID	Data [nr]	Flo indre bølge ved stasjon [s]	Flo tidevass- maskin [s]	Tids- skildnad [s]	Korrigert for forsenking ved danning [s]	Posisjon sonde [°]
Byfjorden	558	587	512	75	45	-
Utan rotasjon	671	700	625	75	45	-
Fil: IBVBYFJ.PRN	786	815	741	74	44	-
Klokkeslett data 1:	900	929	855	74	44	-
0 min og 29 sek	1016	1045	969	76	46	-
Midla korrigert forsenking:					45	-
Herdlefjorden	1087	1116	973	143	113	-
Utan rotasjon	1202	1231	1088	143	113	-
Fil: VBYFJIB.PRN	1315	1344	1204	140	110	-
Klokkeslett data 1:	1432	1461	1319	144	114	-
0 min og 29 sek	1549	1578	1434	146	116	-
Midla korrigert forsenking:					113	-
Veafjorden	609	636	386	250	220	45
Utan rotasjon	740	767	508	259	229	45
Fil: IBIRVEFJ.PRN	1384	1411	1113	298	268	135
Klokkeslett data 1:	1511	1538	1233	305	275	135
0 min og 27 sek	1628	1655	1354	301	271	135
Midla korrigert forsenking:					225	271
Veafjorden	132	159	-90	249	219	90
Med rotasjon	256	283	31	252	222	90
Fil: IBRVEFJ.PRN	374	401	152	249	219	90
Klokkeslett data 1:	1629	1656	1351	305	275	135
0 min og 27 sek	1753	1780	1471	309	279	135
Midla korrigert forsenking:					220	277

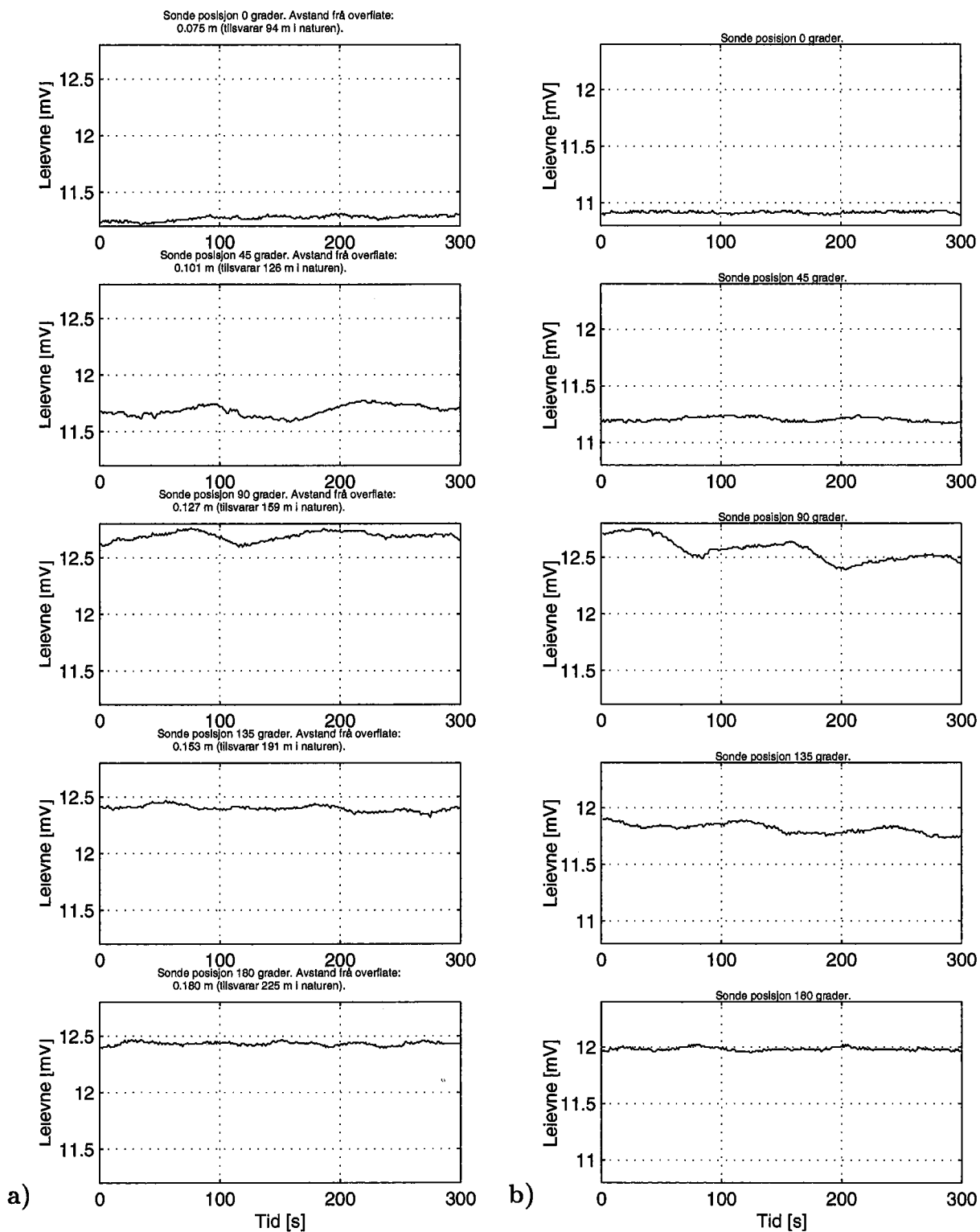
Tabell B.1: Data frå tidsserier nytta til å finna ei korrigert midla forsenking av indre bølger frå terskel til sondestasjonane.



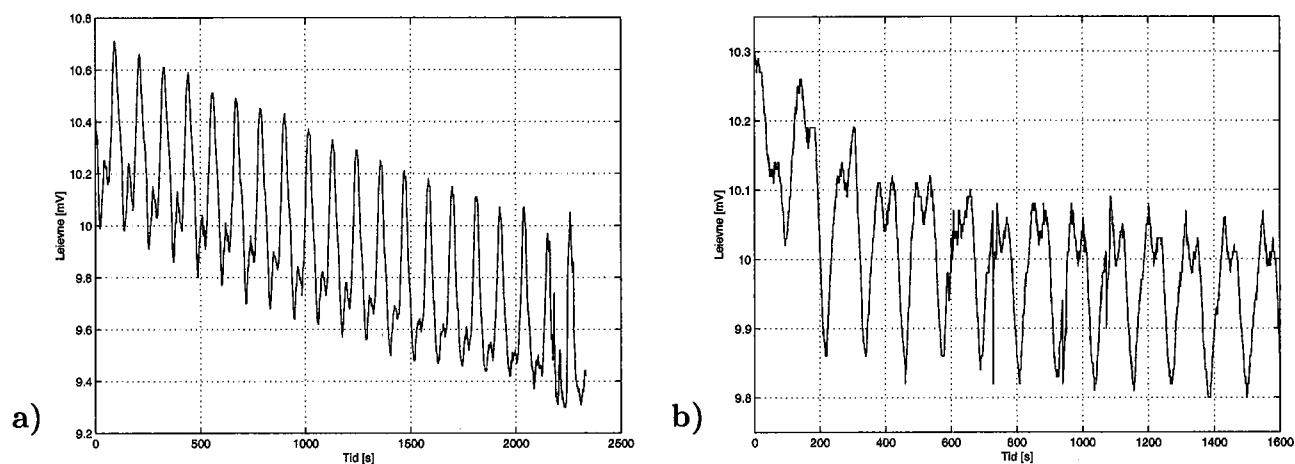
Figur B.10: Indre bølger i Sørfjorden registrert med G-sonde i flytande modell a) utan rotasjon og b) med rotasjon.



Figur B.11: Indre bølger i Osterfjorden registrert med G-sonde i flytande modell a) utan rotasjon og b) med rotasjon.



Figur B.12: Indre bølger i Veafjorden registrert med G-sonde i flytande modell a) utan rotasjon og b) med rotasjon.



Figur B.13: Indre bølger i a) Byfjorden og b) Herdlefjorden registrert med G-sonde i flytande modell utan rotasjon.

ID	Data [nr]	Potensio- meter [°]	Korrigerte grader pot. [°]	Tids- skildnad [s]	Korrigert for forsenk- ing ved danning [s]
Osterfjorden	967	233	260	147	117
Utan rotasjon	1090	239	266	149	119
Fil: IBIROSFJ.PRN	1204	220	247	142	112
Midla korrigert forsenking:					116

Tabell B.2: Data frå tidsserie nytta til å finna ei korrigert midla forsenking av indre bølger frå terskel til sondestasjonen i Osterfjorden. Stillinga på potensiometeret angir faseforskyvinga i høve til stasjonen der 180° tilsvarar flo på tidevassmaskina.



Tillegg C

Utgangslikningar

C.1 Hydrodynamiske likningar

Desse fem likningane for dei fem variablane u , v , w , p og ρ dannar basis for geofysisk væskedynamikk (Cushman-Roisin 1994):

Rørslelikning i x-retning:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (\text{C-1})$$

Rørslelikning y-retning:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (\text{C-2})$$

Rørslelikning i z-retning:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g, \quad (\text{C-3})$$

Kontinuitetslikning:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (\text{C-4})$$

Likning for tettleik:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = \kappa \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}. \quad (\text{C-5})$$

C.2 Matematisk skildring av tidevatn utan friksjon

Teorien i dette delkapittelet er henta frå Ippen (1966). Tidevassfenomenet vert først utleia utan å ta hensyn til energidissipasjonen for å etablere grunnleggjande likningar

for tidevassbølgjer. Ein antar at tilhøva er utan friksjon, vatnet homogent, kanalen jambrei, botnen horisontal og amplituden på bølga mykje mindre enn vassdjupna.

Ein tenkjer seg ei bølge som går langs ein kanal med djupne h , hastigheit c , overflateheving η og straumhastigheit u . Viss koordinatsystemet med same hastigheit følgjer kanalen får ein frå kravet om kontinuitet at

$$hc = (h + \eta)(c - u)$$

som når $h \ll \eta$ gir ein likningane

$$u = \frac{c\eta}{h} \quad (\text{C-6})$$

og

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{c}{h} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (\text{C-7})$$

Ein nyttar kontinuitetstilhøvet på eit stasjonært volumelement med høgda $(h + \eta)$, einingslengde og einingsbreidde. Lagringa per tidseining $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ må vera lik endring i transporten $\frac{\partial q}{\partial x}$. Dette gjev

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial [u(h + \eta)]}{\partial x} = 0.$$

Ved å nytta likning C-6 og C-7 vert dette redusert til

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + c \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0. \quad (\text{C-8})$$

Den ein-dimensjonale rørsla til ein partikkel av einingsmasse er i vårt tilfelle gitt som

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}. \quad (\text{C-9})$$

Ved å nytta likning C-6, C-7 og $c = \sqrt{gh}$ kan me skriva om likning C-9 til

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (\text{C-10})$$

Når ein deriverar C-8 med hensyn på x og C-10 med hensyn på t og kombinerar desse to likningane får me

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (\text{C-11})$$

På same måte kan ein derivera likning C-8 med hensyn på t og C-10 med hensyn på x og få fram

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}. \quad (\text{C-12})$$

Likningane C-11 og C-12 er i matematikken velkjende bøljelikningar.

C.3 Matematisk skildring av tidevatn med friksjon

Som før ser ein på tidevassrørsle i ein rektangulær kanal der alle antakingar som er gjort før i kapittelet gjeld fortsatt med unntak av at tilhøva no er med friksjon. Ein modifierar den dynamiske likninga til å innehalda effekten av friksjonsstress.

C.3.1 Grunnleggjande likningar

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - g \frac{u|u|}{C_c^2 h} \quad (\text{C-13})$$

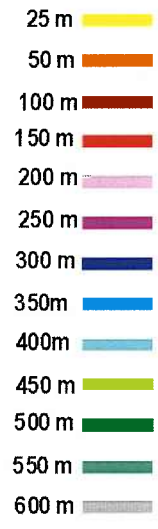
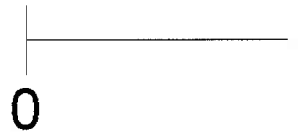
der $C_c = \sqrt{\frac{8g}{f_d}}$ vert kalla *Chezy koeffisienten* og f_d *Darcys motstandskoeffisient*. Friksjonsleddet i likning C-13 kan lineariserast på grunn av at arbeidet gjort over ein tidevassyklus må vera det same om det er bestemt etter den kvadratiske motstandslova eller ved ein lineær tilnærming (Einstein & Fuchs 1954). Etter linearisering av likning C-13 får me bøljelikninga

$$c^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = gM \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (\text{C-14})$$

der $M = \frac{f}{3\pi} \frac{u_{maks}}{gh}$.







Det vesle bassenget

Holsnøy

Herdlefjorden

Radfjorden

Salhusfjorden

Det store bassenget (generator tidevatn)

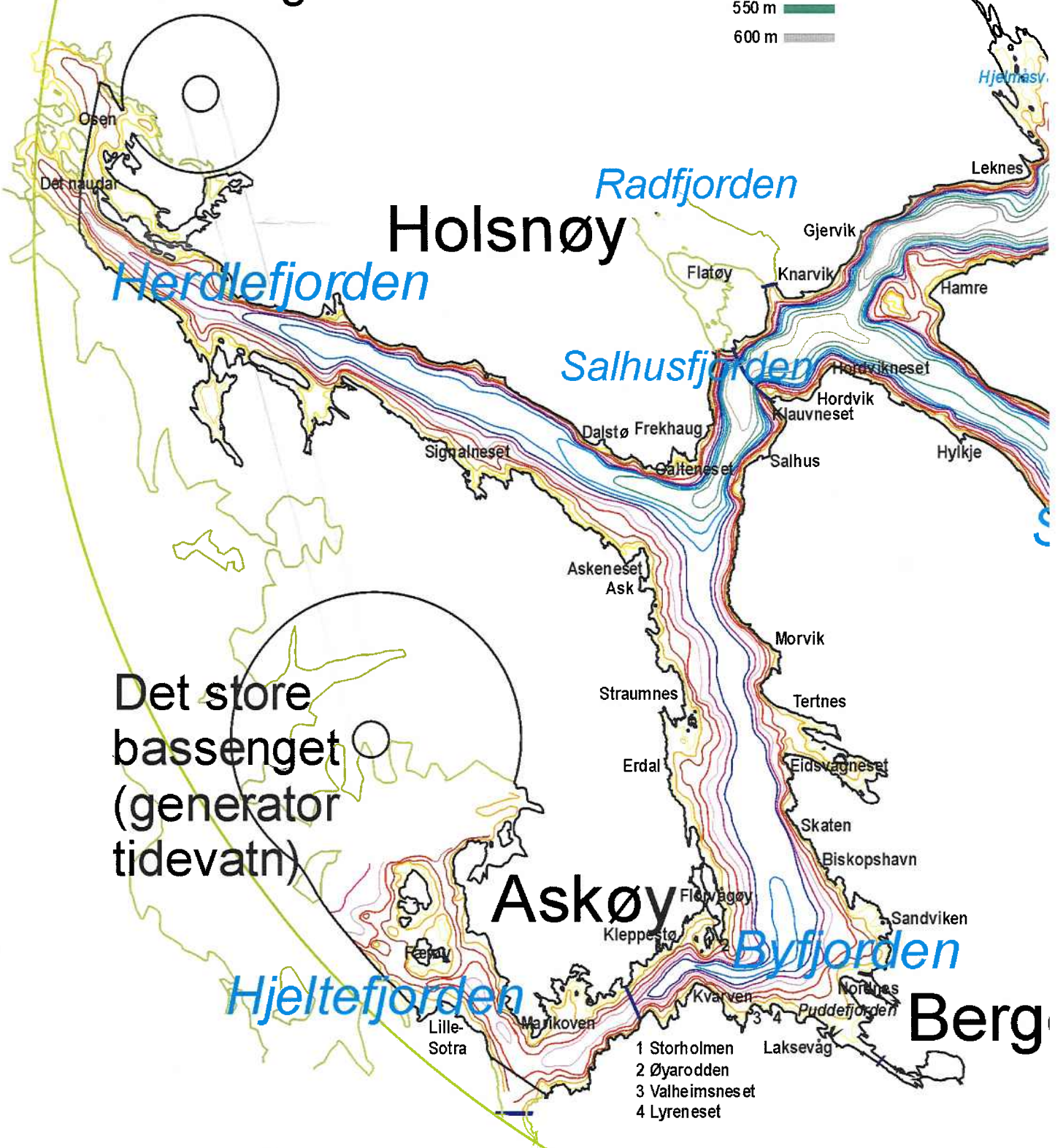
Askøy

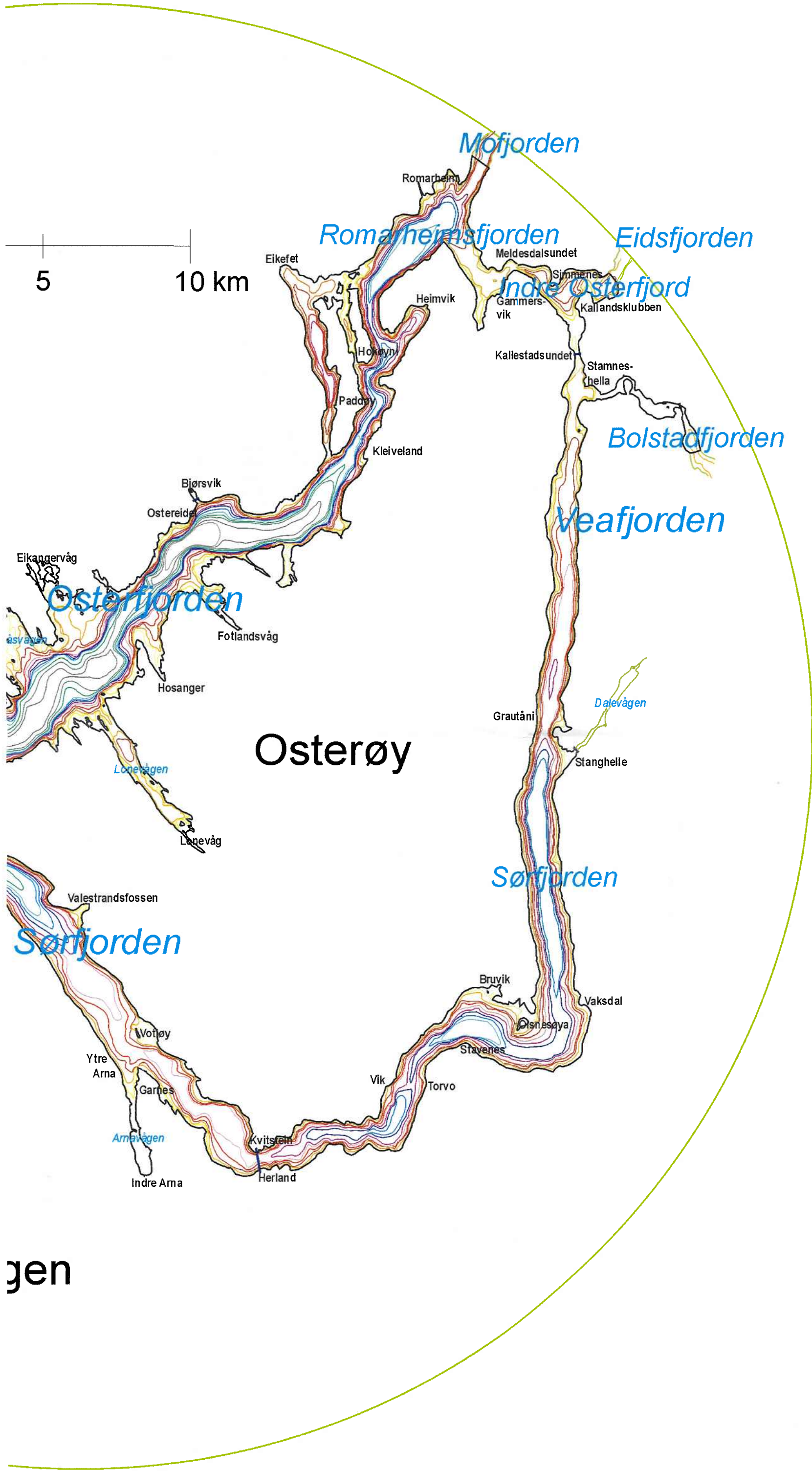
Hjeltefjorden

Byfjorden

Berg

- 1 Storholmen
- 2 Øyarodden
- 3 Valheimsneset
- 4 Lyreneset





gen

