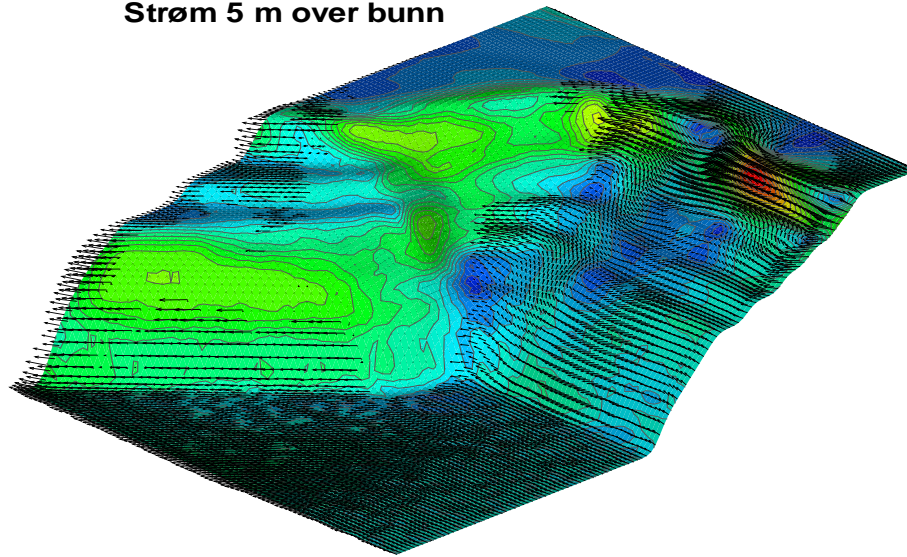


Hovedfagsoppgave i
fysisk oseanografi

Strømmer langs sokkelskråningen ved Ormen Lange-feltet, Storegga

Strøm 5 m over bunn



Elisabeth Engum

6. januar 2003



Geofysisk Institutt
Universitetet i Bergen



Norsk Hydro ASA
Forskningssenteret, Sandsli
Seksjon for utbyggingsteknologi

Denne oppgaven er skrevet i $\text{\LaTeX}2\epsilon$, reportstyle,
11 punkts tekst og tosidig format.
Arbeidet er avsluttet 6. januar 2003.

Forord

Å gjennomføre et hovedfag er en prosess som kan være lang, seig og pinefull, eller kjapp og brutal. For et svært lite mindretall, som undertegnede, har det vært en kombinasjon av begge deler! Hvis noen hadde fortalt meg for et halvt år siden at jeg i dag skulle sitte med en hovedoppgave mellom hendene - med mitt navn på! - hadde jeg aldri trodd dem. Det er en del mennesker som skal takkes for at dette faktisk er tilfelle;

Først en stooooor takk til min veileder Gunnar Furnes (Norsk Hydro) som har gitt meg denne muligheten. Ditt engasjement er svært smittende og motiverende! Takk for at du har gitt meg rom for å være meg selv i dette arbeidet.

Jarle Berntsen (Matematisk Institutt) skal ha en like stor takk. Jeg setter stor pris på din veiledning med modellen, og ikke minst din interesse i de resultater jeg har vist deg underveis.

Videre må jeg få takke Rune Yttervik og Nina Winther for hjelp med modelloppsettene. Rune skal ha en særlig takk for å ha gjort veien inn i numerikkens verden mye mer brukervennlig.

Vegard Eide (NOTUR, Trondheim) har vist stor tålmodighet med mine "Nå snakker du et språk jeg ikke forstår!".

Ellers vil jeg gi en stor takk til min gode venn Frode Vikebø for faglig oppmuntring og ikke-faglig avkobling, og ikke minst kritisk og nøye gjennomlesning av hovedoppgaven min.

En varm takk går til Hanne-Lovise som har vært en fantastisk støtte gjennom hele prosessen.

Tilslutt må jeg takke nærmeste familie og nære venner som alltid har vært for meg.

Elisabeth Engum

Sammendrag

Ormen Lange er Norges nest største gassfelt og ligger på 800 til 1100 meters dype utenfor kysten av Møre og Romsdal. Feltet ligger i kjernen av Storegga-raset, som etterlot en bratt vegg nær sokkelkanten og svært ulendt topografi langs bunnen. Rørledningene som skal føre gassen opp langs skråningen vil måtte legges langs bunnen der store deler av dem vil flyte et par meter over bunnen, noe som gjør detaljert kunnskap om strømforholdene i området viktig. I denne hovedoppgaven er det sett på to ulike prosesser som kan ha betydning for strømforholdene langs sokkelskråningen ved Ormen Lange-feltet, Storegga. I begge disse studiene er det benyttet en numerisk havmodell (Bergen Ocean Model) for beregningene. Modellen er oppløst ved σ -koordinater i vertikalen og et forskjøvet endelig differanse gitter i det horisontale plan.

I den første delen av oppgaven studeres opp- og nedskyllinger langs skråningen som følger av en oppstuet/nedpresset nedre pyknoklin. Modellen er satt opp i to dimensjoner med en idealisert sokkelskråning. En trappeformet perturbasjon på pyknoklinen representerer den oppstuede/nedpressede pyknoklinen. Denne slippes fri og forplanter seg som en indre bølge mot skråningen. En rekke simuleringer er utført med modelloppsettet, der tetthetsdifferansen over pyknoklinen samt lengden og høyden på perturbasjonen er variert. Resultatene fra simuleringene gir hastigheter i samme størrelse som observerte hastigheter ved Ormen Lange-feltet. Forklaringsmekanismen for utslaget av den nedre pyknoklinen antas å være atmosfæriske trykksystemer på stor skala.

Målsetningen for den andre delen av oppgaven er å studere ulike effekter av en oscillerende jet langs sokkelskråningen i det aktuelle området. Den tredimensjonale modellen er drevet med en oscillerende jet ved sokkelkanten. Denne er satt på ved en åpen rand i modellen. Styrken og plasseringen av jeten er valgt slik at de er sammenlignbare med observasjoner. Initielt er tetthetssjiktningen beregnet fra klimatologiske data for temperatur og salinitet. Flere simuleringer er utført med modellen, der jetens svingefrekvens er variert fra subinertiell via inertiell til halvdaglige tidevannsfrekvenser. Fokuset i denne delen av oppgaven er å presentere resultatene fra disse simuleringene som inkluderer virveldannelse, topografisk styring og en separasjon av strømsystemene.

Innhold

1	Innledning	1
2	Bakgrunn	3
2.1	Ormen Lange	3
2.2	Hydrografiske forhold	4
2.3	Observasjoner	7
2.3.1	Innstrømningen til de nordiske hav	7
2.3.2	Spesielle hendelser	9
2.4	Laboratorieforsk	10
2.4.1	Indre bølger mot skrånende bunn	10
2.4.2	Oscillerende strøm langs en sokkelskråning med en undersjøisk canyon	11
2.5	Numeriske modellresultat	11
3	Teori	13
3.1	Generelle ligninger	13
3.2	Potensiell virvling og topografiske effekter	14
3.2.1	Potensiell virvling	14
3.2.2	Topografisk styring	15
3.2.3	Topografisk fangede bølger	15
3.3	Det viskøse leddet og transport av vannmasser	17
3.3.1	Ekman transport	18
3.3.2	Barotrope opp- og nedstrømninger	19
3.3.3	Barokline opp- og nedstrømninger	20
3.3.4	Ekmanlaget over ujevn topografi	21
3.4	Fronter, jeter og virvler	22
3.4.1	Fronter og jeter	22
3.4.2	Virvler	23
3.5	Instabiliteter	23
3.5.1	Barotrop instabilitet	23
3.5.2	Baroklin instabilitet	24
4	Bergen Ocean Model	29
4.1	Innledning	29

4.2	Basisvariabler og likninger	29
4.2.1	Likninger for vertikal eddy viskositet, K_M , og diffusjon, K_H	30
4.2.2	Grenseflatebetingelser	31
4.3	σ -koordinat modell	32
4.4	Tidssplitting	33
4.5	Numeriske metoder	33
4.6	BOM rutinene og tidsstepping	35
4.6.1	Subrutinen BOUND	36
5	Modellkjøringer	37
5.1	Modellkjøringer av indre bølger inn mot sokkelskråningen	37
5.1.1	Modelloppsett	37
5.1.2	Parametere; input/output	38
5.2	Modellkjøringer av jet inn i en dyp og trang undersjøisk dal	39
5.2.1	Modelloppsett	39
5.2.2	Tetthetssjiktning	41
5.2.3	Grensebetingelser	41
5.2.4	Innstrøms hastigheter	42
6	Resultat: Indre bølger mot sokkelskråning	45
6.1	Strømmer nær bunnen	45
6.2	Opp- og nedskyllinger	46
6.3	Spesielle hendelser	47
6.4	Hendelsesforløpet	50
7	Resultat: Oscillerende jet inn i trang undersjøisk dal	53
7.1	Tidsserier	55
7.2	Hastigheter på tvers av skråningen	66
7.3	Topografisk styring	71
7.4	Virveldannelse?	71
7.4.1	Ringer	71
7.4.2	Virvler	73
7.5	Separasjon av jeten	77
7.6	Bevegelse av tetthetsflatene	77
8	Diskusjon	83
8.1	Indre bølger inn mot sokkelskråning	83
8.2	Oscillerende jet inn i trang undersjøisk dal	84
9	Konklusjon	89
A	Tilleggsfigurer	91
	Referanser	101

Kapittel 1

Innledning

Kystområder er komplekse marine miljøer, med irregulær kystlinje og kompleks topografi som gjerne innebærer store vertikale sprang. De er sterkt påvirket av ferskvannstilførsel fra elver, tidevann, overflatebølger, vind, bakgrunnstrømmer og oppdrift på en bred skala både i rom og tid. Kontinentalsokkelen er en overgangssone mellom kystområdene og det åpne hav. Denne er gjerne karakterisert ved et sokkelplatå med en tilhørende bratt skråning.

Sokkelskråningen markerer en distinkt overgang mellom dyphavet og sokkelen. Den bratte topografien, og særlig sammen med en tetthetssjiktning, påvirker utvekslingene mellom dyp-havet og sokkelen. Det er dermed et komplisert spennende område siden det er preget av et nært samspill mellom lokal småskaladynamikk og storstilt sirkulasjon. Undersjøiske daler gjør det hele enda mer utfordrende og spennende.

Norsk sokkel har i en årrekke vært en arena for oljeselskapenes aktiviteter. Sokkelen er formet som et platå og har en midlere dybde rundt 200 meter. I søken på nye olje- og gassreserver har oljeindustrien nå beveget seg utenfor kontinentalsokkelen og ut på større dyp. Her venter nye utfordringer forbundet med blant annet en bratt sokkelskråning. Norges nest største gassfelt – Ormen Lange – er lokalisert utenfor Storegga ved Mørekysten. Storegga er i utgangspunktet et spennende område i seg selv, siden det er et treffpunkt mellom atlantisk vann og norskehavsvann, samt at sokkelskråningen er relativt bratt med en markert undersjøisk dal (canyon). Området beskrives nærmere i kapittel 2. Et studium av de fysiske forholdene i dette området er dermed av interesse både fra et oseanografisk og et industrielt synspunkt.

I denne hovedoppgaven ses det nærmere på strømmer ved bunnen langs sokkelskråningen ved Ormen Lange. Det er studert to ulike typer prosesser som kan påvirke disse strømmene. I den første delen av oppgaven studeres de hastigheter som settes opp av indre bølger inn mot sokkelområdet. Denne delen har vært utført i et arbeid sammen med Rune Yttervik, som er stipendiat ved Marintek, NTNU, og presentert i Yttervik *et al.*(2002) og Engum (2002). Resultatene fra denne delen er presentert i kapittel 6.

Den andre delen ser på effektene av en oscillerende jet som settes opp langs sokkelskråningen. Denne delen er gjort som en oppfølger av en hovedfagsoppgave av Nina Winther, Geofysisk Institutt, UiB (Winther 2002). Denne delen av oppgaven har vært hoveddelen av mitt studium, og resultatene er samlet i kapittel 7. Her studeres effekter ved tre ulike svingefrekvenser på jeten; subinertiell, inertiell og halvdaglig tidevannsfrekvens.

I begge disse delene er det benyttet en numerisk havmodell med tilhørende analyse av de numeriske resultatene. Den numeriske modellen er beskrevet i kapittel 4. De ulike modellkjøringene for de to delene er beskrevet i kapittel 5.

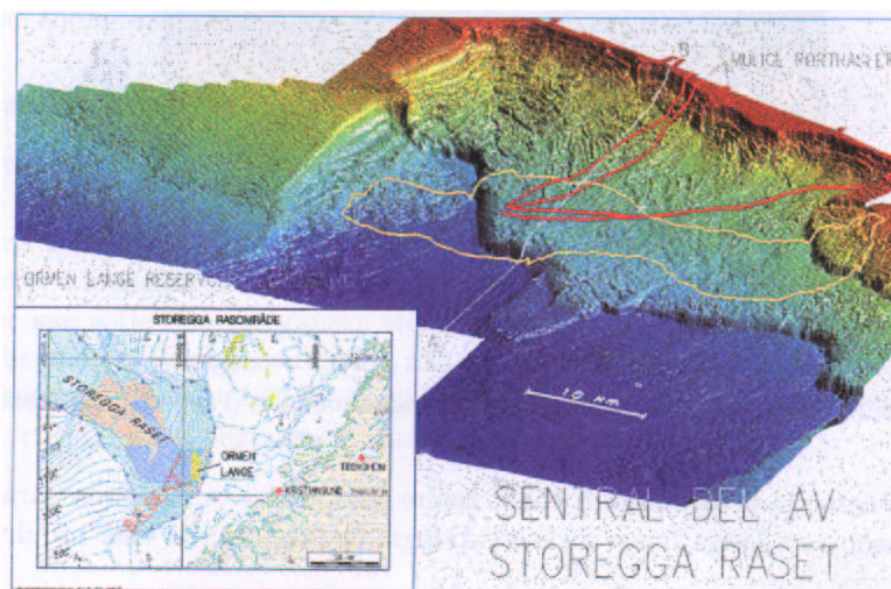
Bakgrunnen for de ulike arbeidene er presentert i kapittel 2, sammen med en kort beskrivelse av tidligere arbeid. Generell teori for prosesser i sokkelområdet er samlet i kap. 3. Diskusjon og konklusjon finnes i kap. 8 og 9.

Kapittel 2

Bakgrunn

2.1 Ormen Lange

Ormen Lange er Norges nest største gassfelt. Det ble påvist ved boring av Norsk Hydro i 1997, og ligger utenfor kysten av Møre og Romsdal på 800 til 1100 meters dyp. Beregninger viser at det er i størrelsesorden 400 milliarder m³ utvinnbar gass i feltet. (www.ormen-lange.no) Norsk Hydro er utpekt som operatør for utbyggingen av feltet. Før denne utbyggingen kan ta til er det flere ulike undersøkelser av området som må gjøres. Dette er det første norske offshore prosjektet nedenfor sokkelkanten. Produksjonsstarten for Ormen Lange er planlagt til oktober 2007, og byggestarten er planlagt til 2004.



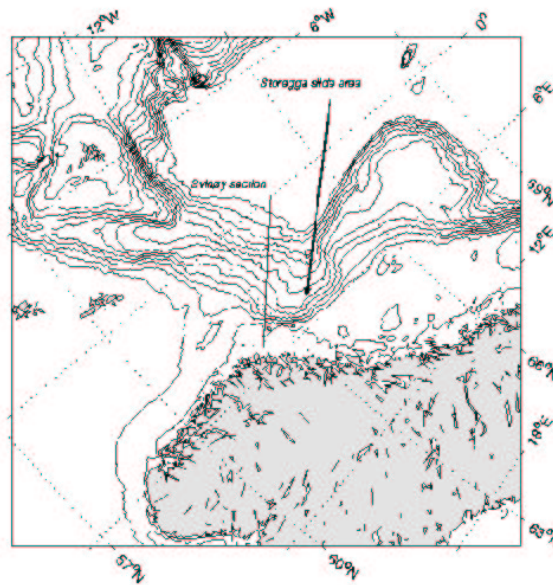
Figur 2.1: Ormen Lange - Storegga. De gule kurvene viser omrisset av gassfeltet, mens de røde linjene viser ulike traséer for gassledningene som er vurdert. Sannsynlig trasé er den sørligste av disse. Figur av Jan Erik Sikkeland.

Ormen Lange-feltet ligger i kjernen av Storegga-raset som fant sted for rundt 8000 år siden (se figur 2.1), noe som gjør denne utbyggingen svært utfordrende. Dette raset etterlot

seg en bratt vegg ved sokkelkanten og svært ulendt topografi langs bunnen. Raset er et av de største undersjøiske rasene som har forekommet i våre trakter. Raset genererte en tsunami som flommet over store deler av land langs nordøstlige deler av Nordatlanteren. Reservoaret ligger rett under rasområdet, og kan ikke nås fra utsiden uten at man borer rett gjennom det. Rørledningene som skal føre gassen opp langs skråningen vil måtte legges langs bunnen der store deler av dem vil flyte et par meter over bunnen. Disse rørledningene vil kunne utsettes for strømkrefter som eksempelvis virvlingsinduserte vibrasjoner (VIV), noe som gjør det viktig med detaljert kunnskap om strømmene i området for å kunne søke trygge og tekniske løsninger.

2.2 Hydrografiske forhold

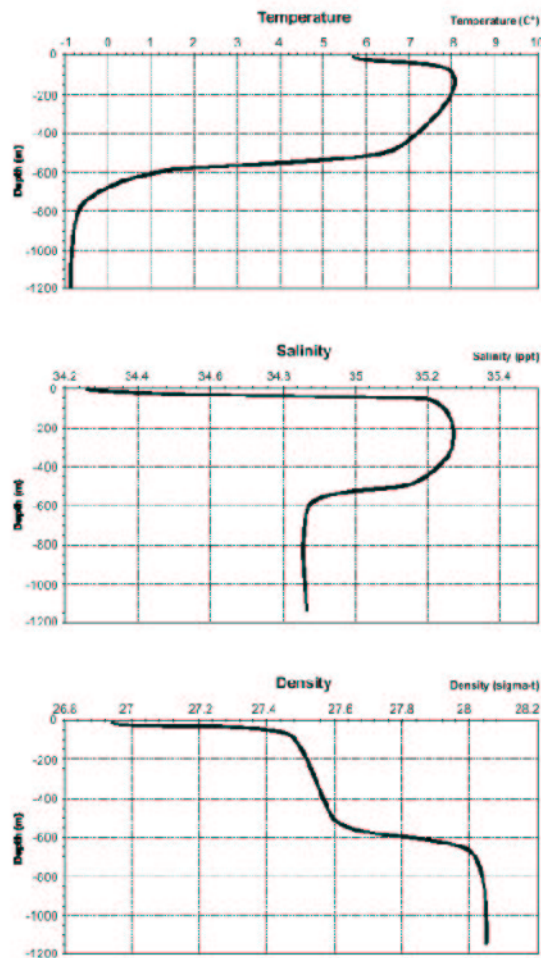
Storegga-området har lenge vært et aktuelt område for oseanografiske datainnsamlinger for Havforskningsinstituttet og Universitetet i Bergen. Bakgrunnen for dette har vært å studere den norske kyststrømmen samt den norske atlantehavsinnstrømmingen. Den norske atlantehavsinnstrømmingen treffer norskysten ved Mørekyten, altså i samme område som Ormen Lange-feltet er lokalisert. For å kunne forstå dynamikken bak strømsystemene i de nordiske hav, er det derfor samlet inn data langs Svinøysnittet i mange år. Lokalisering av Svinøysnittet og Ormen Lange-feltet er vist i figur 2.2.



Figur 2.2: Kart som viser lokalisering av Svinøysnittet og Ormen Lange feltet utenfor Mørekyten. Dybdekonturene er gitt for hver 200 meter, fra 200 meter (nær kysten) til 2600 meter (i dyphavet).

Vannmasser og sirkulasjon

Vannmassene i regionen kan deles inn i fire ulike lag som klassifiseres utfra deres opprinnelse. Dypet av grenseflatene mellom de ulike lagene kan variere både i tid og rom i henhold til den

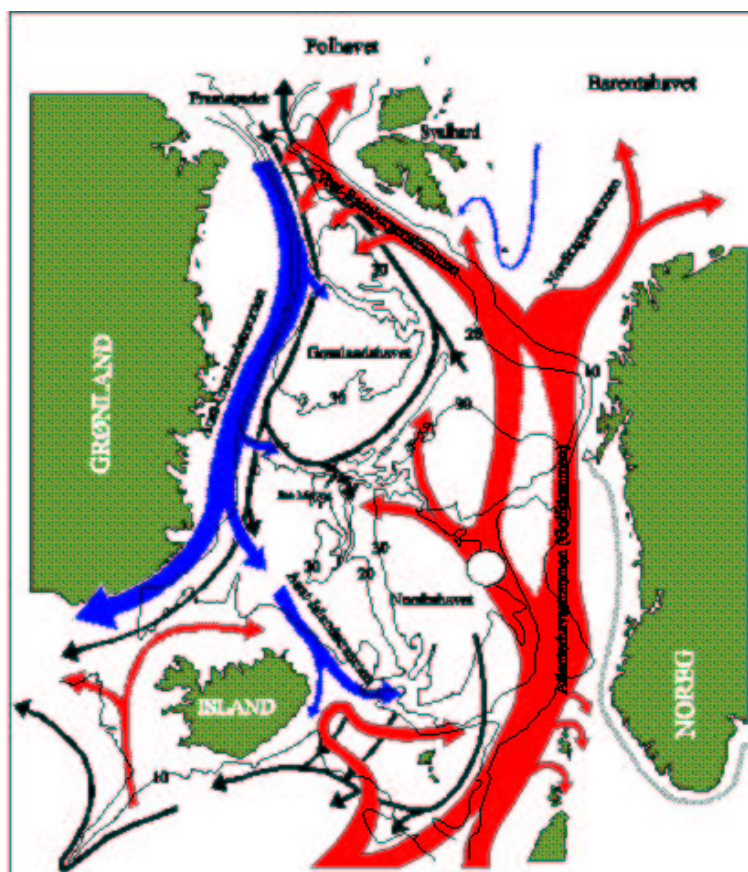


Figur 2.3: Midlete hydrografiske data ved sokkelskråningen nær rasområdet ved Storegga. Data fra Norsk Hydro

dynamiske aktiviteten (Hopkins 1991):

- Norsk kystvann (NKV): Oppå sokkelen og som et tynt overflatelag utenfor sokkelen med en salinitet på 32-35 psu og temperaturer på 2-13° C. Denne vannmassen er sterkt påvirket av kyst- og sokkelprosesser (som innstrømning fra Østersjøen og ferskvannsavrenning langs kysten), samt vindeffekter, og har dermed svært fluktuerende karakteristikk
- Norsk atlantehavsvann (NAV): Utenfor sokkelen med en salinitet høyere enn 35 psu og temperaturer over 2° C, som er karakterisert ved en relativt stabil strøm rettet langs storskalatopografi
- Norskehavs-arktisk-intermediært vann (NAIV): Salinitet under 34.90 og temperatur mellom -0.5° C og 0.5° C, som er preget av mer variable strømmer
- Norskehavsdypvann (ND): Salinitet på 34.91 psu og temperaturer lavere enn -0.5° C.

Figur 2.3 viser midlele verdier for typiske CTD-profiler tatt ved ulike posisjoner over sokkelskråningen. Den vertikale sjiktningen viser en tydelig 3-lags-profil, med en sesongvarierende pyknoklin ved rundt 50 meters dyp, og en dypere og mer permanent pyknoklin rundt 500 meter. Det grunne overflatelaget er NKV. Under dette laget finnes vannmassen som definerer den atlantiske innstrømmingen til Norskehavet, NAV. NAIV legges seg under NAV fordi den lave temperaturen gir større tetthet. Temperaturene i denne vannmassen kan gå ned mot -1°C .

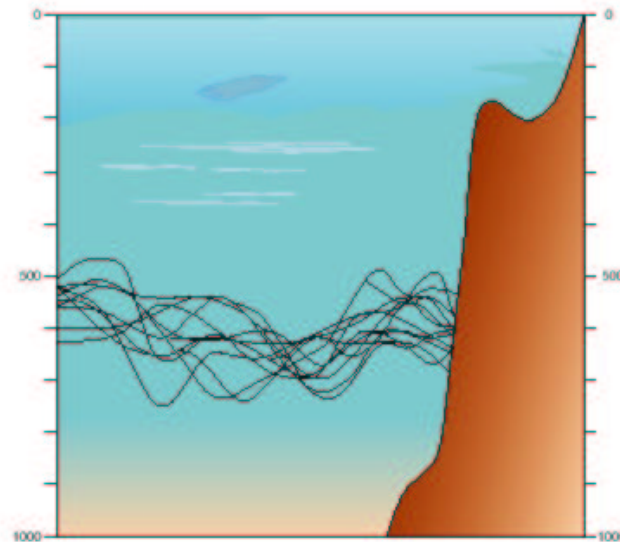


Figur 2.4: *Generell sirkulasjon i de nordiske hav. Figur av Svein Østerhus.*

Den øvre delen av havet er hovedsaklig påvirket av atmosfæriske drivkrefter, mens sirkulasjonen i dypere lag er drevet av tetthetsdifferanser. Den generelle sirkulasjonen i de nordiske hav, som vist i figur 2.4, er dominert av den varme nordgående norske atlantehavsstrømmen på østsiden og den kalde sørgående østgrønlandsstrømmen på vestsiden.

Den nedre grenseflaten av den NAV er på et dyp rundt 400-600 meter, som øker til om lag 800 meter rundt Lofoten. NAV følger topografien og deler seg i to grener ved Vøringplatået, der en vestlig avstikker resirkulerer i norskehavs-bassenget. Lenger nord deler det atlantiske vannet seg igjen ved Tromsøflaket, hvor en gren går inn i østlige deler av Barentshavet og det resterende vannet følger sokkelkanten vest for Spitsbergen, gjennom Framstredet og inn i polbassenget.

Dybden av grenseflatene mellom de ulike vannmassene kan varieres i tid og rom. Figur 2.5 viser dybden av 0° -isoterme langs Svinøysnittet (arktisk intermediært vann) i månedene



Figur 2.5: Observasjoner av 0° -isotermer langs Svinøysnittet. Observasjonene er tatt i juli og august over 12 år. Lengden av snittet er rundt 360 km. Data fra Johan Blindheim (Havforskningsinstituttet).

juli og august over en periode på 12 år. Det er tydelig fra denne figuren at vertikalflytning av vannmassene er signifikant. Det er også interessant å se den bølgeformede strukturen på isotermerne, med en bølgelengde på rundt 100 km inn mot sokkelskråningen.

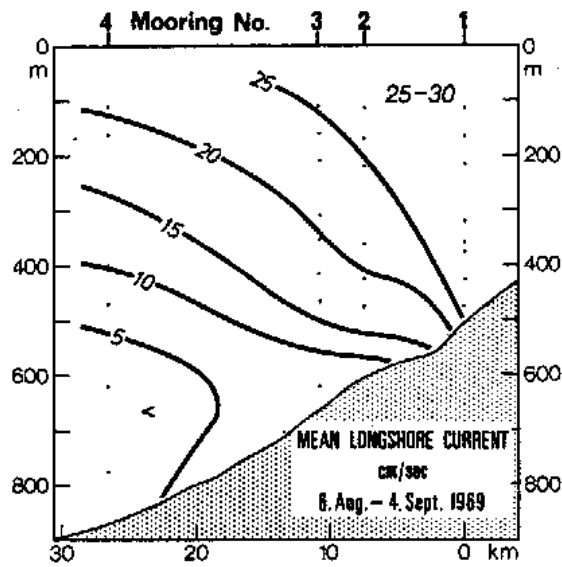
Østislandsstrømmen – en gren fra østgrønlandsstrømmen – strømmer inn i Norskehavet på nordsiden av Island mot Storegga. Langs fronten mellom det atlantiske vannet og det kaldere og tyngre vannmassene fra Grønlandshavet og polhavet kan vi finne svært sterke og variable strømmer.

2.3 Observasjoner

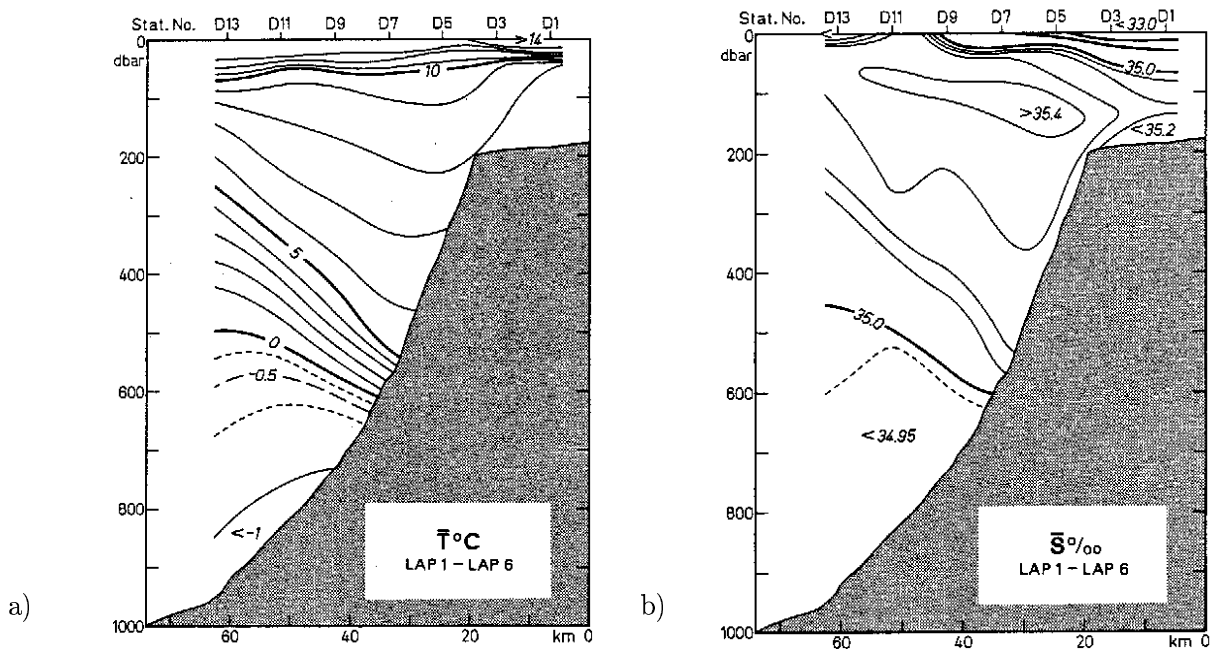
2.3.1 Innstrømningen til de nordiske hav

En rekke observasjoner er gjort i området for å kartlegge innstrømningen til de nordiske hav. Mysak & Schott (1977) fant i sine målinger at den midlere strømmen i området følger isobatene langs sokkelen. Skjæret i strømmen (figur 2.6) er assosiert til skilleflaten mellom atlantisk og norskehavsvann (figur 2.7). Innenfor kjernen av atlantisk vann er den midlere strømmen $25\text{--}30\text{ cm s}^{-1}$. Tidsseriene av strømmen viser sterke fluktuasjoner med perioder rundt 2–3 døgn. Disse fluktuasjonene varierer lite med dypet.

Orvik *et al.* (2001) har studert strømstrukturen av den atlantiske innstrømningen gjennom Svinøysnittet (lokalisering i figur 2.2) over en periode på fire år. De viser at den norske atlantiske strømmen deles i en vestlig og en østlig gren, hvor den østlige grenen opptrer som en



Figur 2.6: Midlere strøm langs skråningen. Figur fra Mysak & Schott (1977)

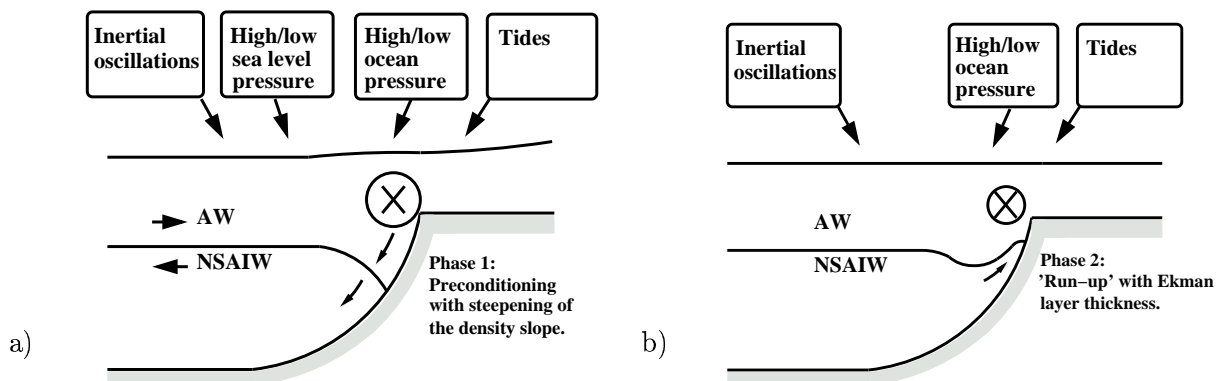


Figur 2.7: Midlere temperatur og salinitet fra et tverrsnitt 70 km sør for Ormen Lange (STD-målinger). Figur fra Mysak & Schott (1977)

smal topografisk fanget strøm som strømmer gjennom Storegga-området. Denne strømmen er nær barotrop, 30-50 km bred med en maksimal hastighet på 117 cm s^{-1} . De sterkeste strømmene, i kjernen av den atlantiske innstrømmingen er lokalisert over den bratteste delen av sokkelskråningen, mellom dyp på 200 og 700 meter. Det årlige middelet er 30 cm s^{-1} .

2.3.2 Spesielle hendelser

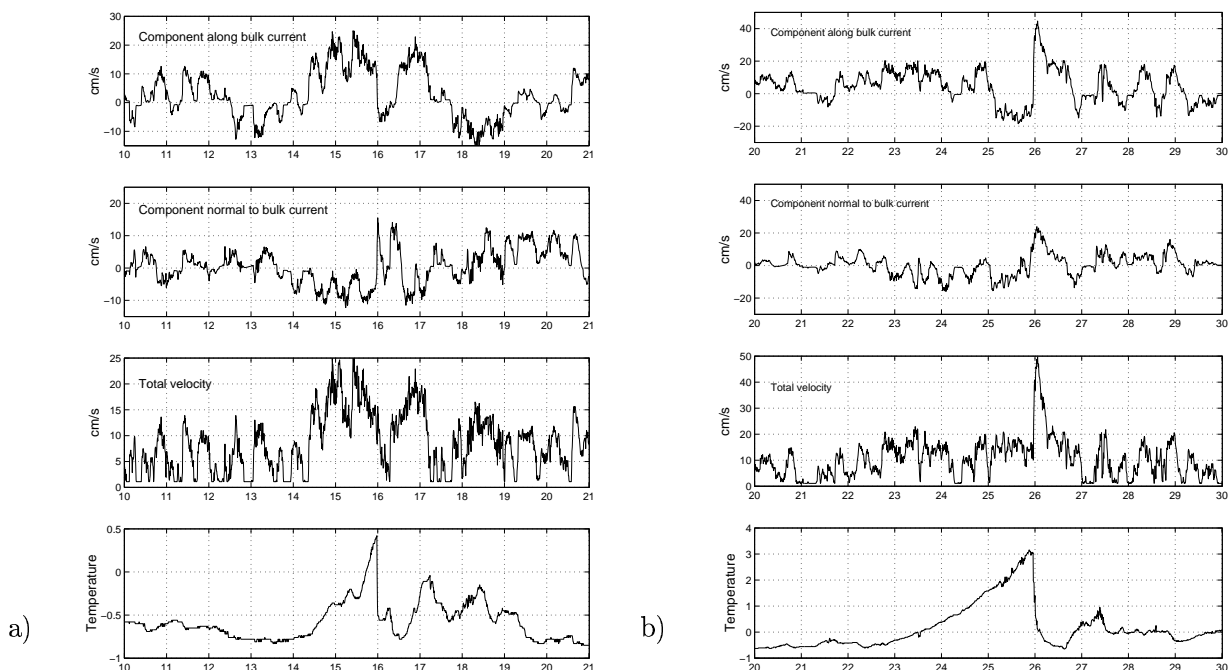
Området har i en årrekke vært gjenstand for feltmålinger av ulik art (kapittel 2.2). Norsk Hydro har i forbindelse med feltutviklingen samlet inn data, ved hjelp av Oceanor, i utvalgte posisjoner nær Ormen Lange-feltet over en periode på rundt syv år, med særlig aktivitet i 1996-1997 samt 1999-2001. Strømmmålinger langs sokkelskråningen i Storegga-området viser enkelte hendelser der strømhastigheten nær bunnen når et maksimum sammen med en markert temperaturendring. Hendelsene er av kort varighet, det hele er over i løpet av et par dager. Slike hendelser kan forårsake problemer for de nødvendige installasjoner nær bunnen til utbyggingen av gassfeltet. Vikebø *et al.* (2001) viser at flere av hendelsene kan forklares ut fra økt innstrømming av den norske atlantehavsstrømmen grunnet lavtrykk som flytter seg i de nordiske hav. Dette forårsaker en nedpressing av den indre tetthetsflaten der den treffer sokkelskråningen¹. Ekmandreining av strømmen er med å styrke denne nedstrømmingen. Når lavtrykksforstyrrelsen har passert, og drivkraften forsvinner, skyter det nedsynkede vannet opp langs skråningen. Figur 2.8 viser denne forklaringsmodellen grafisk.



Figur 2.8: En mulig forklaringsmodell for strømresponsen ved Ormen Lange til lavtrykksforstyrrelser i de nordiske hav. Figur fra Vikebø *et al.* (2001)

Figur 2.9a) viser strøm og temperatur fra en hendelse som kan forklares utfra en lavtrykks-passasje. Tidsserien viser hvordan temperaturen øker før den plutselig reduseres med 1° C i løpet av et par timer. Totalhastighet og bulkkomponenten av hastigheten følger det samme mønsteret, mens komponenten normalt på bulkkomponenten viser et maksima mot kysten i det temperaturen synker. Figur 2.9b) viser en hendelse hvor hastighetsøkningen ikke er like dramatisk, men hvor temperaturen øker med hele 3.5° C . Hastigheten øker brått på tvers av skråningen i det temperaturen faller og temperaturens avvik fra middelet er borte i løpet av

¹En temperaturmåler som er plassert ved nivået til en uforstyrret pyknoklin vil kunne registrere en ned-synkning av pyknoklinen som en økning i temperaturen.



Figur 2.9: Tidsserie over strømhastighet og temperatur. a) OL2 764 m, 5 m over bunnen, 10. til 21. november 1996; b) OLII 785 m, 5 m over bunnen, 20. til 30. november 1999. Lokaliseringen av stasjonene finnes i Vikebø *et al.* (2001), der denne figuren er hentet.

få timer. Denne hendelsen har sannsynligvis andre forklaringsmekanismer enn den foregående. Eliassen *et al.* (2000) viser til minst to mulige forklaringer av en slik hendelse; en indre bølge som bryter mot sokkelskråningen eller en indre front mellom norskehavsdypvann og atlantisk vann som forflytter seg til dette området (Vikebø *et al.* 2001). Begge disse forklaringene, samt forklaringsmodellen vist i figur 2.8 indikerer et samspill mellom lokal småskaladynamikk og storskaladynamikk.

2.4 Laboratorieforsøk

2.4.1 Indre bølger mot skrånende bunn

Grue (2002) har utført laboratorieeksperimenter i hydrodynamikklaboratoriet ved UiO. Eksperimentene ble kalibrert for å kunne representere betingelsene ved Storegga. En to-lagsmodell ble satt opp i tanken, med en skrånende bunn. Pyknoklinen ble hevet/synket i ene enden av tanken, og forplantet seg som en indre bølge mot skråningen når den ble sluppet fri. Den maksimale hastighet, u_{max} , induisert av den indre bølgen i eksperimentene var rundt $0.4 \cdot c_0$. Den lineære indre bølgehastigheten, c_0 , til lange indre bølger i en tolagsmodell er gitt ved

$$c_0 = \left(g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{h_1 \cdot h_2}{h_1 + h_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

der ρ_1 , ρ_2 , h_1 og h_2 er tetthet og tykkelse av henholdsvis det øvre og det nedre laget. Ved sokkelskråningen nær området for Storeggaraset finner vi $h_1 = h_2 = 600$ m, $\rho_1 = 1027.5$

kg m^{-3} og $\rho_2 = 1028.1 \text{ kg m}^{-3}$ (fra figur 2.3). Dette gir en lineær indre bølgehastighet på $c_0 = 1.3 \text{ m s}^{-1}$. Maksimal strømhastighet funnet i eksperimentene korresponderer dermed med en storskala hastighet på

$$U_{max, \text{laboratorie}} = 0.4 \cdot c_0 = 0.5 \text{ m s}^{-1}$$

som er av samme størrelsesorden som hendelsene beskrevet over.

2.4.2 Oscillerende strøm langs en sokkelskråning med en undersjøisk canyon

Boyer *et al.* (2000) satte opp en oscillerende bakgrunnsstrøm langs en sokkelskråning for å simulere en tidsavhengig drivkraft som det halvdaglige og det daglige tidevannet. Det ble utført forsøk med kjøring med sub- og superintertiell strøm i en lineært sjiktet roterende væske. De eksperimentelle resultatene viser at middelstømmen har en sterkere strøm inn i dalen fra venstre enn ut fra dalen på høyre side². Dermed er det en netto middelstrøm mot kysten (opp dalen) i alle observerte nivå. Superintertiell strøm gir større hastigheter opp dalen en subintertiell strøm. Dominerende frekvensrespons er den drivende frekvensen ω_0 og dens første harmoniske $2\omega_0$. Dette angir at den fysiske modellens bevegelse, i stedet for bakgrunnsdrivkraftene på $f/2$ dominerer bevegelsen. Den delen av strømmen som går fra venstre mot høyre har mindre virvelbevegelse enn den delen av strømmen som går fra høyre mot venstre. Når disse fasene midles, finner man en middelstrøm fra venstre mot høyre, som fokuseres hovedsakelig på sokkelkanten. Siden strømfeltet er sjiktet hemmes de vertikale bevegelsene, noe som forsterker ensrettingen av strømmen.

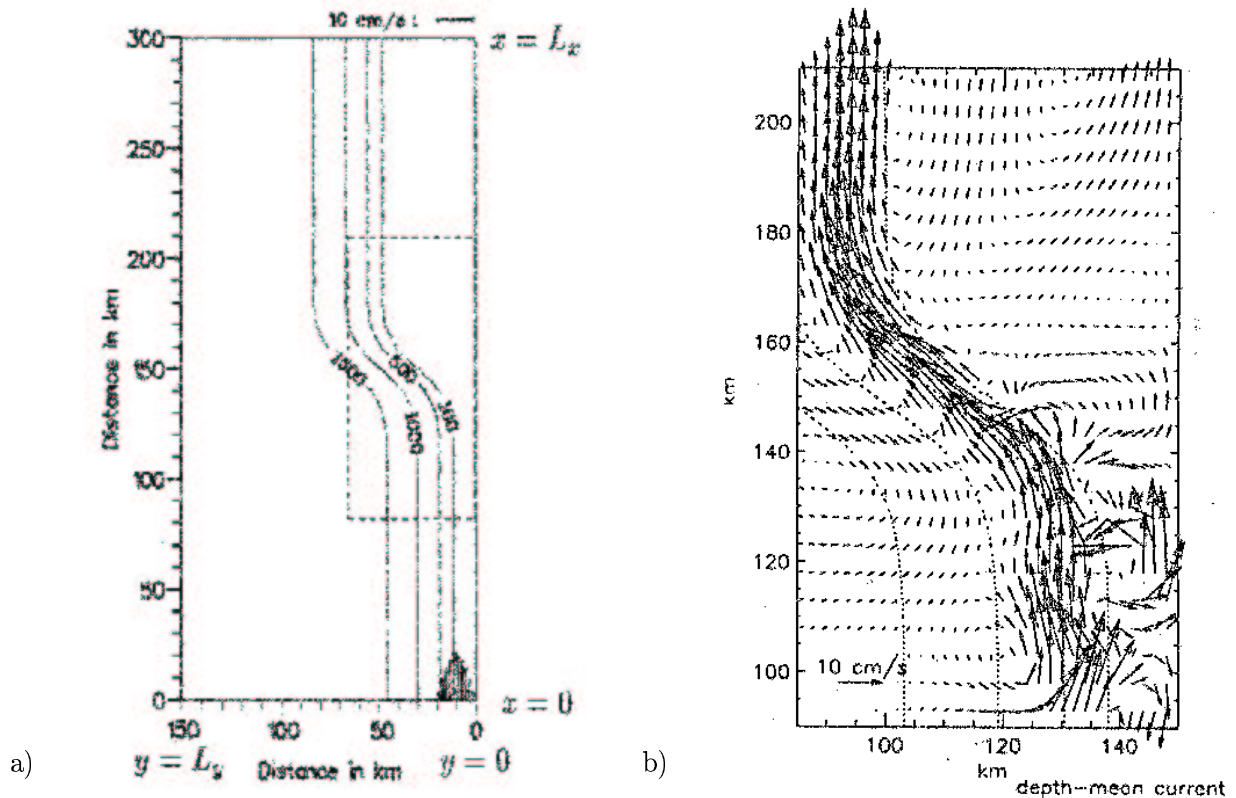
Løvås *et al.* (2001) har simulert indre tidevannsbølger i en canyon i det store roterende bassenget i Grenoble. Det ble initielt benyttet et lineært tetthetsprofil, der nøytrale flytere ble fulgt av videokameraer. De største hastighetene er observert av en flyter som beveger seg langs bunnen i en bentisk storm. Denne bentiske stormen er rettet opp skråningen. Strømmen langs bunnen opp canyonen er mye sterkere enn strømmene ved de andre dypene. Hastighetene observert i dette studiet er noe høyere enn dem funnet hos Boyer *et al.* (2000).

2.5 Numeriske modellresultat

Davies *et al.* (2002) har sett på stabiliteten av en strøm (jet) langs en sokkelskråning med konstant tverrsnitt i forhold til endringer i innstrømningens potensielle virvling. De viser at generering av sokkelbølger og ustabile virvler er avhengig av størrelsen på jeten, dens plassering i forhold til sokkelkanten og parametriseringen av den horisontale viskositeten.

Gjevik *et al.* (2002) (GMO) og Xing & Davies (2002) (XD) har studert effekten av endringer i topografien langs en idealisert sokkelskråning. Begge arbeidene har sett på overgangen fra en smal til bred sokkel, der innstrømningen langs sokkelkanten er lagt langs den smale sokkelen, se figur 2.10a). GMO fant en klar topografisk styring av strømmen i overgangssonen fra smal til bred sokkel. Det oppstår også instabiliteter og antisyklonisk virveldannelse i innstrømningen. XD viser at en bred jet, eller en smal jet på grunt vann, er mer topografisk styrt og dermed gir mindre vannutveksling på tvers av sokkelen. En smal jet på den dype siden

²Venstre og høyre side er definert ved at man ser ut og ned dalen



Figur 2.10: a) Modellområdet og jetens profil ved oppstrøms grense. Strømfeltet i b) er markert med stiplede linjer. Figur fra Gjevik et al. (2002). b) Resultater fra en simulering med en smal jet satt opp 3 km fra sokkelkanten. Vektorene angir dybdevidet strøm og viser virvler på den smale sokkelen. Figur fra Xing & Davies (2002).

av sokkelkanten gir småskalavirvler og muligheter for instabiliteter, se figur 2.10b). Instabilitetene styres av hastighetsskjæret i jeten, og dermed gradienten i potensiell virvling. XD har også sett på effekten av reell topografi. Dette gir lignende mønster, samt at det oppstår virvler knyttet til topografiske fenomen. GMO finner også at sokkelbølgekomponenter med bølgelengder rundt 50-140 km propagerer energi mot overgangssonen fra både den smale og brede siden av sokkelen. Dette leder til en akkumulering av bølgeenergi i overgangssonen. XD konkluderer med at et samspill mellom topografi og sjiktning kan gi kontinentale sokkelbølger og Kelvinbølger som fanges langs sokkelkanten.

Kapittel 3

Teori

Et utvalg av fysiske prosesser som kan påvirke oppskyllinger og strømmer langs sokkelskråningen behandles i dette teorikapitlet. For strømmer nær havbunnen kan prosessene hovedsakelig deles inn i to hovedgrupper; drivende og styrende krefter. De drivende kreftene er tidevann, trykkgradienter (som skyldes tetthetsdifferanser) og atmosfæriske krefter. De styrende kreftene er topografi og jordrotasjonen.

Det er viktig å huske på at teoretiske modeller er forenklet en hel del sammenlignet med virkeligheten, og de analytiske løsningene vil kunne avvike fra observasjoner og resultater fra numeriske modeller i ulik grad. På tross av dette vil de analytiske løsningene ha nytteverdi som grunnlag for diskusjon når numeriske modellresultat skal studeres nærmere. De teoretiske modellene gir også en viss forståelse for hvordan de ulike prosessene fungerer.

Innholdet i dette kapitlet er funnet i Weber (1996), Kundu (2002), Gill (1982) og Cushman-Roisin (1994).

3.1 Generelle ligninger

De generelle ligningene som det tas utgangspunkt i er bevegelsesligningen (Navier-Stokes ligning) og kontinuitetsligningen:

$$\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{dt} - f\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \tilde{\tau} \quad (3.1)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3.2)$$

der $\frac{D}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ er den individuelt deriverte og f er Coriolisparameteren. ρ er tettheten mens $\tilde{\tau}$ representerer de normale og skjærstressene grunnet friksjon.

3.2 Potensiell virvling og topografiske effekter

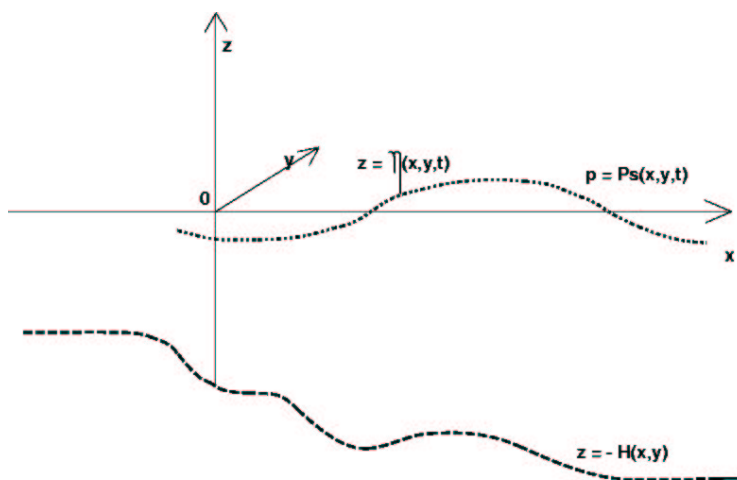
3.2.1 Potensiell virvling

Vi betrakter først en friksjonsfri væske med tetthet ρ . Bevegelsesligningen kan da skrives

$$\frac{D\mathbf{v}}{dt} + f\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - g\hat{\mathbf{k}} \quad (3.3)$$

Ved å anta at tettheten er bevart for en partikkel, vil kontinuitetsligningen bli

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.4)$$



Figur 3.1: Definisjonsskisse av systemet

Den kinematiske og dynamiske grenseflatebetingelsen ved overflaten kan skrives som

$$\frac{D}{dt}(z - \eta) = 0, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (3.5)$$

$$p = P_s, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (3.6)$$

mens den kinematiske grenseflatebetingelse ved bunnen kan skrives som

$$\mathbf{v} \cdot \nabla(z + H) = 0, \quad z = -H(x, y) \quad (3.7)$$

Ved å anta hydrostatisk trykkfordeling i vertikalretningen (som er den grunnleggende antagelse i gruntvannsteori)

$$p = \rho g(\eta - z) + P_s(x, y, t) \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (3.8)$$

og integrere kontinuitetsligningen over hele dypet (fra H til η), får vi følgende ligningssett:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_s}{\partial x} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_s}{\partial y} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(H + \eta)] + \frac{\partial}{\partial y} [v(H + \eta)] = 0 \quad (3.11)$$

Nå kan vi utlede et viktig virvleteorem for en roterende væske. Først defineres vertikal-komponenten av virvlingen i det *relative* aksekorset som

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.12)$$

Ved å ta virvlingen av (3.9)-(3.10) og benytte seg av at f er uavhengig av tiden, får vi at

$$\frac{D}{dt}(f + \xi) = -(f + \xi)\nabla_H \cdot \mathbf{v} \quad (3.13)$$

der $f + \xi$ er vertikalkomponenten av den *absolutte* virvlingen. Ved å benytte seg av at H er uavhengig av tiden, kan (3.11) skrives som

$$\frac{D}{dt}(H + \eta) = -(H + \eta)\nabla_H \cdot \mathbf{v} \quad (3.14)$$

der $H + \eta$ er høyden av en væskesøyle. Horisontaldivergensen av hastigheten fra ligningene kan nå elimineres og vi får at

$$\frac{D}{dt}Q = 0, \quad \text{der } Q \equiv \frac{f + \xi}{H + \eta} \quad (3.15)$$

Størrelsen Q kalles *potensiell virvling*, og (3.15) uttrykker at en gitt materiell, vertikal væske-søyle alltid beveger seg slik at dens potensielle virvling er bevart. Vi ser dermed at på et f -plan (f konstant) vil endringer i topografien gi økt/reduert relativ virvling i bevegelsen.

3.2.2 Topografisk styring

I havet er ofte $|\xi| \ll f$ og $|\eta| \ll H$. For stasjonære forhold får vi da tilnærmet fra (3.15), når vi i tillegg antar $|\nabla H| \gg |\nabla \eta|$, $|f\nabla H| \gg |H\nabla \xi|$:

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \left(\frac{f}{H} \right) = 0 \quad (3.16)$$

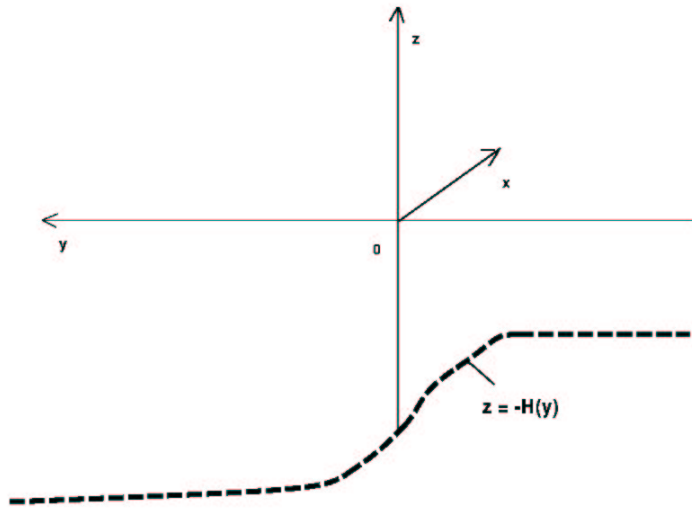
Dersom vi befinner oss på et f -plan reduseres denne ligningen til

$$\mathbf{v} \cdot \nabla H = 0 \quad (3.17)$$

som betyr at strømmen følger bunntopografiens kotelinjer. Dette fenomenet kalles *topografisk styring*.

3.2.3 Topografisk fangede bølger

Fanging av bølgeenergi i et roterende hav kan skje i områder der vi har endringer i bunntopografien. En partikkelflytning normalt på skrentretningen skaper forutsetningen for bølger nær en undersjøisk skrånning. Slike bølger kalles gjerne sokkelbølger eller skrentbølger.



Figur 3.2: *Bunntopografi for skrentbølger*

Fast lokk-tilnærming

Sokkelbølgene er essensielt virvelbølger. I første omgang vil vi anta at overflatehevingen er null til alle tider for å eliminere tyngdebølgene fullstendig fra problemet. Bunnforholdene antas å være som vist i figur 3.2.

Kontinuitetsligningen kan nå skrives

$$\frac{\partial}{\partial x}(Hu) + \frac{\partial}{\partial y}(Hv) = 0 \quad (3.18)$$

Dette betyr at det kan defineres en strømfunksjon ψ slik at

$$Hu = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (3.19)$$

$$Hv = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.20)$$

Fra (3.15) får vi dermed ved å linearisere:

$$\frac{1}{H} \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{f}{H} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{f}{H} \right) = 0 \quad (3.21)$$

Vi antar videre at f er konstant (f -plan tilnærming), og at $H = H(y)$, og innfører ψ fra (3.20). Dette gir

$$\nabla^2 \psi_t - \frac{H'}{H} (\psi_{yt} + f \psi_x) = 0 \quad (3.22)$$

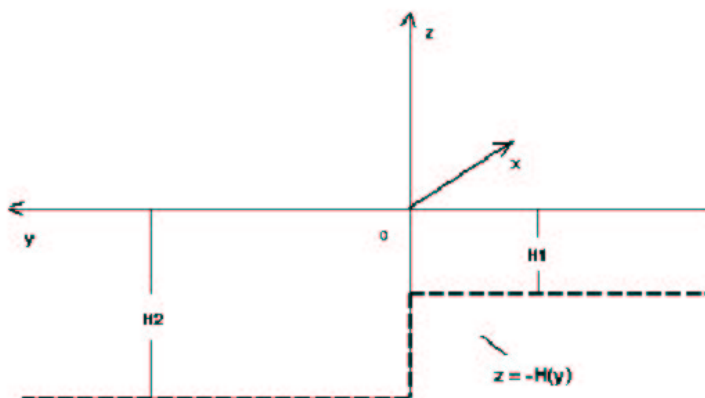
der $' = \frac{d}{dy}$. Antar en bølgeløsning på formen

$$\psi = F(y)e^{i(kx - \omega t)} \quad (3.23)$$

Da får vi

$$\left(\frac{F'}{H} \right)' - \left(\frac{k^2}{H} - \frac{kf}{\omega H^2} \right) F = 0 \quad (3.24)$$

Denne ligningen blir ikke løst her, men vil heller se på et ekstremtilfelle der skråningen går mot en trappeform, som vist i figur 3.3. Sokkelbølgene som opptrer i dette tilfellet kalles gjerne for *doble Kelvin-bølger*.



Figur 3.3: *Bunntopografi for doble Kelvin-bølger*

Løsningen av (3.24) i det grunne området (1) og det dypere området (2) blir henholdsvis

$$F_1 = A_1 e^{ky} \quad (3.25)$$

$$F_2 = A_2 e^{-ky} \quad (3.26)$$

Volumfluksen i y-retningen må være kontinuerlig for $y = 0$, som gir at $A_1 = A_2$. Dispersjonsrelasjonen blir da

$$\omega = f \left[\frac{H_2 - H_1}{H_2 + H_1} \right] \quad (3.27)$$

Vi ser at $|\omega| < |f|$, og at bølgen alltid forplanter seg med grunt vann til høyre på den nordlige halvkule. Disse to egenskapene gjelder generelt for sokkelbølger, selv om det her bare er vist for doble Kelvin-bølger.

I det tilfellet der skråningen representerer overgangen mellom en kontinentalsokkel med endelig bredde og dyphavet, kalles denne type bølger ofte for *kontinentalsokkelbølger*, som vi kan finne utenfor kysten av Vest-Norge. Den topografiske fangingen av lange bølger nær egga-kanten, og strømforholdene dette skaper virker også inn på de vindgenererte bølgene, som ofte blir krappe og bryter. Det er også kjent hos blant annet fiskere at strømklimaet langs egga-kanten kan være spesielt hardt.

3.3 Det viskøse leddet og transport av vannmasser

Ved å anta at de viskøse stressene, $\tilde{\tau}$, fra ligning (3.1) er proporsjonale med hastighetsgradientene (Newtonske væske) sammen med den reduserte kontinuitetsligningen (3.4) gir $\tilde{\tau}$ på komponentform som følger

$$\tau^{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

der μ kalles den dynamiske viskositetskoeffisienten. Med å introdusere den kinematiske viskositetskoeffisienten $\nu = \mu/\rho_0$ gir

$$\frac{D\mathbf{v}}{dt} - f\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{v} \quad (3.28)$$

Rossbytalet $Ro = \frac{U}{L}$ sammenligner adveksjon mot Corioliskraften, der L er representativ horisontal lengdeskala for bevegelsen. Ekmantallet $Ek = \frac{\nu}{fH^2}$ ser på den relative viktigheten av friksjon, der H er representativ vertikal dybdeskala for bevegelsen.

I avsnitt 3.2 ble Ekmantallet regnet som lite ($Ek \ll 1$), og antok dermed at viskositetsleddet er lite sammenlignet med Coriolisleddet. Prandtls grenselagsteori viser at nær en grense, og over en avstand δ som man kaller grenselaget, vil friksjonen være viktig å ta med i beregningen. Dette avsnittet beskrives friksjonskrefter mellom atmosfære og hav, samt vannmasser og havbunnen.

Når vinden blåser over havoverflaten, vil det virke et stress på grenseflaten mellom hav og atmosfære. Ved strøm langs havbunnen vil det virke krefter mellom vannmassene og havbunnen, bunnstress. Vindstress på havoverflaten gir opphav til Ekman-transport i et tynt overflatelag, som oftest 10-100 m. Dersom vindstresset er romlig uniformt vil havet under det miksede laget vært uberørt og vi får kun en tidsvarierende Ekman-transport i det øvre lag. Romlig variasjon i vindstresset gir variasjon i Ekman-transporten og dermed konvergens- og divergenssoner som influerer vannmassene under det øvre laget. Ved kysten vil også et rolig uniformt vindfelt kunne gi konvergens og divergens. Den dybdeavhengige Ekman-strømmen gir totalt en transport som er vinkelrett på vindstresset, til høyre på den nordlige halvkule. Ved en rett vestvendt kyst vil nordlig vindretning gi strøm fra kysten i det øvre lag med tilhørende oppstrømning og sørlig vindretning gi strøm mot kysten i øvre lag med tilhørende nedstrømning. Opp- og nedstrømninger ved kysten setter opp en trykkgradient normalt på kysten som genererer en geostrofisk strøm parallelt med kysten.

3.3.1 Ekman transport

Ligningssettet består av de lineariserte bevegelsesligningene, der stresset er inkludert, og kontinuitetsligningen (3.4)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - fv &= -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{T}_x}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu &= -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{T}_y}{\partial y}, \end{aligned} \quad (3.29)$$

der \mathcal{T}_{x_i} representerer stresset i x_i -retning. Antar at strømmen drevet av de to drivende kreftene kan separeres i $\mathbf{v} = \mathbf{v}_p + \mathbf{v}_e$, der \mathbf{v}_e tilfredsstill

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} - fv_e = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{T}_x}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_e}{\partial t} + fu_e = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{T}_y}{\partial y} \quad (3.30)$$

Ekmanstrømmen \mathbf{v}_e er begrenset til Ekman-laget. Ved å integrere ligningen over Ekmanlaget, finner man Ekmantransporten i laget. For overflatelaget blir transportligningene

$$\frac{\partial U_E}{\partial t} - fV_E = \frac{1}{\rho_0}\mathcal{T}_x^s, \quad \frac{\partial V_E}{\partial t} + fU_E = \frac{1}{\rho_0}\mathcal{T}_y^s \quad (3.31)$$

I det stasjonære tilfellet vil Ekmantransporten i havet ha retning 90° til høyre for vindstresset. For strøm ved havbunnen vil transportligningene bli

$$\frac{\partial U_E}{\partial t} - fV_E = -\frac{1}{\rho_0}\mathcal{T}_x^b, \quad \frac{\partial V_E}{\partial t} + fU_E = -\frac{1}{\rho_0}\mathcal{T}_y^b \quad (3.32)$$

I det stasjonære tilfellet vil transporten her ha retning 90° til venstre for strømretningen.

3.3.2 Barotrope opp- og nedstrømninger

Det antas homogene vannmasser langs en rett kyst med konstant dyp ($\rho = \rho_0$ og $H = H_0$). I tillegg antas hydrostatisk trykkbalanse og ingen bunnfriksjon. Kysten legges langs x-aksen slik at $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ og antar en konstant vind parallelt med kysten. Vindens effekt på vannsøylen finnes ved å midle bevegelsesligningene (3.29) vertikalt, integrere kontinuitetsligningen (3.4) og sette inn for hydrostatisk trykkfordeling (3.8), det er videre benyttet $\mathcal{T}_{sx} \equiv \frac{\partial \mathcal{T}_s}{\partial x}$:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H}, \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \eta}{\partial y}, \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3.35)$$

Dette ligningssystemet gir følgende differensialligning for bestemmelse av hastigheten normalt på kysten, v

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 v - gH \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -f \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H} \quad (3.36)$$

Løsningen består av en stasjonær og en tidsavhengig del. Den stasjonære delen tilfredsstiller kravet om ingen strøm gjennom grensen ($v_{(y=0)} = 0$), og vokser ikke mot uendelig, men tenderer mot en stasjonær Ekmanløsning.

$$v = -\frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 f H} \left[1 - e^{-\frac{y}{a}} \right], \quad (3.37)$$

der $a = \frac{c}{f} = \frac{\sqrt{gH}}{f}$ betegner Rossbys barotrope deformasjonsradius. Den transiente delen av ligningen har form som Klein-Gordon-ligningen. Denne gir bølgelignende løsninger som

$$\eta \propto \exp(i(ky - \omega t)) \quad (3.38)$$

som gir dispersjonsrelasjonen $\omega^2 = f^2 + k^2 c^2$. For å tilfredsstille startkravet om at væsken skal være i ro, må den transiente delen av løsningen tas med. Det antas at den transiente delen dør ut, og at løsningen ved kysten vil være dominert av den stasjonære delen.

Overflatehevningen, η , beregnes utfra kontinuitetsligningen og ved å se vekk fra den transiente delen, $\frac{\partial v}{\partial t} \approx 0$ vil strømmen parallelt med kysten, u , være i geostrofisk balanse med trykkgradienten normalt på kysten

$$\eta = \frac{\mathcal{T}_{sx}}{a \rho_0 f} e^{-\frac{y}{a} t} \quad (3.39)$$

$$u = \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H} e^{-\frac{y}{a} t} \quad (3.40)$$

Vi ser av ligningene at overflatehevingen og parallelt med kysten øker/avtar lineært med tiden. Med en konstant strøm vinkelrett mot/fra kysten vil overflaten heve/senke seg.

3.3.3 Barokline opp- og nedstrømninger

I en sjiktet vannmasse vil vi få en baroklin respons på vindstress parallelt med kysten på samme måte som i det barotrope tilfellet. Dette illustreres her ved hjelp av en tolagsmodell. Området som begrenser den barokline responsen er liten sammenlignet med den barotrope Rossbyradien som gjør det mulig å benytte seg av en fast lokk tilnærming, altså at den frie bevegelsen av overflaten ignoreres i forhold til bevegelse på den indre tetthetsflate. Oppsettet er det samme som for det barotrope tilfellet, bare med bevegelsesligninger og kontinuitetsligning for både det øvre og det nedre laget. Dette gir følgende ligningssett:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H_1}, \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g^* \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{(H_1 + H_2)}{H_1 H_2} \frac{\partial h}{\partial t} = 0, \quad (3.43)$$

der hastighetene i (3.41)–(3.43) uttrykker differansene mellom hastighetene i øvre og nedre lag, H_1 og H_2 er dybden i henholdsvis øvre og nedre lag, $g^* = g \frac{\delta \rho}{\rho}$ er redusert tyngde og h er utslag på den indre tetthetsflaten. Dersom vi eliminerer u og h fremkommer følgende differensialligning for v :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 v - g^* \frac{H_1 H_2}{(H_1 + H_2)} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -f \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H_1}. \quad (3.44)$$

På samme måte som for det barotrope tilfellet består løsningen av en stasjonær og en transient del. Den antas her, som for det barotrope tilfellet at den transiente delen av løsningen etterhvert vil dø ut. Det antas derfor videre at $\frac{\partial v}{\partial t} \approx 0$. Dette gir

$$v = -\frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 f H_1} \left[1 - e^{-\frac{y}{a_i}} \right], \quad (3.45)$$

der $a_i = \frac{c}{f} = \frac{\sqrt{g^* \frac{H_1 H_2}{(H_1 + H_2)}}}{f}$ betegner Rossbys barokline deformasjonsradius.

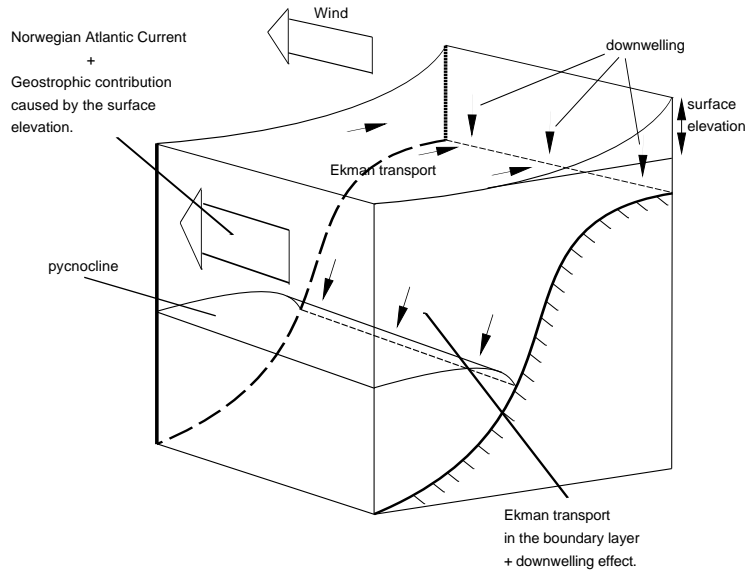
Kontinuitetsligningen gir bevegelsen på den indre tetthetsflaten, h ,

$$h = -\frac{a_i f \mathcal{T}_{sx}}{g^* \rho_0 H_1} e^{-\frac{y}{a_i} t} \quad (3.46)$$

og bevegelsesligningen gir strøm parallelt med kysten, som er i geostrofisk likevekt med trykkgradienten normalt på kysten.

$$u = \frac{\mathcal{T}_{sx}}{\rho_0 H_1} e^{-\frac{y}{a_i} t} \quad (3.47)$$

Som for overflatehevingen for det barotrope tilfellet vil den indre tetthetsflaten forflytte seg vertikalt etter som vind blåser parallelt med kysten. I de tilfeller der den indre tetthetsflaten



Figur 3.4: Illustrasjon av de ulike mekanismene som kan forårsake at den indre tetthetsflaten presses ned. Figur fra Rune Yttervik et al. (2002).

bryter overflaten, vil det kunne dannes fronter i overflaten. Slike strømmer langs kysten kalles i noen tilfeller for kystjeter.

Figur 3.4 gir en illustrasjon over hvordan dette er tenkt med x-aksen langs norskekysten og en dominerende vindretning langs kysten. I dette tilfellet presses den indre tetthetsflaten ned langs sokkelskråningen.

3.3.4 Ekmanlaget over ujevn topografi

Cushman-Roisin (1994) ser på hvordan irregulær topografi påvirker strukturen av Ekmanlaget og særlig størrelsen av vertikalhastigheten i det indre. Det antas her en horisontal geostrofisk strøm i det indre (\bar{u}, \bar{v}) , som ikke nødvendigvis er uniform, over en ujevn topografi $z = b(x, y)$ som ligger over et gitt horisontalt referansenivå. Det antas at helningen på bunnen ikke er for bratt $(\frac{\partial b}{\partial x}, \frac{\partial b}{\partial y}) \ll 1$. I de fleste oseanografiske situasjoner er dette ikke en begrensning.

Videre benyttes de stasjonære likningene for grenselaget

$$-f(v - \bar{v}) = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3.48)$$

$$f(u - \bar{u}) = \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (3.49)$$

sammen med kontinuitetslikningen

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.50)$$

Grensebetingelsene er

$$\text{Ved bunn } (z = b) \quad , \quad u = 0, \quad v = 0, \quad w = 0 \quad (3.51)$$

$$\text{Mot det indre } (z \rightarrow \infty) \quad , \quad u = \bar{u}, \quad v = \bar{v} \quad (3.52)$$

Dette gir

$$u = \bar{u} + e^{(b-z)/d} \left(\bar{u} \cos \frac{z-b}{d} + \bar{v} \sin \frac{z-b}{d} \right) \quad (3.53)$$

$$v = \bar{v} + e^{(b-z)/d} \left(\bar{u} \sin \frac{z-b}{d} - \bar{v} \cos \frac{z-b}{d} \right) \quad (3.54)$$

der den vertikale tykkelsen av grenselaget d er gitt som $d = \sqrt{2\nu/f}$. Det reelle grenselaget, normalt på bunnen, er redusert ved cosinus av bunnhelningen.

Vertikalhastigheten i det indre følger av kontinuitetsligningen og grensebetingelsene

$$\bar{w} = \left(\bar{u} \frac{\partial b}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial b}{\partial y} \right) + \frac{d}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (3.55)$$

og inneholder to ledd; en komponent som sikrer ingen normalstrøm ved bunn og et bidrag til Ekmanpumping.

3.4 Fronter, jeter og virvler

3.4.1 Fronter og jeter

To vannmasser som har ulik opprinnelse vil også inneha ulike karakteristika (salt, temperatur, næringsalter o.l.). Områder som er karakterisert av skarpere gradienter i vannmassenes egenskaper kalles en front. Det vil være tetthetsforskjeller mellom de ulike vannmassene, og en front vil dermed støttes av en relativt stor trykkgradient. Under påvirkning av jordrotasjonen, vil en geostrofisk tilpasning føre til en relativt intens strøm sammenfallende med fronten. Denne strømmen formes som en jet. I havet finner man gjerne fronter som strekker seg gjennom hele vannsøylen fra overflaten til bunnen i nærheten av en sokkelkant. Grunnen til dette er de ulike vannegenskapene over kontinentalsokkelen og ute på dyphavet. En slik front støttes av strømmer langs sokkelen.

Bredden av regionen der den ene vannmassen påvirker den andre vannmassen er bestemt av den indre deformasjonsradiusen, uttrykt ved

$$R = \frac{NH}{f} \sim \frac{\sqrt{g'H}}{f} \quad (3.56)$$

der f er Coriolis-parameteren, H er en representativ høydeskala, N er oppdriftsfrekvensen og g' er representativ redusert tyngde¹. En tetthetsdifferanse mellom vannmassene på $\Delta\rho$ gir en tilhørende trykkdifferanse (ved å anta hydrostatisk likevekt) $\Delta P \sim \Delta\rho gH = \rho_0 g'H$. Via geostrofi får vi da en hastighetsskala gitt som

$$U = \frac{\Delta P}{\rho_0 f R} \sim \frac{g'H}{f R} = \sqrt{g'H}. \quad (3.57)$$

Froude og Rossby-tallene er gitt som henholdsvis

$$Fr = \frac{U}{NH} \sim \frac{\sqrt{g'H}}{f R} \sim 1, \quad (3.58)$$

$$Ro = \frac{U}{f R} \sim \frac{\sqrt{g'H}}{f R} \sim 1. \quad (3.59)$$

¹Redusert tyngde $g' = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} g$

Siden begge er av $O(1)$ indikerer dette at effektene fra tetthetssjiktningen og rotasjonen er like viktige innenfor jeten.

Strekking og topografiske effekter

Topografien kan forårsake vertikal strekking eller sammenpressing av vannmassene som igjen kan gi meandering av jeten. Dette følger av de samme prinsippene som ble diskutert for potensiell virvling.

3.4.2 Virvler

En virvel er definert som en lukket sirkulasjon som er relativt stabil. Med stabil menes her at tiden det tar for en vannpakke å følge strukturen er kortere enn strukturens levetid. På den nordlige halvkule defineres en syklon som der virvelbevegelsen er mot klokken, mens en antisyklon har retning med klokken. Slike virvler kan oppstå gjennom instabiliteter i middelstrømmen og trekker energi fra dennes potensielle eller kinetiske energi.

3.5 Instabiliteter

3.5.1 Barotrop instabilitet

Kapittel 12-9 i Kundu (2002) diskuterer ikke-viskøs stabilitet av en skjærstrøm $U(y)$ i et ikke-roterende system og demonstrerer at en nødvendig betingelse for instabiliteter er at $\frac{d^2U}{dy^2}$ må endre fortegn et sted i strømmen (Rayleighs kriterium). Ved å benytte virvlingstermen $\xi = -\frac{dU}{dy}$, sier kriteriet at $\frac{d\xi}{dy}$ må endre fortegn et sted i strømmen.

Antar her en horisontal strøm $U(y)$ med uniform tetthet ρ (barotrop væske), som gir at $U(y)$ ikke varierer med dypet. Antar videre at dypet er konstant, som gir følgende virvlingsligning

$$\frac{D}{dt}(\xi + f) = 0 \quad (3.60)$$

Deler den totale strømmen opp i en bakgrunnstøm og en forstyrrelse:

$$\begin{aligned} u &= U(y) + u', \\ v &= v' \end{aligned}$$

Den totale virvlingen blir dermed

$$\xi = \bar{\xi} + \xi' = -\frac{dU}{dy} + \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) = -\frac{dU}{dy} + \nabla^2 \psi, \quad (3.61)$$

der vi har definert en strømfunksjon ψ for perturbasjonen

$$u' = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v' = \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Ved å sette strømfunksjonen inn i (3.60) og linearisere, får vi følgende virvlingsligning for forstyrrelsen

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \psi) + U \frac{\partial}{\partial x}(\nabla^2 \psi) + \left(\beta - \frac{d^2 U}{dy^2} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} = 0. \quad (3.62)$$

Siden koeffisientene i (3.62) er uavhengige av x og t , kan der eksistere løsninger på formen

$$\psi = \hat{\psi}(y)e^{ik(x-ct)}.$$

Fasehastigheten er kompleks, og løsningene er ustabile hvis dens imaginære del $c_i > 0$. Virvulingsligningen for forstyrrelsen (3.62) blir dermed

$$(U - c) \left[\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right] \hat{\psi} + \left[\beta - \frac{d^2 U}{dy^2} \right] \hat{\psi} = 0.$$

Denne ligningen kan sammenlignes med *Rayleigh ligningen*². Utfra dette kan det dermed sluttet at *en nødvendig betingelse for en instabilitet i en ikke-viskøs barotrop strøm $U(y)$ er at gradienten av den absolutte virvlingen*

$$\frac{d}{dy}(\bar{\xi} + f) = \beta - \frac{d^2 U}{dy^2}, \quad (3.63)$$

må endre fortegn et sted i strømmen.

Kriteriet over viser når det er mulig for en liten forstyrrelse i en homogen væske å vokse ved å tappe energi fra den kinetiske energien i grunnstrømmen.

3.5.2 Baroklin instabilitet

I en sjiktet, roterende væske der trykk- og tetthetsflatene står på skrått i forhold til hverandre (baroklint massefelt), er det også muligheter for instabiliteter. I dette tilfellet skjer veksten av de små forstyrrelsene på bekostning av den potensielle energien i grunntilstanden. Denne instabiliteten kalles *baroklin instabilitet*.

Eadys modell

Vi skal her betrakte en enkel modell, beskrevet av Eady (1949). Geometrien er som vist i figur 3.5, og isopyknene er antatt å være rette linjer.

Tettheten i grunntilstanden kan skrives

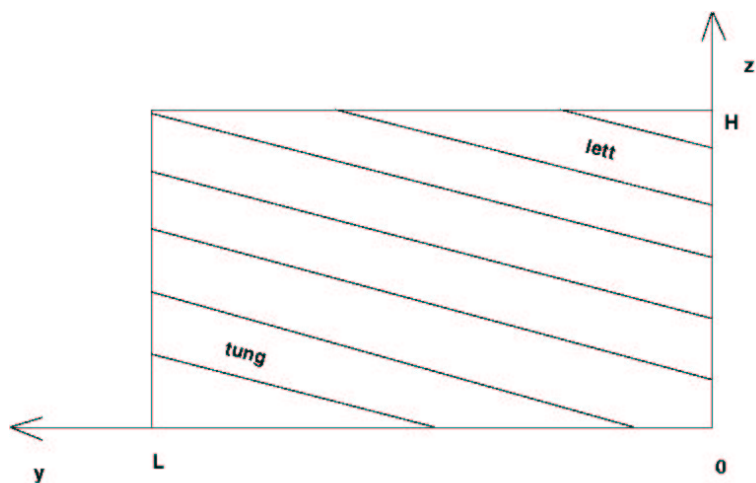
$$\rho_0 = \rho_r(1 + \alpha y - \gamma z) \quad (3.64)$$

der $\alpha, \gamma > 0$ og ρ_r er en konstant referansetetthet. Det antas videre geostrofisk balanse i horisontalretningen. Med Boussinesq' tilnærming kan hastighets- og trykkfordelingen i grunntilstanden dermed skrives

$$\mathbf{v}_0 = U\hat{\mathbf{i}} = \frac{g\alpha z}{f}\hat{\mathbf{i}} \quad (3.65)$$

$$p_0 = p_r - g\rho_r(z + \alpha yz - \frac{1}{2}\gamma z^2) \quad (3.66)$$

²Se Kundu (2002) for nærmere beskrivelse



Figur 3.5: Eadys modell

der p_r er et konstant referansetrykk. Denne grunntilstanden forstyrres, som innebærer at vi setter

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0(z) + \mathbf{v}'(x, y, z, t) \\ \rho &= \rho_0(y, z) + \rho'(x, y, z, t) \\ p &= p_0(y, z) + p'(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (3.67)$$

Det antas at forstyrrelsene er så små at det er tillatt å linearisere ligningene. Videre ses det bort fra friksjonskrefter, og Boussinesq' tilnærming benyttes. Bevegelsesligningen kan da skrives på komponentform

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{dU}{dz} - fv = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.68)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} + fu = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3.69)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_r} g \quad (3.70)$$

I ligningene (3.68)-(3.70) og i det følgende sløyfes merkene for enkelhets skyld i forbindelse med forstyrrelsene. Videre antas det at tettheten er individuelt bevart for en partikkel. Linearisert gir dette

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho_0}{\partial y} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (3.71)$$

Kontinuitetsligningen er som (3.4). Med konstant f får vi dermed fra (3.68) og (3.69) sammen med (3.65) og (3.4)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \xi - \frac{g\alpha}{f} \frac{\partial w}{\partial y} - f \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.72)$$

Det antas videre at bevegelsen er kvasi-geostrofisk, som innebærer at tidsutviklingen er lang-

som og at hastighetene og hastighetsgradientene er små.

$$\begin{aligned} u &\approx -\frac{1}{f\rho_r} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v &\approx \frac{1}{f\rho_r} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.73)$$

Som tidligere antas en hydrostatisk tilnærming i vertikalen som gitt i (3.8). Med antagelsen i (3.73) og $\nabla_H \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}$ reduseres (3.72) til

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla_{HP}^2 p - f\rho_r \left(\frac{g\alpha}{f} \frac{\partial w}{\partial y} + f \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.74)$$

Ser først på de to siste leddene i (3.74) og benytter (3.65)

$$\frac{|\frac{g\alpha}{f} \frac{\partial w}{\partial y}|}{|f \frac{\partial w}{\partial z}|} \sim \frac{g\alpha H/f}{fL} = \frac{U_{max}}{fL} \quad (3.75)$$

Implisitt i antagelsen om kvasi-geostrofi ligger at Rossby-tallet $R_0 = U/fL$ er lite. Følgelig kan tredje ledd sløyfes i forhold til fjerde ledd i (3.74).

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla_{HP}^2 p - \rho_r f^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.76)$$

Ved å sette inn for v og ρ fra (3.73) og den hydrostatiske likevekten (3.8) i får vi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + g\rho_r \gamma \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.77)$$

Eliminasjon av w_z mellom (3.76) og (3.77) gir tilslutt

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{N^2}{f^2} \nabla_{HP}^2 p \right] = 0 \quad (3.78)$$

der oppdriftsfrekvensen N^2 er gitt som

$$N^2 \equiv -\frac{g}{\rho_r} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = g\gamma$$

Vi betrakter en bølgeløsning i x og t . Da vil differensialoperatøren i (3.78) gi en faktor forskjellig fra null. Følgelig må

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{N^2}{f^2} \nabla_{HP}^2 p = 0 \quad (3.79)$$

Som grensebetingelser velges $v_{y=0} = v_{y=L} = 0$ og $w_{z=0} = w_{y=H} = 0$ som innsatt i (3.73) og (3.71) gir følgende betingelser for trykket

$$p = 0 \quad , \quad y = 0, L \quad (3.80)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g\alpha}{f} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad , \quad z = 0, H \quad (3.81)$$

En løsning som oppfyller (3.80) kan skrives

$$p = P(z) \sin(l y) e^{ik(x-ct)} \quad (3.82)$$

der $l = n\pi/L, n = 1, 2, 3, \dots$. Antar at k er reell, mens c kan være kompleks. Ligning (3.79) reduseres da til

$$P'' - \frac{N^2}{f^2}(k^2 + l^2)P = 0 \quad (3.83)$$

En løsning som tar hensyn til (3.81) for $z = 0$, kan skrives

$$P(z) = A \left[\sinh(2qz) - \frac{2qfc}{g\alpha} \cosh(2qz) \right] \quad (3.84)$$

A er her en vilkårlig konstant, mens q er gitt ved $q = \frac{N}{2f}(k^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}$. Ved innsetting av (3.84) i (3.81) finner vi en ligning for den komplekse fasehastigheten c etter en del manipulering

$$c = \frac{U_{max}}{2} \left[1 \pm \frac{1}{q_*} [(q_* \coth(q_*) - 1)(q_* \tanh(q_*) - 1)]^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.85)$$

der $q_* = qH$.

$c = c_r + ic_i$ i (3.82) viser at dersom $c_i > 0$ vil forstyrrelsen vokse eksponensielt i tiden. Det vil si at grunntilstanden er ustabil. Omvendt er løsningen stabil dersom $c_i < 0$. Fra (3.85) får vi at $c_i > 0$ når

$$q_* \tanh(q_*) < 1 \quad \text{dvs. } q_* < q_{*c} \approx 1.2 \quad (3.86)$$

Dette gir følgende betingelse for instabilitet

$$\frac{N^2 H^2}{f^2} (k^2 + l^2) < 4q_{*c} \approx 5.76 \quad (3.87)$$

Kapittel 4

Bergen Ocean Model

4.1 Innledning

Modellen som er brukt i denne hovedoppgaven er Bergen Ocean Model (BOM) som er en sigma-koordinat numerisk havmodell utviklet av Havforskningsinstituttet og Universitetet i Bergen. Berntsen (2001) gir en dokumentasjon og skidring av modellen. Det har senere kommet en ny versjon av modellen, men i denne oppgaven det versjon 2.1 som er benyttet.

4.2 Basisvariabler og likninger

Modellen antar at tyngdekraften balanserer trykkreftene (hydrostatisk tilnærming), og at tetthetsdifferanser neglisjeres i alle ledd uten de som er multiplisert med tyngden (Boussinesq tilnærming). Disse tilnærmingene er gyldige så lenge den horisontale skalaen er stor nok sammenlignet med den vertikale skalaen, og dersom tetthetsdifferansene er små. Følgende likninger er brukt i modellen til å beskrive variablene som funksjoner av de kartesiske koordinatene x, y, z .

Kontinuitetslikningen er gitt ved;

$$\nabla \cdot \vec{U} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \quad (4.1)$$

og Reynolds momentum-likninger er gitt som

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla U + W \frac{\partial U}{\partial z} - fV = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial U}{\partial z}) + F_x, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla V + W \frac{\partial V}{\partial z} + fU = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial V}{\partial z}) + F_y, \quad (4.3)$$

$$\rho g = -\frac{\partial P}{\partial z}. \quad (4.4)$$

Trykket ved dypet z kan beregnes ved å integrere likning (4.4) vertikalt

$$P = P_{atm} + g\rho_0\eta + g \int_z^0 \rho(z') dz'. \quad (4.5)$$

Konserveringslikningene for salt og temperatur er gitt ved

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla T + W \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_H \frac{\partial T}{\partial z}) + F_T, \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla S + W \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_H \frac{\partial S}{\partial z}) + F_S. \quad (4.7)$$

Tettheten beregnes utfra en tilstandslikning på formen

$$\rho = \rho(T, S) \quad (4.8)$$

og tilstandslikningen er representert i modellen ved to ulike uttrykk. Man kan enten bruke likningen fra Wang (1984) eller UNESCO formuleringen gitt i Gill (1982).

Bevegelser som er induisert av småskalaprosesser (skala mindre enn gitterstørrelsen) er parametrisert ved de horisontale og vertikale eddyviskositets/diffusjonsleddene. De horisontale leddene F_x , F_y , F_T og F_S kan skrives

$$F_{x,y} = \frac{\partial}{\partial x} (A_M \frac{\partial(U, V)}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_M \frac{\partial(U, V)}{\partial y}), \quad (4.9)$$

$$F_{T,S} = \frac{\partial}{\partial x} (A_H \frac{\partial(T, S)}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_H \frac{\partial(T, S)}{\partial y}). \quad (4.10)$$

I dette arbeidet er det valgt å bruke rutinen VISCPOM, som betyr at de horisontale viskositetsleddene er beskrevet som hos Mellor (1996) and Mellor *et al.* (1998) . For nærmere beskrivelse se Berntsen (2001).

De horisontale diffusivitetene, A_M og A_H , kan beregnes som hos Smagorinsky (1963)

$$(A_M, A_H) = (C_M, C_H) \Delta x \Delta y [(\frac{\partial U}{\partial x})^2 + \frac{1}{2} (\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y})^2 + (\frac{\partial V}{\partial y})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.11)$$

eller velges konstant i tid og rom.

4.2.1 Likninger for vertikal eddy viskositet, K_M , og diffusjon, K_H

For å kunne løse likningssystemet satt opp i forrige avsnitt, trenger man også likninger for den vertikale viskositeten, K_M , og den vertikale diffusiviteten, K_H . Det eksisterer en lang rekke turbulente luknings-skjema som brukes i havmodeller, og faktorer som påvirker hvilket luknings-skjema man velger i vertikalen kan være den vertikal sjiktningen, tidevannskrefter, vertikal oppløsning o.l.

I BOM benyttes 2 1/2 turbulens luknings-skjemaet til Mellor & Yamada (1982) med modifikasjoner som er gjort av Galperin *et al.* (1988) . De grunnleggende likningene for turbulent kinetisk energi, $q^2/2$, og turbulent makro skala, l , er gitt under,

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla q^2 + W \frac{\partial q^2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_q \frac{\partial q^2}{\partial z}) +$$

$$2K_M \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{2g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{2q^3}{B_1 l} \quad (4.12)$$

og

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 l}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla q^2 l + W \frac{\partial q^2 l}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} (K_q \frac{\partial q^2 l}{\partial z}) + \\ l E_1 K_M \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{l E_1 g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{q^3}{B_1} \tilde{W} & \end{aligned} \quad (4.13)$$

der

$$\tilde{W} = 1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa L} \right)^2 \quad (4.14)$$

$$L^{-1} = (\eta - z)^{-1} + (H + z)^{-1}. \quad (4.15)$$

$\kappa = 0.4$ er von Karman konstanten.

Ved å definere

$$G_H = \frac{l^2}{q^2} \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.16)$$

blir stabilitetsfunksjonene

$$S_H [1 - (3A_2 B_2 + 18A_1 A_2) G_H] = A_2 [1 - 6A_1 / B_1]. \quad (4.17)$$

og

$$S_M [1 - 9A_1 A_2 G_H] - S_H [18A_1^2 + 9A_1 A_2] G_H = A_1 [1 - 3C_1 - 6A_1 / B_1] \quad (4.18)$$

K_M og K_q beregnes deretter ved

$$K_M = l q S_M \quad (4.19)$$

$$K_H = l q S_H \quad (4.20)$$

$$K_q = 0.20 l q. \quad (4.21)$$

De empiriske verdiene i beregningene over er listet under;

$$(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, E_1, E_2) = (0.92, 0.74, 16.6, 10.1, 0.08, 1.8, 1.33) \quad (4.22)$$

De empiriske verdiene er funnet fra eksperiment som er gjort i store vanntanker. Hvorvidt disse verdiene er representative for havet er noe usikkert.

4.2.2 Grenseflatebetingelser

Ved en fri overflate, $z = \eta(x, y)$, har vi følgende krav

$$\rho_0 K_M \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right) = (\tau_{0x}, \tau_{0y}), \quad (4.23)$$

$$\rho_0 K_H \left(\frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial S}{\partial z} \right) = (\dot{T}_0, \dot{S}_0), \quad (4.24)$$

$$q^2 = B_1^{2/3} u_{\tau s} \quad (4.25)$$

$$l = 0, \quad (4.26)$$

der $(\tau_{0x}, \tau_{0y}) = \vec{\tau}_0$ er vindstresset, \dot{T}_0 er varmetilførsel eller varmetap i løpet av årstidene, \dot{S}_0 er endring i saltholdighet grunnet fordampning, nedbør, elveavrenning, og frysing eller smelting av havis, og $u_{\tau_s} = (\vec{\tau}_0^2)^{1/2}$.

Ingen volumfluks er tillatt gjennom sideveggene, og ved sidevegger brukes “free slip”-betingelsene for strømmen. Det er ingen advektive eller diffusive varme- eller salt flukser ved sideveggene eller bunnen. De kinematiske grensebetingelsene er gitt ved

$$W_0 = U \frac{\partial \eta}{\partial x} + V \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (4.27)$$

$$W_b = -U_b \frac{\partial H}{\partial x} - V_b \frac{\partial H}{\partial y}. \quad (4.28)$$

Ved bunnen, $z = H(x, y)$, er effekten av bunndraget på de horisontale hastighetene gitt ved

$$\rho_0 K_M \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right) = (\tau_{bx}, \tau_{by}). \quad (4.29)$$

$$(4.30)$$

Bunnstresset er bestemt av

$$\vec{\tau}_b = \rho_0 C_D |\vec{U}_b| \vec{U}_b \quad (4.31)$$

der C_D er gitt fra

$$C_D = \max\left[0.0025, \frac{\kappa^2}{(\ln(z_b/z_0))^2}\right] \quad (4.32)$$

z_b er avstanden fra det nærmeste gridpunktet til bunnen, Von Karman konstanten $\kappa = 0.4$ og ruhetsparameteren $z_0 = 0.01$ m. Ruhetsparameteren vil avhenge av hvilken type bunn det er snakk om, eksempelvis sand eller grus. Ellers er den turbulente energien og den turbulente makro skalaen ved bunnen gitt som

$$q^2 = B_1^{2/3} u_{\tau b}, \quad (4.33)$$

$$l = 0, \quad (4.34)$$

der $u_{\tau b} = (\vec{\tau}_b^2)^{1/2}$.

4.3 σ -koordinat modell

σ -koordinat modeller er terrengfølgende modeller. Det betyr at man i stedet for å løse opp variablene i vertikale nivå ved hjelp av kartesiske z -koordinater, transformerer de grunnleggende likningene til et koordinatsystem som følger bunnen. Denne transformasjonen ble først introdusert av Phillips (1957) ved bruk i numerisk værvarsling. De uavhengige variablene (x, y, z, t) i det kartesiske koordinatsystemet transformeres over til (x^*, y^*, σ, t^*) , der

$$x^* = x \quad y^* = y \quad \sigma = \frac{z - \eta}{H + \eta} \quad t^* = t. \quad (4.35)$$

På denne måten normaliserer man forskjellen mellom den vertikale posisjonen z og overflatehevningen η med det totale dypet i vannkolonnen, $D \equiv H + \eta$, og man får en σ -koordinat som følger bunnen. σ varierer fra $\sigma = 0$ ved $z = \eta$ til $\sigma = -1$ ved $z = -H(x, y)$. Denne transformasjonen introduserer mange nye ledd i de grunnleggende likningene, og i de horisontale viskositets- og diffusjonsleddene blir noen av de nye leddene neglisjert. For en mer detaljert beskrivelse av σ -koordinat transformasjonen, henvises leseren til Blumberg & Mellor (1987) og Berntsen (2001).

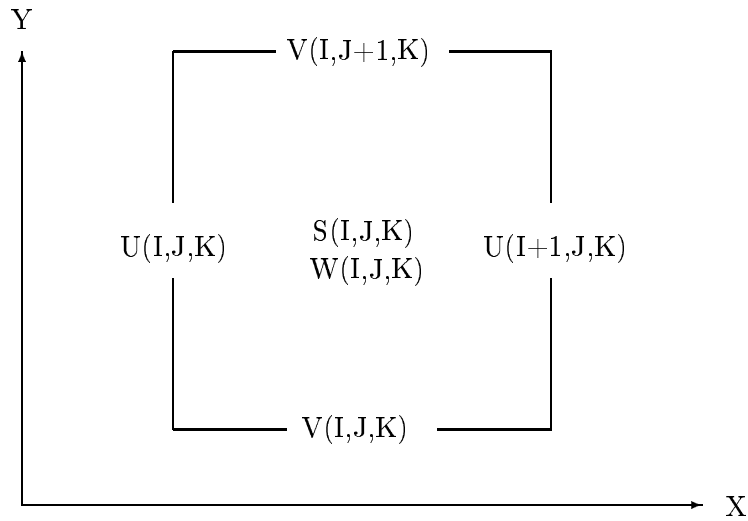
4.4 Tidssplitting

For å kunne representere tyngdebølger og effekten av disse korrekt, må tidsskrittet velges slik av Courant tallet blir mindre enn 1. En måte å omgå denne restriksjonen på, når man ønsker å propagere 3D-felt, er å benytte seg av tidssplitting eller modesplitting, se Berntsen *et al.* (1981). I BOM blir det tre-dimensjonale hastighetsfeltet splittet i to deler; et baroklint felt og et dybdeintegrert hastighetsfelt (også kalt et barotrop felt). Den vertikale integrasjonen er eksakt, bortsett fra i de horisontale viskositetsleddene. Disse leddene tar seg av småskalaoscillasjoner, og de to-dimensjonale viskositetskoeffisientene, A_{M2D} , er beregnet ved hjelp av (4.11) der (U, V) erstattes av det barotrope hastighetsfeltet (U_A, V_A) eller velges konstant i tid og rom.

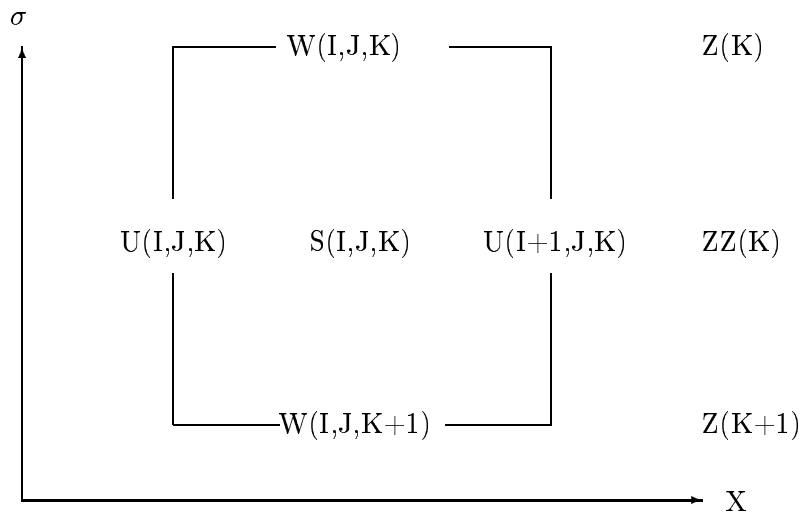
4.5 Numeriske metoder

De grunnleggende likningene beskrevet under avsnitt 4.2 danner et sett av partielle differensiallikninger som ikke kan løses med kjente analytiske metoder. Likningene har derfor blitt diskretisert ved endelig differanse metoden. Horisontalt er det benyttet et forskjøvet gitter, kjent som Arakawa C-gridet. Dette er vist i figurene 4.1, 4.2 og 4.3.

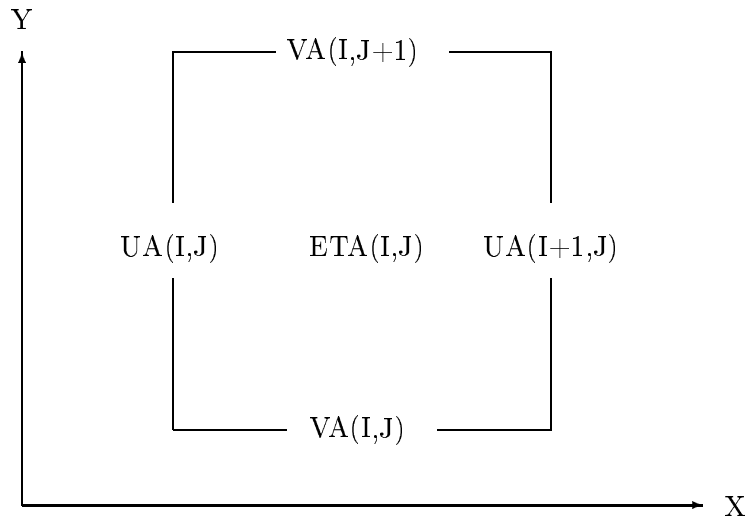
BOM er skrevet i FORTRAN 90, og de diskrete versjonene av tilstandsvariablene og parameterne er samlet i modulen STATE, som alle subrutiner kan henviser til. Det transformerte likningssystemet, gitt i Berntsen (2001) er integrert frem i tid ved å benytte det samme tidskrittet i alle likningene. Det er benyttet metoden for “fractional steps”. Det betyr at en rekke subrutiner kalles opp for å utføre spesifikke oppgaver og deretter oppdatere de korresponderende variablene i MODULE STATE for hvert tidsskritt. Etter at alle subrutiner er kalt opp, vil effekten av alle leddene i de grunnleggende likningene tas med.



Figur 4.1: Horisontalt syn på plasseringen av 3D-variablene i Arakawa C-gridet. S , T , RHO og andre skalare felt er definert i S -punkt, mens KM , KH , $Q2$ og $Q2L$ er definerte i W -punkt.



Figur 4.2: Vertikalt syn på plasseringen av 3D-variablene i Arakawa C-gridet. S , T , RHO og andre skalare felt er definert i S -punkt, mens KM , KH , $Q2$ og $Q2L$ er definerte i W -punkt.



Figur 4.3: Horisontalt syn på plasseringen av 2D-variablene i Arakawa C-gridet.

4.6 BOM rutinene og tidsstepping

I dette avsnittet vil de rutinene som benyttes for å utføre de tilnærmete løsningene av likningssettet beskrevet i 4.2 beskrives kort. Alle disse er beskrevet i nærmere detalj i Berntsen (2001). Under følger en enkel beskrivelse av tidssteppingsalgoritmen som er brukt i BOM. For hvert tidsskritt, n , går BOM gjennom rutinene som følger;

Beregner først eventuelle krefter grunnet atmosfæriske forhold, elveavrenning eller tidevann.

DENS eller **DENSUNESCO** Beregner tetthetsfeltet ut fra S og T .

MY2HALV Propagerer q^2 og q^2l for å beregne K_M , K_H og K_q .

UPSTREAMQ Advekerer q^2 og q^2l .

BOUND Oppdaterer q^2 og q^2l feltene ved de åpne rendene

Lagrer deretter vannstanden fra det tidligere tidsskrittet, $n - 1$.

INTERNAL Estimerer effekten av indre trykk på bevegelseslikningene.

SUPERBEEUV Estimerer effekten av adveksjon på bevegelseslikningene.

MODESPLIT Propagerer løsningen av bevegelseslikningene ett 3D-skritt, og estimerer vannstanden ved det nye tidsskrittet.

WREAL Beregner den vertikale hastigheten WR i z -koordinater.

BOUND Oppdaterer det tredimensjonale feltet ved de åpne grensene.

UPDATEDD Oppdaterer de dynamiske dypene i modellen.

SUPERBEEF Adveksjon og horisontal diffusjon (hvis $C_H \neq 0$) for S og T feltene. Beregner deretter overflatefluksene av henholdsvis S og T, SSURF og TSURF.

VERTDIFF Vertikal diffusjon av S og T feltene.

BOUND Oppdaterer S og T feltene ved de åpne grensene.

OUTPUT Eventuelle utskrifter av modellresultatene.

Rekkefølgen for noen av operasjonene over må ikke være som beskrevet her. Men noen beregninger må utføres før andre. Det er spesielt viktig at feltene UADV, VADV, W, ETA og ETAP, som brukes for å advektere de skalare feltene tilfredsstiller kontinuitetslikningen. Det betyr at ETAP må settes lik ETA før MODESPLIT kalles opp. MODESPLIT må derimot kalles opp før SUPERBEEF.

4.6.1 Subrutinen BOUND

Subrutinen BOUND er den rutinen som har vært mest justeringer på i del 2 av dette arbeidet; den delen som omhandler en jet inn i en canyon. Denne subrutinen kalles opp for å oppdatere alle de prognostiske variablene ved de åpne grensene. Ved de åpne grensene er det lagt inn såkalte FRS-soner (FRS står for Flow Relaxation Scheme, se Martinsen og Engedahl, 1987). Når FRS-soner brukes, som i dette tilfellet, kalles subrutinen NCALFA opp for å oppdatere de prognostiske variablene ved de åpne grensene. I FRS-sonene oppdateres 2D-feltene UA, VA og ETA for hvert 2D-tidsskritt ved å bruke relakseringsparameteren ALPHA_E. 3D-feltene U, V, S, T, Q2 og Q2L oppdateres hvert 3D-skritt ved å bruke relakseringsparameteren ALPHA.

Hver prognostisk variabel, ϕ , i FRS-sonene oppdateres ved hjelp av

$$\phi = (1 - \alpha)\phi_M + \alpha\phi_F,$$

der ϕ_M inneholder de urelakserte verdiene som er beregnet av modellen, og ϕ_F er en spesifisert påtvunget løsning i FRS-sonen. Relakseringsparameteren α varierer fra 1 ved modellgrensen til 0 i enden av FRS-sonen, inn mot det indre av modellområdet.

Kapittel 5

Modellkjøringer

5.1 Modellkjøringer av indre bølger inn mot sokkelskråningen

5.1.1 Modelloppsett

Det er vanlig å anta en hydrostatisk likevekt for de fleste geofysiske problem. I dette studiet er vi interessert i å se på hendelser med kraftig strøm langs sokkelskråningen grunnet indre bølger. Dette er dynamikk på liten horisontal skala med markert indre sjiktning. En hydrostatisk tilnærming er derfor trolig ikke gyldig. I dette arbeidet er det derfor inkludert et ikke-hydrostatisk ledd i trykk og de horisontale hastigheter som forklart i Heggelund *et al.* (2002).

$$p = p_H + p_{NH}$$

$$u = u_H + u_{NH}$$

$$v = v_H + v_{NH}$$

En detaljert beskrivelse av den ikke-hydrostatiske modellen finnes i Heggelund *et al.* (2002).

Den ikke-hydrostatiske modellen er satt opp med idealiserte betingelser og topografi av Storegga. Problemet er løst 2-dimensjonalt på tvers av sokkelen, der geometrien i området er diskretisert ved 400 gitterceller på tvers av sokkelen, tre celler langs sokkelen (den midterste cellen er den aktive) og 70 vertikale σ -flater. Den horisontale gitteropløsningen er 500m. Den vertikale avstanden mellom σ -flatene er gitt ved,

$$d\sigma_{ijk} = H_{ij} \left(1 - 0.8 \exp\left(-\frac{z_k - 0.5}{0.5^2}\right)\right) \quad (5.1)$$

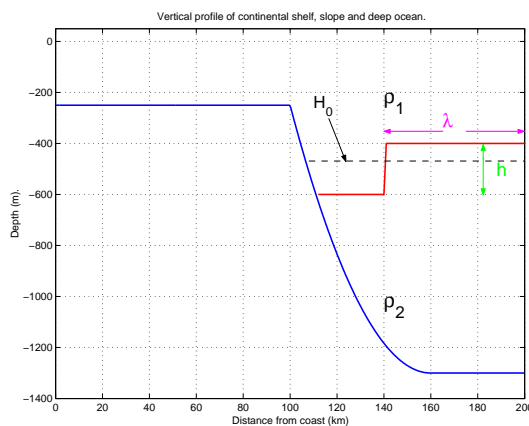
$$i = 1, 2, \dots, 400; j = 1, 2, 3 \text{ og } k = 1, 2, \dots, 71$$

der H_{ij} er vannnybden gitt i meter, og

$$z_k = \frac{(k - 1)}{70}$$

Dette gir en finere fordeling av σ -flatene i midten av vannkolonnen enn ved overflaten eller bunnen. Begrunnelsen for dette er å kunne følge tetthetsflatens bevegelser mer nøyaktig.

Modellparameterne er gitt i tabell 5.1, mens initialparameterne som er systematisk variert i modellen er gitt i tabell 5.2.



Figur 5.1: Vertikalprofil av tverrsnittet; sokkelskråning og initiert perturbasjon

Modellen er todimensjonal og rotasjonen er neglisjert. Tidevann er også ekskludert, selv om dette er viktig for indre bølger. Dette er gjort for å se om en forstyrret pyknoklin kan sette opp hastigheter langs skråningen som vist i observasjoner. Bunntopografien er en idealisert sokkelskråning (Ommundsen & Gjevik, 2000). Det paraboliske sokkelprofillet er en god tilnærming av sokkelskråningen ved Storegga. Tetthetssjiktningen er hentet fra hydrografiske data samlet inn av Oceanor på oppdrag fra Norsk Hydro. Den er for enkelhets skyld satt til å være horisontalt homogen. Feltet er satt opp som en tolagsmodell, der det sesongvarierende overflatelaget er neglisjert, og den dype grenseflaten ligger rundt 600m. Simuleringene starter med en trappelagtig perturbasjon der den dype pyknoklinen skjærer sokkelskråningen ved 600m, se figur 5.1. Modellområdet er satt opp med lukkede render, slik at det er ingen strøm gjennom sideveggen.

5.1.2 Parametere; input/output

Følgende inputparametre har blitt systematisk variert; tetthetsforskjellen mellom øvre og nedre lag ($\Delta\rho$), horisontal skala på perturbasjonen (λ) og amplituden på perturbasjonen¹ (h). De ulike variablene er samlet i tabell 5.2. Tetthetssprangene er valgt for å representere den største og den minste tetthetsforskjellen mellom lagene fra hydrografiske målinger (se figur 2.3 side 5). Andre verdier er valgt fra figur 2.5 (side 7).

Fokus for arbeidet er sterke strømmer nær bunnen og rekkevidden som indre bølger skyller opp og ned langs skråningen. Modelldata som er studert nærmere er maksimal horisontal hastighet opp og ned langs skråningen i σ -laget like over bunnen, U_{up} og U_{down} . Tetthetsfeltet

¹En perturbasjon, eller forstyrrelse, er definert som utslag fra likevekt. I dette arbeidet omtales en forstyrrelse som utslaget fra 600 meters nivået, nær nivået til den permanente pyknoklinen.

IM	400	Antall gitterceller i x-retningen
JM	3	Antall gitterceller i y-retningen
KB	71	Antall σ -flater i vertikalen
DX	500	Den horisontale oppløsningen [m]
NFILTER	0	Antall ganger bunnmatrisen filtreres
NDIVIS	450	Antall 3D tidsskritt per time
N2D	5	Antall 2D tidsskritt per 3D skritt
NUMSTEP	16000	Totalt antall 3D tidsskritt
DT	8	3D tidsskrittet [s]
DTE	1.6	2D tidsskrittet [s]
AM	0.2	Horisontal viskositetskoeffisient (Smagorinsky)
AM2D	0.2	Horisontal 2D viskositetskoeffisient (Smagorinsky)
AH	0.0	Horisontal diffusivitetskoeffisient
KMMIN	$1.0 \cdot 10^{-5}$	Minimumsverdi for den vertikale viskositeten [$m^2 s^{-1}$]
KHMIN	$1.0 \cdot 10^{-7}$	Minimumsverdi for den vertikale diffusjonen [$m^2 s^{-1}$]

Tabell 5.1: *Inputvariabler i modellen for kjøring med indre bølger.*

ρ_1 [kg/m^3]	ρ_2 [kg/m^3]	$\Delta\rho$ [kg/m^3]	h [m]	λ [km]
1027.6	1027.9	0.3	-250	40
			-200	60
1027.5	1028.1	0.6	200	70
			250	

Tabell 5.2: *Initialparametere som er systematisk variert i ulike kjøringene. Se figur 5.1 for referanse.*

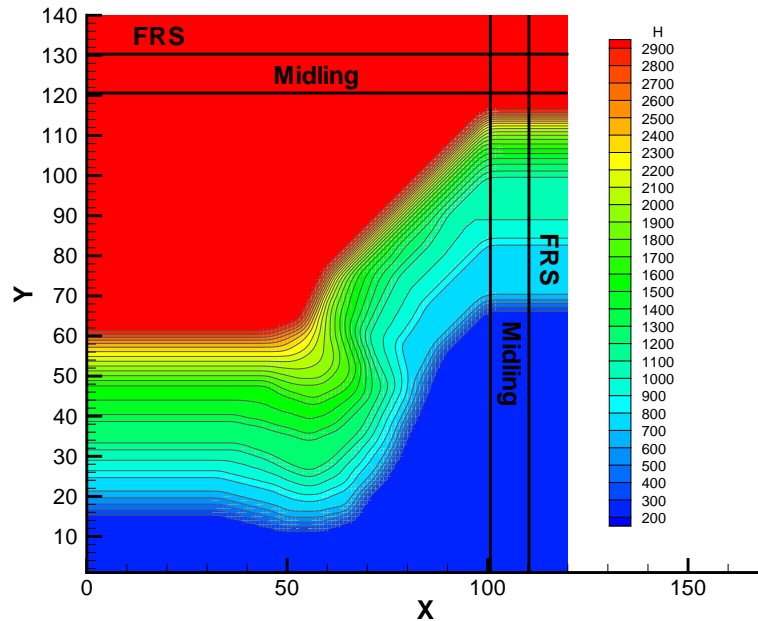
er også studert for å følge pyknoklinens bevegelse langs bunnen. Den vertikale hastigheten, W , er liten sammenlignet med den horisontale hastigheten (omtrent 1%) og er derfor neglisjert i den videre analysen. Likevektsnivået av pyknoklinen, H_0 , er dypet av grenseflaten mellom øvre og nedre lag når vannmassene ligger i ro. For å finne det maksimale utslaget av pyknoklinen fra dens likevekt har jeg valgt å følge konturlinjen til $\rho_1 + 0.05$ i alle simuleringene. Denne konturlinjen ligger like over 600m ved starten av alle kjøringene.

5.2 Modellkjøringer av jet inn i en dyp og trang undersjøisk dal

5.2.1 Modelloppsett

I dette tilfellet er BOM satt opp til å modellere over et område som er 500×600 km. Grunnet grensebetingelsene, som jeg kommer til senere, er dette modellområdet utvidet til 600×700 km (se figur 5.2). Med en horisontal oppløsning på 5×5 km, gir en diskretisering som $IM \times JM = 120 \times 140$ horisontale gitterceller. Det er 32 σ -flater i vertikalen, fordelingen av disse er

vist i tabell 5.3. Cellene i I-retningen peker mot nordøst, mens cellene i J-retning peker mot nordvest. I teksten videre vil jeg på tross av dette omtale grensen $J = 1$ som søndre grense, $I = 1$ som vestre grense, $I = IM$ som østre grense og $J = JM$ som nordre grense. Se tabell 5.4 for en oversikt over de ulike variablene som er satt i modelloppsettet.



Figur 5.2: Oversikt over modellområdet. Konturlinjer for hver 100 meter fra 200 til 2900 meter. Det flate området er 3000 meter dypt.

K	Z	K	Z	K	Z	K	Z
1	0.000	9	-0.148	17	-0.527	25	-0.883
2	-0.010	10	-0.183	18	-0.581	26	-0.910
3	-0.021	11	-0.223	19	-0.634	27	-0.933
4	-0.034	12	-0.267	20	-0.685	28	-0.951
5	-0.049	13	-0.315	21	-0.733	29	-0.966
6	-0.067	14	-0.366	22	-0.777	30	-0.979
7	-0.090	15	-0.419	23	-0.817	31	-0.990
8	-0.117	16	-0.473	24	-0.852	32	-1.000

Tabell 5.3: Fordelingen av σ -flatene i vertikalen.

Berntsen (2001) oppfordrer til å sette 2D tidsskrittet rundt 30 ganger 3D skrittet ($N2D$ lik 30)². Jeg valgte først å bruke samme oppsettet som Winther (2002), med $NDIVIS$ lik 40 og $N2D$ lik 36. Da jeg satte på en oscillasjon på jeten, gav dette $2\Delta t$ støy i 3D-variablene,

²Begrunnelsen for dette er at g^* er typisk $\sim \frac{1}{30}g$ i havet

IM	120	Antall gitterceller i x-retningen
JM	140	Antall gitterceller i y-retningen
KB	32	Antall σ -flater i vertikalen
DX	5000	Den horisontale oppløsningen [m]
NFILTER	4	Antall ganger bunnmatrisen filtreres
NDIVIS	80	Antall 3D tidsskritt per time
N2D	18	Antall 2D tidsskritt per 3D skritt
NUMSTEP	80000	Totalt antall 3D tidsskritt
DT	45	3D tidsskrittet [s]
DTE	2.5	2D tidsskrittet [s]
COR	$1.3 \cdot 10^{-4}$	Coriolisparameteren [s^{-1}]
AM	1.0	Horisontal viskositetskoeffisient (Smagorinsky)
AM2D	1.0	Horisontal 2D viskositetskoeffisient (Smagorinsky)
AH	0.0	Horisontal diffusivitetskoeffisient
KMMIN	$1.0 \cdot 10^{-5}$	Minimumsverdi for den vertikale viskositeten [$m^2 s^{-1}$]
KHMIN	$1.0 \cdot 10^{-7}$	Minimumsverdi for den vertikale diffusjonen [$m^2 s^{-1}$]

Tabell 5.4: *Inputvariabler i modellen for kjøring med oscillerende jet.*

mens 2D-variablene var glatte. Jeg valgte derfor å halvere 3D tidsskrittet, men beholde 2D tidsskrittet.

5.2.2 Tetthetssjiktning

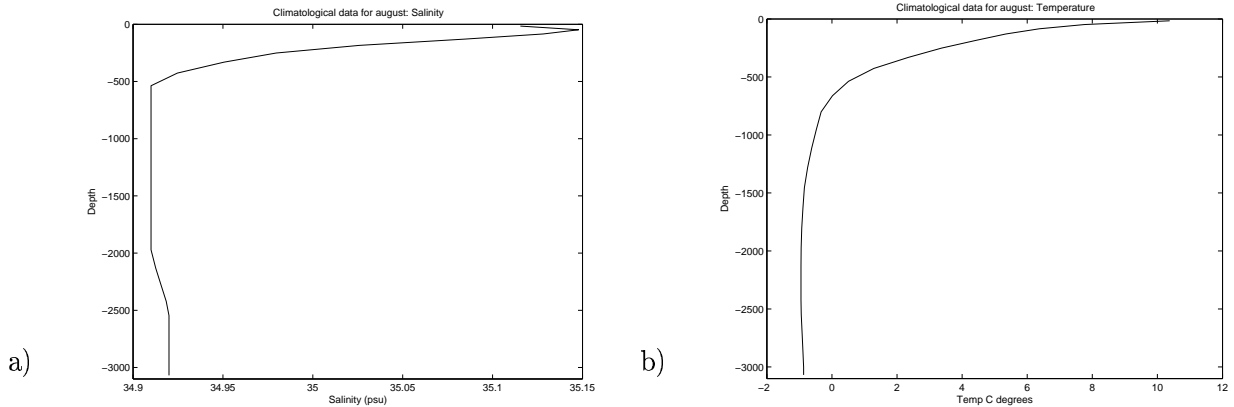
Ormen Lange feltet er karakterisert av ganske sterke strømmer. Vannmassene er stratifisert som beskrevet i kapittel 2.2. En tetthetssjiktning har stor dynamisk betydning i topografisk påvirkete strømmer. For å danne et tetthetsprofil for området er det i dette arbeidet, som hos Winther (2002), tatt utgangspunkt i klimatologiske data for Norskehavet fra Meteorologisk Institutt. Disse dataene inneholder blant annet dyp, salinitet og temperatur i et snitt som går fra Ormen Lange-feltet og ut i Norskehavet. I dette tilfellet er august-klimatologien valgt. Figur 5.3 viser temperatur- og salinitetsprofil som er brukt i modellen for å danne et tetthetsprofil.

5.2.3 Grensebetingelser

Kysten ligger langs søndre grense (x-aksen, $J=1$), og er en lukket rand. De tre andre grensene er åpne render. Ved de åpne rendene benyttes FRS-soner. FRS står for Flow Relaxation Scheme (se ellers Martinsen og Engedahl, 1987). FRS-sonen har en bredde LB , og for hvert tidsskritt vil den prognostiske variabelen ϕ bli beregnet i FRS-sonen ved

$$\phi = (1 - \alpha)\phi_M + \alpha\phi_F \quad (5.2)$$

Variabelen ϕ_M betegner verdier som modellen beregner, mens ϕ_F er en påtvunget løsning som brukeren definerer. Relakseringsparameteren, α , varierer fra 1 ved yttergrensen av mo-



Figur 5.3: *Klimatologiske data (august): Salinitets- og temperaturprofil som benyttes initielt i modellen for å danne et tetthetsprofil.*

dellområdet til null ved enden av FRS-sonene som vender mot det indre av modellområdet. Parameteren α beregnes i dette oppsettet ved en hyperbolsk tangens-funksjon,

$$\alpha = 1 - \tanh\left(\frac{I - 1}{2}\right)$$

der I er gitterpunkt i FRS-sonen fra $I = 1, 2, \dots, LB$. LB er i dette tilfellet satt lik 10.

Ved den vestlige grensen settes det på en strøm u_s , og overflatehevingen ble satt i geostrofisk balanse med denne strømmen som settes på. Strømmen som settes på ved vestre grense har retning rett inn i modellområdet, slik at overflatehevingen som følge av denne, η_0 , gis av

$$-f u_s = g \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \quad (5.3)$$

I dette studiet, som hos Winther (2002), er modellområdet utvidet i østlig og nordlig retning med 20 gitterceller i hver retning. I det utvidete modellområdet er dybdekonturene rettet ut slik at de er parallelle med x-aksen. Ved å strekke modellområdet ut slik, kan verdiene i FRS-sonen settes lik middelet av de ti foregående gittercellene. Dette gjøres for å få med ikke-lineariteter som oppstår i det indre. Den nordlige grensen ble utvidet med samme formål. Det nordøstre hjørnet av FRS-sonene, får midlete verdier fra diagonalen i området (IM-2LB, IM-LB)-(JM-2LB, JM-LB). Dette ble gjort for å unngå refleksjoner fra disse åpne rendene og oppstuinger i hjørnene.

Innstrømmingen vokser fra null til u_s , som tidligere gjort av Gjevik, Moe & Ommundsen (2002), ved hjelp av

$$s(t) = 1 - \exp(-\sigma t) \quad (5.4)$$

der $\sigma = 2.23 \cdot 10^{-5} s^{-1}$. Denne funksjonen gir nesten konstant strøm etter 24 timer.

5.2.4 Innstrømshastigheter

Målet for denne delen av studiet er å sette opp en oscillerende jet, og se hvilke effekter dette har på oppskyllinger langs skråningen. Modelloppsettet ble først testet med en stasjonær jet

Frekvensverdier	
Eigenfrekvensen	$\omega_1 = 2\pi \cdot 4.15 \cdot 10^{-6} s^{-1}$
Treghetsfrekvensen	$\omega_2 = f = 1.3 \cdot 10^{-4} s^{-1}$
Det halvdaglige tidevannet, M_2	$\omega_3 = 2\pi/(12.42 \cdot 3600) s^{-1}$

Tabell 5.5: Frekvensverdier benyttet i modellkjøringene

før det ble satt på en oscillerende jet. Deretter ble det utført sensitivitetsstudier med ulike svingefrekvenser for jeten.

Testkjøring - stasjonær jet med grunnstrøm

I den første testkjøringen ble det satt på en uniform strøm i hele vestre FRS-sone på 5cm/s, og en sinusformet jet gitt som;

$$u_s = s(t)(u_0 + u_1 \sin \frac{(y - y_1)\pi}{L}), \text{ for } y_1 < y < y_1 + L \quad (5.5)$$

$$u_s = s(t)u_0, \text{ for } y < y_1 \wedge y > y_1 + L \quad (5.6)$$

Her er $u_0 = 5$ cm/s, $u_1 = 25$ cm/s, $y_1 = 75$ km og $L = 40$ km. Det gir jet'en et maksimum på 0.3 m/s, der senteret ligger ved 550 meters isobaten.

Testkjøringer

Kjøringen med den stasjonære jeten ga et tydelig periodisk signal i hastigheter og overflatehevning på rundt 2.78 døgn. Det antas at dette er en slags egenfrekvens for modellområdet. Heretter vil jeg kalle denne for 'egenfrekvensen'. Denne frekvensen er også tydelig i oppkjøringen av modellen med andre frekvenser, siden modellen kjøres opp i løpet av ~ 24 timer, som er kortere enn egenfrekvensens tilhørende periode. Eksempel på dette er vist i appendiks A (figur A.1). En egenperiode på 2.78 døgn passer også godt sammen med arbeidet til Mysak & Schott (1977) som fant svingninger på 2-3 døgn. Dette støtter opp om at modellen er representativ for området.

Frekvensene som er valgt ut for dette er arbeidet er satt opp i tabell 5.5. Ved å velge det halvdaglige tidevannet, M_2 , som tredje frekvens vil modellen gi resultater for frekvenser over, på og under treghetsfrekvensen. Orvik *et al.*(2001) viser at det er M_2 som er den dominerende tidevannsfrekvensen i området.

Kjøring ω_1 , ω_2 og ω_3 - Oscillerende jet med grunnstrøm

I de neste testkjøringene, og hovedkjøringene ω_1 , ω_2 og ω_3 , ble det først satt opp en stasjonær jet med grunnstrøm identisk som i kjøring 1. Når denne kjøringen hadde gått i 3 døgn, hadde den nådd en nær stasjonær tilstand. Da ble det satt på en svingning på jet'en med formen;

$$u_s = s(t)[u_0 + (u_1 + u_2 \sin(\omega(t - t_0))) \sin \frac{(y - y_1)\pi}{L}], \text{ for } y_1 < y < y_1 + L \quad (5.7)$$

$$u_s = s(t)u_0, \text{ for } y < y_1 \wedge y > y_1 + L$$

Her er $u_2 = 20$ cm/s, ω er svingefrekvensen til jet'en som har blitt systematisk variert og t_0 er tidspunktet svingningen starter. Kjøring ω_1 , ω_2 og ω_3 henviser til frekvensene i tabell 5.5.

Kapittel 6

Resultat: Indre bølger mot sokkelskråning

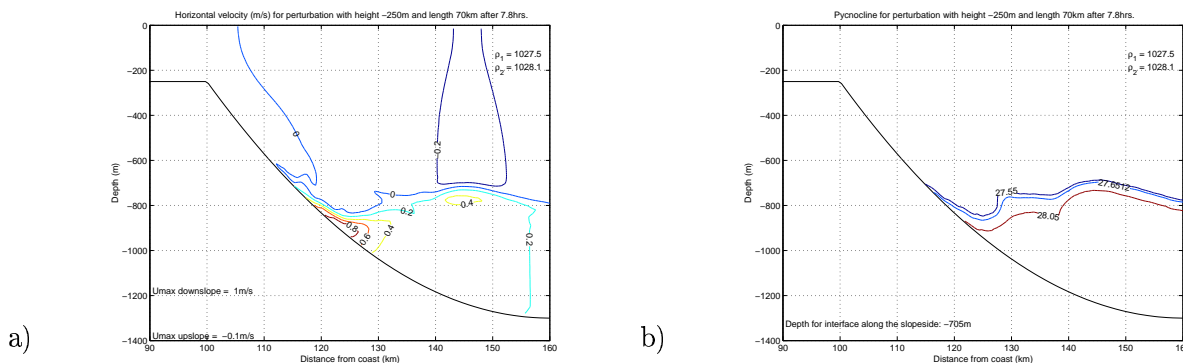
Resultatene fra de numeriske simuleringene er samlet i tabellene 6.1, 6.2 og 6.3. Tabell 6.1 viser resultatene fra simuleringene med $\Delta\rho = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$, mens resultatene fra simuleringene med $\Delta\rho = 0.3 \text{ kg m}^{-3}$ finnes i tabell 6.2. U_{up} og U_{down} i tabellene representerer maksimale hastigheter langs skråningen, angitt i m s^{-1} , for hver modellkjøring. H_{max} og H_{min} er henholdsvis det største og minste dypet pyknoklinen når langs skråningen. ΔH er maksimalt utslag av pyknoklinen fra likevekstnivået H_0 . Beregninger av H_{max} og H_{min} gir en feilmargin på 1-10 m. Dette følger av at nivået er beregnet ved å følge konturlinjen ved en bestemt verdi. *Tid* i tabellene angir antall timer etter oppstart av simuleringen hvor de ulike hendelsen oppstår. *Posisjon* angir horisontal avstand i kilometer fra sokkelkanten. *Dyp* angir dypet av det nest nederste σ -laget der verdiene av U_{up} og U_{down} er funnet. I alle figurene i dette kapittelet angir konturlinjene for hastighet verdi i m s^{-1} , mens det for tetthet vises verdier for σ_θ i kg m^{-3} ($\rho = 1028 \text{ kg m}^{-3}$ tilsvarer $\sigma_\theta = 28 \text{ kg m}^{-3}$).

6.1 Strømmer nær bunnen

En av målsetningene i dette arbeidet har vært å finne hvor sterke strømmer man kan forvente i dette området, og hvor disse strømmene oppstår langs skråningen. Den tydeligste observasjonen er at ingen av simuleringene gir hastigheter som overstiger 1 m s^{-1} . De sterkeste strømmene oppstår i de simuleringer som igangsettes med $h = -250 \text{ m}$, $\lambda = 70 \text{ km}$ og $\Delta\rho = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$. Et øyeblikksbilde fra denne simuleringen er vist i figur 6.1. Maksimal hastighet ned skråningen i denne kjøringen er 1.0 m s^{-1} . Typiske verdier for maksimal strømmer ned skråningen i simuleringene er $0.6\text{--}0.8 \text{ m s}^{-1}$. Tilsvarende for strømmer opp skråningen er $0.4\text{--}0.6 \text{ m s}^{-1}$.

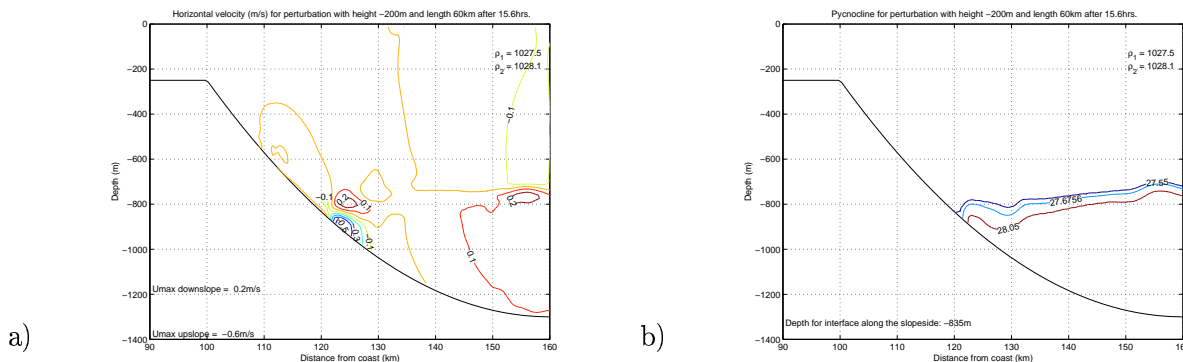
Tabell 6.1 og 6.2 viser at de maksimale strømmene ned skråningen er sterkere for $h = -250 \text{ m}$ enn for $h = -200 \text{ m}$. Det motsatte er tilfellet for positivt bølgepåtrykk ($h > 0$)¹, der de sterkeste strømmene oppstår for $h = 200 \text{ m}$.

¹Positivt bølgepåtrykk defineres her som $h > 0$



Figur 6.1: Hastighets og tetthetsfelt for kjøring med maksimal hastighet ned skråningen, $h = -250$ m og $\lambda = 70$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m $^{-3}$. a) Hastighetskonturer per 0.2 m s $^{-1}$. b) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$.

De maksimale hastighetene oppstår typisk 4 - 7 km unna sokkelkanten (horisontalt) for simuleringer med positivt bølgepåtrykk ($h > 0$), ved dyp rundt 350-500 m. For simuleringer med negativt bølgepåtrykk ($h < 0$) er maksimale hastigheter lokalisert 22-27 km fra sokkelkanten, på dyp rundt 850-1000 m. Eksempler på dette er vist i figurene 6.2 og 6.3.

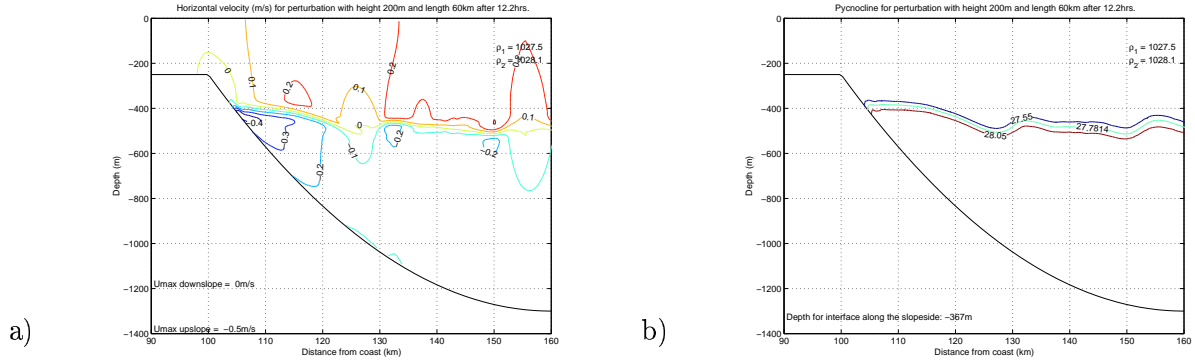


Figur 6.2: Eksempel på hvor maksimal hastighet opp skråningen oppstår med $h = -200$ m og $\lambda = 60$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m $^{-3}$. a) Hastighetskonturer per 0.1 m s $^{-1}$. b) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$.

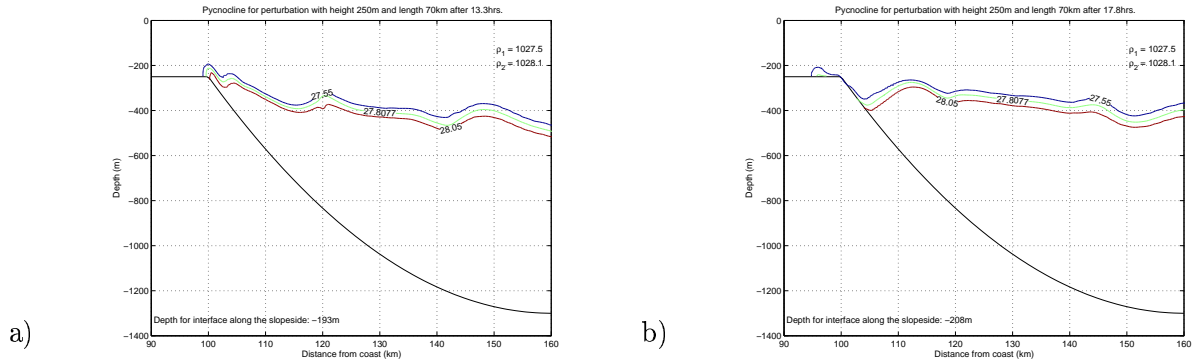
6.2 Opp- og nedskyllinger

Et annet fokus i dette arbeidet har vært å se på rekkevidden av både opp- og nedskyllingene. Det er interessant å se på både de vertikale forflytningene langs skråningen og størrelsen på utslaget fra likevektsnivået.

Vannmasser fra det nedre laget når sokkelkanten i kjøringene med $h > 0$. Legg merke til at dette er tilfelle for de ulike kjøringene selv om de har ulike likevektsnivå, H_0 . Utslaget fra likevektsnivået er ~ 220 m. I simuleringene med $h = 250$ m når pyknoklinen over sokkelkanten og det dannes en 'bolus' som forplanter seg på toppen av sokkelen. Dette er vist i figur 6.4.



Figur 6.3: Eksempel på hvor maksimal hastighet opp skråningen oppstår med $h = 200$ m og $\lambda = 60$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m⁻³. a) Hastighetskonturer per 0.1 m s⁻¹. b) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$.



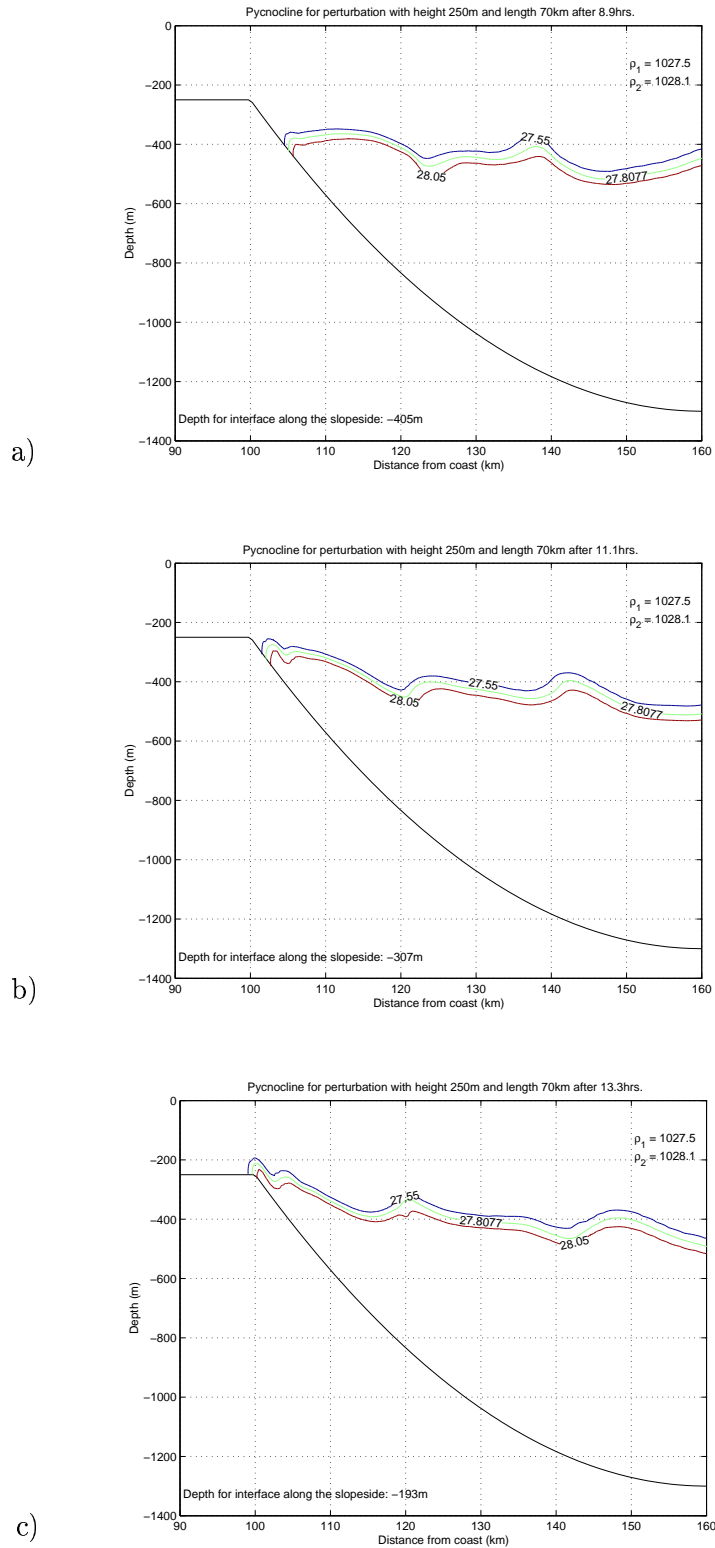
Figur 6.4: Bolus som forplanter opp sokkelskråningen, $h = 250$ m og $\lambda = 70$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m⁻³.

Nedskyllingene når typisk et nivå på ~ 880 m i simuleringene med $h < 0$. I disse tilfellene er utslaget fra likevektsnivået ~ 110 m, som er omtrent halvparten av utslagene vi fant med et positivt bølgepåtrykk. Noen av simuleringene, med $h = -250$ m, gir nedskyllinger som når helt ned til ~ 950 m. Dette er sannsynligvis grunnet et dypt likevektsnivå, H_0 , som her ligger rundt ~ 770 m. I simuleringene med $\lambda = 40$ km er utslagene fra likevektsnivået av samme størrelsesorden for både $h > 0$ og $h < 0$. Dette kan skyldes refleksjoner fra rendene og diskuteres nærmere i kapittel 8.

Simuleringene som gir de største utslagene er de som er gjort med den minste tetthetsdifferansen, $\Delta\rho = 0.3$ kg m⁻³, og den største amplituden, $|h| = 250$ m. Det kan også se ut som en kortere horisontal lengde på perturbasjonen, λ , gir noe større utslag.

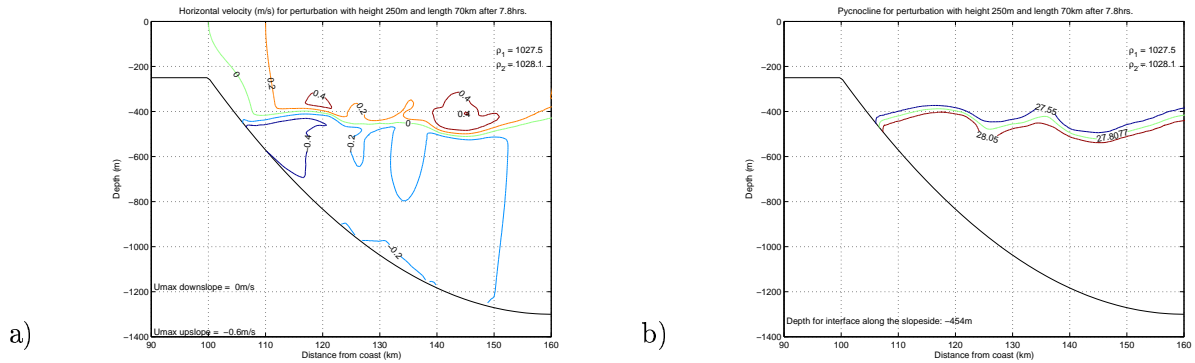
6.3 Spesielle hendelser

Modellkjøringen med $h = 250$ m, $\lambda = 70$ km og $\Delta\rho = 0.6$ kg m⁻³ gir en 'bolus' som forplanter seg på toppen av sokkelen mot kysten. Denne har en høyde på om lag 40 m, og forplanter seg med en hastighet på ~ 0.20 m s⁻¹. Denne er vist i figur 6.4.



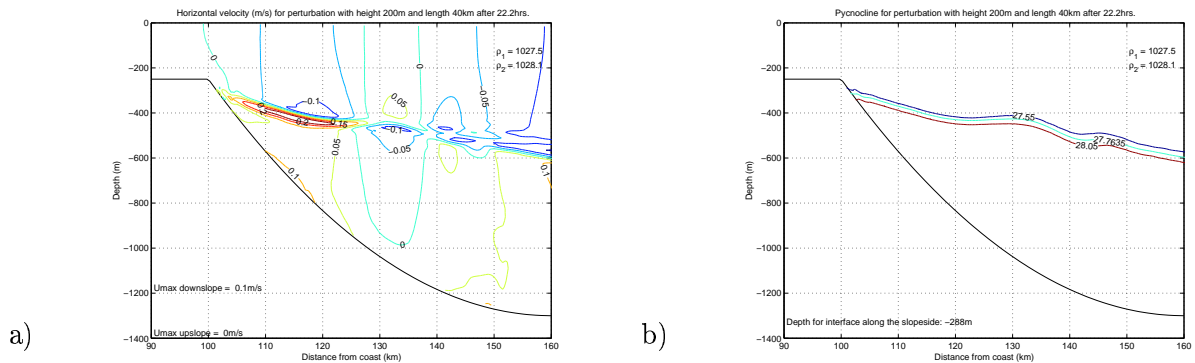
Figur 6.5: Forplantning av pycnoklinen opp sokkelskråningen, $h = 250$ m og $\lambda = 70$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m^{-3} .

I simuleringene som er initiert med positive bølgepåtrykk, forplanter pyknoklinen seg som en tunge oppover skråningen. I hvert tidsskritt finner vi de sterkeste strømmene innenfor denne tungen. Et eksempel på dette er vist i figur 6.5. Den sterkeste oppstrøms hastigheten oppstår i like i forkant av at tungen forplanter seg opp skråningen. Hastighetsfeltet for dette tidsskrittet er vist i figur 6.6.



Figur 6.6: *Maksimal hastighet opp skråningen, $h = 250\text{ m}$ og $\lambda = 70\text{ km}$. $\Delta\rho = 0.6\text{ kg m}^{-3}$. a) Hastighetskonturer per 0.2 m s^{-1} . b) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$.*

Figurene viser at de maksimale hastighetene langs sokkelen følger skjæringspunktet mellom pyknoklinen og sokkelskråningen. I noen simuleringer finner vi at maksimalhastigheten følger pyknoklinen vekk fra kysten etter at pyknoklinen har nådd maksimal oppskylling. Dette er vist i figur 6.7.



Figur 6.7: *Tetthets og hastighetsfelt etter maksimal oppskylling for kjøringen med $h = 200\text{ m}$ og $\lambda = 40\text{ km}$. $\Delta\rho = 0.6\text{ kg m}^{-3}$. a) Hastighetskonturer per 0.1 m s^{-1} . b) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$.*

Etter maksimal oppskylling er nådd vil tyngre vann gli ned skråningen, og gravitasjonen vil bidra til at vi finner sterkere strømmer nedstrøms. Grunnet bunnfriksjon går tilbaketrekingen nærmest bunn roligere. Feltet for sterkere strømmer følger formen av dette laget når det glir ned skråningen (se figur 6.1 side 46), og de sterkeste strømmene opptrer innen pyknoklinen eller det nedre laget.

6.4 Hendelsesforløpet

Det er også interessant å se på hvor lang tid det tar fra vi får maksimal hastighet opp skråningen, U_{up} , til vi får maksimal hastighet ned skråningen, U_{down} , og motsatt. Denne tidsforskjellen er avhengig av tetthetsdifferansen, $\Delta\rho$. En mindre tetthetsdifferanse ($\Delta\rho = 0.3 \text{ kg m}^{-3}$) gir en lengre tidsforskjell enn ved en større tetthetsdifferanse ($\Delta\rho = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$). Dette henger sammen med de høyere hastighetene for disse simuleringene.

Utviklingen av en oppskylling og hvordan det nedre laget glir ned skråningen er vist i appendiks A (figurene A.2 og A.3 side 92 og 93). Det tar lenger tid å nå maksimal oppskylling enn det tar å gli ned igjen skråningen til det samme nivået. Å se på tidsutviklingen fra når pyknoklinen passerer $\sim 430 \text{ m}$ (A) på vei opp skråningen, når maksimal oppskylling, og deretter passerer $\sim 430 \text{ m}$ på vei ned igjen, gir en følelse av tidsutviklingen. På vei opp skråningen passerer pyknoklinen A om lag 11 timer etter oppstart av simuleringen. Den når maksimal oppskylling etter om lag 18 timer, og passerer A igjen om lag 21 timer etter oppstart av simuleringen. Forplantningen opp skråningen tar omtrent dobbelt så lang tid som ned igjen til sammen nivå etter maksimal oppskylling.

h	$\Delta\rho_1 = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$							
	$\lambda_1 = 60 \text{ km}$				$\lambda_2 = 70 \text{ km}$			
	200m	250m	-200m	-250m	200m	250m	-200m	-250m
$U_{down} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$	0.6	0.6	0.7	0.9	0.6	0.6	0.8	1.0
Tid [t]	20	21.1	10	10	16.7	17.8	7.8	7.8
Posisjon [km]	6	3.5	21.5	24.5	6	4.5	22.5	25
Dyp [m]	426	348	830	893	426	379	852	903
$U_{up} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$	0.5	0.5	0.6	0.5	0.5	0.6	0.4	0.4
Tid [t]	12.2	12.2	15.6	15.6	8.9	7.8	15.6	14.4
Posisjon [km]	6	5.5	24	27.5	7	8	20.5	25
Dyp [m]	426	410	883	951	455.5	485	808	903
$H_{max} \text{ [m]}$	585	587	881	876	587	587	866	891
Tid [t]	4.4	3.3	13.3	16.7	2.2	2.2	11.1	13.3
Posisjon [km]	10	10.5	22.5	22.5	11	11	22.5	23
$H_{min} \text{ [km]}$	253	209	592	594	239	193	589	595
Tid [t]	16.7	16.7	5.6	5.6	14.4	13.32	2.2	3.3
Posisjon [km]	0	-0.5	11	11	0	0	10.5	11
$H_0 \text{ [m]}$	469	433	735	770	447	406	759	800
$\Delta H \text{ [m]}$	216	223	149	106	208	213	107	91

Tabell 6.1: Resultater fra kjøring med $\rho_1 = 1027.5 \text{ kg m}^{-3}$ og $\rho_2 = 1028.1 \text{ kg m}^{-3}$. U_{up} og U_{down} markerer henholdsvis maksimal hastighet opp og ned skråningen for hver enkelt kjøring. Tid markerer antall timer etter simuleringstart. Posisjon markerer antall kilometer ut fra sokkelkanten (horisontalt). Dyp angir dypet av det nest nederste σ -laget der verdiene av U_{up} og U_{down} er funnet. H_0 er likevektsnivået for pyknoklinen i meter, og ΔH er maksimalt utslag fra H_0 . H_{max} og H_{min} markerer henholdsvis det største og minste dypet som pyknoklinen når i hver enkelt kjøring.

		$\Delta\rho_2 = 0.3 \text{ kg m}^{-3}$							
		$\lambda_1 = 60 \text{ km}$				$\lambda_2 = 70 \text{ km}$			
h		200m	250m	-200m	-250m	200m	250m	-200m	-250m
U_{down} [m s ⁻¹]		0.4	0.4	0.5	0.6	0.4	0.4	0.6	0.7
Tid [t]		28.9	29.9	14.4	14.4	23.3	25.6	11.1	11.1
Posisjon [km]		6.5	4	22	25	5.5	4.5	22.5	25.5
Dyp [m]		440.5	363	841	903	410	379	851.5	912.5
U_{up} [m s ⁻¹]		0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3
Tid [t]		16.7	15.6	22.2	22.2	12.2	12.2	21.1	21.1
Posisjon [km]		6.5	7	24	27	7.5	7	21	24.5
Dyp [m]		441	456	883	942	471	456	819	893
H_{max} [m]		588	591	897	942	583	591	884	916
Tid [t]		6.7	5.6	18.9	18.9	5.6	3.3	15.6	17.8
Posisjon [m]		10.5	10.5	23	26	10.5	11	22.5	24
H_{min} [m]		260	213	593	593	246	199	595	596
Tid [t]		24.4	23.3	3.3	3.3	20	18.9	2.2	3.3
Posisjon [km]		0	-0.5	11	11	0	0	11	11
H_0 [m]		472	437	740	777	450	410	765	807
ΔH [m]		212	224	157	165	204	211	119	109

Tabell 6.2: Resultater fra simuleringene med $\rho_1 = 1027.6 \text{ kg m}^{-3}$ og $\rho_2 = 1027.9 \text{ kg m}^{-3}$. Se ellers tabell 6.1 for forklaringer.

		$\lambda = 40 \text{ km}$							
		$\Delta\rho_1 = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$				$\Delta\rho_2 = 0.3 \text{ kg m}^{-3}$			
h		200m	250m	-200m	-250m	200m	250m	-200m	-250m
U_{down} [m s ⁻¹]		0.7	0.2	0.6	0.8	0.3		0.4	0.5
Tid [t]		34.4	35.6	15.6	15.6	35.6		22.2	22.2
Posisjon [km]		13	2	22.5	24.5	6		22.5	25
Dyp [m]		625	299	852	893	426		852	903
U_{up} [m s ⁻¹]		0.4	0.3	0.6	0.7	0.3		0.4	0.5
Tid [t]		15.6	23.3	21.1	21.1	22.2		30	30
Posisjon [km]		8.5	6	23	25.5	8.5		23	25.5
Dyp [m]		500	426	862	913	500		862	913
H_{max} [m]		659	590	887	911	596		897	956
Tid [t]		35.6	7.8	18.9	20	4.4		25.6	25.6
Posisjon [km]		14	11	22	24	13		23	26
H_{min} [m]		288	234	437	581	293		590	593
Tid [t]		22.2	33.3	35.6	6.7	31.1		10	11.1
Posisjon [km]		1	0.5	8	10	1		10.5	11
H_0 [m]		512	437	687	710	515		694	717
ΔH [m]		224	203	200	201	222		203	239

Tabell 6.3: Resultater fra simuleringene med $\lambda = 40 \text{ km}$. Simuleringen med $h = 250 \text{ m}$ og $\Delta\rho_2 = 0.3 \text{ kg m}^{-3}$ ga ingen resultater da den ble ustabil. Se ellers tabell 6.1 for forklaringer.

Kapittel 7

Resultat: Oscillerende jet inn i trang undersjøisk dal

Resultatene fra de numeriske simuleringene er samlet i todimensjonale felt, vertikale tverrsnitt og tidsserier i bestemte punkt. Oversikt over de ulike variablene er samlet i tabell 7.1.

Variabler	Todimensjonale felt	Vertikale tverrsnitt	Punktserier
Strømhastigheter	Dybdemidlet strøm, UA og VA	Hastigheter normalt på snittet, U	Dybdemidlet strøm, UA og VA
	Strøm i dypene 500 m, 1000 m og 1500 m, U og V	Hastigheter langs snittet (horisontalt), V	Hastigheter rundt 500 m, U5 og V5
	Strøm 5 meter over bunn, UB og VB	Vertikalhastigheter, W	Hastigheter i σ -lag over bunn, (K=KB-1), UB og VB
Overflatehevingen	Lagret	Ikke lagret	Lagret
Tettheten	Bevegelser av tetthetsflaten som initielt ligger rundt 600m, $\rho = 1028.02 \text{ kg m}^{-3}$	Tetthetsfordeling i tverrsnittet	Ikke lagret
Samplingsrate	ω_1 og ω_2 : Hver tolvte time. Annenhver time siste 22 timer. ω_3 : Hvert døgn. Hver time siste 40 timer.	ω_1 og ω_2 : Hver tolvte time. Annenhver time siste 22 timer. ω_3 : Hvert døgn. Hver time siste 40 timer.	Hvert tidsskritt i alle simuleringene.

Tabell 7.1: Variabler som er lagret i de numeriske simuleringene. Alle simuleringene er kjørt i 1000 timer = 41 døgn 16 timer.

Plasseringen av de vertikale tverrsnittene er beskrevet under, og vist i figur 7.1. Disse er forsøkt plassert rundt i canyonen slik at snittet går på tvers av dybdekonturene. Snitt II viser

hvordan strømforholdene er før jeten går inn i canyonen. Snitt III er interessant med tanke på effekter av en knekk i topografien, om det er mulig å se hjørneeffekter på vei inn i canyonen. Snitt IV er nær den bratte veggen innerst i canyonen. Den svært bratte topografien her skyldes det omtalte Storegga-raset. Snitt V er lagt nær det området hvor det er tenkt at rørledningene fra gassfeltet skal legges. Snitt VI er plassert etter canyonen, der sokkelskråningen er delt i to. Punktene for tidsseriene er valgt ut langs snittene II, III, IV og V. Punktene er valgt slik at dypene er rundt 500m, 750m, 1000m og 1500m.

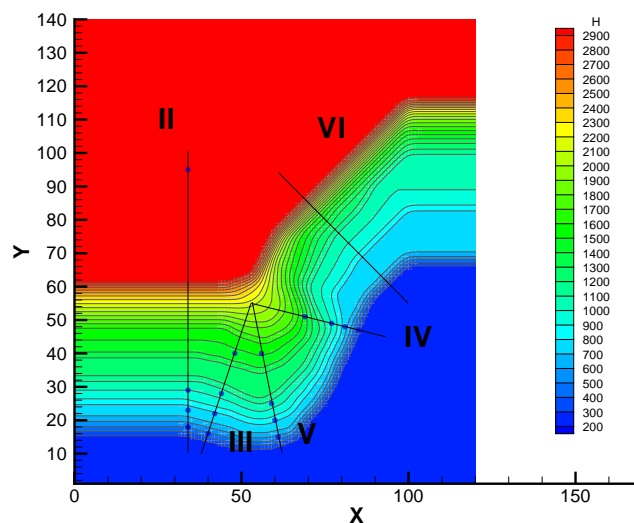
Snitt II Snittet ligger parallellt med FRS-sonen, rett før canyonen, fra (34,10) til (34,100)

Snitt III Et tverrsnitt rett etter knekken inn i canyonen, fra (38,10) til (53,55)

Snitt IV Tverrsnitt innerst i canyonen, fra (93,45) til (53,55)

Snitt V Tverrsnitt i det “vestre hjørnet”, fra (62,10) til (53,55)

Snitt VI Tverrsnitt etter canyonen, fra (100,55) til (61,94)



Figur 7.1: Plassering av de vertikale tverrsnittene, samt punktene der det er tatt ut tidsserier. Konturlinjer for hver 100 meter fra 200 til 2900 meter. Det flate området er 3000 meter dypt.

I alle kjøringene ble det først satt på en stasjonær jet, som hos Winther (2002). Etter 3 døgns spinup med denne jeten, settes svingningene på.

Tverrsnittene er forsøkt lagt slik at de går rett på tvers av sokkelskråningen. I konturplottene for tverrsnittene er fargeskalaen for hvert snitt satt lik for de ulike kjøringene. Det er satt mindre variasjoner fra snitt til snitt i skalaen. Dette er gjort for at det skal være lettere å sammenligne kjøringene med hverandre. En ulempe med den skalaen som er satt er at de maksimale utslagene ikke er helt løst opp i de ulike plottene.

7.1 Tidsserier

Tidsseriene er tatt ut i punkter langs snitt som vist i figur 7.1. Punktene i snittene er nummerert fra 1 til 4, der 1 er det grunneste punktet i et snitt. (Eksempel: Punkt IV_2 er det andre punkt langs snitt IV.)

Tabell 7.2 viser en oversikt over de ulike punktene hvor tidsseriene er tatt ut. I kolonnene UA-VA og UB-VB vises rotasjonsretningen for dybdemidlet strøm og strøm over bunn. UB og VB er tatt ut i σ -laget rett over bunn, og er derfor $0.01 \cdot H$ meter over bunn i det aktuelle punkt. Det er valgt ut fire punkt for nærmere studier; III_1 , IV_2 , V_1 og V_2 . I disse punktene er det fokusert på slutten av tidsseriene for å studere feltene etter de har stabilisert seg. Leseren henvises til appendiks A for hele tidsserier fra kjøringene. For kjøring ω_1 er de siste 20000 tidsskritt tatt med i analysen, mens det i kjøring ω_2 og ω_3 er tatt med de siste 10000 tidsskritt.

Punkt	Koordinater	Dyp (H)	ω	UA-VA	UB-VB
II_1	(34, 18)	511m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊗	⊙
			ω_3	⊗	⊗
II_2	(34, 23)	756m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊗	↔
			ω_3	⊗	⊙
II_3	(34, 29)	1001m	ω_1	⊙	⊙
			ω_2	⊗ ↔	⊙
			ω_3	⊙	⊙
III_1	(40, 16)	478m	ω_1	⊙	⊗
			ω_2	⊗	↔
			ω_3	⊗	⊗
III_2	(42, 22)	782m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊗	⊙
			ω_3	⊗	⊙
III_3	(44, 28)	1032m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊗ ↔	⊙
			ω_3	⊙	⊙
III_4	(48, 40)	1491m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊙	⊙
			ω_3	⊙	⊙

Tabell 7.2: Tabell over rotasjonsretning for hastigheten i de ulike punktene langs snitt II og III. UA-VA representerer dybdemidlet strøm mens UB-VB representerer strømmen i σ -laget over bunn. ⊙ angir en sykklonisk rotasjon, mens ⊗ en antisykklonisk rotasjon. ↔ angir at det ikke er en dominerende rotasjonsretning, eller at endringene er mer rettlinjete.

Figurene 7.2 - 7.5 viser slutten av tidsseriene for disse fire punktene for de tre ulike kjøringene. De vertikale aksene, som viser de ulike hastighetskomponentene, er like for lettere

Punkt	Koordinater	Dyp (H)	ω	UA-VA	UB-VB
IV_1	(85, 47)	351m	ω_1	↔	↔
			ω_2	⊗	⊙
			ω_3	⊙	⊙
IV_2	(81, 48)	740m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊙	⊙
			ω_3	⊙	⊙
IV_3	(77, 49)	990m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊙	⊙
			ω_3	⊙	⊙
IV_4	(69, 51)	1452m	ω_1	⊙	⊙
			ω_2	⊙	⊙
			ω_3	⊙	⊙
V_1	(61, 15)	553m	ω_1	⊙	↔
			ω_2	⊗	↔
			ω_3	⊗	↔
V_2	(60, 20)	818m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊗	⊗
			ω_3	⊗	↔
V_3	(59, 25)	1046m	ω_1	⊙	⊙
			ω_2	⊗	↔
			ω_3	⊗	↔
V_4	(56, 40)	1503m	ω_1	⊗	⊗
			ω_2	⊙	⊙
			ω_3	⊙	⊙

Tabell 7.3: Tilsvarende som tabell 7.2, bare for punktene langs snitt IV og V.

kunne sammenligne utslagene. Tidsaksen er ulik, da frekvensene er ulike. I kjøring ω_1 er utslagene markert større i begge hastighetskomponentene, både for dybdemidlet strøm og ved bunn. Dette er naturlig å tenke seg da en mye lenger periode gir vannmassene tid til å tilpasse seg jeten. Et annet tydelig trekk ved disse tidsseriene er at tidevannsfrekvensen, M_2 , gir større utslag enn treghetsfrekvensen.

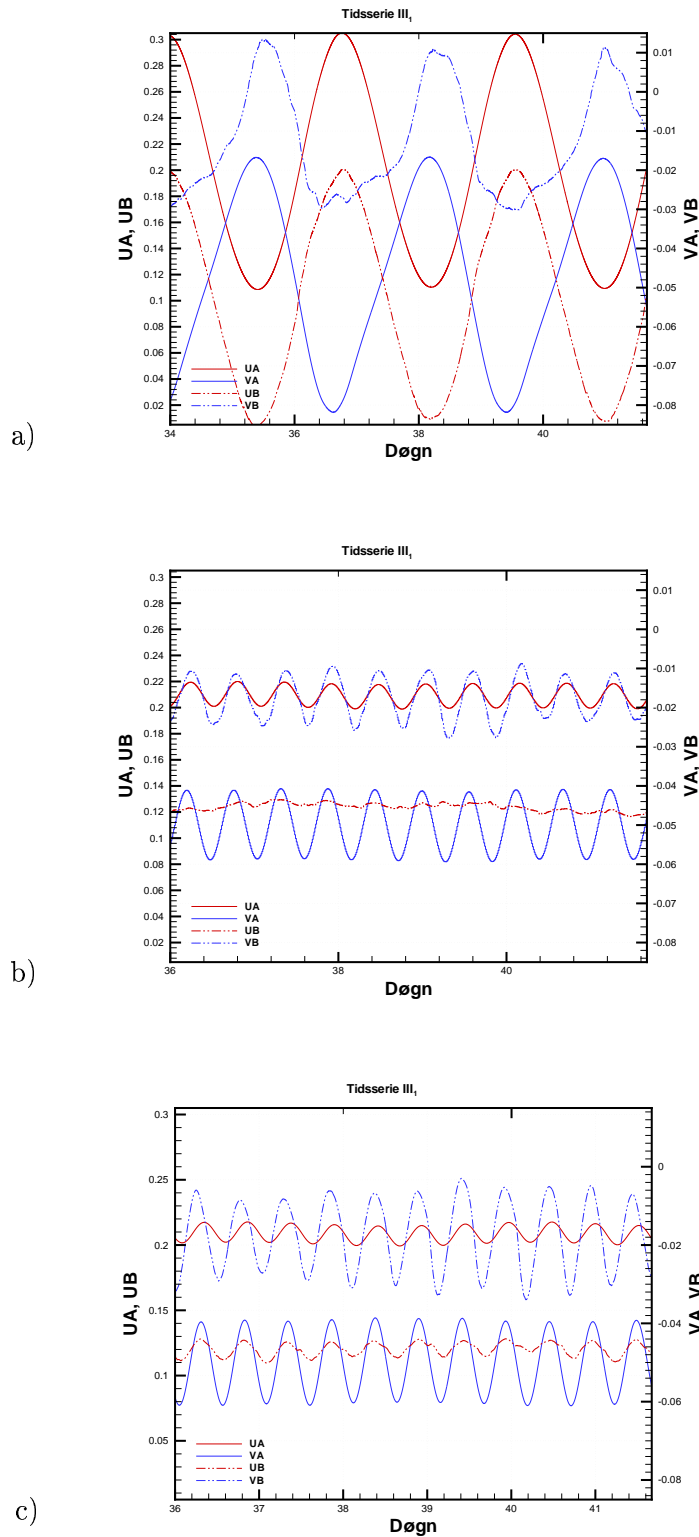
Figur 7.4a) viser en utflating i VA av bølgetoppene av svingningen. Tilsvarende utflating finnes i 7.5a) for UB, der bølgedalene flates ut. Disse to punktene ligger langs snitt **V**, som ligger inne i den vestre skråningen. En klar forskjell mellom disse to punktene er at V_1 , nærmest sokkelkanten har større utslag i U-komponentene enn i V-komponentene, mens V_2 , som ligger lenger nede i skråningen, viser betraktelig mye større utslag i V-komponentene enn i U-komponentene.

Figurene 7.2 - 7.5 viser også at der er ulike faseforskyvninger for de ulike kjøringene. Eksempelvis i 7.2 der UA og VA er omtrent i motfase i kjøring ω_1 , mens de er omtrent i fase i ω_2 og ω_3 . Disse forskjellene kommer klarere frem i figurene 7.6 - 7.9 som viser UV-plott

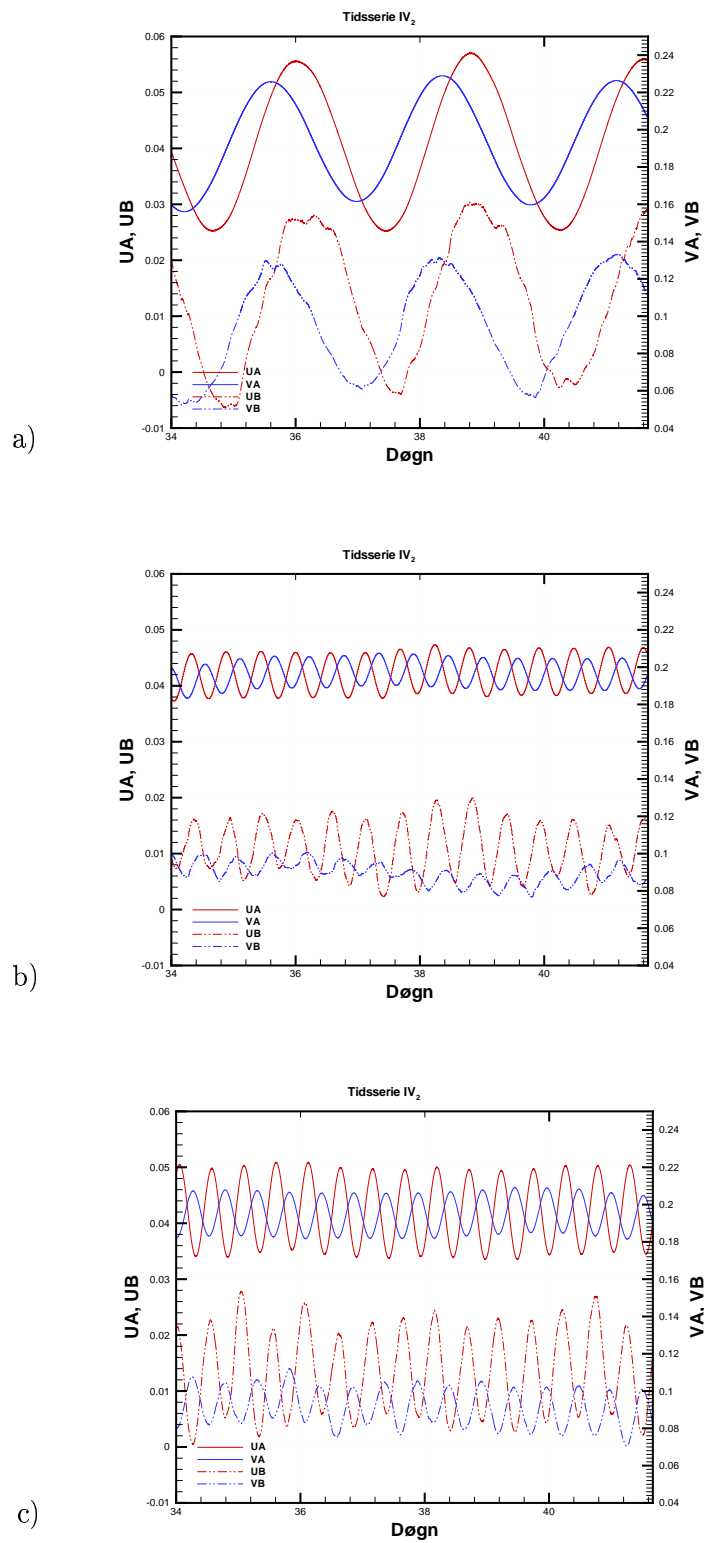
for de samme punktene. Her er U-komponenten av hastigheten plottet mot V-komponenten for å kunne se på rotasjonen. Pilene i plottene angir rotasjonsretningen. Vinkelen på de ulike UV-spiralene sier noe om faseforskyvningene mellom hastighetskomponentene. For å kunne si noe om fluktuasjonene i hastighetene skjer langs dybdekonturene eller på tvers av dem (opp og ned skråningen), må UV-plottene studeres sammen med figur 7.1. Tverrsnittene er forsøkt lagt på tvers av dybdekonturene, slik at vinkelen til snittene **III** - **V** sammen med helningen på UV-spiralene.

Helningen av UV-spiralene fra kjøringen ω_1 skiller seg fra de to andre kjøringene, ω_2 og ω_3 . Generelt kan det virke som ω_2 og ω_3 gir hovedsakelig fluktuasjoner på tvers av dybdekonturene. Men det er verdt å merke seg at utslagene her er små sammenlignet med ω_1 . De fluktuasjonene som er på tvers av skråningene i ω_1 er gjerne større enn de vi finner i ω_2 og ω_3 .

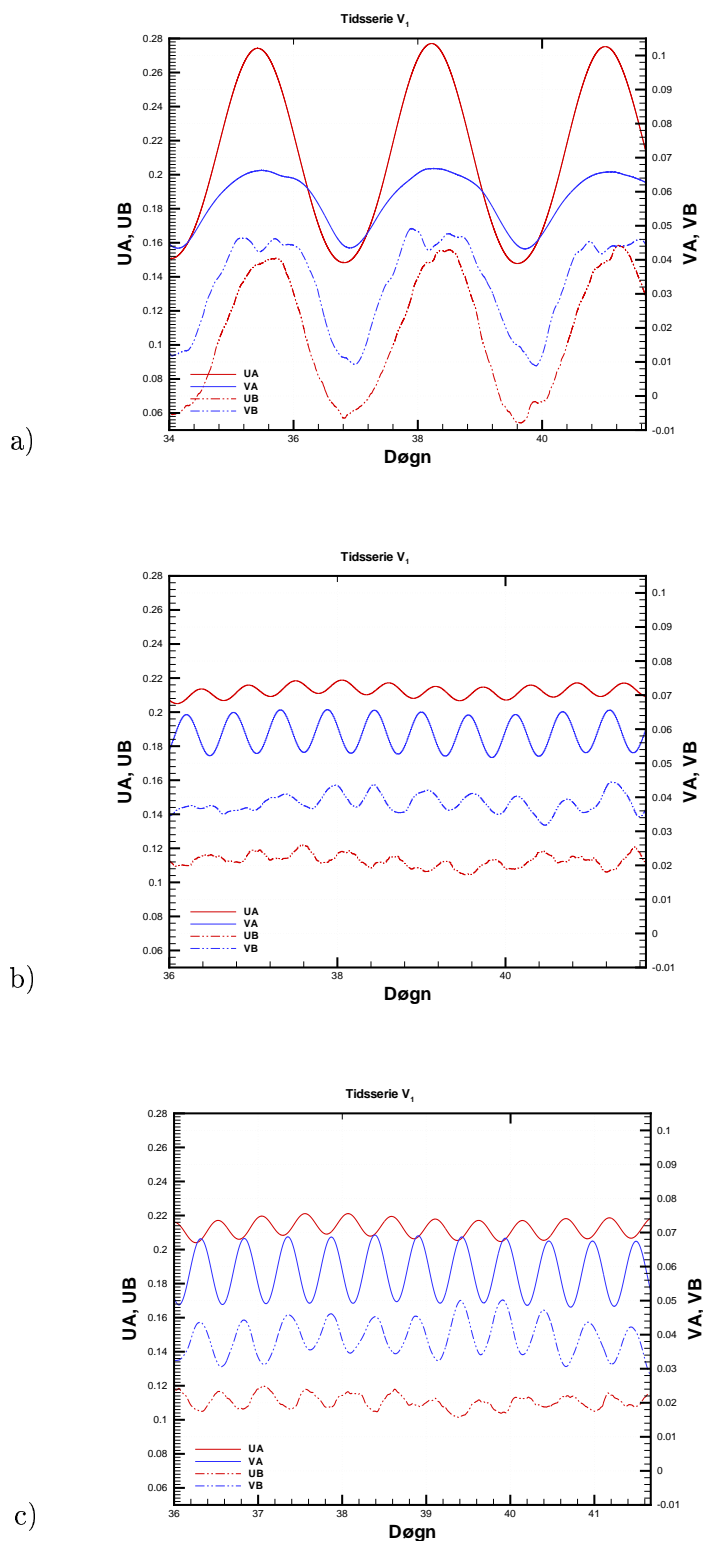
Et annet fenomen i ω_1 er at fluktuasjonene endrer seg fra V_1 , som er på et grunnere punkt langs skråningen, til V_2 . I det grunne punktet kan det se ut til at hovedfluktuasjonene er langsmed skråningen, mens det lenger ute, rundt 750 meters dyp, er størst fluktuasjoner på tvers av skråningen. III_1 viser tilsvarende mønster som V_1 , mens IV_2 viser tilsvarende mønster som V_2 . Dette viser at det er en forskjell mellom hastigheter rundt 500 meter og på større dyp.



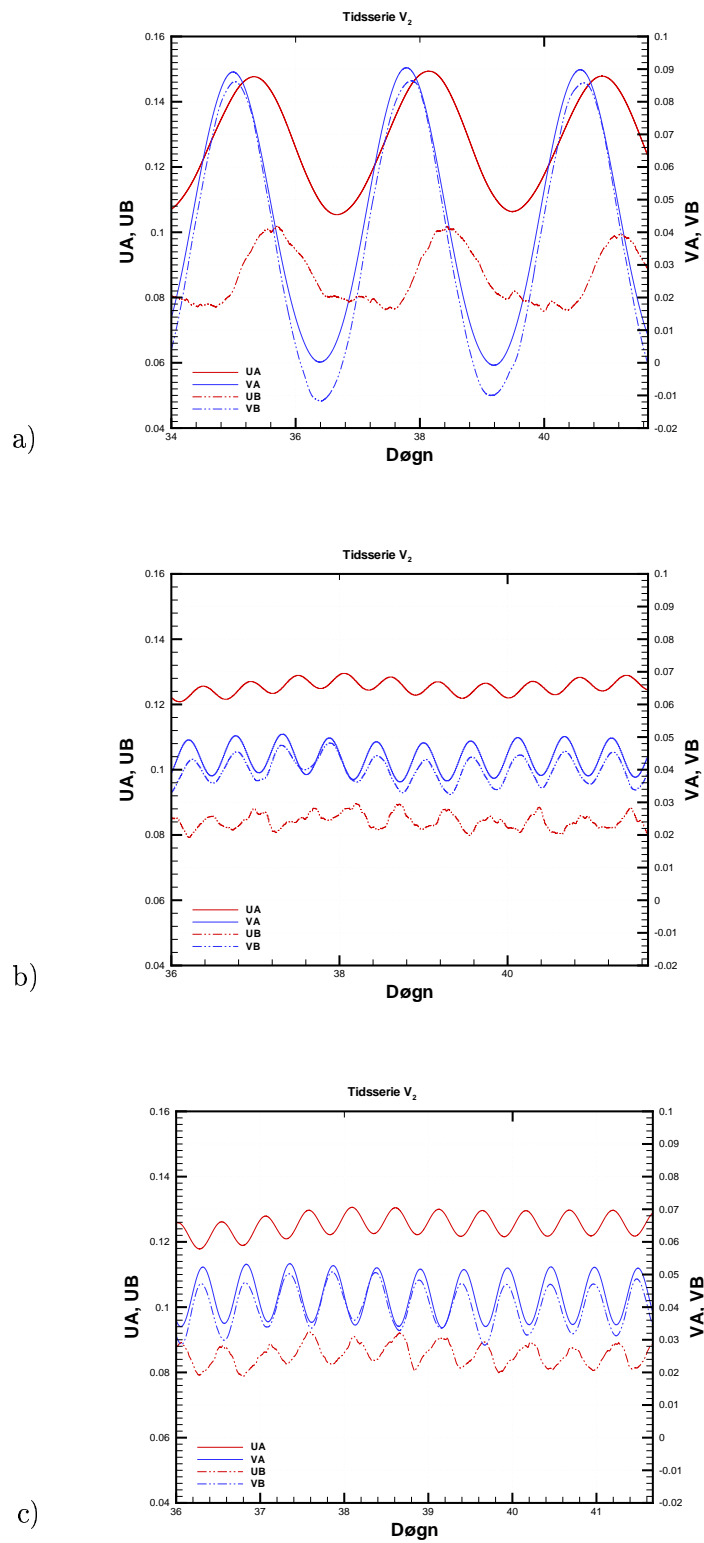
Figur 7.2: Tidsserier for III_1 . x-aksen viser tidspunkt i antall døgn etter simuleringstart. De røde linjene er hastighetskomponenten langs kysten, mens de blå er hastighetskomponenten normalt på kysten. De heltrukne linjene er for dybdemidlet strøm, mens de stiplede er for strøm ved bunn. Enheten langs vertikallaksene er $m s^{-1}$. a) Eigenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 c) Tidevannet M_2 , ω_3



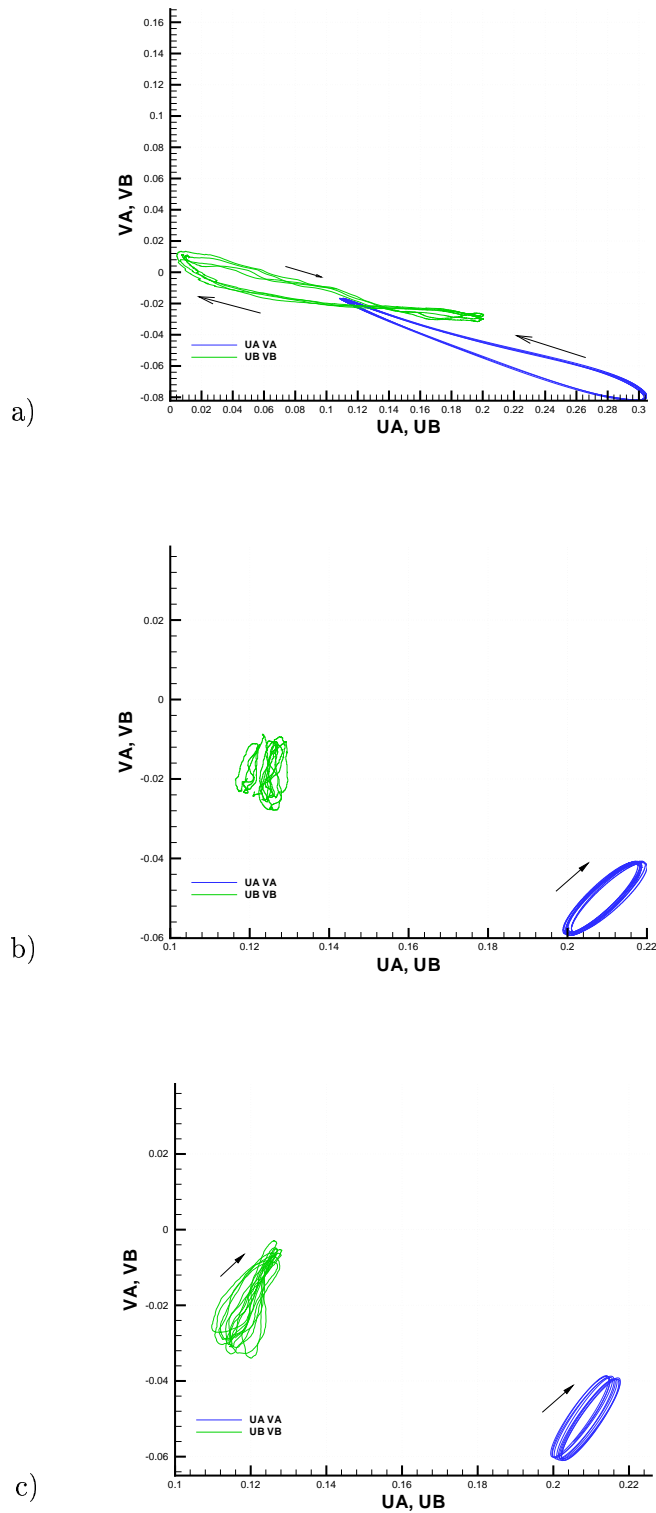
Figur 7.3: Tidsserier for IV₂, se ellers figur 7.2. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghtetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



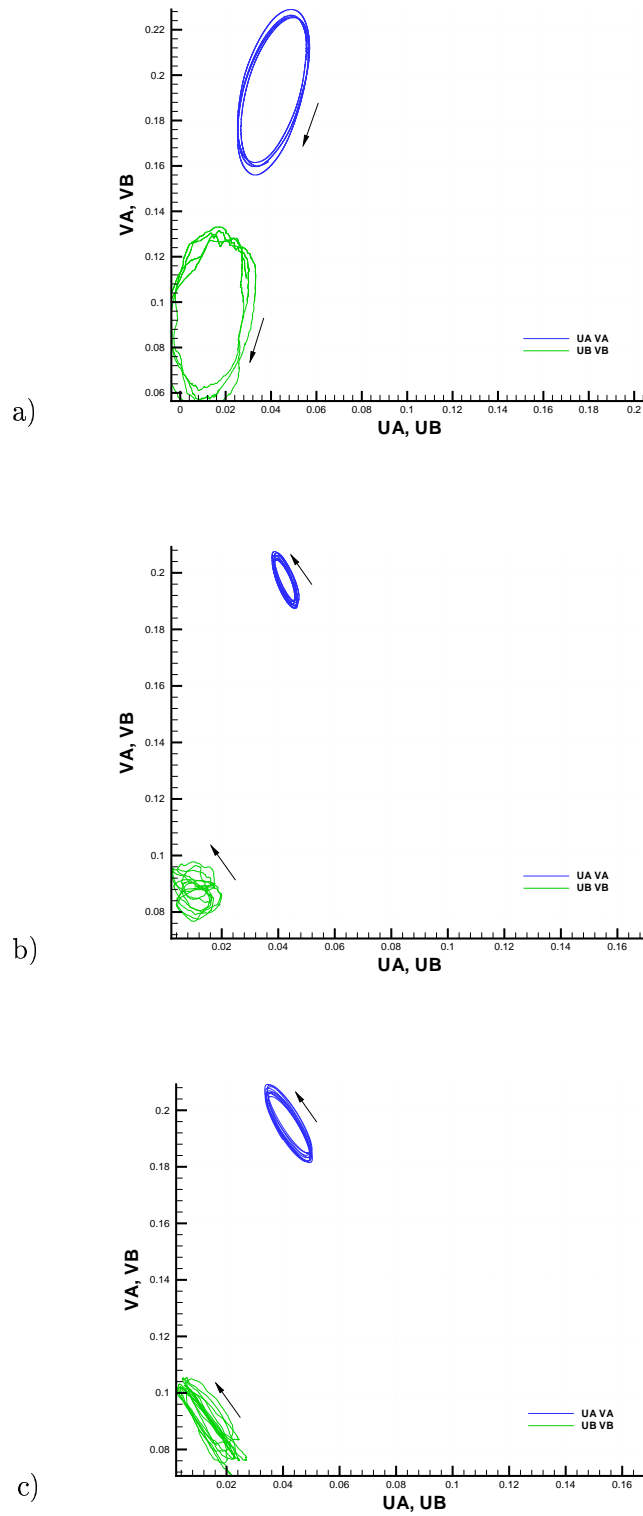
Figur 7.4: Tidsserier for V_1 , se ellers figur 7.2. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



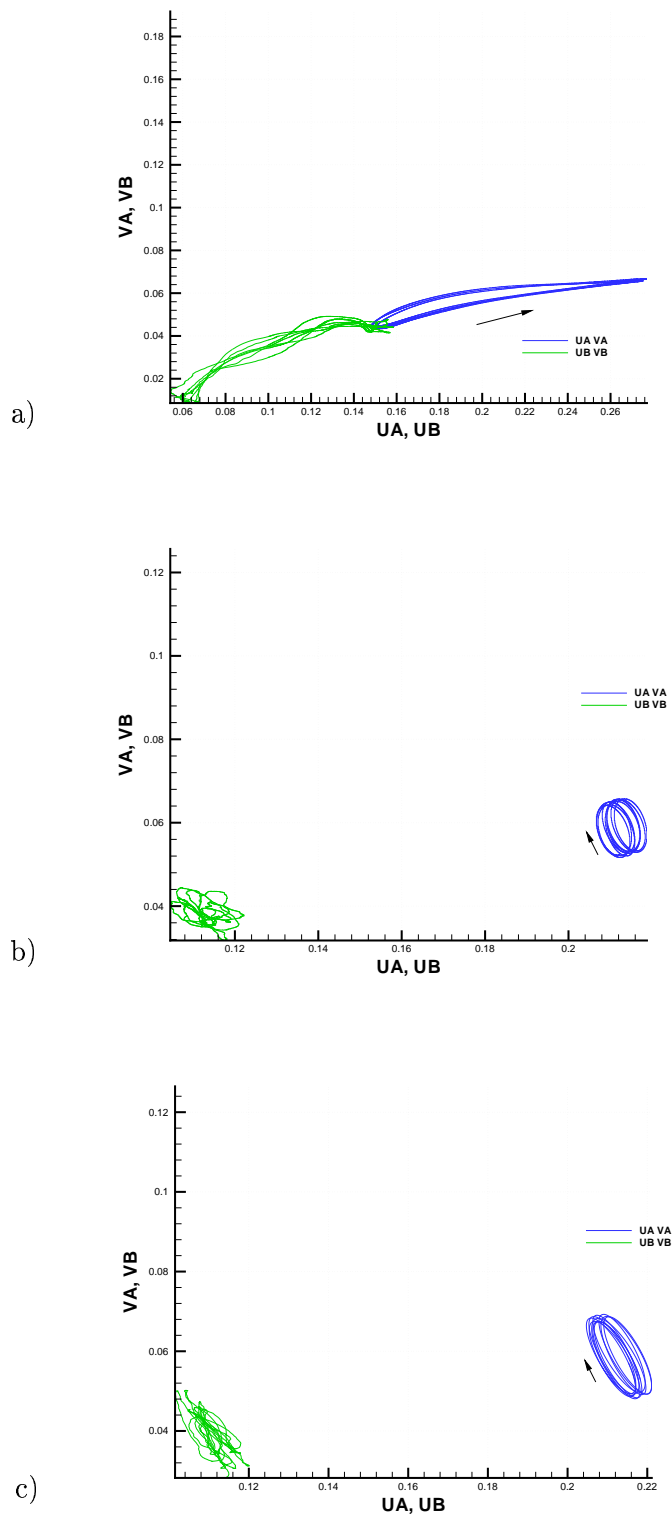
Figur 7.5: Tidsserier for V_2 , se ellers figur 7.2. a) Eigenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



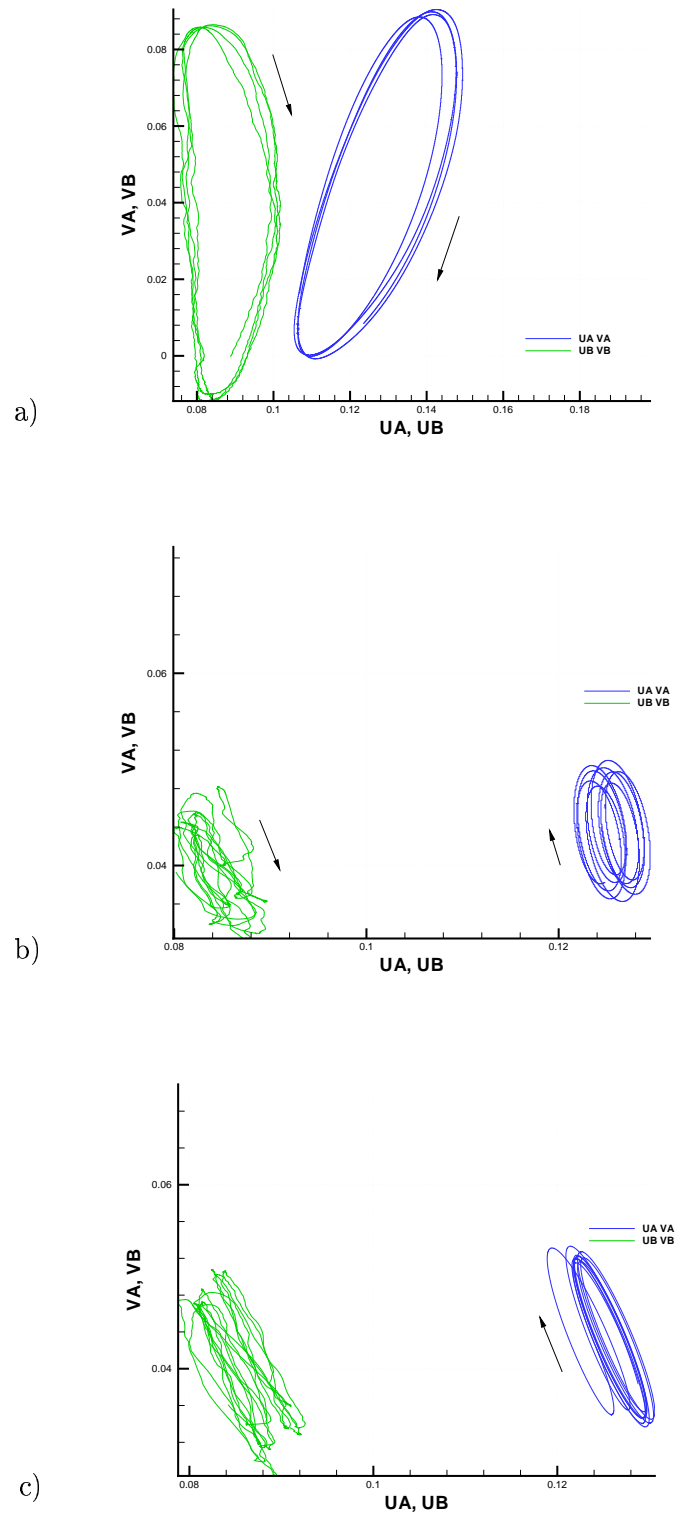
Figur 7.6: UV-plott for III_1 . Blå linje for dybdemidlet strøm, og grønn for strøm ved bunn. Gridet er $0.02 \times 0.02 \text{ m s}^{-1}$ i alle plottene, men skalaene er tilpasset hvert enkelt plott. For ω_1 er det tatt med de siste 20000 tidsskrittene, mens det for ω_2 og ω_3 er tatt med de siste 10000 tidsskrittene. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Tregheitsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur 7.7: UV-plott for IV_2 , se ellers figur 7.6. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur 7.8: UV-plott for V_1 , se ellers figur 7.6. a) Eigenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur 7.9: UV-plott for V_2 , se ellers figur 7.6. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3

7.2 Hastigheter på tvers av skråningen

En av motivasjonene for dette arbeidet var å se om en oscillerende jet kunne forklare noen av de observerte hastigheter på tvers av sokkelskråningen. En oscillerende jet vil påvirke hastighetene normalt på jeten. Dette kan vises tydelig fra kontinuitetsligningen. Antar at x^* og u^* ligger i jetens retning. Dette gir

$$\nabla^* \cdot \mathbf{v}^* = 0 \Rightarrow \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0$$

En tidsvarierende strøm u^* langs x^* -aksen vil gi en variasjon i hastigheten langs denne akse slik at $\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \neq 0$. $\frac{\partial u^*}{\partial x^*}$ endres med tiden i hvert punkt, som igjen gir variasjoner i $\frac{\partial v^*}{\partial y^*}$ og/eller $\frac{\partial w^*}{\partial z^*}$, altså hastighetene normalt på jetens retning. I dette tilfellet, siden jeten går langs skråningen, vil disse variasjonene i v^* og w^* være oscillasjoner på tvers av skråningen. Det er allerede vist under avsnitt 7.1 hvordan U og V komponentene oscillerer i utvalgte punkt langs skråningen, og hvilken rotasjonsretning strømmen hadde. Her vil det benyttes de vertikale tverrsnitt og felldata for å se på dynamikk på tvers av sokkelskråningen.

Utslagene på tvers av skråningen er noe forskjellig i de ulike tverrsnittene og for de ulike kjøringene. Generelt gir kjøring ω_1 større hastigheter på tvers av skråningen i snittene **II**, **III** og **V**. Dette mønsteret endrer seg når vi kommer til snittene **IV** og **VI**, innerst i canyonen og på utstrøms side av canyonen. Her er det kjøring ω_3 som gir de største utslagene på tvers av skråningen.

Oppskyllinger

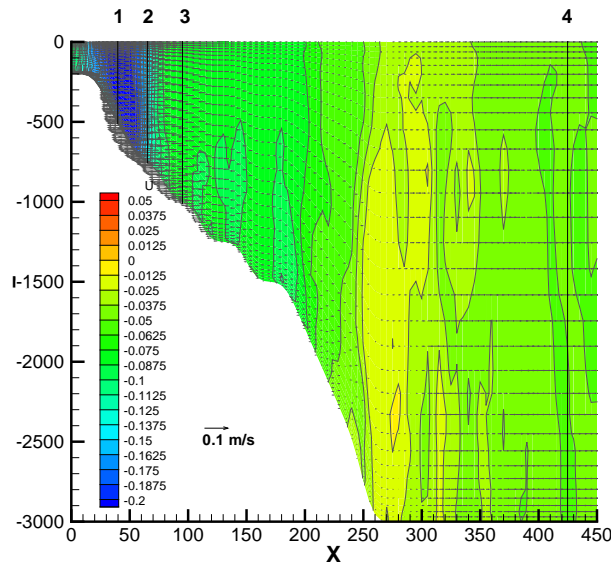
De største hastighetene opp skråningen oppstår i snitt **II** rett før canyonen (se figur 7.10). Her er de største utslagene på rundt 500-800 meters dyp. Inni canyonen oppstår de største hastighetene opp skråningen over 7-800 meters dyp i kjøring ω_3 snitt **IV**. I dypene under dette er de største utslagene i kjøring ω_1 snitt **V**. Dette er vist i figur 7.11.

Figurene 7.12 og 7.13 viser tydelig hvordan hastighetene opp skråningen oppstår når jeten er på vei tilbake. Først ser vi disse hastighetene nær jeten, rundt 750 meters dyp, og etterhvert lenger nede, rundt 1000 meters dyp. Dette er vist for snitt **III**, kjøring ω_1 .

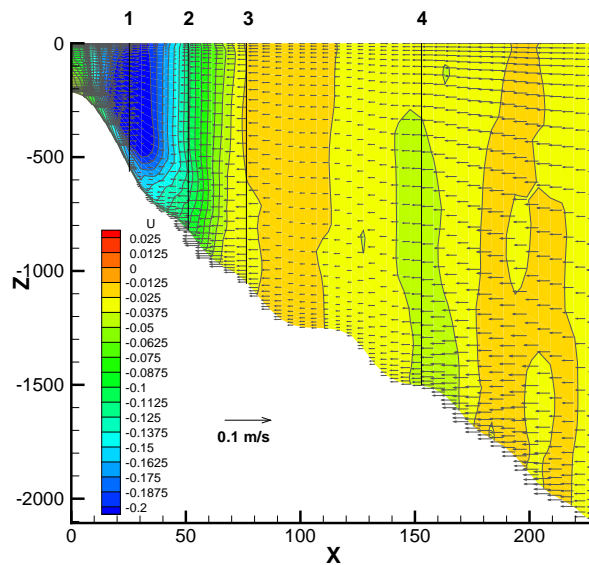
Vektorplott av hastigheter i dyp kan også brukes for å se på strøm på tvers av dybdekonturene. Figur 7.14 viser de største oppskyllingene i nedre hjørne på 500 meters dyp, kjøring ω_1 . Dette mønsteret oppstår ikke i ω_2 eller ω_3 , som tilsier at kjøring ω_1 gir de største oppskyllingene langs skråningen her.

Nedstrømninger

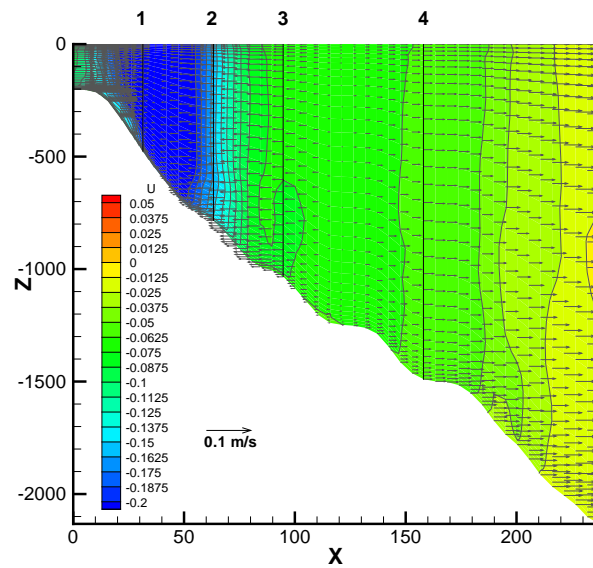
Generelt viser resultatene, som ventet, mye større utslag i nedstrømningene enn oppskyllingene. De største nedstrømningene oppstår i snitt **IV**, for alle kjøringene. Disse hastighetene finnes under 700-800 meters dyp og henger sannsynligvis sammen med separasjonen av jeten som diskuteres nærmere under avsnitt 7.5 (se figur 7.17). Vi ser også relativt store hastigheter ut skråningen i snittene **III** og **V** for kjøring ω_1 . Eksempel vist i figur 7.15 og 7.16.



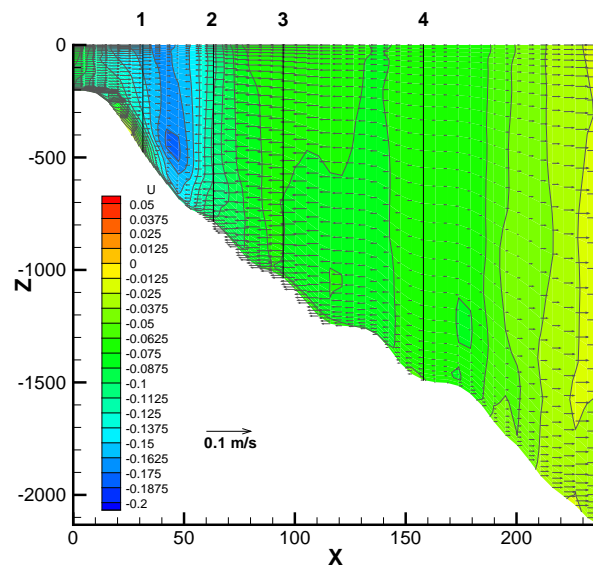
Figur 7.10: *Hastigheter i snitt II. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet (34,10), mens z -aksen viser z -dypet; etter 40 døgn; maksimal hastighet opp skråningen. Egenfrekvensen - ω_1 .*



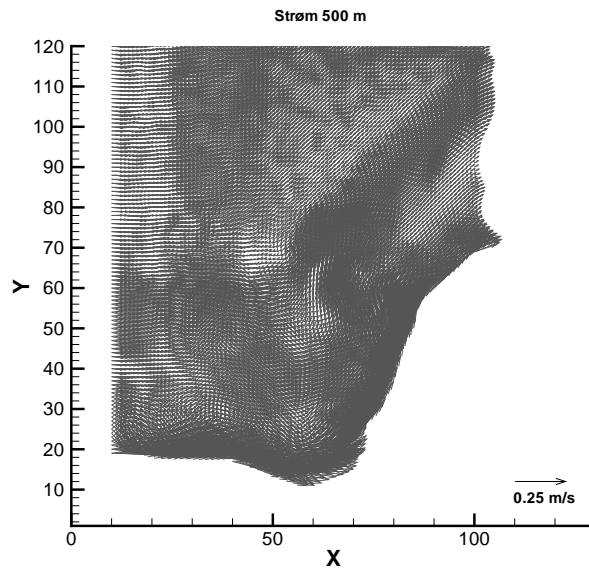
Figur 7.11: *Hastigheter i snitt V. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet (62,10), mens z -aksen viser z -dypet; etter 39 døgn; maksimal hastighet opp skråningen rundt 750 meter. Egenfrekvensen - ω_1 .*



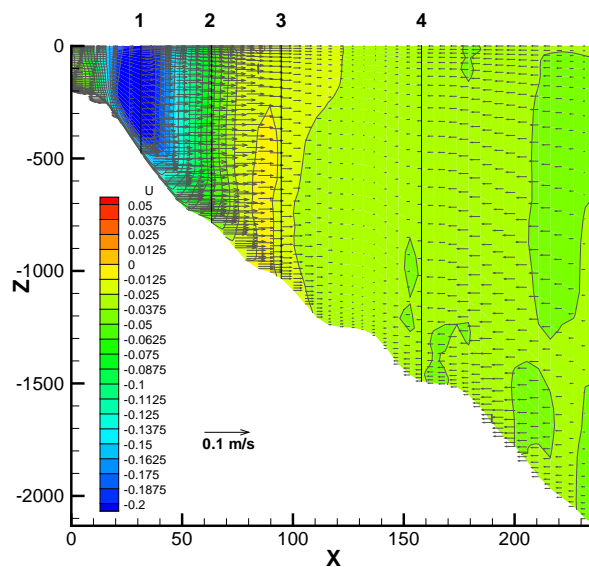
Figur 7.12: *Hastigheter i snitt III. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet $(38,10)$, mens z -aksen viser z -dypet; etter 37.5 døgn; maksimal hastighet opp skråningen rundt 750 meters dyp. Egenfrekvensen - ω_1 .*



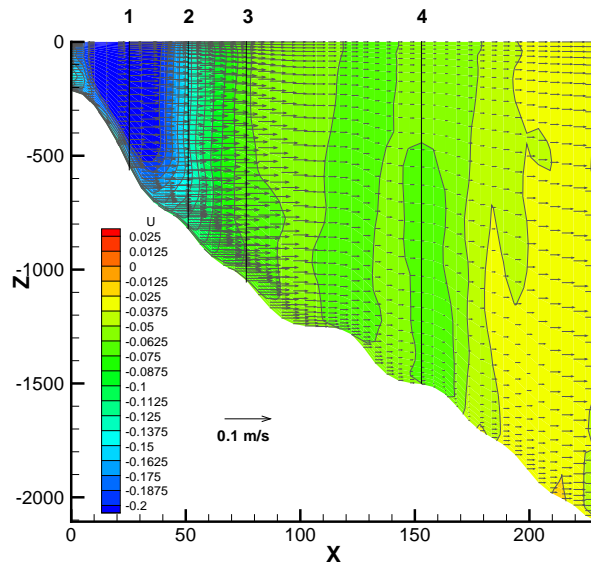
Figur 7.13: *Som figur 7.12, etter 38 døgn; maksimal hastighet opp skråningen rundt 1000 meters dyp. Egenfrekvensen - ω_1 .*



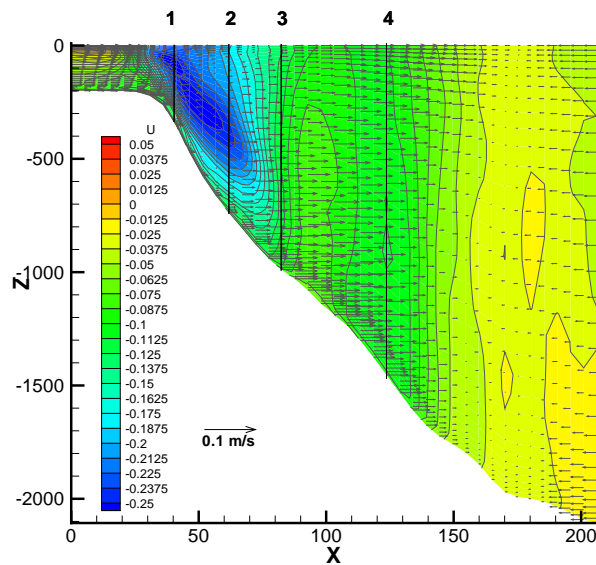
Figur 7.14: Vektorplott av strøm i 500 meters dyp; etter 38 døgn; største oppskyllinger langs sokkel-skråningen i nedre hjørne. Referansevektoren er 0.25m s^{-1} . Egenfrekvensen - ω_1 .



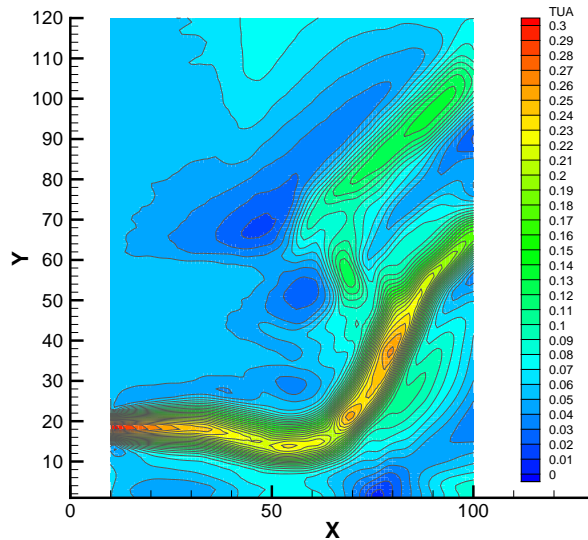
Figur 7.15: Hastigheter i snitt III. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i m s^{-1} . Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir 0.1m s^{-1} . x-aksen viser antall kilometer fra punktet (38,10), mens z-aksen viser z-dypet; etter 39 døgn; maksimal hastighet ut skråningen. Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.16: *Hastigheter i snitt V. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet (62,10), mens z -aksen viser z -dypet; etter 40.5 døgn; maksimal hastighet ut skråningen rundt 750 m. Egenfrekvensen - ω_1 .*



Figur 7.17: *Hastigheter i snitt IV. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmer rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet (93,45), mens z -aksen viser z -dypet; etter 41 døgn 14 timer; maksimal hastighet ut skråningen rundt 8-1500 meters dyp. Tidevannsfrekvensen - ω_3 .*



Figur 7.18: Konturplott av total dybdemidlet strøm etter 38 døgn. Skalaen er gitt i $m s^{-1}$. Tregheitsfrekvensen - ω_2 .

7.3 Topografisk styring

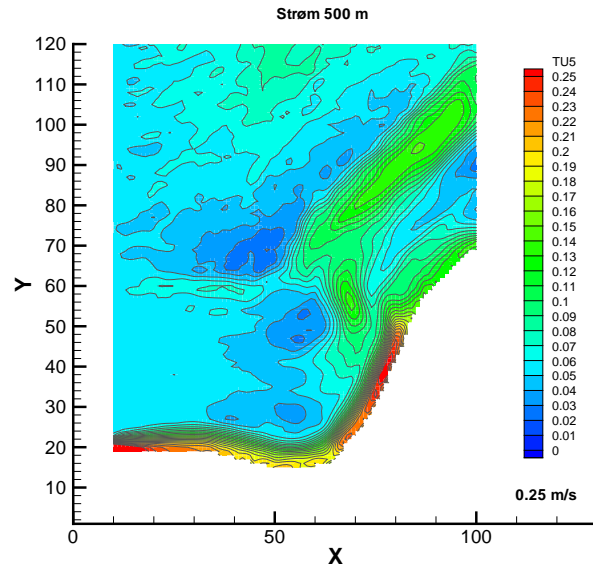
De todimensjonale feltene for dybdemidlet strøm, strøm 5 meter over bunn, samt hastigheter i 500, 1000 og 1500 meters dyp viser tydelig at jeten styres av topografien rundt i canyonen. Figur 7.18 viser et eksempel på dette mønsteret i total dybdemidlet strøm fra kjøring ω_2 (sammenlign med figur 5.2 side 40 som viser topografien). Vi ser at jeten følger 500 meters koten rundt canyonen til det innerste hjørnet. Her oppstår en deling av strømmen. Denne vil jeg komme tilbake til under 7.5.

Overflatehevingen kan også gi gode indikasjoner på om der er en topografisk styring av strømmen, siden den er relatert til den dybdemidlete strømmen. Konturplott av overflatehevingen for kjøringene ω_2 og ω_3 viser at overflatehevingen følger topografien i stor grad gjennom canyonen. Eksempel er vist i figur 7.20. Kjøring ω_1 viser en *bølgestruktur* langs sokkelskråningen på vei mot canyonen. Denne bølgen har en forplantningshastighet på $\bar{c} = 0.73 m s^{-1}$. Bølgemønsteret påvirkes av canyonen og flates ut langs skrånningen på utstrøms side av canyonen. Dette er vist i figur 7.21 og 7.22. Denne bølgestrukturen henger trolig sammen med virveldannelse på siden av jeten. Dette vil jeg komme tilbake til under avsnitt 7.4.2.

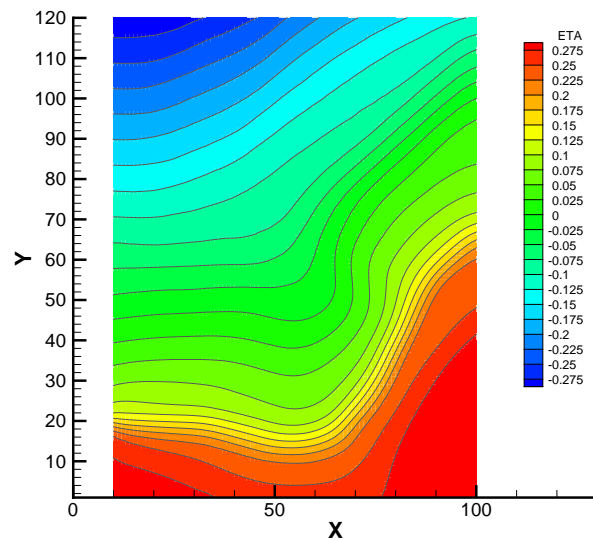
7.4 Virveldannelse?

7.4.1 Ringer

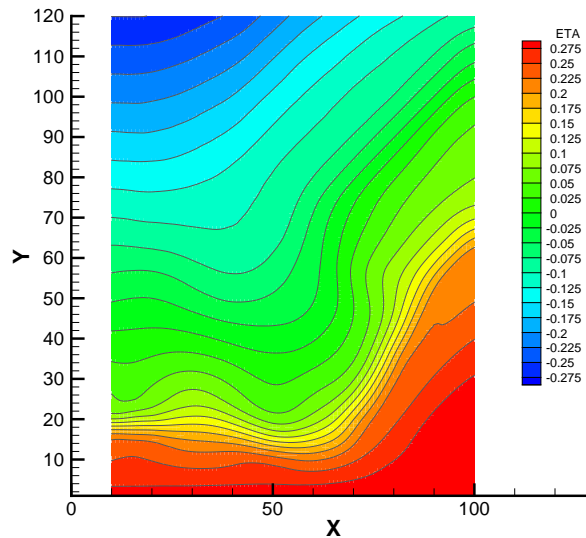
Kjøring ω_1 gir ringer av sterkere strømmer som forplanter seg (med \bar{c} som bølgestrukturen i overflatehevingen) sammen med jeten rundt i canyonen. Styrken i disse ringene svinger med ω_1 . I kjøring ω_2 og ω_3 ligger ringene nesten stasjonært i ro, dette gjelder særlig den ringen



Figur 7.19: Konturplott av total strøm i 500 meters dyp etter 41 døgn 7 timer; med størst hastighet i knekkpunktet. Skalaen er gitt i $m s^{-1}$. Tidevannsfrekvensen - ω_3 .



Figur 7.20: Konturplott av overflatehevingen etter 41 døgn 16 timer; der konturlinjene ligger relativt tett (brattere η). Overflatehevingen er gitt i meter. Treghetsfrekvensen - ω_2 .



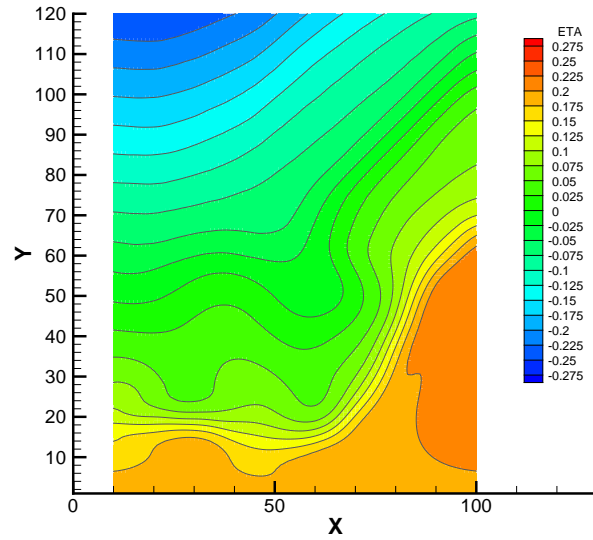
Figur 7.21: Konturplott av overflatehevingen etter 37.5 døgn; der bølgemønsteret er flatt. Overflatehevingen er gitt i meter. Eigenfrekvensen - ω_1 .

som ligger akkurat i knekken innerst i canyonen. Som i kjøring ω_1 svinger styrken i disse ringene med den påtrykte frekvensen ω . Eksempel er vist i figur 7.23 og 7.24.

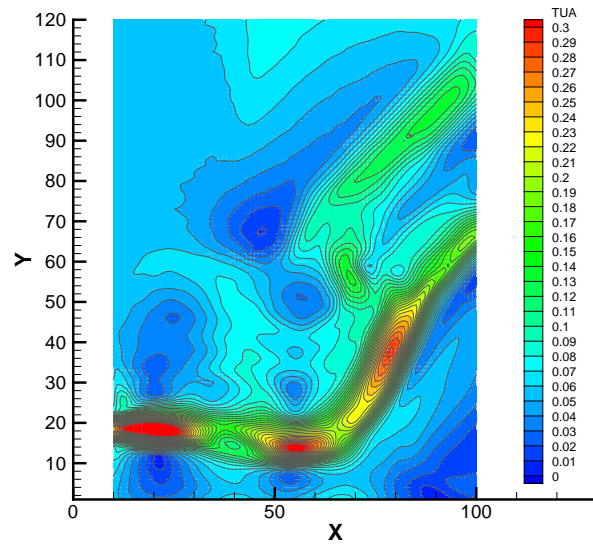
Et annet påfallende fenomen som dukker opp i de todimensjonale konturplottene av totalhastighet (dybdemidlet strøm og strøm ved ulike dyp) er at kjøring ω_1 gir ringer ute i canyonen (rundt koordinatene (50,40)). Disse ringene oppstår ikke i kjøring ω_2 eller ω_3 . Vektorplott kan brukes for å se om disse ringene representerer virvler (lukkete sirkulasjoner) eller ikke. Disse ringene synes å være assosiert med en bølgestruktur i vektorplottet (se figur 7.25). Denne bølgestrukturen er tilstede på den dype siden av jeten og ut til der hvor bunnen i bassenget flater ut.

7.4.2 Virvler

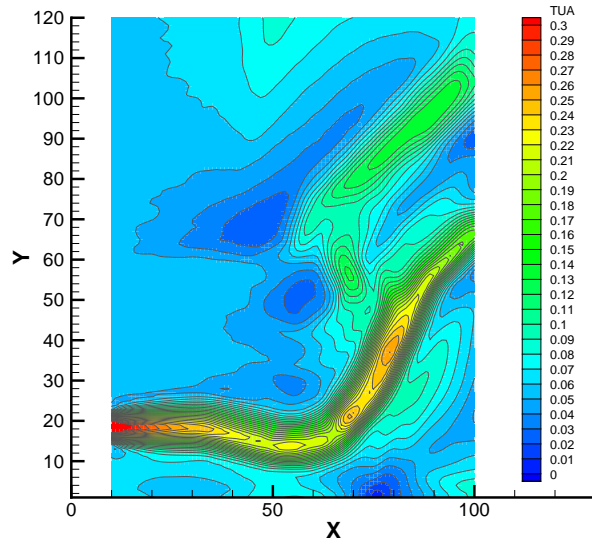
Kjøring ω_1 viser at det dannes virvler på den grunne siden av jeten (se figur 7.25). Disse forplanter seg langs jeten fra innstrøms rand til innerst i canyonen med samme hastighet som vi fant for bølgestrukturen til overflatehevingen. Figur 7.26 viser et utsnitt av vektorplottet rundt kilden av disse virvlene. Disse virvlene oppstår ikke for ω_2 eller ω_3 .



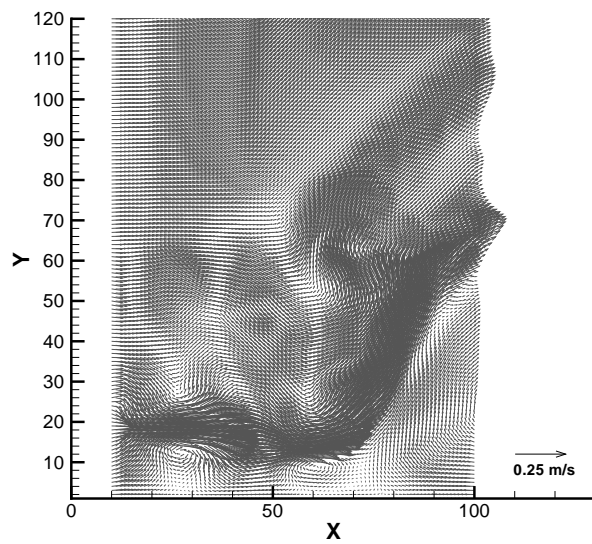
Figur 7.22: Konturplott av overflatehevingen etter 41.5 døgn, der det er store utslag på bølgemønsteret. Overflatehevingen er gitt i meter. Egenfrekvensen - ω_1 .



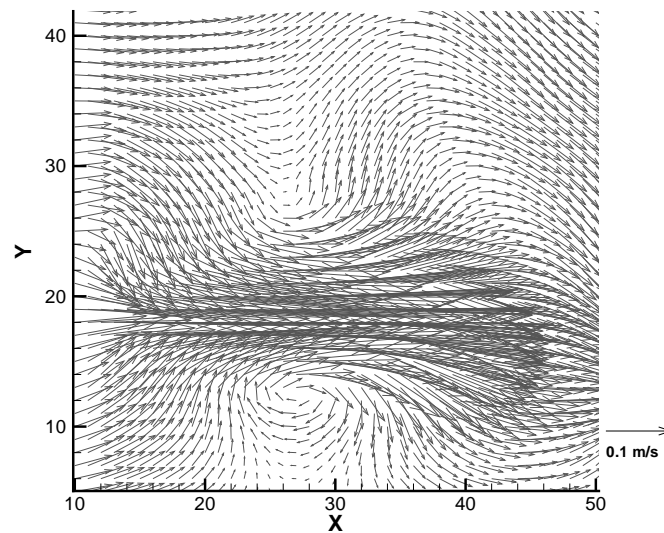
Figur 7.23: Konturplott av total dybdemidlet strøm etter 38 døgn. Skalaen er gitt i $m s^{-1}$. Egenfrekvensen - ω_1 .



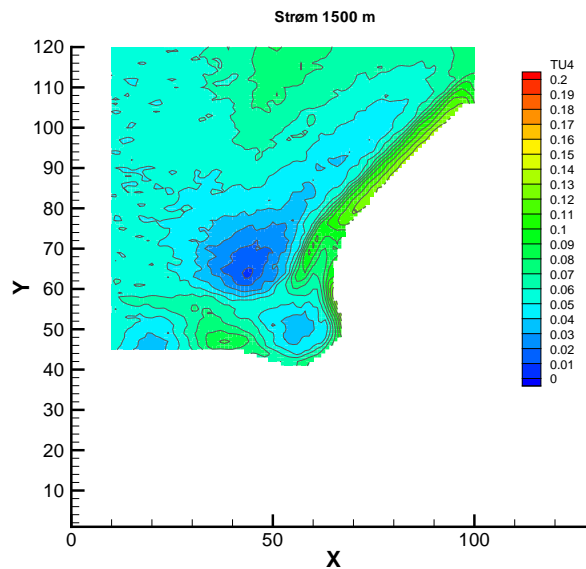
Figur 7.24: Konturplott av total dybdemidlet strøm etter 41 døgn 1 time. Skalaen er gitt i $m s^{-1}$. Tidevannsfrekvensen - ω_3 .



Figur 7.25: Vektorplott av dybdemidlet strøm etter 38.5 døgn. Referansevektor angir $0.25 m s^{-1}$. Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.26: Utsnitt av vektorplott av dybdemidlet strøm etter 38.5 døgn. Referansevektor angir 0.1 m s^{-1} . Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.27: Konturplott av strøm i 1500 meters dyp etter 40.5 døgn. Ringene som ble diskutert under avsnitt 7.4.1 finner vi også på 1500 meters dyp. Skalaen er gitt i $m s^{-1}$. Egenfrekvensen - ω_1 .

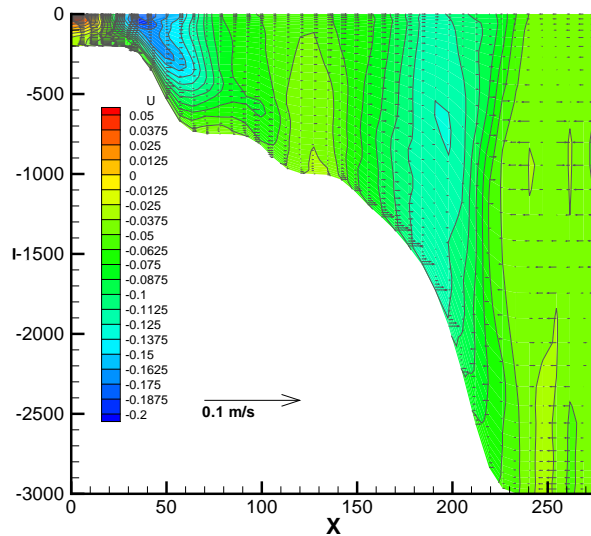
7.5 Separasjon av jeten

De todimensjonale feltene viser en klar deling av strømmen innerst i den topografiske knekken som er lengst nedstrøms (se igjen figurene 7.23, 7.24 og 7.25). Innerst i canyonen er sokkelskråningen svært bratt etter Storeggaraset, og denne knekken gir en distinkt styring av strøm ned og ut fra skråningen. Denne armen av jeten følger sokkelskråningen videre på rundt 1500 til 2000 meters dyp ut fra området. Figur 7.27 viser totalstrøm i 1500 meters dyp for kjøring ω_1 og viser hvordan den sekundære jeten nærmest følger 1500 meters koten.

Denne separasjonen finner vi også i snitt VI. Tverrsnittet viser at strømmen som settes opp langs den nedre skråningen er mer eller mindre barotrop. Variasjonen i den sekundære jeten er større i kjøring ω_2 og ω_3 enn i ω_1 . Figur 7.28 (ω_3) viser både jeten ved den øvre skråningen og den sekundære jeten (blåfarge i konturplottet). Vi ser her at den øvre jeten har beholdt sin kileformete karakter, men har fått et sterkere baroklint preg enn i de andre tverrsnittene. Den sekundære jeten har en barotrop karakter. Dette fenomenet er det som viser minst variasjon mellom de ulike kjøringene. Ved å sammenligne med resultatene Winther (2002) finner i sitt studie med en stasjonær jet uten en grunnstrøm u_0 ved innstrøms rand, ser vi at dette ikke ga en tilsvarende separasjon av jeten. Dette, sammen med liten variasjon med ω , indikerer at denne separasjonen er relatert til en grunnstrøm ved innstrøms rand.

7.6 Bevegelse av tetthetsflatene

Til slutt kan det være interessant å se på den vertikale forflytningen av tetthetsflatene ved dyp. Initielt startes kjøringene med et horisontalt uniformt tetthetsfelt (se eksempel fra snitt



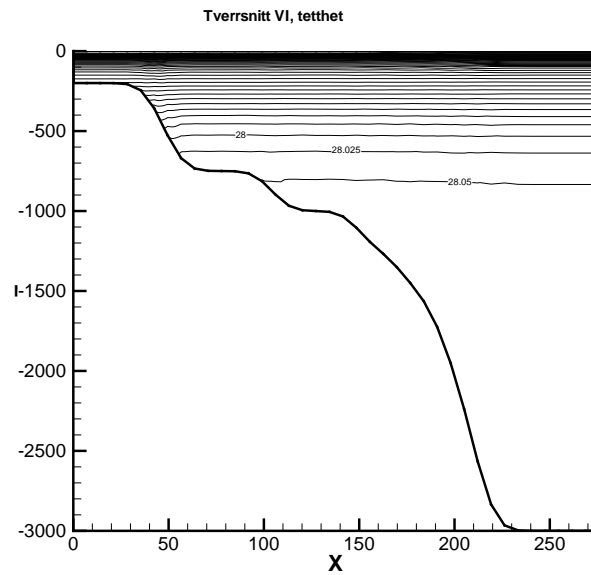
Figur 7.28: *Hastigheter i snitt VI. Konturplottet viser hastighet normalt på snittet i $m s^{-1}$. Blå farge angir sterkere strømmen rettet ut fra snittet, mens gul farge angir svak strøm. Vektorene ligger i snittet, med horisontalkomponenten i snittet samt vertikalkomponenten. Referansevektoren angir $0.1 m s^{-1}$. x -aksen viser antall kilometer fra punktet $(100, 55)$, mens z -aksen viser z -dypet; etter 41 døgn 16 timer. Egenfrekvensen - ω_1 .*

VI i figur 7.29). De mindre utslagene i tetthetsflatene skyldes σ -koordinatene. Utviklingen er den samme for alle feltene i de tre kjøringene. Jeten gir en tydelig nedpressing av isopyknene nær sokkelskråningen sammen med en slags oppstuing rett før linjene knekker ned, se figur 7.30.

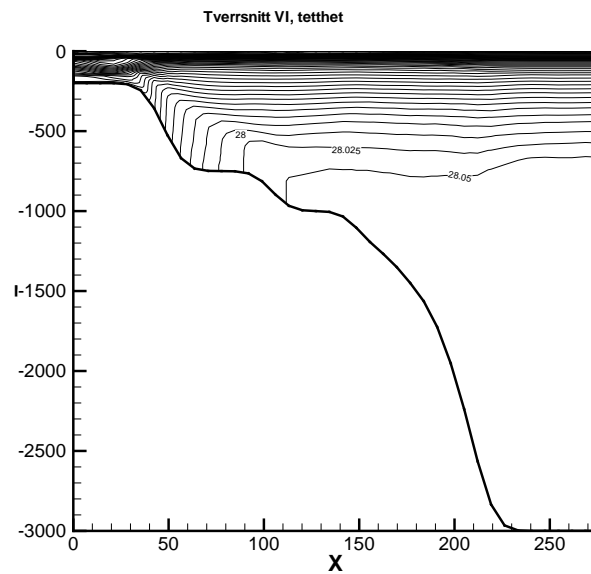
Bevegelsen til tetthetsflaten $\rho = 1028.02 \text{ kg m}^{-3}$ er også fulgt og 3D-plott av det siste tidsskrittet er vist i figur 7.33¹. I disse 3D-plottene ser vi den samme oppstuingen i en vegg langs sokkelskråningen. Midt inne i canyonen, nær knekken, ser vi et søkk i tetthetsflaten. Dette bygges opp tidlig i alle kjøringene, og ligger der relativt stabilt.

Et annet fenomen som oppstår i alle kjøringene er at det etter en viss tid av kjøringen etterhvert bygger seg opp en heving av tetthetsflaten over dyphavet. Bølgebevegelsene er fremtredende over området der bunnen skrånner. Tverrsnittene viser det samme. Disse dekker derimot ikke hele bassenget, men i figur 7.31 og 7.32 er det vist et eksempel fra snitt II, som er det lengste tverrsnittet. Vi ser tydelig hvordan isolinjene heves igjen der skrånningen går over i en flat bunn.

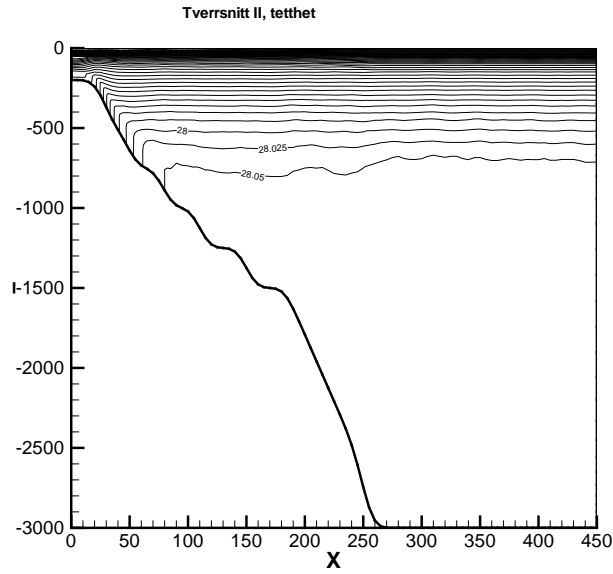
¹Når man studerer 3D-plottene må en være bevisst på at disse dataene har fremkommet av interpolasjon i modellen. Når skrånningen (bunn) kan dette gi problemer da den verdien man søker er avhengig av verdiene i hjørnene rundt. Hvis ett, to eller tre av disse hjørnene gir en verdi, mens de resterende er bunn, vil verdien som kommer ut gi et galt bilde. Disse plottene viser dermed noen 'spiker' rundt i canyonen.



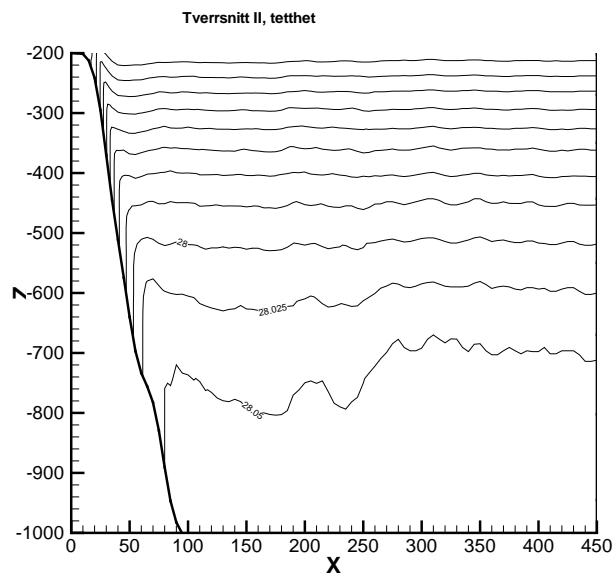
Figur 7.29: Isopyknene initielt for snitt VI. Konturlinjene er fra $\sigma_\theta = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$ til 28.05 kg m^{-3} , med et mellomrom på 0.025 kg m^{-3} . x-aksen viser antall kilometer fra punktet (100,55), mens z-aksen viser z-dypet. Egenfrekvensen - ω_1 .



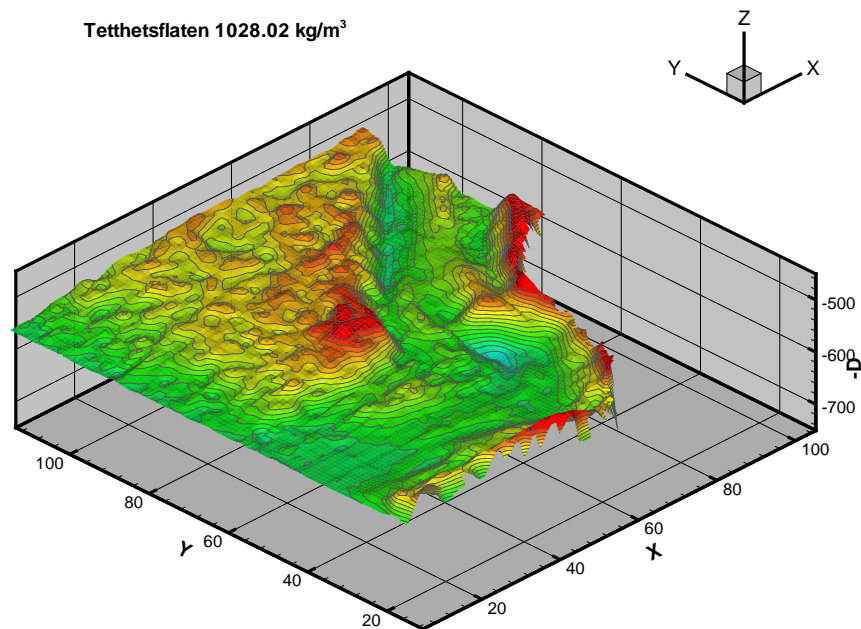
Figur 7.30: Isopyknene i siste tidsskritt for snitt VI. Konturlinjene er fra $\sigma_\theta = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$ til 28.05 kg m^{-3} , med et mellomrom på 0.025 kg m^{-3} . x-aksen viser antall kilometer fra punktet (100,55), mens z-aksen viser z-dypet. Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.31: Isopyknene i siste tidsskritt for snitt II. Konturlinjene er fra $\sigma_\theta = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$ til 28.05 kg m^{-3} , med et mellomrom på 0.025 kg m^{-3} . x -aksen viser antall kilometer fra punktet (100,55), mens z -aksen viser z -dypet. Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.32: Som i figur 7.31, men i dyp fra 200 meter til 1000 meter. Egenfrekvensen - ω_1 .



Figur 7.33: 3D-plott av tetthetsflaten $\rho = 1028.02 \text{ kg m}^{-3}$ i siste tidsskritt. Fargeskalaen på vertikal posisjon av tetthetsflaten er $[-650:5:-550]$ meter. Initielt ligger tetthetsflaten rundt 600 m. Egenfrekvensen $-\omega_1$.

Kapittel 8

Diskusjon

8.1 Indre bølger inn mot sokkelskråning

Hastigheter på tvers av skråningen

Målinger av strømhastigheter langs sokkelskråningen i Storegga-området har vist hendelser der strømmene nær bunnen når et korttidsmaksimum i hastigheten sammen med en markert temperaturendring. De målte hastighetsmaksima er 0.4 til 0.9 m s^{-1} . Det er her foreslått at disse hendelsene kan skyldes indre bølger som igjen er forårsaket av atmosfæriske trykksystemer på stor skala. Fokuset i denne delen av oppgaven har vært oppskyllinger og den etterfølgende nedstrømningen assosiert med de nevnte hendelsene. De sterkeste strømmene i simuleringene var 1.0 m s^{-1} , mens de typiske verdiene for maksimale strømmer ned skråningen i kjøringene lå i området 0.6 - 0.8 m s^{-1} . De maksimale verdiene for hastigheter opp skråningen er 0.4 - 0.6 m s^{-1} . Laboratorieeksperimenter (Grue 2002) indikerer en maksimal hastighet opp skråningen på 0.5 m s^{-1} . Vi har dermed vist at numeriske simuleringer, storskala observasjoner og laboratorieeksperimenter av strømmene nær bunnen ved sokkelskråningen i Storegga-området er sammenlignbare når den numeriske modellen og laboratorieeksperimentene initieres ved en forstyrret pyknoklin nær midten av vannkolonnen. Dette gir en indikasjon på at en forklaringsmodell gitt i avsnitt 2.3.2 (side 9) er relevant for dette området.

Modelloppsett

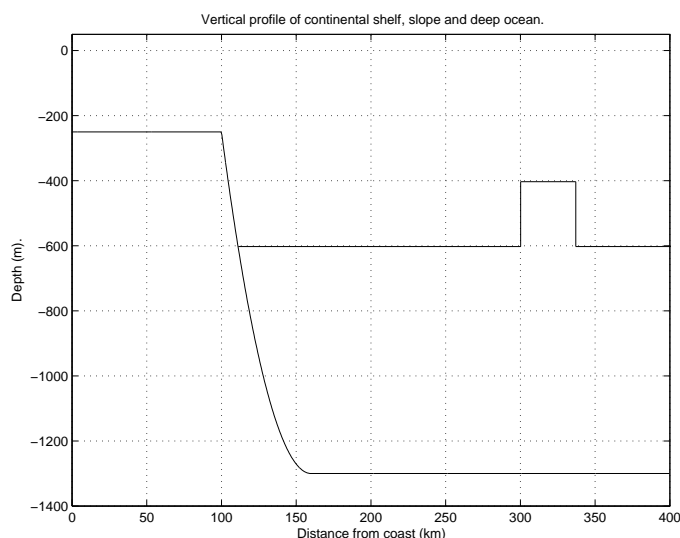
Den horisontale oppløsningen i modelloppsettet er 500 meter. Avstanden mellom σ -flatene i midten av vannkolonnen, der pyknoklinen er lokalisert i det meste av modellområdet, er 0.007. Ved 600 meters dyp tilsvarende dette en tykkelse på 4.2 meter. Nær bunnen og overflaten er avstanden mellom lagene 0.024. Dette gir at tykkelsen av σ -laget nær bunnen der vanddyppet er rundt 600 meter er 14.4 meter. Dette er for grov oppløsning for et studium av strømmen i grenselaget nær bunnen. Det ble gjort et forsøk på å kjøre modellen med et finere grid nær bunnen. Dette resulterte i noen ufysiske resultater, som vi ikke har kunnet forklare. Vi har derfor holdt oss til det opprinnelige gridet (0.024, 0.007, 0.024) for simuleringene som er beskrevet her. Det antas at det på tross av at detaljene i hastighetsfeltet nærmest bunn ikke er godt beskrevet, så gir resultatene gode estimat av den midlere strømhastighet i grenselaget.

Modelloppsettet har lukkede render som kan gi refleksjoner fra rendene. Effekten av refleksjon fra de lukkede rendene øker når λ minker. Simuleringene med $\lambda = 40$ km må derfor behandles med omhu, og særlig mot slutten av simuleringene. De større utslagene fra likevektsnivået for simuleringer med $h < 0$ og $\lambda = 40$ km kan derfor skyldes dette. Refleksjoner fra randen er også grunnen til at pyknoklinens bevegelse ikke er fulgt lenger ned i figur A.3.

Oppskyllingene som settes opp mot skråningen har en forholdsvis lang periode. I kapittel 6 ble det vist at en oppskylling tar i overkant av 12 timer. Dette er tett opp mot treghetsperioden, som tilsier at rotasjonen burde vært inkludert i studiet.

Indre bølger mot sokkelskråning

Målet med studiet var å se effekten av indre bølger inn mot sokkelskråningen. Modellen er satt opp slik at avstanden fra sokkelkanten til randen er 100 km. Hvis dette området hadde vært lenger, kunne man satt opp en trappeformet soliton langs pyknoklinen tilstrekkelig langt vekke fra sokkelskråningen til at den ville forplantet seg som en indre bølge (figur 8.1). Ved å sette opp en soliton vil man også utsette problemet med refleksjoner fra randen. Studiet som her er utført har mer karakter av å studere pyknoklinens bevegelse etter at den er presset ned/oppstuet av eksempelvis lavtrykkspassasjer. Problemet med å utvide modellområdet er selvsagt at det krever mye mer regnetid, både fordi området er større og fordi bevegelsen krever lenger tid før bølgen når skråningen.



Figur 8.1: *Eksempel på trappeformet soliton med et lengre modellområde.*

8.2 Oscillerende jet inn i trang undersjøisk dal

Modelloppsett og topografi

Modelloppsettet har en horisontal oppløsning på 5×5 km² og en vertikaloppløsning med 32 σ -flater. Grov horisontal oppløsning klarer ikke å løse den ulendte topografien og dennes lokale

effekter nær havbunnen. Det pågår analyse av måledata rundt lokal topografi (Yttervik 2002) samt numerisk modellering rundt den samme topografien (Berntsen & Furnes 2002; Alendal 2002). Foreløpig ser det ut til at små koller har sterk lokal styring på strømmene rett over bunnen nær disse topografiske fenomenene. Xing & Davies (2002) har også funnet at de får mer virveldannelse ved å bruke reell topografi i sine modellkjøringer. En utfordring er å koble finskala studier sammen med dynamikk på større skala.

Klimatologiske data er benyttet for å lage det initielle tetthetsprofil. Dette er langt mer glattet enn det som brukes i det todimensjonale oppsettet for indre bølger. Et glattet profil vil ikke gi et like markert sprang i oppdriftsfrekvensen (N). Dette vil ha betydning for dynamikken langs sokkelskråningen

Topografisk styring

Under avsnitt 7.3 ble det vist klare tegn til topografisk styring av strømmen i de ulike kjøringene. Williams *et al.* (2001) har studert den topografiske styringen av en jet rundt i en canyon. De fremviser et uttrykk for styrken av topografien; $\mathcal{S} = \sqrt{f\Delta D/Uh}$, der f er Coriolisparameteren, Δh er forskjellen mellom sokkeldypet og kanaldypet, D er bredden av skråningen i kanalen, U er maksimal hastighet av jeten innstrøms, og h er sokkeldypet. Generelt følger strømmen topografien ved $20 > \mathcal{S} > 4$. Representative parametre for feltet i dette studiet er; $f = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$, $\Delta h = 1700 \text{ m}$, $D = 40 \text{ km}$, $U = 0.50 \text{ m s}^{-1}$, $h = 250 \text{ m}$. Dette gir $\mathcal{S} = 8.4$, som etter Williams *et al.* (2001) tilsier en klar topografisk styring.

Når midlere strømretning og sokkelbølgens forplantningsretning er sammenfallende, kalles strømmen prograde. Sokkelbølger forplanter seg alltid med grunt vann til høyre på den nordlige halvkule (kapittel 3.2). Jeten i dette arbeidet er dermed prograde strøm. Prograde strøm medfører en sterkere topografisk styring og virveldannelse (Gjevik 2002).

Analytiske modeller (kapittel 3.2) gir en topografisk styring for å bevare den potensielle virvlingen (ligning 3.15 og 3.17). Disse ligningene viser at brattere topografi gir en mer markert topografisk styring. Dette medfører en smalere jet enn ved en slakere skråning. Innerst i canyonen, der Storegga-raset fant sted, er topografien i dette området svært bratt. Vi ser også i kjøringene at denne delen av skråningen er preget av sterkere hastigheter (ringene med sterkere hastigheter, som i figur 7.23 og 7.24).

Separasjon av jeten

Kilden til separasjonen av jeten som oppstår i de tre kjøringene ω_1 , ω_2 og ω_3 ligger innerst i canyonen, i rasområdet. Det ble antydnet i kapittel 7.5 at denne separasjonen kan ha en sammenheng med grunnstrømmen, u_0 . En slik bratt vegg som det er innerst i canyonen vil påvirke bakgrunnsstrømmen, slik at den relative virvlingen i denne endrer seg. I henhold til bevaring av potensiell virvling, ξ , kan dette kompenseres ved endring av overflatehevningen, η , eller dypet, H . Det kan kanskje tenkes at en stor nok endring i ξ vil være en faktor som driver strøm ut og ned til den nedre skråningen.

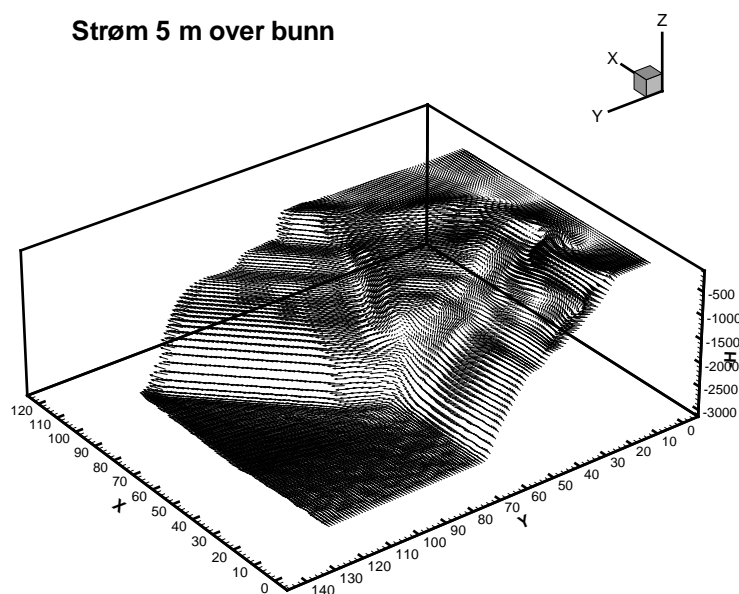
Gjevik (2002) har funnet en tilsvarende separasjon i en simulering av sokkelstrøm inn mot Vøringplatået ved å benytte en dybdeintegrert barotrop modell. Wählin (2002a og 2002b) har studert effekten av en canyon på tyngdestrømmer. Normalt følger disse kontinentalsokkelen i

en tilnærmet geostrofisk balanse, mens disse arbeidene viser at bunnfriksjonen styrer tyngre vann ned canyonen, på tvers av skråningen. Denne mekanismen kan muligens være tilstede her, men er særlig aktuell for strømmer rundt lokal topografi.

Et annet topografisk fenomen som er verdt å merke seg ved utstrøms side av canyonen, der jeten separeres, er at sokkelskråningen også deles ved sokkelhyller. Det kan synes som denne separasjonen er knyttet til et samspill mellom storskala strømsystemer og storskala topografi og dermed endring i potensiell virvling.

Instabiliteter og virveldannelse

Figur 8.2 og forsiden av hovedoppgaven viser et 3D-plott fra kjøring ω_1 av hastighetene interpolert til 5 meter over bunnen. Dette øyeblikksbilde er tatt i siste tidsskritt av kjøringen og viser klart hvordan strømmen går ned innerst i canyonen og legger seg som en sekundær jet ved den nedre skråningen. I denne figuren ser vi også bølgestrukturen, og virvlene som dannes på den grunne siden av jeten, oppå sokkelen. I kapittel 3.5 ble det sett på noen forenklete modeller og deres nødvendige betingelser for barotrop (3.5.1) og baroklin (3.5.2) instabilitet. Barotrop instabilitet kan oppstå hvis strømfeltet har et horisontalt eller et vertikalt skjær, samt at strømprofilen har et vendepunkt. For en stasjonær strøm vil diffusjonseffekter (deriblant medrivning) vide ut den midlere strømmen slik at den får et mer gaussisk profil nedstrøms (Davies *et al.* 2002). Det gaussiske profilen har et vendepunkt, som er et krav for barotrop instabilitet. Et resultat av barotrop instabilitet er eksempelvis virveldannelse.



Figur 8.2: 3D-plott som viser et øyeblikksbilde av hastighetene interpolert til 5 meter over bunnen. Vektorene gir retning og størrelse på totalhastigheten. Figuren er hentet fra kjøring ω_1 . Dette er samme figur som vist på forsiden av oppgaven, men uten det fargede konturplottet som gir styrken på hastigheten.

En nødvendig betingelse for baroklin instabilitet er at bølgetallet for instabiliteten er lite nok. Ved å sette $H = 1000$ m, $\frac{\Delta\rho}{\Delta z} = 10^{-3}$ kg m $^{-4}$ og $f = 1.3 \cdot 10^{-4}$ s $^{-1}$ gir at $k < 9.9 \cdot 10^{-5}$ m $^{-1}$

som gir en bølgelengde større enn $\sim 64 \text{ km}^1$. Bølgestrukturen vi finner i kjøring ω_1 er rundt 32 km. Denne bølgestrukturen er dermed sannsynligvis ikke en baroklin, men en barotrop instabilitet. Et annet moment som støtter dette er at det i dette studiet er benyttet en glattet tetthetsjiktning. En skarpere tetthetsgradient vil gi enda større λ .

Virvlene oppstår som sagt ikke i kjøringene ω_2 og ω_3 . Ved å gå tilbake til teorien i avsnitt 3.2.3 finner vi at svingefrekvensen for sokkelbølger, ω , alltid tilfredsstillter $|\omega| < |f|$. I dette studiet er det bare ω_1 som tilfredsstillter dette. Det kan derfor tyde på at virvlene er en del av sokkelbølgene, som alltid forplanter seg med grunt vann på høyre side (nordlige halvkule). En annen forklaring kan være at de virvlene som faktisk vil oppstå med ω_2 og ω_3 ikke løses opp i modellen. En horisontal oppløsning på 5 km er mest sannsynlig for grovt til å løse opp en del virvler. Xing & Davies (2002) fant virvler på typisk 3-5 km for sokkelen utenfor Taragona, Spania. Disse virvlene ville ikke blitt løst opp i modelloppsettet brukt her. En tredje forklaring kan være at ω_1 – med en lengre svingeperiode – gir tid til å bygge opp større hastigheter i jeten, noe som igjen gir et større hastighetsskjær og mer tilgjengelig energi for instabiliteten å vokse på. Gjevik (2002) finner også at tidsvariasjoner i innstrømhastigheter påvirker virveldannelsen.

Bølgestrukturen som oppstår på den dype siden av jeten kan ikke forklares utfra teorien om kontinentalsokkelbølger. Disse skyldes sannsynligvis barotrop instabilitet som beskrevet over.

Davies *et al.* (2002) viser at virveldannelse og instabiliteter avhenger av størrelsen på jeten og dens plassering i forhold til sokkelkanten. Plasseringen av jeten i dette studiet er bestemt ut fra målinger som viser at den har sitt senter over rundt 500 meters dyp. Denne er derfor ikke variert i dette studiet. Det vil derimot være interessant å se om en reell varians i størrelsen av jeten vil gi økt virveldannelse og instabiliteter.

Bevegelse av tetthetsflatene

Alle tverrsnittene viser en kraftig nedpressing av tetthetsflatene nær skråningen. Jeten vil presse tetthetsflatene ned (geostrofisk tilpasning). Den numeriske modellen er satt opp slik at det ikke er noen varmeutveksling mellom hav og havbunn (se kapittel 4). Dette gir en økt varmeffluks langs skråningen mellom vannmassene. Et resultat av dette er at isothermene presses ned langs skråningen og påvirker tetthetsflatenes bevegelse.

3D-plottet av tetthetsflaten $1028.02 \text{ kg m}^{-3}$ viser ikke den samme nedpressingen at tetthetsflaten nær skråningen. Grunnen til dette er problemet med interpolasjon nær randen. Som nevnt i kapittel 7 beregnes verdien ved 4 hjørner rundt punktet. Jeg var ikke oppmerksom på dette da jeg satte opp utskriftsrutinen, slik at verdier som påvirkes av ett randhjørne (med $SPV = -32767$) også er inkludert i utskriften. Tetthetsflatens nivå skrives ut i positive verdier. Da 'spikene' som oppstår ble forsøkt fjernet, ble også det meste av 'veggen' nær skråningen fjernet. Et annet problem med å følge bevegelsen av denne tetthetsflaten er at vertikaloppløsningen i midten av vannsøylen er noe grov.

¹Ved å se på tverrsnitt II initielt finner vi at tettheten endrer seg fra $1027.775 \text{ kg m}^{-3}$ til $1027.875 \text{ kg m}^{-3}$ fra 200 til 300 meters dyp.

Hastigheter i rasområdet

Ormen Lange-feltet ligger midt i det enorme Storegga-raset som gikk for rundt 8000 år siden. Mye tyder på at det har rast fra seg i Storegga, men det er ennå ikke fullt klarlagt hva som utløste raset (Hårvik & Kvalstad 2002). Undersjøiske skred har mange fellestrekk med kvikkleireskred på land, som kalles retrogressive. Det betyr at et forholdsvis lite ras som oppstår i foten av en skråning kan bre seg fort bakover og vokse seg større og større. I dette studiet finner vi ringer av sterkere hastigheter som ligger innerst i canyonen der Storegga-raset gikk. Som et ledd i å forstå hva som utløste raset den gangen, kunne det vært interessant med et tilsvarende studium som det er gjort her, men med topografien som var tidligere. Hvis det er mye stress på skråningen ved sterke hastigheter, kan dette være en medvirkende årsak til at raset ble utløst, og det kan være med å utløse nye ras hvis det ikke har rast fra seg i området.

Modellert jet – reelt?

Orvik *et al.* (2001) finner maksimale hastigheter i jeten opp mot 117 cm s^{-1} , der midlere hastighet er rundt 30 cm s^{-1} . I dette studiet varierer innstrømhastighet mellom 10 og 50 cm s^{-1} . Det vil være interessant å se hvilke effekter en reell varians – både i styrke og svingefrekvens – på innstrømhastighet ville gitt. Vi har her sett at kjøring ω_1 gir større utslag i hastigheter og virveldannelse. Dette kan skyldes at ω_1 ligger tett opp mot en naturlig egenfrekvens til systemet (Mysak & Schott 1977) eller at vi i denne kjøringen finner sterkere hastigheter i jeten enn i de andre kjøringene. Hvis det siste er tilfelle, vil en reell varians med hastigheter over 1 m s^{-1} kunne gi kraftigere oppskyllinger langs skråningen og mer virveldannelse. Hvis det er svingefrekvensen som gir de større utslagene, kan det også tenkes at andre frekvenser rundt ω_1 kan gi større utslag. Boyer *et al.* (2000) finner at dominerende frekvensrespons i sitt laboratorieforsøk var den drivende frekvensen samt dens første harmoniske $2\omega_0$. En frekvens rundt ω_1 er muligens dette systemets første harmoniske svingning slik at en svingefrekvens rundt $0.5\omega_1$ også gir store utslag.

I dette oppsettet er oppdriftsfrekvensen N liten. Det antas at mye av dynamikken nær sokkelskråninger skyldes en skarp tetthetsgradient i dyp. Det vil være interessant å se hvilke effekter en mer markert pyknoklin i dyp ville gitt på strømmene langs sokkelskråningen. Det ideelle ville vært å studere samspillet mellom en mer markert sjiktning og reell topografi. Dette vil kreve en reduksjon i den horisontale oppløsningen, som igjen vil kreve lang regnetid.

Datamaterialet som er studert har en bra temporær oppløsning i punktseriene. Disse punktene er derimot plukket ut litt vilkårlig, og ikke bestemt utfra hvor irregulariteter har oppstått. Tverrsnittene og de todimensjonale feltene har en noe grov temporær oppløsning for å unngå ekstremt store datamengder til postprosesseringen. Hosegood & van Haren (2002) har funnet liknende 'spiker' i hastighetsmålinger som dem presentert i kapittel 2, men med redusert hastighet. Disse hadde en varighet på mindre enn et minutt og oppstår i det nedre grenselaget (Ekman-laget). For å løse slike fenomen opp i modellen må den vertikale oppløsningen nær bunnen gjøres finere, og samplingsraten må økes. Dette medfører lang regnetid og postprosesseringsstid.

Kapittel 9

Konklusjon

Ormen Lange-utbyggingen er spesiell da det er det første norske offshore prosjektet utenfor sokkelområdet. Storegga-området har en kompleks topografi, som gir nye utfordringer med tanke på tekniske løsninger på hvordan man skal føre gassen fra reservoaret til land. Rørledningene vil legges langs bunnen opp soddelskråningen, slik at kjennskap til strømforholdene nær bunnen vil være viktige. I denne hovedfagsoppgaven er det sett på to ulike prosesser som kan påvirke strømmene langs soddelskråningen ved Ormen Lange-feltet, Storegga.

Den første prosessen er opp- og nedskyllinger av en nedpresset/oppstuet nedre pyknoklin. Det er foreslått at atmosfæriske trykksystemer på stor skala som gir en nedpressing eller oppstuing av den nedre pyknoklinen kan forårsake at denne skyter fart langs skråningen når trykksystemene har passert. Målinger av strømhastigheter langs soddelskråningen i Storegga-området har vist hendelser der strømmene nær bunnen når et korttidsmaksimum i hastigheten sammen med en markert temperaturendring. De målte hastighetsmaksima er 0.4 til 0.9 m s⁻¹. De sterkeste strømmene i simuleringene var 1.0 m s⁻¹, mens de typiske verdiene for maksimale strømmer ned skråningen i kjøringene lå i området 0.6–0.8 m s⁻¹. De maksimale verdiene for hastigheter opp skråningen er 0.4–0.6 m s⁻¹. Dette viser at hastighetene vi får fra numeriske forsøk stemmer bra overens med observerte hastigheter. Vi har dermed vist at denne mekanismen er en mulig forklaringsmekanisme for de observerte hendelsene.

Den andre prosessen har vært å se effektene av en oscillerende jet langs skråningen inn i den undersjøiske dalen (canyonen) som preger feltet. Disse simuleringene ga en del interessante oseanografiske fenomen. Fra målinger vet man at det ligger en jet i området rundt 500 meters dyp, som var utgangspunktet for dette studiet. Testkjøringer viste et klart periodisk signal på 2.78 døgn, som passer godt overens med målinger (Mysak & Schott 1977). Den tilhørende frekvensen er benyttet som den subinertielle frekvensen. Resultatene viser en sterk topografisk styring av jeten og en separasjon av strømsystemene samt en forsterkning av totalhastigheten innersti canyonen, i skredområdet. Resultatene fra kjøringen med subinertiell frekvens gir også bølgestrukturer i hastighetsmønsteret ute i dalen og barotrop virveldannelse. Når det gjelder hastigheter på tvers av skråningen, finner vi ikke hastigheter av samme størrelsesorden som de observerte hastighetene. De viser derimot store forskjeller mellom subinertiell frekvens, inertiell frekvens og det halvdaglige tidevannets frekvens.

Hva bør man så ta fatt på i det videre arbeidet? Mekanismene bak den tydelige sepa-

rasjonen av jeten er ikke forstått. Det bør gjøres sensitivitetsstudier for å se om denne er knyttet til bakgrunnsstrømmen langs innstrøms rand og endring i potensiell virvling i denne. Laboratorieforsøkene til Boyer *et al.* (2000) og Løvås *et al.* (2001) gir markerte strømmer på tvers av skråningen. Studier med ulike svingefrekvenser rundt den subinertielle frekvensen i dette studiet bør utføres, og aller helst studier med reell varians fra innsamlete data i området (Orvik *et al.* 2001).

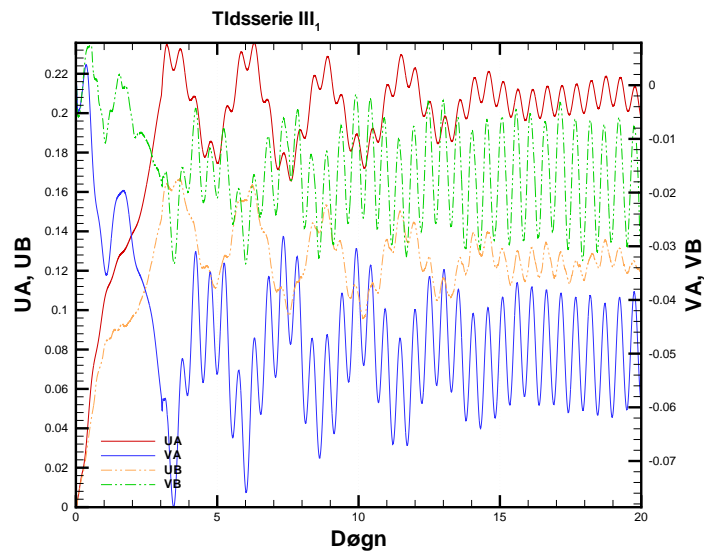
Arbeid som allerede er i gang (Alendal 2002; Yttervik 2002) inneholder studier av dynamikk rundt småskalafenomen. Det blir en utfordring å se hvilke effekter denne kan ha på dynamikk på større skala, og hvordan man skal få implementert dette inn i modeller over større områder.

Tillegg A

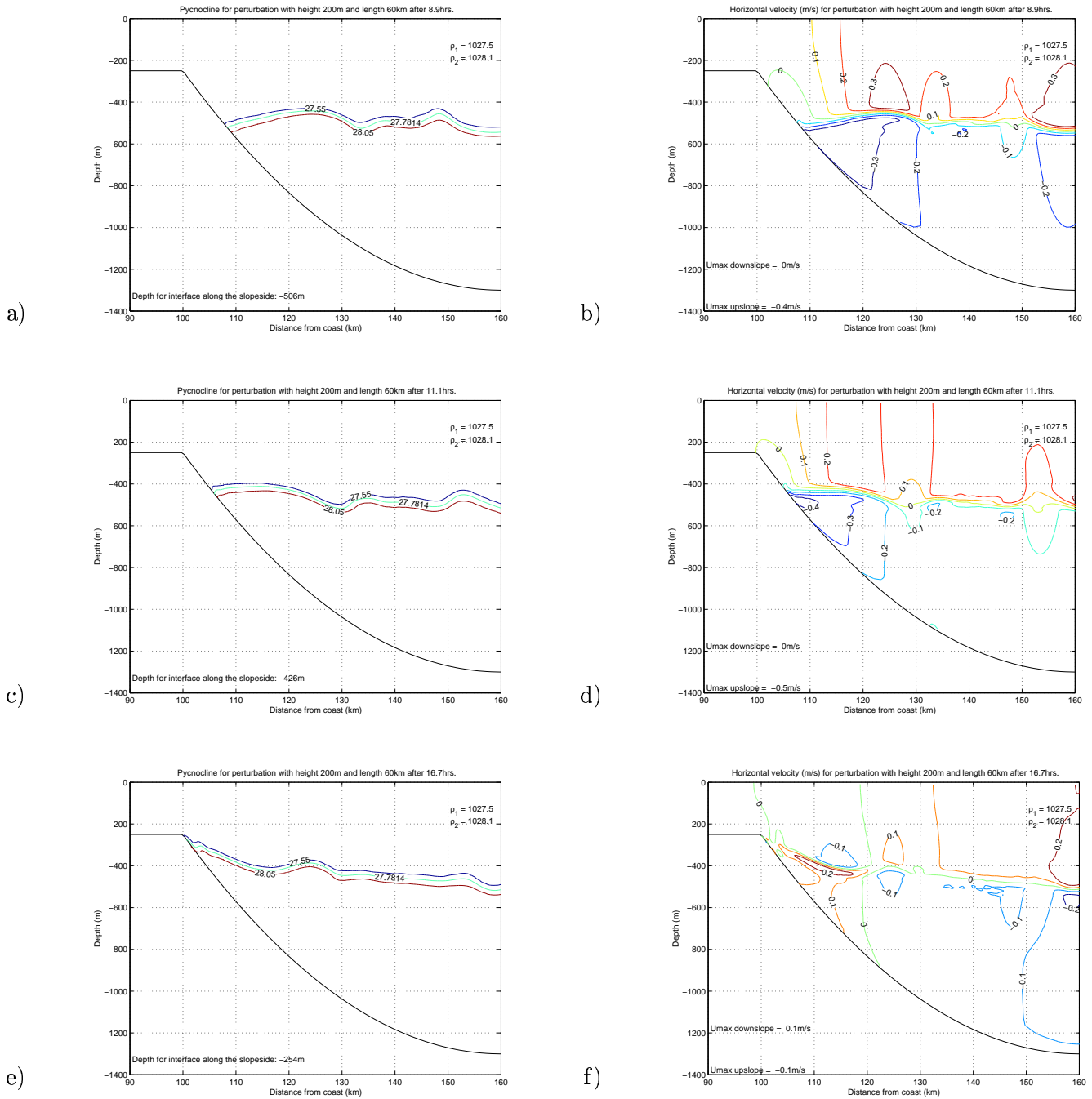
Tilleggsfigurer

Indre bølger mot sokkelskråning Figurene A.2 og A.3 viser utviklingene av en oppskylling og tilbaketrekningen av denne etter maksimalt utslag. Disse figurene er hentet fra simuleringen med $h = 200$ m og $\Delta\rho = 0.6 \text{ kg m}^{-3}$ og $\lambda = 60$ km. Hastighetsfeltene vises ved siden av tetthetsfeltene.

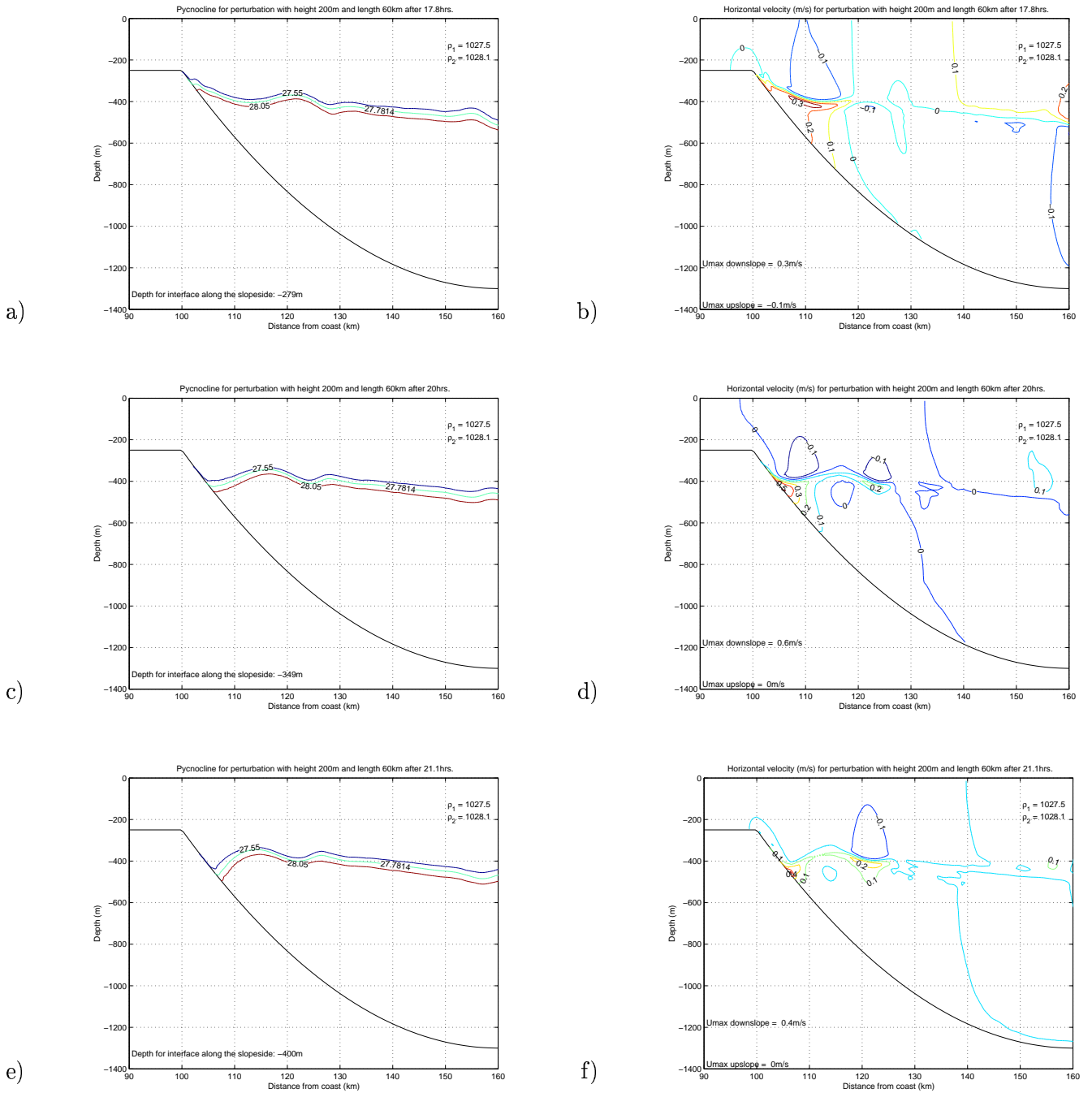
Jet i trang undersjøisk dal Figur A.1 viser tidsserie fra punktet III_1 de første 20 døgnene av simuleringen. Figurene A.4–A.10 viser hele tidsserier for punktene II_1 , II_2 , III_1 , IV_2 , IV_3 , V_1 og V_2 .



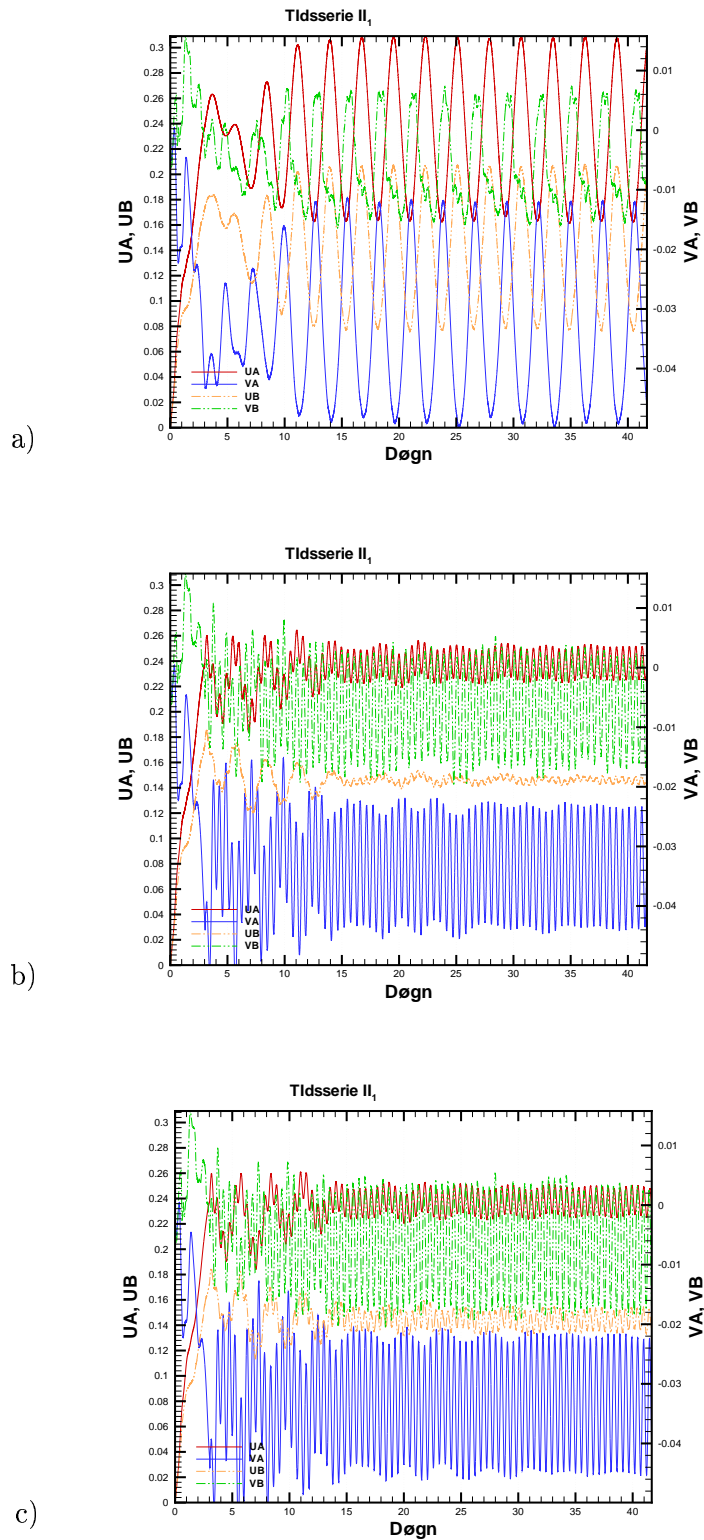
Figur A.1: Tidsserie for III_1 . Figuren viser de første 20 døgnene av kjøring ω_3 . x -aksen viser tidspunkt i antall døgn etter simuleringstart. De røde linjene er hastighetskomponenten langs kysten, mens de blå er hastighetskomponenten normalt på kysten. De heltrukne linjene er for dybdemidlet strøm, mens de stiplede er for strøm ved bunn. Enheten langs vertikalksene er m s^{-1} .



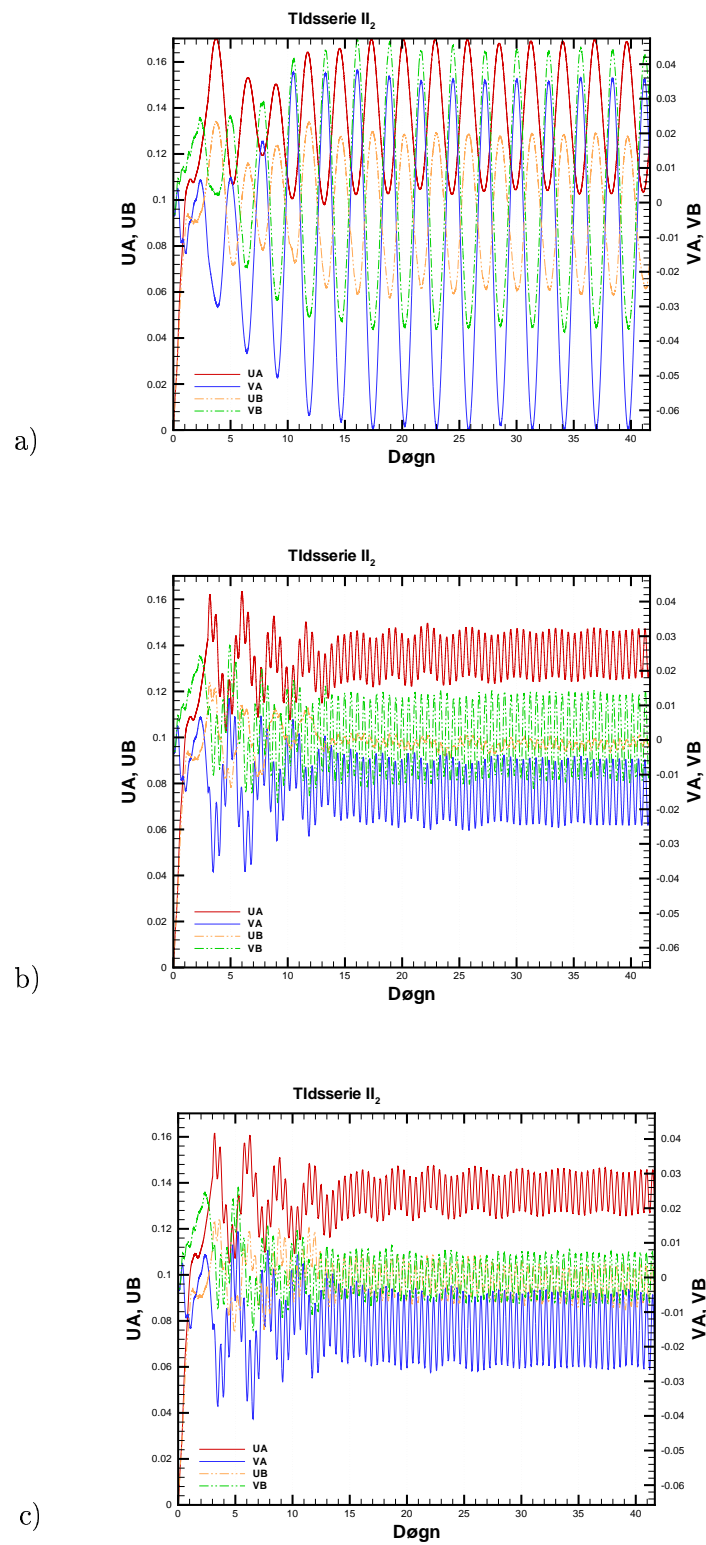
Figur A.2: Oppskylling, $h = 200$ m og $\lambda = 60$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m^{-3} . a) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$. b) Hastighetskonturer per 0.1 m s^{-1} .



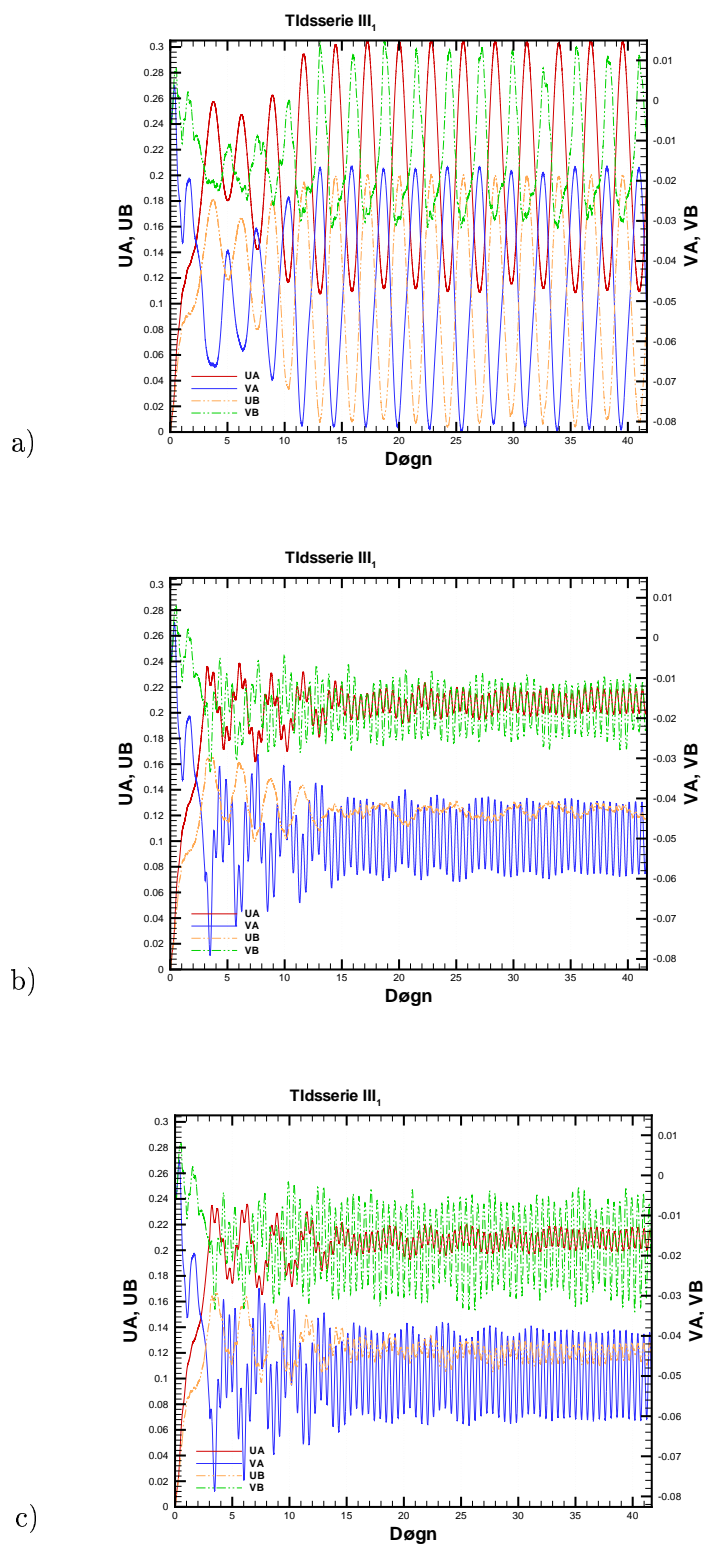
Figur A.3: Tilbaketrekning etter oppskylling, $h = 200$ m og $\lambda = 60$ km. $\Delta\rho = 0.6$ kg m⁻³. a) Tetthetskonturene $\rho_1 + 0.05$, $\bar{\rho}$ og $\rho_2 - 0.05$. b) Hastighetskonturer per 0.1 m s⁻¹.



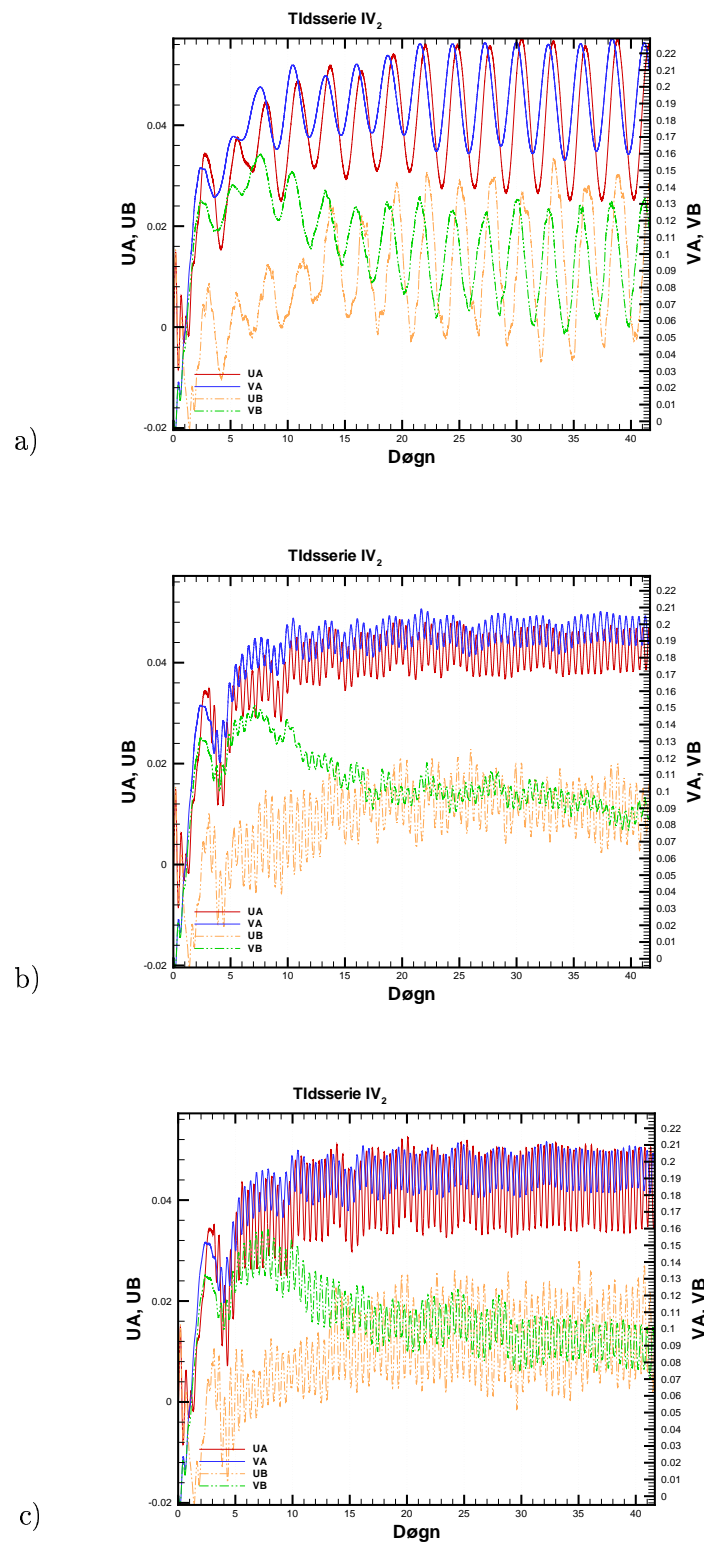
Figur A.4: Tidsserier for II_1 . x -aksen viser tidspunkt i antall døgn etter simuleringsstart. De røde linjene er hastighetskomponenten langs kysten, mens de blå er hastighetskomponenten normalt på kysten. De heltrukne linjene er for dybdemidlet strøm, mens de stiplede er for strøm ved bunn. Enheten langs vertikallaksene er $m s^{-1}$. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Tregghetsfrekvens, ω_2 c) Tidevannet M_2, ω_3



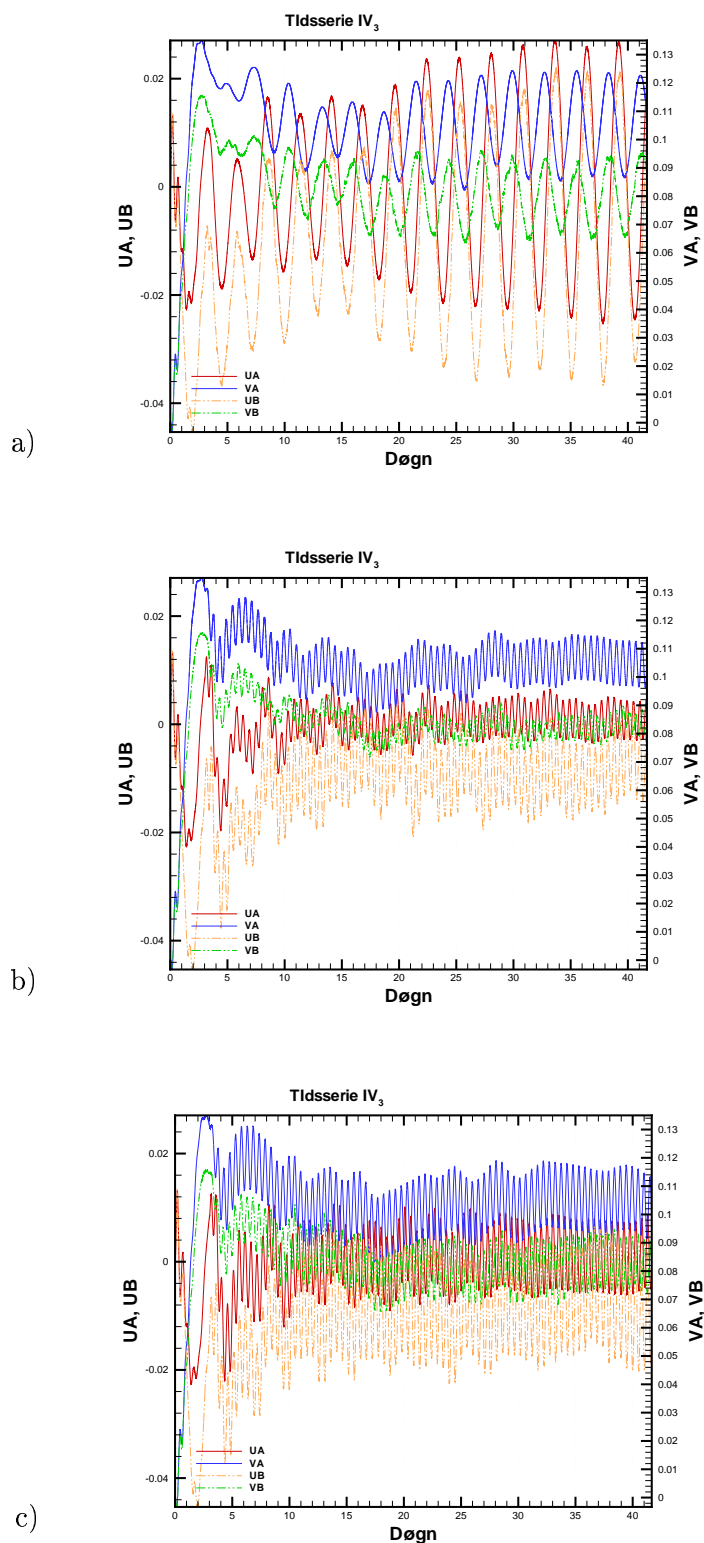
Figur A.5: Tidsserier for II_2 , se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



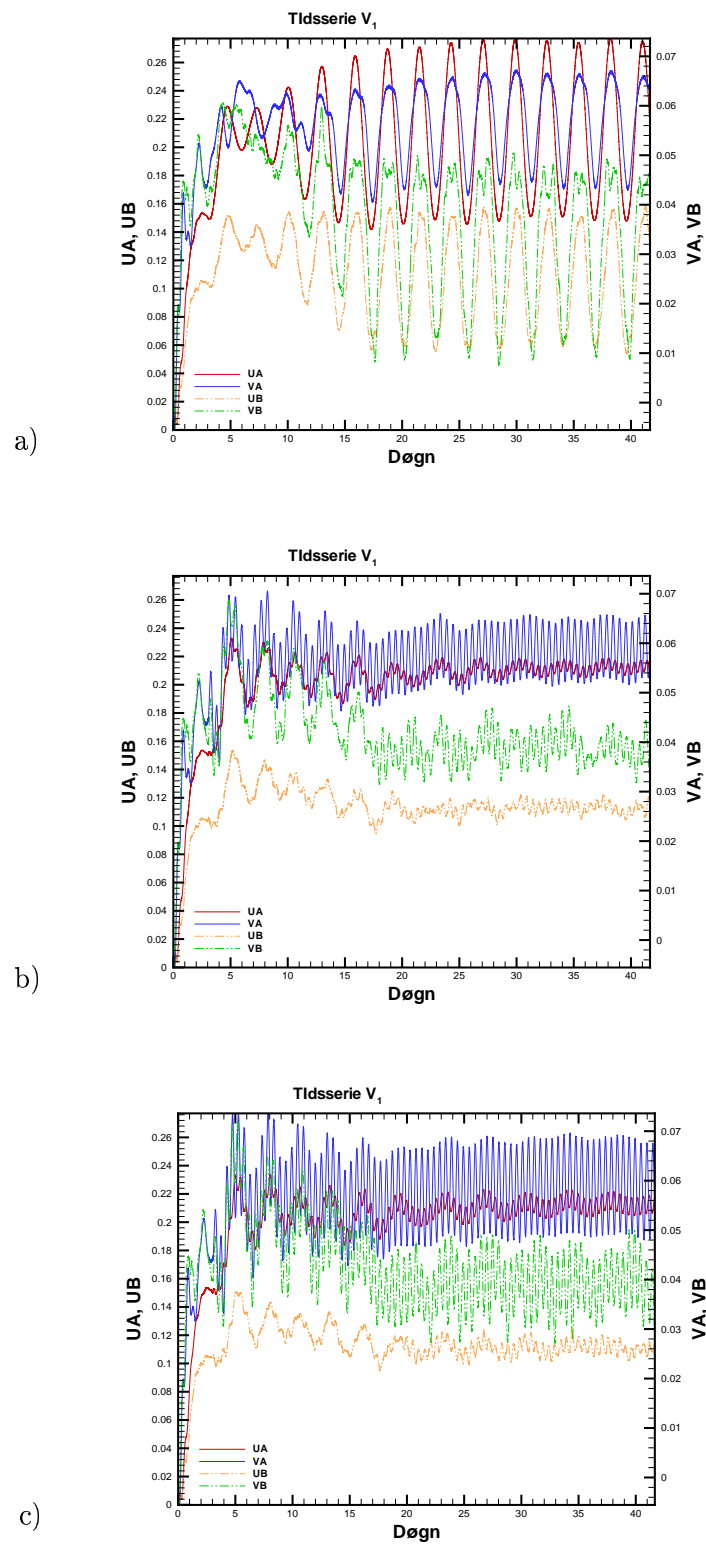
Figur A.6: Tidsserier for III₁, se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



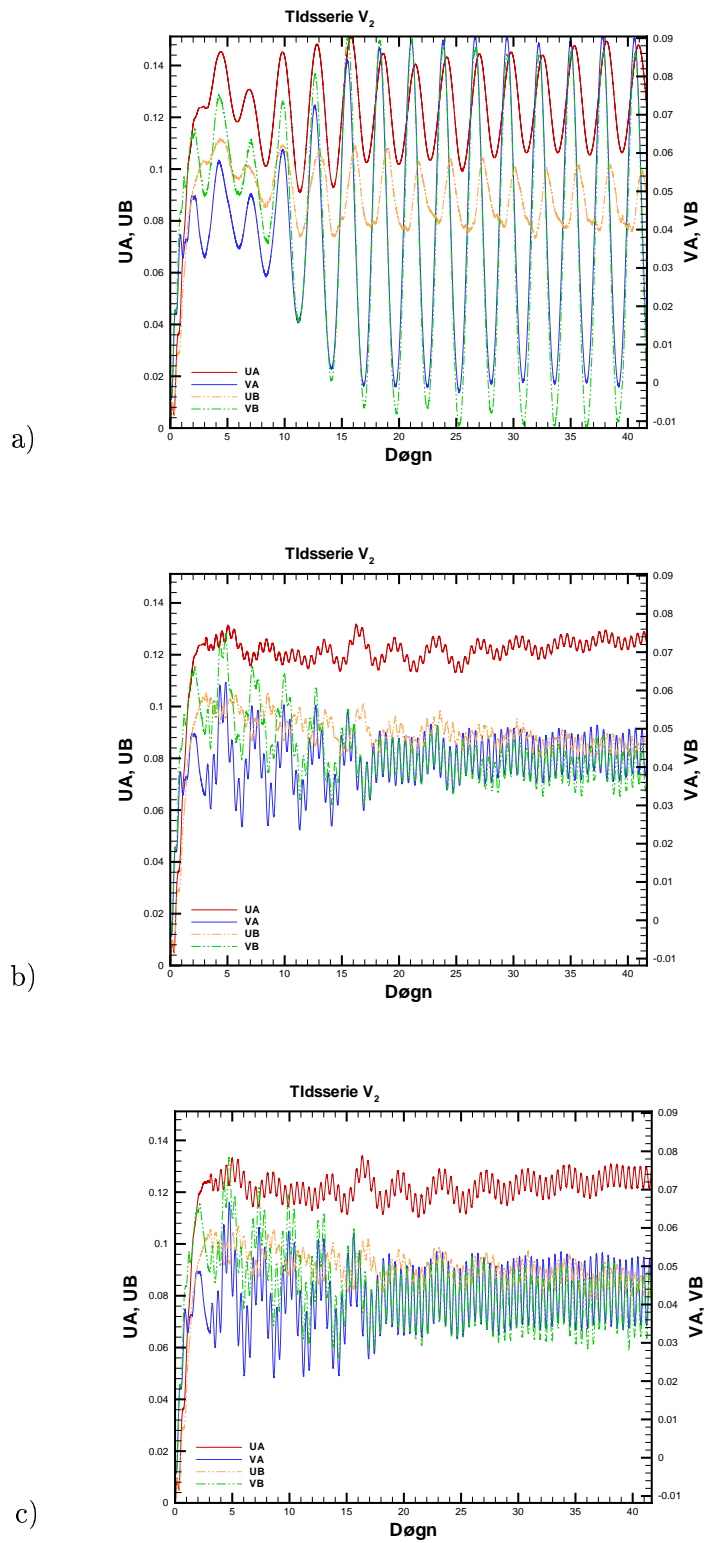
Figur A.7: Tidsserier for IV_2 , se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur A.8: Tidsserier for IV_3 , se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur A.9: Tidsserier for V_1 , se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3



Figur A.10: Tidsserier for V_2 , se ellers figur A.4. a) Egenfrekvens, ω_1 , b) Treghetsfrekvens, ω_2 , c) Tidevannet M_2 , ω_3

Bibliografi

- Alendal, G. (2002), 'Høy oppløselig modellering av topografiske effekter', 'Strømninger langs og utenfor kontinentalsokkelen'; Arbeidsmøte, Nansensenteret, 6 November 2002.
- Aukra (2002), 'Ormen Lange til Aukra'. Aukra Kommune.
*<http://www.ormen-lange.no>
- Berntsen, H., Kowalik, Z., Sælid, S. & Sørli, K. (1981), 'Efficient numerical simulation of ocean hydrodynamics by a splitting procedure', *Modelling, Identification and Control* **2**, 181–199.
- Berntsen, J. (2001), USERS GUIDE for a modesplit σ -coordinate numerical ocean model – version 2.0, Technical Report 135, Dept. of Applied Mathematics, University of Bergen, Johs. Bruns gt.12, N-5008 Bergen, Norway. 49p.
- Berntsen, J. & Furnes, G. (2002), Small scale topographic effects on the near sea bed flow at Ormen Lange, Technical Report 171, Dep. of applied math., UoB, Norway.
- Blumberg, A. & Mellor, G. (1987), A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, *in* N. Heaps, ed., 'Three-Dimensional Coastal Ocean Models, Vol.4', Vol. 4 of *Coastal and Estuarine Series*, American Geophysical Union, p. 208.
- Boyer, D. L., Zhang, X. & Pérenne, N. (2000), 'Laboratory observations of rotating, stratified flow in the vicinity of a submarine canyon', *Dynamics of Atmospheres and Oceans* **31**, 47–72.
- Cushman-Roisin, B. (1994), *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, Prentice Hall. ISBN-0-13-353301-8.
- Davies, A. M., Xing, J. & Gjevik, B. (2002), Barotropic eddy generation by flow instability at the shelf edge: sensitivity to open boundary conditions, inflow and diffusion. Accepted in *Journal of Geophysical Research*. In press.
- Eady, E. T. (1949), 'Long waves and cyclone waves', *Tellus* **1**(3), 33–52.
- Eliassen, I., Eldevik, T., Berntsen, J. & Furnes, G. (2000), The current conditions at Ormen Lange - Storegga, Technical report, Dept. of Applied Mathematics, University of Bergen, Johs. Bruns gt.12, N-5008 Bergen, Norway. 22p.

- Engum, E. (2002), Oppskylling av indre bølger langs sokkelskråningen, Technical report, Norsk Hydro, Seksjon for utbyggingsteknologi.
- Galperin, B., Kantha, L., Hassid, S. & Rosati, A. (1988), 'A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows', *J. Atmos. Sci.* **45**, 55–62.
- Gill, A. (1982), *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press. ISBN-0-12-283520-4.
- Gjevik, B. (2002), 'Stability and eddy formations in shelf slope currents', 2nd MAIA Seminar, Bergen 12 November 2002.
- Gjevik, B., Moe, H. & Ommundsen, A. (2002), 'Idealized model simulations of barotropic flow on the Catalan shelf', *Continental Shelf Research* **22**, 173–198.
- Grue, J. (2002), Strong current events at a slope, Technical Report to Norsk Hydro, Mechanics Division, Department of Mathematics, University of Oslo, Norway.
- Hårvik, L. & Kvalstad, T. (2002), 'Skredfaren over?', Artikkel i Teknisk Ukeblad, 45/02.
- Heggelund, Y., Vikebø, F., Berntsen, J. & Furnes, G. (2002), Hydrostatic and nonhydrostatic studies of gravitational adjustment over a slope. Submitted to *Int. Journ. for Numerical Methods in Fluids*.
- Hopkins, T. S. (1991), 'The GIN Sea – A synthesis of its physical oceanography and literature review 1972–1985', *Earth-Science Reviews* **30**, 175–318.
- Hosegood, P. & van Haren, H. (2002), Ekman-induced turbulence over the continental slope in the Faeroe-Shetland Channel as inferred from spikes in current meter observations. Submitted to *Deep-Sea Research*.
- Kundu, P. K. & Cohen, I. M. (2002), *Fluid Mechanics. Second edition.*, Academic Press. ISBN-0-12-178251-4.
- Løvås, S., McClimans, T. & Manent, E. (2001), 'The use of photogrammetry for measuring vertical velocities in laboratory geophysical fluid dynamics experiments'. Proceeding of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics.
- Martinsen, E. & Engedahl, H. (1987), 'Implementation and testing of a lateral boundary scheme as an open boundary condition in a barotropic ocean model', *Coastal Engineering* **11**, 603–627.
- Mellor, G. (1996), Users guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model, Technical report, Princeton University.
- Mellor, G., Oey, L.-Y. & Ezer, T. (1998), 'Sigma coordinate pressure gradient errors and the seamount problem', *J. Atmos. Oceanic Technol.* **15**, 1122–1131.
- Mellor, G. & Yamada, T. (1982), 'Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems', *Rev. Geophys. Space Phys.* **20**, 851–875.

- Mysak, L. & Schott, F. (1977), 'Evidence for baroclinic instability of the norwegian current', *Journal of Geophysical Research* **82**, 2087–2095.
- Ommundsen, A. & Gjevik, B. (2000), Scattering of tidal Kelvin waves which vary in their lengthwise direction. Paper 3 in Ommundsen (2000) PhD-thesis: Numerical simulations of tides, shelf slope currents and Lagrangian advection of particles.
- Orvik, K. A., Skagseth, Ø. & Mork, M. (2001), 'Atlantic inflow to the Nordic Seas: current structure and volume fluxes from moored current meters, VM-ADCP and SeaSoar-CTD observations, 1995-1999', *Deep-Sea Research I* **48**, 937–957.
- Phillips, N. (1957), 'A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting', *J. of Meteorology* **14**, 184–185.
- Smagorinsky, J. (1963), 'General circulation experiments with the primitive equations, I. The basic experiment', *Mon. Weather Rev.* **91**, 99–164.
- Vikebø, F., Berntsen, J. & Furnes, G. (2001), Analysis of events at Ormen Lange: measurements and modelling, Technical report, Dept. of Applied Mathematics, University of Bergen, Johs. Bruns gt.12, N-5008 Bergen, Norway. 38p.
- Vikebø, F., Berntsen, J. & Furnes, G. (2002), Numerical studies of the current response at Ormen Lange to a travelling storm. Submitted to Journal of Marine Systems.
- Wählin, A. K. (2002a), 'Topographic steering of dense currents with application to submarine canyons', *Deep-Sea Res. I* **49**, 305–320.
- Wählin, A. K. (2002b), The missing dense water transport. Submitted to Deep-Sea Research.
- Wang, D.-P. (1984), 'Mutual intrusion of a gravity current and density front formation', *J. Phys. Oceanogr.* **14**, 1191–1199.
- Weber, J. E. (1996), 'Forelesninger i dynamisk oseanografi'. Institutt for geofysikk, UiO.
- Williams, W. J., Gawarkiewicz, G. G. & Beardsley, R. C. (2001), 'The adjustment of a shelf-break jet to cross-shelf topography', *Deep-Sea Research II* **48**, 373–393.
- Winther, N. (2002), 'Topografiske utfordringer i Storegga området modellert med Bergen Ocean Model (BOM)'. Hovedfagsoppgave i oseanografi, Geofysisk Institutt, UiB.
- Xing, J. & Davies, A. M. (2002), 'Influence of shelf topography along shelf flow and across shelf exchange in the region of the Ebro Delta', *Continental Shelf Research* **22**, 1447–1475.
- Yttervik, R. (2002), 'Resultater fra måleprogrammet ved Ormen Lange', 'Strømninger langs og utenfor kontinentalsokkelen'; Arbeidsmøte, Nansensenteret, 6 November 2002.
- Yttervik, R., Engum, E., Berntsen, J., Furnes, G. K., Mathisen, J. P. & Lønseth, L. (2002), Strong near-bed current events off the shelf edge, Technical report, Norsk Hydro ASA.

