

Danning av kvervlar og frontar på sub-mesoskala i havet.

Hovedoppgave i hydrodynamikk

Ingvild Lygren



Matematisk institutt
Universitetet i Bergen



6. juni 2001

Forord

Denne oppgåva markerer slutten av studietida ved Matematisk Institutt ved Universitetet i Bergen.

Eg ønsker å gi ein stor takk til Kristian B. Dysthe for positiv tilbakemelding og nyttige råd, og til Tor Eldevik som på ein fin måte har gitt god opplæring og praktisk rettleiing til gjennomføringa av prosjektet. Det har vore motiverande å arbeide saman med dykk. Eg vil også takke Ove T. Gudmestad ved Statoil for rettleiing i forhold til prosjektet “Generation Mechanisms of Ice Tongues and Vortices in the Marginal Ice Zone”, og til Jarle Berntsen for råd og hjelp til bruk av Bergen Ocean Model.

Trivelege medstudentar og tilsette ved instituttet har sørge for ei fin studietid. Til slutt vil eg gi ein spesiell takk til foreldre, Ingun, Christin og Kjell Inge for oppmuntring undervegs.

Innhald

Forord	3
1 Innleiing	9
2 Den numeriske modellen	13
2.1 Grunnlikningar	13
2.2 Energilikningar	16
2.2.1 Den totale energien	16
2.2.2 Energiøverganger	18
2.3 Modellområde og randkrav	22
2.4 Koordinatar og gitter	22
2.5 Numerisk løysing av likningane	24
2.5.1 Diffusjon og viskositet	24
2.5.2 Jordas rotasjon	24
2.5.3 Indre trykk	25
2.5.4 Overflatebølger	25
2.5.5 Adveksjon	25
2.5.6 Vindstress	26
2.5.7 Energirekneskap	26
2.5.8 Overflatemateriale	27
3 Danning av kvervlar og frontar	29
3.1 Innleiing	29
3.2 Starttilstand	30

3.3	Skildring av eksperimenta	32
3.4	Kvervling	33
3.5	Potensiell kvervling	34
3.6	Frontar	36
3.6.1	Geostrofisk tilnærming	37
3.6.2	Kvasigeostrofisk tilnærming	38
3.6.3	Semigeostrofisk tilnærming	39
3.7	Instabilitetar i samanheng med frontar	40
3.7.1	Barotrop instabilitet	40
3.7.2	Baroklin instabilitet	40
3.7.3	Diagnosar av energiovergangar	41
3.8	Asymmetri mellom syklonar og antisyklonar	43
3.9	Resultat av eksperimenta	45
3.9.1	Vekstrater for ulike perturbasjonar	45
3.9.2	Danning av kvervlar	48
3.9.3	Effektar av dei ageostrofiske hastigheitane og danning av ein front	50
3.9.4	Den ikkje-lineære delen av prosessen	55
3.9.5	Numerisk dissipasjon	56
3.10	Drøfting	59
4	Effektar av vind på danninga av kvervlar og frontar	61
4.1	Innleiing	61
4.2	Skildring av eksperimenta	61
4.3	Ekman-teori	63
4.4	Resultat av eksperimenta	65
4.4.1	Danning av kvervlar	65
4.4.2	Danning av frontar	71
4.4.3	Vertikale strukturar	71
4.4.4	Energianalysar	73
4.5	Drøfting	79

5	Danning av kvervlar og istunger i den marginale issona	81
5.1	Innleiing	81
5.2	Observasjonar	83
5.2.1	Bakgrunnssirkulasjon og hydrografiske forhold	83
5.2.2	Karakteristikkar ved dei observerte strukturane	85
5.3	Danningsmekanismar	91
5.3.1	Effektar av topografien på havbotnen	91
5.3.2	Vindeffektar, oppvelling og nedvelling	92
5.3.3	Effektar av vekselverknad mellom ein jet og ein eksisterande kvervel	93
5.3.4	Baroklin og barotrop instabilitet	94
5.4	Drøfting	96
6	Oppsummering og konklusjon	99
	Litteratur	101

Kapittel 1

Innleiing

Dynamikken i havet består av dei største havstraumane til dei minste kvervlane. I denne oppgåva vil vi studere *mesoskala dynamikk*. Dette er dynamikk som har den indre deformasjonsradiusen som karakteristisk lengdeskala (frå ti og opp til nokre hundre kilometer) og tidsskala på ein dag og opp til fleire månadar. Dersom vi trekk parallellar til atmosfæren, vil dette vere “vêrskalaen” i havet.

Fram til slutten av 1960-tallet hadde oseanografar dårleg kjennskap til kva mesoskala dynamikk hadde å seie for sirkulasjonen i havet. Frå 1971-1973 vart det gjennomført eit større eksperiment med slik “småskala” dynamikk som tema. I dette studiet, “the Mid-Ocean Dynamics Experiment” (MODE [11]), kom det fram at dynamikken på mesoskala var dominert av kvervlar eller spiralar. Frå midten av 1980-tallet viser fotografi frå romskip (Scully-Power [27]) at mesoskala strukturar er eit svært hyppig fenomen, og ein reknar med at store delar av den kinetiske energien i havet (opptil 99%) er inneheldt i strukturar på denne skalaen (Brown m. fl. [2]). Det er derfor viktig å forstå korleis dei påvirkar og blir påvirka av storskala sirkulasjonen.

Prosessane som vi skal studere i dette prosjektet er av storleik 10-25 km og med tidsskala på ein dag og opp til nokre veker. Dette er den nedre delen av mesoskala (sub-mesoskala). Fotografiet på framsida viser eit kjede av kvervlar (spiralar) som har blitt danna i havflata utanfor kysten på grensa mellom Egypt og Libya (Scully-Power [27]). Kvervlane er syklone (kvervling mot klokka på den nordlege halvkule), og diameteren er omlag 10 km. Observasjonar viser at kvervlar på denne skalaen nesten alltid er syklonar, og dei har ikkje blitt observert i området rundt ekvator (Eldevik og Dysthe [5] med referansar). Dei har blitt observert både i nærleiken av ein kyst og i stor avstand frå kysten. I følge Munk m. fl. [23] har syklonane ein diameter på 10-25 km. Fotografiet på Figur 1.1 viser strukturar i havflata i Middelhavet utanfor kysten av Libya. På dette biletet er kvervlane meir ustrukturerte enn fotografiet på framsida, og nede i venstre hjørnet har det blitt danna ein dipol (kvervelpar).

Strukturane i overflata blir truleg synlege ved at overflateaktivt materiale (biologisk materiale, forureining) samlar seg i område med horisontal konvergens og danner ein film som demper ut dei minste bølgene (Scott [26]). I periodar med fint vêr vil desse områdene reflektere sollys, og på fotografiet på framsida viser dette att som lyse striper.

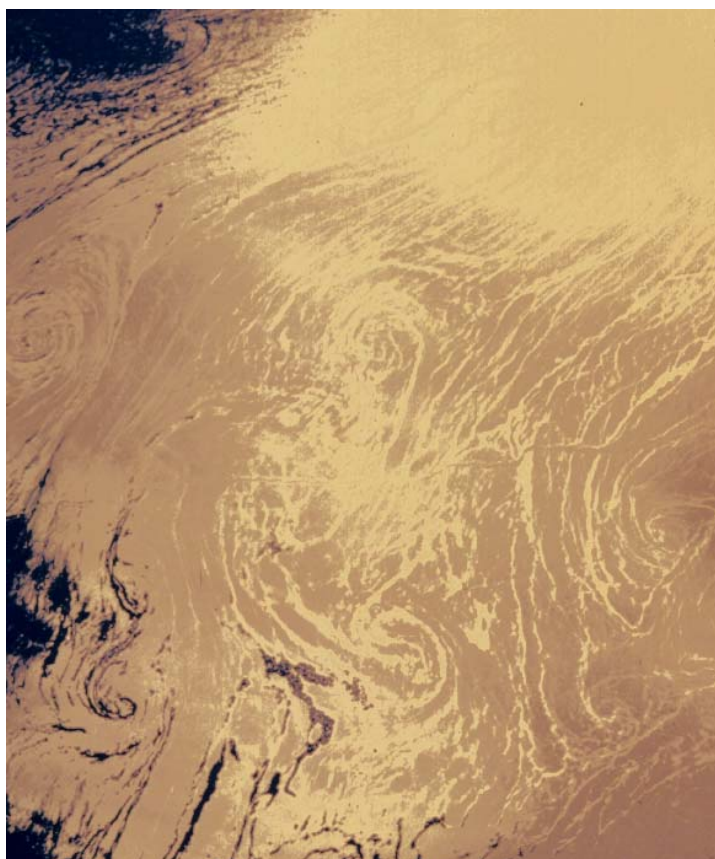
Seinare har strukturane også blitt observert ved hjelp av radar satelittar (Dokken og Wahl [4]).

Eldevik og Dysthe [5] arbeider med danning av syklonar på sub-mesoskala. Dei fokuserer på parallellen til atmosfæren der instabilitetar i samanheng med frontar (barokline instabilitetar) medfører danning av lågtrykk (syklonar) og høgtrykk (antisyklonar). Med utgangspunkt i numeriske eksperiment undersøker dei asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar. Også Wang studerer danning av frontar og syklonar i samanheng med baroklin instabilitet, men på ein noko større skala.

Dette arbeidet består av tre mindre prosjekt. Det første prosjektet er skildra i Kapittel 3. I dette kapittelet nyttar vi numeriske eksperiment til å studere danninga av syklonar og frontar på sub-mesoskala. Med utgangspunkt i arbeida til Wang vil vi vise at modellen til Eldevik og Dysthe for danning av syklonar på sub-mesoskala også gjeld for andre starttilstandar enn den dei har nytta.

Observasjonane som er gjort ved refleksjon av sollys frå område det har blitt danna ein film, er gjort under rolege vindforhold. Sterkare vind gir kraftigare bølger, og filmen i overflata vil bli øydelagt. Observasjonar frå radarsatelittar er mindre avhengige av vêrtilhøva, og det kan sjå ut som om strukturane eksisterer under sterkare vindforhold. I Kapittel 4 har vi undersøkt kva effektar vind har på prosessane som blir studert i Kapittel 3.

Dei marginale issonene er overgangsområda mellom (flytande) pakkis og ope hav. Observasjonar frå desse områda viser ulike mesoskala strukturar som kvervlar, istunger og dipolar. Det har blitt utført omfattande studier av desse fenomena, og i Kapittel 5 vil vi gi ein oversikt over ulike observasjonar og modellar for danning av strukturane. Vi vil også vise samanhengar til resultatata i dei andre prosjekta.



Figur 1.1: Fotografiet viser kvervlar og dipolar i havflata i Middelhavet utanfor kysten av Libya. Strukturane har ein horisontal storleik på omlag 10 km. Biletet er henta frå [25].

Kapittel 2

Den numeriske modellen

Dei numeriske eksperimenta er utført med ein implisitt versjon av Bergen Ocean Model (BOM). Dette kapittelet skildrar dei viktigaste delane av modellen. Ein grundigare gjennomgang kan ein finne i brukarmanualen til BOM (Berntsen [1]).

For å skildre dynamikken i eit geofysisk system, må ein først etablere dei grunnleggjande likningane. Avsnitt 2.1 gir rørslelikningane som styrer modellen og dei forenklingane som har blitt gjort frå dei fulle likningane.

Energien i og overgangen mellom ulike energitypar i systemet er viktige hjelpemiddel for å forstå prosessane. I Avsnitt 2.2 blir likningane for energien og energiovergangane gjennomgått.

I Avsnitt 2.3 ser vi på modellområdet og randkrava som blir nytta, mens i Avsnitt 2.4 skriv vi litt om koordinatane og gitteret i modellen. I resten av kapittelet går vi gjennom korleis modellen løyser dei ulike delane av likningane.

2.1 Grunnlikningar

Modellen blir styrt av dei tredimensjonale primitive rørslelikningane. Modellen bruker σ -koordinatar, men for å få ei enklare framstilling er likningane nedanfor gitt i kartesiske koordinatar. Transformasjonen over til σ -koordinatar blir gjennomgått i Avsnitt 2.4.

Rørslelikningane skildrar samanhengen mellom hastigheiten, $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$, trykket, p , og tettleiken, ρ . Ein meir detaljert gjennomgang er gitt i alle bøker om geofysisk væskedynamikk, til dømes i Kundu [16].

Konservering av masse er gitt som

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.1)$$

der $\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ er den deriverte langs retninga til rørsla, og blir kalla den materielt deriverte. I geofysisk samanheng reknar vi at tettleiken til eit væskeelement ikkje

forandrar seg med trykket, og vi får kontinuitetslikninga

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.2)$$

Tettleiken til eit væskeelement avhenger av temperaturen T og saliniteten S (saltkonsentrasjon),

$$\rho = \rho(S, T). \quad (2.3)$$

Frå denne likninga kan forandringa av tettleik uttrykkast ved

$$\frac{D\rho}{Dt} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_S \frac{DT}{Dt} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_T \frac{DS}{Dt}, \quad (2.4)$$

der notasjonen $(\partial \rho / \partial T)_S$ tyder den deriverte av ρ med omsyn på T og med S konstant. I Cushman-Roisin [3] er Likningane for temperatur og salt gitt ved

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial z} \right) \text{ og} \quad (2.5)$$

$$\frac{DS}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial S}{\partial z} \right), \quad (2.6)$$

som viser at både temperaturen og saliniteten til eit væskeelement forandrar seg på grunn av diffusjon. Koeffisientane A_H og K_H er respektive dei horisontale og vertikale koeffisientane for eddydiffusjonen.

Samanhengen mellom tettleik, temperatur og salinitet i havet er ofte gitt ved ei lineær tilstandslikning (Cushman-Roisin [3]) $\rho = \alpha T + \beta S$, der α og β er konstantar. Forandringa av tettleiken vil då ta samme formen som likningane for temperatur og salinitet,

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial \rho}{\partial z} \right). \quad (2.7)$$

Tettleiksvariasjonane i væska er små, og tettleiken blir delt opp i ein konstant referansetettleik og avviket frå denne, $\rho = \rho_0 + \rho'$, der $\rho' \ll \rho_0$. Den relative tettleiksvariasjonen er vanlegvis mindre enn 2% i havet. I vår modell er variasjonen sett til kun 1 kg/m^3 med ein referansetettleik på omlag 1026 kg/m^3 . I impulslikningane blir tettleiksvariasjonane neglisjert utanom i produkt med gravitasjonskrafta, g . Dette blir kalla Boussinesq tilnærming. Den vertikale lengdeskalaen blir rekna som mykje kortare enn den horisontale, og dei vertikale hastigheitane er mykje mindre enn dei horisontale. Med desse tilnærmingane blir dei horisontale impulslikningane forenkla til

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_M \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_M \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \text{og} \quad (2.8)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_M \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_M \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (2.9)$$

der f er Coriolis akselerasjonen. Dei horisontale og vertikale eddyviskositetane er respektive A_M og K_M .

I den vertikale komponenten av impulslikningane ser vi bort frå den vertikale akselerasjonen og balanserer trykkleddet mot gravitasjonskraftene. Dette blir kalla hydrostatisk approksimasjon.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g. \quad (2.10)$$

Hydrostatisk approksimasjon gjeld dersom den horisontale lengdeskalaen L er mykje større enn den vertikale, H . Dersom U og W er respektive karakteristiske horisontale og vertikale lengdeskalaer, følgjer det av kontinuitetslikninga at $W \sim UH/L \ll U$. For å neglisjere akselerasjonen reknar ein også at Coriolisakselerasjonen har innverknad på prosessane slik ein karakteristisk tidsskala, T , for prosessane er gitt ved $U/L \sim 1/T \lesssim \Omega$, der Corioliskrafta er representert ved Ω . Cushman-Roisin [3] gir ein grundigare gjennomgang av den hydrostatiske approksimasjonen.

Integrasjon av denne likninga gir

$$p = p_A + \int_z^0 \rho g d\tilde{z} + \int_0^\eta \rho g d\tilde{z}, \quad (2.11)$$

der p_A er det atmosfæriske trykket, og $z = \eta$ er overflatehevingen. Tettleiksvariasjonane blir neglisjert i laget mellom $z = 0$ og $z = \eta$, og likninga blir forenkla til

$$p = p_A + \rho_0 g \eta + \int_z^0 \rho g d\tilde{z}. \quad (2.12)$$

2.2 Energilikningar

I dette avsnittet vil vi sjå på energien i systemet. Energien vil opptre på ulike skala, og analysar av energien og energiovergangar vil vise kva typar instabilitetar som opptrer. Dette blir skildra i Avsnitt 2.2.2. Før vi ser på overgangen mellom energi på ulike skala, vil vi i Avsnitt 2.2.1 behandle den totale energien i systemet.

2.2.1 Den totale energien

I dei numeriske eksperimenta er den horisontale diffusiviteten, A_H , og den horisontale viskositeten, A_M neglisjert. Dette blir grunnlagt i Avsnitt 2.5.1. Dette avsnittet ser derfor bort frå dei horisontale viskositetsledda. Gjennomgangen bygger på Gill [9].

Den totale energien pr. volumeining er definert som summen av kinetisk og potensiell energi pr. volumeining,

$$e = k + \phi = \frac{\rho_0}{2} (u^2 + v^2) + \rho z g. \quad (2.13)$$

Ved å multiplisere dei horisontale impulslikningane, (2.8) og (2.9), og likninga for hydrostatisk balanse (2.10) med respektive $\rho_0 u$, $\rho_0 v$, og w , og addere likningane, følgjer

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (k) = -\mathbf{u} \cdot \nabla p - \rho w g + u \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right) + v \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (2.14)$$

Kontinuitetslikninga (2.2) gir at $(k + p)\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$. I Likning (2.14) gir dette forandring av kinetisk energi pr. volumeining på formen

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (k + p)] = -\rho w g + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \rho_0 \epsilon, \quad (2.15)$$

der

$$\epsilon = K_M \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.16)$$

alltid er positiv. I Gill [9] blir dette leddet tolka som dissipasjonsrata pr. volumeining.

Forandring av potensiell energi pr. volumeining blir

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{D}{Dt} (\rho z g) = \rho g \frac{Dz}{Dt} + z g \frac{D}{Dt} (\rho_0 + \rho'). \quad (2.17)$$

Sidan tettleiken for eit element kun varierer som eit resultat av diffusjon, vil det siste leddet vere neglisjerbart i forhold til det første. Saman med kontinuitetslikninga gir dette

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} \phi] = \rho w g. \quad (2.18)$$

Ved å addere Likning (2.15) og Likning (2.18), følgjer uttrykket for forandringa av den totale energien pr. volum

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(e + p)] = \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \rho_0 \epsilon. \quad (2.19)$$

Eit volum, V , er avgrensa av faste eller periodiske grenseflater på sidene, $z = -H(x, y)$ på botnen, og $z = \eta(x, y, t)$ på den frie overflata. På den frie overflata er det dynamiske trykket $p = 0$. Integrasjon av Likning (2.19) over V gir forandringa av den totale energien innanfor dette volumet

$$\int_V \frac{\partial e}{\partial t} dV + \int_S (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] dV - \int_V \rho_0 \epsilon dV, \quad (2.20)$$

der Divergensteoremet er nytta til å omforme det siste leddet på venstre side av likninga til eit flateintegral over grenseflatene som avgrensar volumet, og \mathbf{n} er ytre normal til flata. Det første integralet i Likning (2.20) kan omformast til

$$\int_V \frac{\partial e}{\partial t} dV = \frac{d}{dt} \int_V e dV - \int_A e|_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} dA, \quad (2.21)$$

der A er projeksjonen av overflata ned i xy -planet og $dA = dx dy$. Det siste integralet på venstresida i Likning (2.20) kan delast opp i flateintegral over dei faste sideflatene, S_l , botnen, S_b , og overflata, S_η , slik at $S = S_l \cup S_b \cup S_\eta$.

$$\begin{aligned} \int_S (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dV &= \int_{S_l} (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ + \int_{S_b} (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS &+ \int_{S_\eta} (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Det kinematiske randkravet for faste render er at $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$. Periodiske render gir at energistraumen ut er lik energistraumen inn. Dette medfører at venstre side av Likning (2.22) ikkje får bidrag frå botnen eller sideflatene. Det siste integralet i Likning (2.22) blir omforma til

$$\begin{aligned} \int_{S_o} (e + p) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS &= \int_A (e + p) \mathbf{u}|_{z=\eta} \cdot \nabla (z - \eta) dA \\ &= \int_A (e + p)|_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} dA, \end{aligned} \quad (2.23)$$

der vi har brukt at $\mathbf{u}|_{z=\eta} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + (\partial\eta/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla\eta)\mathbf{k}$.

Det første leddet på høgre side i Likning (2.20) kan integrerast i z -retning

$$\begin{aligned} \int_V \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] dV &= \int_A \rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) |_{z=\eta} dA \\ &- \int_A \rho_0 K_M \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) |_{z=-H} dA. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Avsnitt 2.3 gir randkrava for hastigheiten i overflata og botnen. Overflatahastigheiten er gitt i Likning (2.46), mens på botnen er friksjonen sett lik null.

Ved å samanfatte dette med Likning (2.20)-(2.24) og bruke at trykket ikkje utfører arbeid i overflata, følgjer forandring av den totale energien

$$\frac{d}{dt} \int_V e dV = \int_A (\mathbf{u}_0 \cdot \boldsymbol{\tau}_0) dA - \int_V \rho_0 \epsilon dV, \quad (2.25)$$

der \mathbf{u}_0 er hastigheiten i overflata og $\boldsymbol{\tau}_\eta = \tau_{x\eta} \mathbf{i} + \tau_{y\eta} \mathbf{j}$ er vindstresset. Det første leddet representerer tilføring av energi frå vindkrefter.

For ei ikkje-viskøs væske som ikkje blir påvirka av ytre krefter følgjer konservering av den totale energien

$$\frac{d}{dt} \int_V e dV = 0, \quad (2.26)$$

eller

$$\frac{d}{dt} (KE + PE) = 0, \quad (2.27)$$

der KE og PE respektive er den kinetiske energien og den potensielle energien innanfor volumet.

2.2.2 Energovergangar

For å studere energien i prosessar som skjer på ulik skala (rom eller tid), er det nyttig å skilje mellom energien på ulik skala. Dette gjer vi ved å midle dei ulike storleikane i rom eller tid. I samanheng med turbulens blir avviket frå middelveidien gjerne kalla ein fluktusjon. I dette studiet midler vi over ei kanallengd, λ , fordi vi vil studere energien til strukturane som skil seg frå den midlare rørsla i kanalen, mens studier av turbulens skjer midlinga på mykje mindre skala (skala som ikkje blir løyst opp i våre eksperiment). Midlinga skjer ellers på same måte slik at likningane vil få same formen. Vi vil derfor nytte terminologien frå turbulensteori (sjå til dømes [31]).

For alle storleikar, a , i rørslelikningane (2.8)-(2.10) blir det nå innført ein middelveid, \bar{a} , og ein fluktusjon, a' slik at

$$a = \bar{a} + a', \quad (2.28)$$

der midlinga skjer over ei kanallengd, λ ,

$$\bar{a} = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda a dx. \quad (2.29)$$

På same måte som for den totale energien, blir det sett bort frå horisontal viskositet.

Den middelkinetiske energien pr. volumeining, \bar{k} , og den eddykinetiske energien pr. volumeining, k' , er gitt ved

$$\bar{k} = \frac{\rho_0}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \quad \text{og} \quad (2.30)$$

$$k' = \frac{\rho_0}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}). \quad (2.31)$$

For å få likningane for \bar{k} , multipliserer vi rørslelikningane (2.8)-(2.10) med dei midla hastigheitane, respektive \bar{u} , \bar{v} , og \bar{w} . Deretter blir likningane summerte og midla. Den middelkinetiske energien pr. volumeining kjem ut som

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \nabla \cdot [\bar{\mathbf{u}} (\bar{k} + \bar{p})] &= -\overline{\rho w g} - \rho_0 \nabla \cdot [\overline{\mathbf{u}' (\mathbf{u}'_h \cdot \bar{\mathbf{u}}_h)}] + \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}_h)} \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \left(\bar{K}_M \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_h}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \left(\overline{K'_h \frac{\partial \mathbf{u}'_h}{\partial z}} \right) \right] \\ &- \rho_0 K_M \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - \rho_0 \overline{K'_M \frac{\partial \mathbf{u}'_h}{\partial z} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial z}}. \quad (2.32) \end{aligned}$$

På same måte får vi likninga for k' ved å multiplisere rørslelikningane med hastighetsfluktuasjonane, u' , v' , og w' , multiplisere, og midle, slik at

$$\begin{aligned} \frac{\partial k'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} k' + \overline{\mathbf{u}' p'}) &= -\overline{\rho' w' g} - \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}_h)} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 K_M \overline{\mathbf{u}'_h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}'_h}{\partial z}} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \overline{K'_M \mathbf{u}'_h \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_h}{\partial z}} \right) - \rho_0 \overline{K'_M} \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right] \\ &- \rho_0 \overline{K'_M} \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right] - \rho_0 \overline{K'_M \frac{\partial \mathbf{u}'_h}{\partial z} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_h}{\partial z}}. \quad (2.33) \end{aligned}$$

I begge uttrykka er det brukt at $\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0$ og $\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0$.

Potensiell energi er gitt som $PE = \int \rho g z dV$. Den kinetiske energien blir delt inn i middelkinetisk energi, MKE , og eddykinetisk energi, EKE , slik at $KE = MKE + EKE$. MKE og EKE er gitt som

$$MKE = \rho_0 \frac{\lambda}{2} \int \overline{u^2} + \overline{v^2} dydz \text{ og} \quad (2.34)$$

$$EKE = \rho_0 \frac{\lambda}{2} \int \overline{u'^2} + \overline{v'^2} dydz. \quad (2.35)$$

Integrasjon av Likning (2.32), Likning (2.33), og Likning (2.18) over eit volum V med faste sideflater, flat botn og fast overflate, gir

$$\frac{d}{dt} MKE = C(PE, MKE) - C(MKE, EKE) + WE - D(\bar{\epsilon}), \quad (2.36)$$

$$\frac{d}{dt} EKE = C(PE, EKE) + C(MKE, EKE) - D(\epsilon'), \quad (2.37)$$

$$\frac{d}{dt} PE = -C(PE, MKE) - C(PE, EKE), \quad (2.38)$$

der

$$\begin{aligned} C(MKE, EKE) &= -\lambda \int \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h v'} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_h}{\partial y} dydz \\ &\quad -\lambda \int \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h w'} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_h}{\partial z} dydz, \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$C(PE, MKE) = -\lambda \int \overline{\rho w} g dydz, \quad (2.40)$$

$$C(PE, EKE) = -\lambda \int \overline{\rho' w'} g dydz, \quad (2.41)$$

$$WE = \lambda \int \overline{\mathbf{u}}_0 \cdot \boldsymbol{\tau}_0 dy, \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} D(\bar{\epsilon}) &= \lambda \int \rho_0 \overline{K_M} \left[\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right)^2 \right] dydz \\ &\quad + \lambda \int \overline{\rho_0 K'_M \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial z} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial z}} dydz \text{ og} \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} D(\epsilon') &= \lambda \int \rho_0 \overline{K_M} \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right] dydz \\ &\quad + \lambda \int \overline{\rho_0 K'_M \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial z} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial z}} dydz. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Overføringsledda mellom dei ulike energitypane, $C(.,.)$, er gitt slik at $C(A, B) \equiv -C(B, A) > 0$ representerer positiv overføring av energitype A til energitype B. Baroklin instabilitet er karakterisert ved ei overføring frå potensiell energi til eddykinetisk energi, $C(PE, EKE) > 0$ ved at dei horisontale tettleiksgradientane minker. For barotrop instabilitet vil “Reynoldsspenningane” (midlinga av to hastigheitsfluktuasjonar) medføre ein produksjon av eddykinetisk energi frå middelkinetisk energi. Baroklin og barotrop instabilitet blir gjennomgått i Avsnitt 3.9.3. Dissipasjonen er gitt i ledda $D(\bar{\epsilon})$ og $D(\epsilon')$. Energien som vinden fører inn i systemet er gitt ved WE . Her er det rekna at vindhastigheiten er konstant eller periodisk i x -retning.

Avsnitt 2.2.1 viser at for ei ikkje-viskøs væske som ikkje blir påverka av ytre krefter, blir den totale energien konserverert (Likning (2.27)). Likning (2.36) - (2.38) gir forandringa av dei ulike energitypane som eit resultat av energiovergangar, tilføring av energi frå vinden i overflata og dissipasjon.

2.3 Modellområde og randkrav

Modellområdet er ein periodisk kanal med faste sideflater i y -retning. Lengda er gitt ved λ i x -retning, mens vidda er $2L$ med sentrum i $y = 0$. Botnen er flat, $z = -H$. Forsøka er ikkje bunde til ein geografisk lokalitet, og modellområdet er så lite at vi kan sjå bort frå variasjonen i Coriolisparameteren.

Ved dei faste sideflatene og på botnen er normalhastigheiten lik null, $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$. Både botnstresset og stresset ved dei faste sideflatene er sett lik null slik at hastigheiten parallelt med flatene ikkje blir påverka i grensesjiktet. Dette har blitt gjort fordi rendene ikkje skal påverke prosessane. Ein diskusjon omkring dette vil kome i kapitla der vi ser på resultat frå ulike eksperiment.

På den frie overflata, $z = \eta(x, y, t)$, er den vertikale komponenten av hastigheiten gitt som

$$w_0 = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y}. \quad (2.45)$$

Dei horisontale hastigheitane og tettheitane må tilfredsstillast overflatekrava

$$\rho_0 K_M \left(\frac{\partial u}{\partial z} \mathbf{i} + \frac{\partial v}{\partial z} \mathbf{j} \right) = \tau_{0x} \mathbf{i} + \tau_{0y} \mathbf{j} \text{ og} \quad (2.46)$$

$$\rho_0 K_H \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad (2.47)$$

der $\boldsymbol{\tau}_0 = \tau_{0x} \mathbf{i} + \tau_{0y} \mathbf{j}$ er vindstresset på overflata.

2.4 Koordinatar og gitter

Likningane i dei føregåande kapitla har dei kartesiske koordinatane og tida som uavhengige variable, (x, y, z, t) . I den numeriske modellen er likningane transformert til (x^*, y^*, σ, t^*) ved transformasjonen

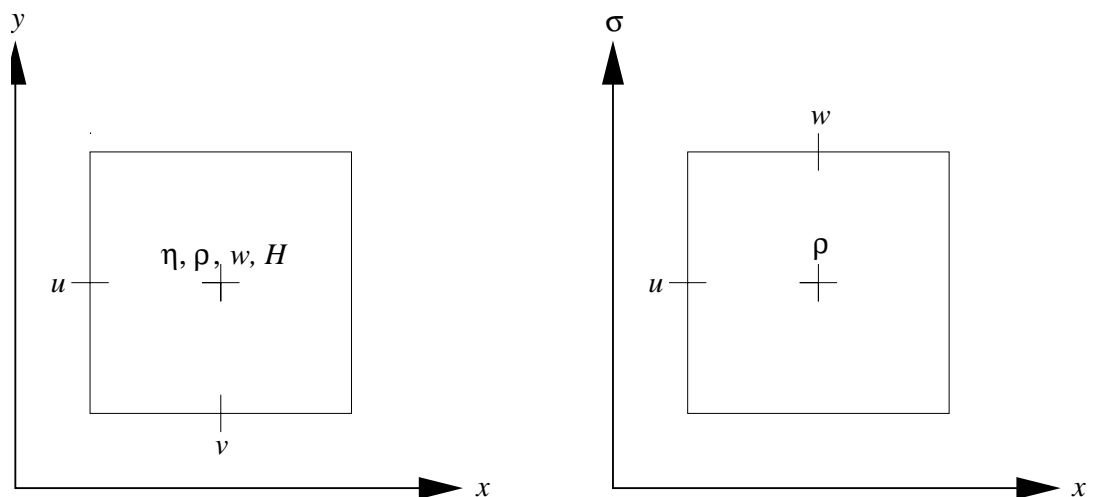
$$x^* = x \quad y^* = y \quad \sigma = \frac{z - \eta}{H + \eta} \quad t^* = t. \quad (2.48)$$

Dei nye koordinatane blir kalla σ -koordinatar, og σ varierer frå 0 for $z = \eta$ til -1 på botnen, $z = -H$. Nokre av eksperimenta blir køyrde utan vindstress. Her er tjukkeleiken på laga konstant.

Med vinddrag på overflata blir det brukt ei finare oppløysing i dei øvre laga enn i dei nedre. I den øvste fjerdedelen av kanalen bruker vi ei formulering av Lynch m. fl. [19] som gir ein gradvis auking av lagdjupna. I resten av laga er djupna konstant.

I praksis vil det vere liten skilnad mellom kartestiske koordinatar og σ -koordinatar når modellområdet har flat botn og $\eta \ll H$.

Likningane i modellen blir løyste med endeleg differanse metodar. Gitteret er eit Arakawa C-gitter [22]. Storleiken på ei gittercelle er gitt ved $\Delta x \mathbf{i} + \Delta y \mathbf{j} + \Delta \sigma(x, y, t) \mathbf{k}$. Horisontalt er alle storleikane utanom dei horisontale hastigheitane lagt til sentrum i ei gittercelle. Dei horisontale hastigheitane er flytta ei halv gitterlengd som vist på Figur 2.1. Vertikalt ligg tettheten i sentrum av cella, mens den vertikale hastigheiten er gitt i øvre delen av cella.



Figur 2.1: Arakawa C-gitter. Ei horisontal celle til venstre og ei vertikal celle til høgre. Overflatenivået, η , og djupna, H , er kun gitt i øvste lag. Desse storleikane er gitt i samme punkt som den vertikale hastigheiten, w .

2.5 Numerisk løysing av likningane

Brukarmanualen til den numeriske modellen (BOM) [1] viser korleis dei ulike delane av likningane i Avsnitt 2.1 blir løyst numerisk. Dette kapittelet går gjennom dei viktigaste løysarane og ser på dei vala som er gjort.

2.5.1 Diffusjon og viskositet

Den horisontale diffusjonen og viskositeten er sett lik null, $A_H = 0$ og $A_M = 0$. Både diffusjon og viskositet er med på å glatte i område med store gradientar ved å ta ut energi av systemet. Fenomenet som skal studerast i denne oppgåva er karakterisert ved store gradientar, og det er ikkje ønskeleg at strukturane blir glatta ut i stor grad. I Avsnitt 3.9.5 vil vi sjå at diffusjon og viskositet likevel kjem inn via numerisk diffusjon.

Den vertikale diffusjonen og viskositeten står for vertikal blanding og kan ikkje neglisjerast. I forsøka utan vindstress blir det brukt ei enkel rutine som bygger på eit arbeid av Munk og Anderson [24]. Dersom væska er statisk ustabil, $\partial\rho/\partial z > 0$, set vi $K_H = K_{Hmax}$ og $K_M = K_{Mmax}$. Ved statisk stabil væske blir diffusjonen sett til minimumsverdiar, $K_H = K_{Hmin}$ og $K_M = K_{Mmin}$, der

$$K_{Hmin} = 1 \cdot 10^{-9}, \quad (2.49)$$

$$K_{Hmax} = 2 \cdot 10^{-4}, \quad (2.50)$$

$$K_{Mmin} = 2 \cdot 10^{-5}, \quad (2.51)$$

$$K_{Mmax} = 2 \cdot 10^{-2}, \quad (2.52)$$

I forsøka med vindstress på overflata, har vi gått over til ein meir komplisert og tidkrevjande rutine av Mellor og Yamada [21]. For forsøka utan vindstress på overflata som blir skildra i Kapittel 3, blei det gjort eit kontrollforsøk med rutinen til Mellor og Yamada. Dei to rutinane gir i dette tilfellet dei same resultatane, og den enklare rutinen til Munk og Anderson ser ut til å vere tilstrekkeleg for desse eksperimentane.

Effekten av vertikal diffusjon i Likning (2.7) og vertikal viskositet i Likning (2.8) og (2.9) blir løyste med fullt implisitte metodar. Koeffisientane K_H og K_M er definerte i sentrum av ei gittercelle. For impulslikningane må derfor viskositeten interpolerast til u - og v -punkt.

2.5.2 Jordas rotasjon

Strukturane vi ønsker å løyse opp har ein horisontal lengdeskala på omlag 10 km og forsøket er ikkje knytta til ein spesiell stad. Coriolisparameteren blir derfor sett konstant. Likningane blir løyste eksakt med v -hastigheitane interpolerte til u -punkt i likninga for u og u -hastigheitane interpolerte til v -punkt i likninga for v .

2.5.3 Indre trykk

Det indre trykket er den viktigaste drivkrafta i dette systemet. Samtidig er utrekninga av det indre trykket ofte eit problem i σ -koordinat modellar. I σ -koordinatar har det eksakte bidraget frå det indre trykket i Likning 2.8

$$\frac{gD^2}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) ds, \quad (2.53)$$

der $D = D(x, y, t) = H + \eta(x, y, z, t)$ er den dynamiske djupna og ρ_0 er ein referansettleik. Tettleiken må interpolerast til u -punkt (sjå Figur 2.1), og dersom det er store variasjonar i djupn kan dette gi store feil i utrekninga av det indre trykket. Med flat botn og liten overflateheving er det ikkje forventa at det blir problem i dette forsøket.

2.5.4 Overflatebølger

Modellen køyrer med dei same tidsskritt for alle rutinar. Med eksplisitte metodar, blir tidsstega avgrensa av CFL-kriteriet til dei hurtigaste modane. For å unngå dette blir gruntvatnslikningane diskretiserte med eit fullt implisitt skjema, og løysinga vil vere ubetinga stabil. Likningssystema blir løyste med Gauss Seidels iterative metode.

Avhengig av lengda på tidsstega vil dei raskaste prosessane blir filtrerte vekk av løysaren. I dette forsøket er Couranttalet ($C = \sqrt{2gH}\Delta t/\Delta x$) for overflatebølgene omlag 4 (Tabell 3.2 side 30). For dei indre modane, er Couranttalet avhengig av den reduserte gravitasjonen, $g' = g\Delta\rho/\rho_0$ slik at $C_i = \sqrt{2g'H}\Delta t/\Delta x \approx 0.03C$.

2.5.5 Adveksjon

Alle likningane i modellen er gitt på flux-form. Det vil seie at i alle ledd med adveksjon bruker vi Kontinuitetslikninga (2.2) til å skrive om likninga slik at

$$\mathbf{u} \cdot \nabla F = \nabla \cdot (\mathbf{u}F), \quad (2.54)$$

der F er storleiken som skal advekterast. Dette er nødvendig for at koden skal vere numerisk stabil.

I z -koordinatar kan adveksjon av momentum (2.8) og (2.9) og tettleik (2.7) skrivast som

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}F) = 0. \quad (2.55)$$

Her representerer F storleiken som skal advekterast. Ein typisk adveksjonshastigheit er hastigheiten til dei indre modane. Det tyder at Couranttalet, C_i , blir mindre enn ein, og løysinga blir stabil med eksplisitte skjema.

BOM bruker eit andre ordens TVD-skjema av Roe og Sweby [30]. Dette er eit skjema som veker løysning frå Oppstraumsmetoden og Lax-Wendroff. Lax-Wendroff er ein andre ordens metode som gir god nøyaktigheit i glatte område, men gir falske løysingar og svingingar nær store gradientar. Oppstraumsmetoden er kun av første orden i tid og rom og er svært diffusiv, men gir ingen falske løysingar eller svingingar i samanheng med store gradientar. Vektinga går derfor mot Lax-Wendroff i glatte område og Oppstraumsmetoden der det er store gradientar.

2.5.6 Vindstress

For å rekne ut vindstresset, $\boldsymbol{\tau}_0$, må vi definere vindhastigheiten $\mathbf{U}_W = U_W \mathbf{i} + V_W \mathbf{j}$ i 10 m over havet. Vindstresset er gitt som

$$\boldsymbol{\tau}_0 = \rho_a C_D |\mathbf{U}_W| \mathbf{U}_W, \quad (2.56)$$

der ρ_a er tettleiken til luft og C_D er drag koeffisienten gitt som

$$C_D = 1.2 \cdot 10^{-3} \quad (2.57)$$

dersom $\sqrt{U_W^2 + V_W^2} < 11 \text{ m/s}$, og som

$$C_D = (0.49 + 0.065 |U_W|) \cdot 10^{-3} \quad (2.58)$$

dersom $\sqrt{U_W^2 + V_W^2} \geq 11 \text{ m/s}$. For å unngå rykk dersom vinden blir lagt på plutselig, så skrur vi opp vinden i løpet av dei 12 første timane.

2.5.7 Energirekneskap

For å gjere rekneskap med dei ulike energitypane i systemet, integrerer vi likningane (2.36), (2.37) og (2.38) der det blir sett bort frå energien som vinden fører ned i systemet og dissipasjonen gitt i likningane (2.42), (2.43), og (2.44). Eit overslag over dissipasjonen i systemet blir rekna ut frå dissipasjonsleddet i energilikninga for den totale energien, Likning (2.25). Også energien som vinden fører ned i systemet blir rekna ut frå denne likninga.

Det vil alltid førekome numerisk diffusjon i numeriske modellar. Integrasjon av Likning (2.34) og Likning (2.35) gir den målte middelkinetiske energien og eddykinetiske energien i systemet til ei kvar tid. Denne utrekninga vil ta med både energien som vinden har ført ned i systemet, dissipasjonen og den numeriske diffusjonen. Ved å samanlikne dette med rekneskapet for energien som er gitt ovanfor, kan vi gi eit overslag over den numeriske diffusjonen i systemet.

2.5.8 Overflatemateriale

Overflatematerialet fungerer som passive spor i overflata. For å flytte partiklane i overflata, bruker vi Lagrange-skildring av problemet. Dette er ei partikkelskildring. Her blir det fordelt n partiklar i kvar gittercelle i starten. Kvar partikkel er merka som $\mathbf{X}(i) = X(i)\mathbf{i} + Y(i)\mathbf{j}$. Partiklane blir flytta med likninga

$$\frac{d\mathbf{X}(i)}{dt} = \mathbf{V}(i), \quad (2.59)$$

der $\mathbf{V}(i)$ er den Lagrangske hastigheiten i punktet $\mathbf{X}(i)$. Den Lagrangske hastigheiten finn vi ved å interpolere dei Eulerske hastigheitane i dei omkringliggjande gitterpunkta til partikkelen $\mathbf{X}(i)$. Interpolasjonen er vekta etter kva gitterpunkt partikkelen ligg nærast. Likninga blir løyst med framover differanse.

Vi har også forsøkt med ei Eulersk skildring av materialet i overflata til å advektere partiklane ved hjelp av den horisontale delen av Likning (2.55), der F representerer tettleiken av overflatemateriale i eit punkt. Metoden for å løyse denne likninga er den same som blir skildra i Avsnitt 2.5.5. Dette gav dei same resultata som ved Lagrange-skildring, og vi vil ikkje studere dette nærare.

Kapittel 3

Danning av kvervlar og frontar

3.1 Innleiing

I dette kapittelet vil vi gå inn på korleis dei observerte kvervlane som vart skildra i Kapittel 1 blir danna. Eldevik og Dysthe [5] viser i sitt arbeid at det kan bli danna kvervlar på sub-mesoskala i samanheng med frontar og danning av frontar. Instabilitetar i samanheng med frontar er også utgangspunktet for Wang [33] som ser på danning av kvervlar og frontar på ein noko større skala. I dette prosjektet bruker vi den samme starttilstanden som Wang har brukt. Starttilstanden er skildra i Avsnitt 3.2.

For å kunne skildre danning av kvervlar og frontar er det nødvendig å gå grundigare inn på definisjonane av desse fenomena. I Avsnitt 3.4 ser vi på karakteristikkar ved kvervlar og definerer kvervling og likninga for kvervlinga. Potensiell kvervling er ein storleik som er konservert for kvar partikkel. I Avsnitt 3.5 vil vi definere denne storleiken og vise at den er konservert.

Kvervlane som er observert på nedre skala er dominert av syklon kvervling. Det er vanleg å forklare denne asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar ved hjelp av potensiell kvervling. Dette vil bli gjennomgått i Avsnitt 3.8. I Avsnitt 3.6 vil vi sjå på karakteristikkar ved ein front. For å forstå dei fysiske prosessane, vil vi studere likningane analytisk. I Avsnitt 3.6 blir det derfor sett på forenklingar av dei (“fulle”) primitive likningane som den numeriske modellen bruker.

Proessen der det blir danna frontar blir ofte kalla frontogenese. Fedorov [6] deler dei ulike faktorane som styrer denne prosessen inn i to hovedgrupper, 1) ytre faktorar og 2) indre faktorar. Den første gruppa inkluderer påverknad frå vind, utveksling av varme og fukt mellom havet og atmosfæren, deformasjonsfelt og tidevatnsfenomen. Dei indre faktorane er prosessar som avhenger av dynamikken i systemet, skiktninga i havet før fronten har blitt danna og påverknaden frå ein assosiert jet. Desse faktorane inkluderer barotrop og baroklin instabilitet. I samanheng med instabilitetsprosessane vil det bli danna kvervlar.

Denne oppgåva vil først og fremst undersøke prosessar som er skapt av dei indre faktora-

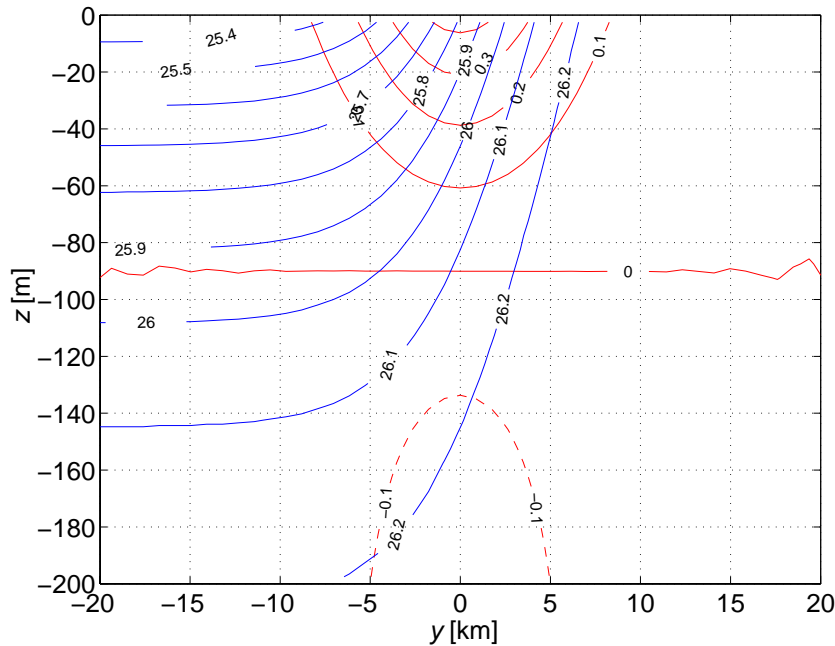
ne. I Avsnitt 3.7 gjennomgår vi barotrop og baroklin instabilitet og knyter det opp mot resultat av eksperiment.

Danning av frontar og kvervlar i samanheng med instabilitetane blir studert i Avsnitt 3.9. Her blir det teke utgangspunkt i resultatata frå dei numeriske eksperimenta.

I Kapittel 4 ser vi på vinden sin påverknad på danning av ein front, men då i samanheng med at dei indre faktorane for at ein front skal bli danna framleis er til stades.

3.2 Starttilstand

Starttilstanden er henta frå ein artikkel av Wang [33]. Ei svak skiktning er i geostrofisk balanse med ein vid jet som strøymer uniformt i x -retning. Sjå Figur 3.1 der x -aksen peiker ut av arket. Alle eksperimenta i prosjektet har den samme starttilstanden.



Figur 3.1: Figuren viser hastigheitskonturar og isopyknalar i eit vertikalt snitt av kanalen. Hastigheiten (raude konturar) er gitt i m/s, mens tettleiken (blå konturar) er gitt i σ_t . I starten er systemet uniformt i x -retning.

Tettleiken er gitt ved

$$\rho(y, z) = \rho_0 - \frac{\Delta_h \rho}{2} \left[1 - \tanh\left(\frac{y}{L_0}\right) \right] \exp\left(\frac{z}{H_0}\right) \quad (3.1)$$

der ρ_0 er ein referansetettleik og $\Delta_h \rho$ er horisontale tettleiksdifferansen når y går frå $-\infty$ til ∞ . Halvvidda til jeten er gitt ved L_0 og H_0 er djupna ned til der hastigheiten i jeten

f	g	H_0	L_0	U_0	$\Delta\eta$	$\Delta_v\rho$	$\Delta_h\rho$	ρ_0
[1/s]	[m/s ²]	[m]	[km]	[m/s]	[cm]	[σ_t]	[σ_t]	[σ_t]
10^{-4}	9.81	90	6	0.45	5.5	0.3	1.0	1026.3

Tabell 3.1: Tabellen viser ulike verdier til systemet i starttilstanden. Coriolisparameteren er gitt ved f , g er tyngdas aksellerasjon, H_0 er djupna til jeten, L_0 er halvvidda til jeten, U_0 er maksimalhastigheiten, $\Delta\eta$ er den totale skilnaden i overflatenivå, $\Delta_v\rho$ er den vertikale tettleiksvariasjonen, $\Delta_h\rho$ er den horisontale tettleiksvariasjonen og ρ_0 er ein referansetettleik. Einingane er gitt i hakeparentesar.

er null. Den frie overflata, $z = \eta$, har samme horisontale profil som tettleiken,

$$\eta(y) = -\frac{\Delta\eta}{2} \tanh\left(\frac{y}{L_0}\right) \quad (3.2)$$

med $\Delta\eta$ som forskjell i overflatenivå når y går frå $-\infty$ til ∞ .

I ei væske i geostrofisk balanse blir trykket i væska balansert mot Coriolis aksellerasjonen. Geostrofisk balanse er gitt som

$$-fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{og} \quad (3.3)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (3.4)$$

Saman med likninga for trykket, Likning 2.12 gir dette hastigheitsfeltet

$$U(y, z) = -\frac{g}{f2L} \left[\Delta\eta - \frac{\Delta_h\rho}{\rho_0} H \left(1 - \exp\left(\frac{z}{H_0}\right) \right) \right] \cosh^{-2}\left(\frac{y}{L_0}\right). \quad (3.5)$$

Maksimumshastigheten i jeten er $U_0 = U(0, 0) = g\Delta\eta/(f2L_0)$. Under $z = H_0$ får vi ein svak jet som strøymer i motsatt retning av jeten i det øvre laget. Dei ulike verdiane er gitt i tabell 3.1. Her inngår det også ein vertikal tettleiksdifferanse, $\Delta\rho_v$. Dette er den vertikale tettleiksdifferansen frå $z = 0$ og ned til $z = -H_0$ målt i sentrum av jeten. Grunnen til vi har valgt dette målet på den vertikale tettleiksdifferansen vil vi kome tilbake til i Avsnitt 3.9.1.

Dei karakteristiske storleikane for den initielle tilstanden har blitt forandra noko i forhold til storleikane gitt i teksten hjå Wang. Dette har blitt gjort fordi storleikane i teksten ikkje gir eit system i geostrofisk balanse, men at systemet har fått tilpassa seg geostrofisk balanse før systemet vart perturbert. Vår modell byggjer på storleikane som er gitt i Figur 1 i artikkelen til Wang der systemet har fått tilpassa seg geostrofisk likevekt.

	t	Δt	λ	L	H	Δ	K	C	C_i
	[d]	[s]	[km]	[km]	[m]	[m]	-	-	-
F1	10	60	28	162	200	880	40	4.3	0.13
F2	10	60	60	162	200	880	40	4.3	0.13

Tabell 3.2: Numeriske storleikar for forsøk F1 og F2.

3.3 Skildring av eksperimenta

Det har blitt utført to eksperiment som blir skildra i dette kapittelet, F1 og F2. Begge eksperimenta har horisontal gitteravstand $\Delta = \Delta x = \Delta y = 880$ m og $K=40$ gitterceller vertikalt med konstant gitteravstand. Tidssteget $\Delta t = 60$ s er det samme for alle rutinar i modellen, og køyringane går over 10 dagar. Den dynamiske djupna er gitt ved $D = H + \eta(x, y, t)$ med $H = 200$ m, og vidda på kanalen er gitt ved $L = 162$ km. Stabiliteten til eksplisitte numeriske skjema er bestemt av Couranttallet C gitt ved

$$C = \sqrt{N} \frac{c \Delta t}{\Delta}, \quad (3.6)$$

der N er talet på dimensjonar og $c = \sqrt{gH}$ er fasefarten til bølgiene. For dei indre modane er Couranttallet gitt som C_i med $c_i = \sqrt{g'H}$ som eit mål på fasefarten til dei indre modane. Stabilitet av eksplisitte skjema krev at $C \leq 1$. For gravitasjonsbølgiene følgjer det at $C = 4.3$, mens dei indre bølgiene har eit Courantttall $C_i = C \sqrt{\Delta_h \rho / \rho_0} = 0.03C = 0.13$. Prosessar som har $C > 1$ blir løyste implisitt.

Kanallengda er ulik i dei to forsøka. Forsøk F1 tek utgangspunkt i eit estimat av Eldevik og Dysthe med $\lambda = 28$ km. Forsøk F2 tek utgangspunkt i estimatet til Wang [33] med $\lambda = 60$ km. Resultata av desse vala blir gjennomgått i Avsnitt 3.9.1. Dei ulike storleikane er oppsummerte i Tabell 3.2.

3.4 Kvervling

Cushman-Roisin [3] definerer ein kvervel som ein lukka sirkulasjon som er relativt stabil i forhold til tida det tek for ein partikkel i kvervelen å gå ein runde. Ein kvervel som roterer mot klokka blir definert som ein sykklon på den nordlege halvkule og som ein antisyklon på den sørlege. Det er omvendt for kvervlar med rotasjon mot klokka.

I dette avsnittet vil vi sjå på kvervlinga og likninga for forandringa av kvervlinga for ein partikkel. Gjennomgangen byggjer på Kundu [16].

Relativ kvervling er definert som

$$\boldsymbol{\xi} = \nabla \times \mathbf{u} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} = \xi \mathbf{i} + \eta \mathbf{j} + \zeta \mathbf{k}. \quad (3.7)$$

Impulslikningane, Likning (2.8) og Likning (2.9), og hydrostatisk balanse, Likning (2.10), er forenklingar av Navier Stokes likningar som på vektorform utan viskositet kan skrivast

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla \rho - g\mathbf{k}, \quad (3.8)$$

der D/Dt er den materielt deriverte og \mathbf{k} er einingsvektoren i z -retning.

Ved å ta kvervlinga til Likning (3.8) og nytte at væska er divergensfri, Likning (2.1), får vi likninga for kvervlinga

$$\frac{D}{Dt} (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) = (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{B} \quad \mathbf{B} = -\nabla \times \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p. \quad (3.9)$$

Her er $\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}$ den absolutte kvervlinga. Venstre side av Likning (3.9) representerer forandringa av kvervlinga når vi følgjer eit væskeelement. Det første leddet på høgre side av likninga, $(\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ representerer forandring av kvervlinga på grunn av strekking og dreining av kvervellinjer.

I barotrope strømnningar er trykket kun ein funksjon av tettleiken, $p = p(\rho)$. Då vil $\nabla \rho$ og ∇p vere parallelle og det andre leddet i likninga gir ikkje bidrag. I væsker der rørsle er baroklin, vil det barokline leddet, \mathbf{B} , generere kvervling. Kundu [16] gir ein grundigare gjennomgang av stoffet.

La U og W vere forholdsvis karakteristisk horisontal og vertikal hastigheit, L ei karakteristisk horisontal lengde, og H ei karakteristisk djupn slik at $H \ll L$. Ved hjelp av dette kan vi sjå nærare på relevansen av dei enkelte ledda i Likning (3.7). Kontinuitetslikninga (2.2) gir at $W \sim UH/L \ll U$. Vi får då at det andre leddet i \mathbf{i} -komponenten av kvervlinga $\partial v/\partial z \sim U/H$, mens det første leddet $\partial w/\partial y \sim UH/L^2 = (H^2/L^2)(U/H) \ll U/H$, og $\partial w/\partial y$ vil vere neglisjerbar. Av same grunn kan vi neglisjere leddet $\partial w/\partial x$ i \mathbf{j} -komponenten av kvervlinga. Den relative kvervlinga tek då formen

$$\boldsymbol{\xi} = -\frac{\partial v}{\partial z} \mathbf{i} + \frac{\partial u}{\partial z} \mathbf{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k}. \quad (3.10)$$

Under Boussinesq tilnærming forsvinn z -komponenten av baroklinitetsleddet, \mathbf{B} i Likning (3.9). Når vi skal sjå på kvervlar som blir danna i havoverflata, vil vi studere den vertikale komponenten av kvervlinga, ζ . Forandringa av denne under Boussinesq tilnærming blir dermed styrt av

$$\frac{D\zeta}{Dt} = (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla w. \quad (3.11)$$

Høgre side av denne likninga vil vere dominert av $(\zeta + f)\partial w/\partial z$. Sidan væska er divergensfri, Likning (2.1), følgjer det at horisontal konvergens, $\nabla_h \cdot \mathbf{u} < 0$, medfører auke i den vertikale kvervlinga, mens horisontal divergens, $\nabla_h \cdot \mathbf{u} > 0$, medfører eit minke i den vertikale kvervlinga.

Ut i frå likningane for kvervling, har kvervlinga inga øvre eller nedre skranke. I Avsnitt 3.8 finn vi ei nedre skranke for kvervlinga. For å kome fram til desse likningane har vi sett bort frå viskositeten i væska. I praksis vil viskositeten sørge for at kvervlinga ikkje kan vekse uavgrensa.

3.5 Potensiell kvervling

Dette avsnittet tek for seg konservering av potensiell kvervling for barokline og barotrope væsker. For barokline væsker bygger gjennomgangen på eit arbeid av P. Müller [20]. For barotrope væsker nemner vi først og fremst resultatata. Gjennomgangen av dette kan ein til dømes finne i [16].

Likninga for kvervlinga er gitt ved Likning (3.9)

$$\frac{D}{Dt} (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) = (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{B} \quad \text{og} \quad \mathbf{B} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p. \quad (3.12)$$

La Ψ vere ein konservert eigenskap ved eit væskeelement,

$$\frac{D\Psi}{Dt} = 0. \quad (3.13)$$

Frå Likning (3.12) og (3.13) følgjer det då at

$$\frac{Dq}{Dt} = J(p, \rho, \Psi), \quad (3.14)$$

der

$$q = (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla \Psi \quad \text{og} \quad (3.15)$$

$$J(p, \rho, \Psi) = \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) \cdot \nabla \Psi. \quad (3.16)$$

Dersom vi ser bort frå diffusjon, har vi i vårt system at massen til eit vêskeelement er konservert

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0. \quad (3.17)$$

Ved å velje $\Psi = \rho$ vil bidraget frå det barokline leddet i Likning (3.14) gitt ved Likning (3.16) forsvinne, og vi står att med

$$\frac{Dq}{Dt} = 0. \quad (3.18)$$

For ei baroklin vêske er storleiken potensiell kvervling definert som

$$Q = \frac{-(\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k})}{\rho_0} \cdot \nabla\rho, \quad (3.19)$$

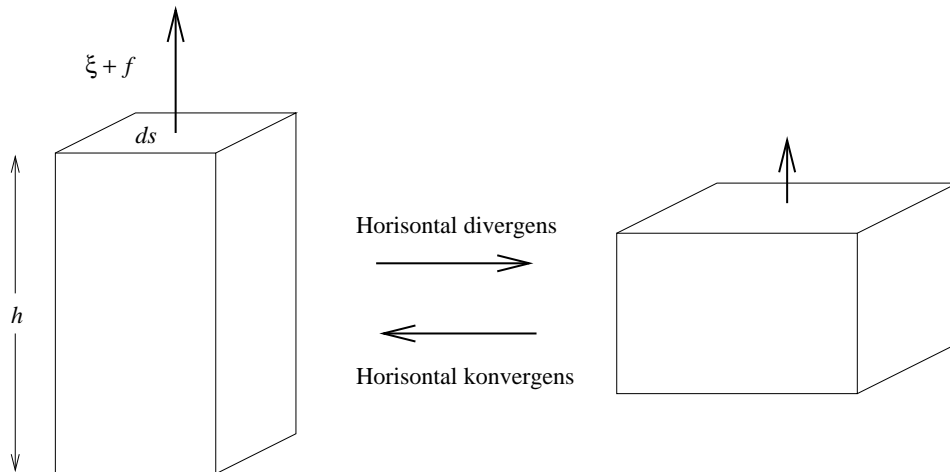
der ρ_0 er ein referansetettleik. Storleiken blir kalla Ertels potensielle kvervling (Ertel, 1942). Det følgjer frå Likning (3.18) at

$$\frac{DQ}{Dt} = 0. \quad (3.20)$$

For barotrope vêsker vil trykkflater og tettleiksflater vere samanfallande slik at baroklinitetsleddet i Likning (3.12) ikkje gir bidrag. Dersom kvart av tettleikslaga blir rekna som homogene, tek konservering av potensiell energi formen

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\zeta + f}{h} \right) = 0, \quad (3.21)$$

der $(\zeta + f)$ er den vertikale kvervlinga og h er høgda til eit tettleikslag. Likningane som ligg til grunn er dei såkalla gruntvatnslikningane. I motsetning til for Ertels potensielle kvervling, er Likning (3.21) avhengig av at kvervlinga kun har ein komponent på tvers av eit tettleikslag. Likninga viser at strekking av vêskeelement medfører ein auke i den potensielle kvervlinga, mens samanpressing medfører det motsatte. Dette er vist i Figur (3.2). Figuren viser også at horisontal divergens medfører samanpressing av vêskekolonner og minke i kvervlinga, mens horisontal konvergens medfører strekking av vêskekolonner og auke i kvervlinga. For barokline vêsker viser Ertels potensielle kvervling at det same vil skje dersom vi tar omsyn til retninga til kvervlinga i forhold til skiktninga i vêska.



Figur 3.2: Konservering av potensiell kvervling, $(\xi + f)/h$, for eit v eskeelement.

3.6 Frontar

Der to v esker med ulike v eskeegenskapar m otest, blir det danna ei lokal overgangssone. Denne sona er karakterisert ved sterke horisontale gradientar over eit relativt smalt område samanlikna med resten av v eskemassane. Eit slikt område med forsterka gradientar i ulike v eskeegenskapar blir kalla ein front. Det har blitt lagt mykje arbeid ned i   finne ein dekkande definisjon av ein front. Fedorov [6] gir ei oversikt over dette arbeidet. Definisjonen som er brukt her er henta fr  [3].

Avsnitt 3.2 gir starttilstanden for fors oka i denne rapporten. Figur 3.1 viser eit vertikalt snitt p  tvers av kanalen. V eska er vertikalt og horisontalt skikta. Den horisontale skiftinga er st rst i overflaten med ein tettleiksforandring p  omlag $0.06 \sigma_t/\text{km}$. I f lgje Fedorov ligg den horisontale tettleiksvariasjonen over ein front mellom 0.1 og $10 \sigma_t/\text{km}$, slik at skiktninga i starten er for svak til   kallast ein front. Breidda p  tvers av fronten kan variere mellom 10 m og 10 km, og tettleiksvariasjonen er fr  0.1 – $10 \sigma_t$.

Den numeriske modellen som er skildra i Kapittel 2 blir styrt av dei primitive r rslelikningane der hydrostatisk og Boussinesq tiln rming er dei viktigaste f resetnadane som er teke. For   studere prosessane analytisk, er det n dvendig   gjere fleire forenklingar som gjeld for frontar.

3.6.1 Geostrofisk tilnærming

I starten er systemet i geostrofisk balanse. Dei geostrofiske likningane er gitt ved

$$-fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \text{ og} \quad (3.22)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (3.23)$$

Ved å derivere dei geostrofiske likningane med omsyn på z og nytte likninga for hydrostatisk balanse, (2.10), kan dette skrivast om til dei såkalla termalvindlikningane

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{g}{\rho_0 f} \frac{\partial \rho}{\partial x} \text{ og} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g}{\rho_0 f} \frac{\partial \rho}{\partial y}. \quad (3.25)$$

Føresetnaden for denne forenklinga av dei primitive likningane, er at Coriolis akselerasjonen dominerer dei andre akselerasjonsledda. Dette kan uttrykkast ved det temporære Rossbytalet, Ro_T , som viser forholdet mellom lokal akselerasjon og Coriolis akselerasjon og ved Rossbytalet, Ro , som viser forholdet mellom dei ikkje-lineære adveksjonsledda og Coriolis akselerasjonen.

$$Ro_T = \frac{U/T}{fU} = \frac{1}{fT} \ll 1 \text{ og} \quad (3.26)$$

$$Ro = \frac{U^2/L}{fU} = \frac{U}{fL} \ll 1, \quad (3.27)$$

der U er ein karakteristisk horisontal hastigheit, T er tidsskala, L er horisontal lengdeskala, og f er Coriolis akselerasjonen. Den horisontale delen av hastigheiten $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$ står perpendikulært på tettleiksgradientane, $\nabla p = \partial p/\partial x\mathbf{i} + \partial p/\partial y\mathbf{j}$. For ei skikta væske medfører dette ingen vertikal forflytting av tettleiksflatene, ingen perturbasjonar av trykket og dermed ingen krefter som fører systemet bort frå den initielle tilstanden. Seinare i dette kapittelet vil vi sjå at dette ikkje er tilfellet for vårt system, og nokre av dei neglisjerte ledda må vera viktige for prosessen.

3.6.2 Kvasigeostrofisk tilnærming

For at likningane skal vise viktige prosessar, må dei innehalde både den lokale akselerasjonen og dei ikkje-lineære ledda. Forenklingane som skal gjerast krev at systemet er i ein nær-geostrofisk tilstand. Dette blir ofte kalla *kvasigeostrofisk tilnærming*. Likningane vi kjem fram til blir kalla dei kvasigeostrofiske likningane. Framstillinga bygger på Cushman-Roisin [3].

Den lokale akselerasjonen og dei ikkje-lineære adveksjonsledda blir framleis rekna som små samanlikna med Coriolis akselerasjonen, men ikkje neglisjerbare. I desse ledda i dei primitive likningane blir derfor den horisontale hastigheiten erstatta med den geostrofiske hastigheiten frå Likning (3.22) og (3.23). Operatoren $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ blir erstatta med $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_g \cdot \nabla$, der \mathbf{u}_g er den geostrofiske hastigheiten. Trykket blir erstatta med straumfunksjonen som $p = \rho_0 f \Psi$. I dei horisontale impulslikningane gir dette

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial t} - \frac{1}{f} J \left(\Psi, \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \text{ og} \quad (3.28)$$

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial t} - \frac{1}{f} J \left(\Psi, \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right), \quad (3.29)$$

der $J(a, b) = \partial a / \partial x \partial b / \partial y - \partial b / \partial x \partial a / \partial y$ er Jacobideterminanten.

Ved å innføre dette i kontinuitetslikninga, Likning (2.1), får vi

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{f} \left[\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + J \left(\Psi, \nabla^2 \Psi \right) \right], \quad (3.30)$$

der $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ er den todimensjonale Laplace operatoren.

Når ein front blir danna, vil dei ageostrofiske hastigheitane på tvers av fronten vekse opp, mens hastigheiten langs fronten framleis vil vere tilnærma geostrofisk. I den kvasigeostrofiske tilnærminga er hastigheitane i den advektive operatoren blitt tilnærma med dei geostrofiske hastigheitane. Denne tilnærminga vil ikkje vere tilstrekkeleg for å skildre dei fysiske prosessane. På tvers av fronten er det nødvendig å behalde den fulle advektive operatoren.

I det følgjande avsnittet blir likningane spesielt tilpassa system med frontale strukturar. Denne forenklinga av likningane blir kalla *semigeostrofisk tilnærming*.

3.6.3 Semigeostrofisk tilnærming

På grunn av eigenskapane ved frontar, må vi i semigeostrofisk teori skilje mellom hastigheitar og lengdeskala langs fronten og på tvers av fronten når dei primitive likningane skal forenklast. I forhold til våre eksperiment passer det å la x -aksen gå langs fronten, mens y -aksen ligg på tvers av fronten. Vi lar forholdsvis L_x og U vere karakteristisk lengdeskala og hastigheit langs fronten, mens L_y og V er lengdeskala og hastigheit på tvers av fronten. Denne forenklinga av dei primitive likningane byggjer på at lengdeskalaen på tvers av fronten er mykje mindre enn langs fronten, $L_y \ll L_x$, og tilsvarande for dei horisontale hastigheitane, $V \ll U$. Vidare reknar ein at $1/T \sim V/L_y \leq U/L_x$ der T er ei karakteristisk tid. Dette gir at

$$\frac{1}{f_u} \frac{Dv}{Dt} \sim \left(\frac{V}{U}\right)^2 \frac{U}{fL_y} \text{ og} \quad (3.31)$$

$$\frac{1}{fv} \frac{Du}{Dt} \sim \frac{U}{fL_y}. \quad (3.32)$$

I dei geostrofiske likningane vart effekten av den lokale og den advektive akselerasjonen neglisjert fordi Rossby-tallene var små, Likning (3.26) og (3.27). For sterke frontar vil Rossby-tallene auke slik at $U/fL_y = O(1)$, og den fulle akselerasjonen langs fronten må behaldast ut i frå Likning (3.32). Likning (3.31) viser at akselerasjonen på tvers av fronten er neglisjerbar. Dei semigeostrofiske impulslikningane tek formen

$$u = u_g = -\frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial y} \text{ og} \quad (3.33)$$

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3.34)$$

der u_g er den geostrofiske hastigheiten langs fronten.

Det er vanleg å dele hastigheiten på tvers av fronten inn i ein geostrofisk del og ein ageostrofisk del, $v = v_g + v_a$, slik at

$$v_g = \frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial x} \text{ og} \quad (3.35)$$

$$v_a = \frac{1}{f} \frac{Du}{Dt} = \frac{1}{f} \frac{Du_g}{Dt}. \quad (3.36)$$

Desse likningane blir brukt i analytiske studie av frontar. Den numeriske modellen bruker derimot dei fulle primitive likningane. I Avsnitt 3.8 vil vi bruke dei semigeostrofiske likningane til å sjå på effekten av den ageostrofiske delen av hastigheiten.

3.7 Instabilitetar i samanheng med frontar

Dersom perturbasjonar av ei væske veks med middeltilstanden som energikjelde, vert væska kalla ustabil. Ein skiljer mellom to typar instabilitetar avhengig av energikjelda; barotrop og baroklin instabilitet. Orda “barotrop” og “baroklin” viser ikkje til strukturen av væska, og barotrope instabilitetar kan oppstå i væsker med baroklin rørsle. I Avsnitt 3.7.1 og 3.7.2 vil vi ta for oss dei to typane instabilitetar før vi i Avsnitt 3.7.3 ser på kva typar instabilitet systemet i dei numeriske eksperimenta er dominert av.

3.7.1 Barotrop instabilitet

I Avsnitt 2.2.2 gjekk vi gjennom energiovergangar mellom ulike energitypar. Den totale energien vart delt inn i middelkinetisk energi, MKE , som er den kinetiske energien til middelstraumen, eddykinetisk energi, EKE , som er den kinetiske energien til perturbasjonane, og potensiell energi, PE . Barotrop instabilitet er karakterisert ved ein overgang frå MKE til EKE gitt ved

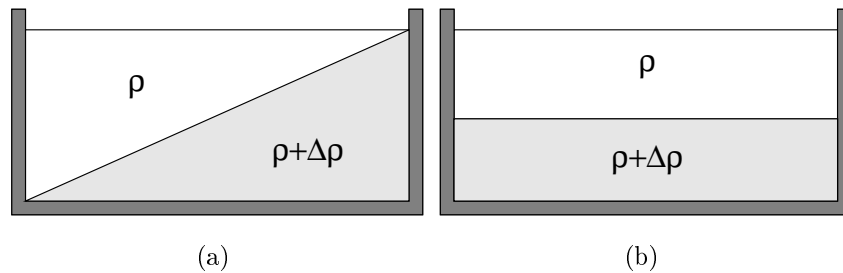
$$C(MKE, EKE) = -\lambda \int \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h v'} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_h}{\partial y} dydz - \lambda \int \rho_0 \overline{\mathbf{u}'_h w'} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_h}{\partial z} dydz. \quad (3.37)$$

Barotrop instabilitet blir også kalla ein skjærinstabilitet fordi den er avhengig av hastighetsskjæret til middelstraumen, $\partial \overline{\mathbf{u}}_h / \partial y$ og $\partial \overline{\mathbf{u}}_h / \partial z$. Det første leddet på høgre side av likninga er avhengig av dei horisontale “Reynholdsspenningane” og det horisontale hastighetsskjæret. Det andre leddet på høgre side er avhengig av dei vertikale Reinholdsspenningane og det vertikale hastighetsskjæret, og er av typen Kelvin-Helmholtz instabilitet. Cushman-Roisin gir ein grundigare gjennomgang av Kelvin-Helmholtz instabilitetar i [3].

3.7.2 Baroklin instabilitet

Ei skikka væske i geostrofisk og hydrostatisk balanse, oppfyller termalvindlikningane (3.24) og (3.25). Horisontale tettleiksgradientar eller skråstilte tettleiksflatar blir balansert mot eit vertikalt hastighetsskjær.

Tyngdepunktet i ei væske med horisontale tettleiksgradientar, sjå Figur 3.3 (a), vil alltid ligge høgare enn i ei væske der tettleiksgradienten kun har ein vertikal komponent som i Figur 3.3 (b) og den potensielle energien vil vere på eit minimum. I denne tilstanden vil væska vere i ro og den kinetiske energien null slik at energien i væska er på eit minimumsnivå. Skilnaden mellom den reelle potensielle energien i væska og den som væska vil ha om den kun har vertikale tettleiksgradientar med lett over tungt vatn, vert kalla tilgjengeleg potensiell energi. Ei væske som er horisontalt skikka vil derfor ha tilgjengeleg potensiell energi, og det er sjanse for instabilitetar.



Figur 3.3:

Forandringa av kvervlinga er gitt ved Likning (3.9). Dersom væska er baroklin, vil leddet

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p, \quad (3.38)$$

generere kvervling fordi trykkgradientane og tettleiksgradientane ikkje er samanfallande.

Mens barotrop instabilitet får energi frå den kinetiske energien til middelstraumen, er energikjelda til baroklin instabilitet tilgjengeleg potensiell energi assosiert med dei horisontale tettleiksgradientane i ei skikta væske. Partiklane vil drive opp eller synke ned alt etter kva tettleik partiklane rundt har. Overgangen frå potensiell energi til eddykinetisk energi er gitt som

$$C(PE, EKE) = -\lambda \int \overline{\rho' w' g} dy dz. \quad (3.39)$$

Ein partikkel som er omgitt av partiklar med høgare tettleik slik at $\rho' < 0$, vil oppleve oppdrift ($w' > 0$). På samme måte vil ein partikkel som er omgitt av partiklar med lågare tettleik ($\rho' > 0$) synke ned ($w' < 0$). Begge tilfella vil føre til at $C(PE, EKE) > 0$ og vi får overføring frå potensiell energi til eddykinetisk energi.

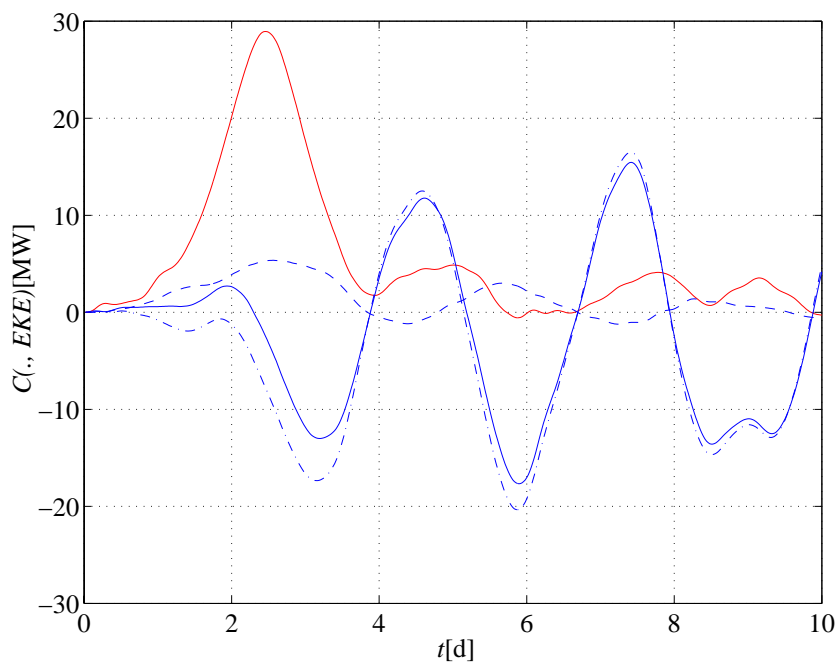
3.7.3 Diagnosar av energiovergangar

Starttilstanden til modellen som er brukt i prosjektet er ei kontinuerleg skikta væske med horisontalt og vertikalt hastighetsskjær som vist i Figur 3.1. Det er derfor ikkje eintydig om prosessen er dominert av baroklin eller barotrop instabilitet.

Kvervlane som er observerte har ein diameter på omlag 10 km. Munk m. fl. [23] hevdar at det kan bli danna kvervlar som eit resultat av barotrop instabilitet. Wang [33] analyserer energiovergangar og får at prosessen i starten er dominert av baroklin instabilitet.

Figur 3.4 viser overgangen frå middelkinetisk energi til eddykinetisk energi, $C(MKE, EKE)$, og overgangen frå potensiell energi til eddykinetisk energi, $C(PE, EKE)$. Overgangen

$C(MKE, EKE)$ er delt inn i ein horisontal komponent som svarar til det første leddet på høgre side av Likning (3.37) og ein vertikal komponent som svarar til det andre leddet på høgre sida av likninga. Frå Avsnitt 3.7.1 og 3.7.2 har vi at barotrop instabilitet er karakterisert ved $C(MKE, EKE) > 0$, mens baroklin instabilitet er karakterisert ved $C(PE, EKE) > 0$. Den barotrope instabiliteten blir ofte inndelt i ein Rayleigh-type instabilitet som kjem av det vertikale hastighetsskjæret, $\partial \bar{u}_h / \partial z$, og ein Kelvin-Helmholtz type instabilitet som kjem av det horisontale hastighetsskjæret, $\partial \bar{u}_h / \partial y$. Eksperimentet er køyrt i 10 dagar.



Figur 3.4: Figuren viser energiovergangar frå middelkinetisk energi til eddykinetisk energi, $C(MKE, EKE)$, ved hjelp av blå heiltrukken linje. Overgang frå potensiell energi til eddykinetisk energi, $C(PE, EKE)$ er gitt ved den raude linja. Overgangen frå middelkinetisk energi er inndelt i bidraget frå dei horisontale “Reynoldsspenningane” gitt ved blå prikk og stipla linje, mens bidraget frå dei vertikale “Reynoldsspenningane” er gitt ved blå stipla linje. Eininga på x -aksen er dagar, mens y -aksen er gitt i megawatt.

Figuren viser at dynamikken i dei tre første dagane av køyringa er styrt av baroklin instabilitet. I Avsnitt 3.9.3 og 3.9.2 vil vi sjå at dette er den delen av prosessen der dei første og dominerande kvervlane og frontane blir danna. Dette tyder på at dei observerte syklonane som vart skildra i Kapittel 1 kan vere eit resultat av baroklin instabilitet i samanheng med horisontal og vertikal skiktning som vart skildra i Avsnitt 3.7.2.

Energiovergangen mellom middelkinetisk energi og eddykinetisk energi i denne delen av prosessen er negativ slik at middelstraumen faktisk får energi frå kvervlane. Denne delen av prosessen ser vi meir på i Avsnitt 3.9.4.

Etter dei tre første dagane veks dei ikkje-lineære ageostrofiske ledda opp og prosessen blir meir komplisert med sekundære kvervlar. I denne delen av prosessen er overgangen frå

potensiell energi liten, mens $C(MKE, EKE)$ veks. Overgangen frå middelkinetisk energi er mykje mindre enn overgangen frå potensiell energi i starten, og veksten i kvervlane vil ikkje vere så sterk. Overgangen frå middelkinetisk energi går dessutan i periodar med ein periodisitet på omlag tre dagar slik at systemet varierer mellom $C(MKE, EKE) > 0$ og $C(MKE, EKE) < 0$. Går vi inn på dei to ulike typane barotrop instabilitet ser vi at det er bidraget frå dei horisontale Reinholdsspenningane og det horisontale hastigheits-skjæret som dominerer.

3.8 Asymmetri mellom syklonar og antisyklonar

Dei observerte kvervlane som vart skildra i Kapittel 1 har syklon kvervling. I dette avsnittet vil vi forklare dette matematisk og sjå kva som fører til denne asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar.

I starten er systemet i geostrofisk balanse. Etter at systemet blir perturbert, viser Avsnitt 3.9.3 og 3.9.2 at det blir danna ein front som bølger seg og etter kvart bryt opp og dannar kvervlar. Når dette skjer, veks dei ageostrofiske hastigheitane slik at dei ikkje kan neglisjerast.

Wang [33] hevdar at modellar som bruker dei kvasigeostrofiske likningane ikkje får denne sterke asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar. For å grunngi denne sterke asymmetrien er det derfor nødvendig å bruke semigeostrofisk tilnærming eller dei primitive likningane. Asymmetrien kan forklarast som ein effekt av dei ageostrofiske hastigheitane som blir neglisjert adveksjonsoperatoren i kvasigeostrofisk teori. Den vanlegaste måten å vise dette på, er å ta utgangspunkt i dei primitive likningane.

Avsnitt 3.5 viser at den potensielle kvervlinga, Q , for eit væskeelement er konservert

$$\frac{DQ}{Dt} = 0, \quad (3.40)$$

der

$$Q = -\frac{1}{\rho_0} (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla \rho. \quad (3.41)$$

Her er $\boldsymbol{\xi}$ den relative kvervlinga, Likning (3.10).

I starten er systemet i geostrofisk balanse, og Coriolis akselerasjonen vil dominere den relative kvervlinga, $f \gg |\boldsymbol{\xi}|$. Den potensielle kvervlinga kan derfor i starten tilnærmast $\rho_0 Q_g \approx -f \partial \rho / \partial z > 0$ sidan systemet er statisk stabilt. Likning (3.40) viser då at den potensielle kvervlinga forblir positiv.

Ved å tilnærme den dei horisontale komponentane i kvervlinga ved hjelp av termalvindrelasjonen, Likning (3.24) og (3.25), følgjer det frå Likning (3.41)

$$\zeta + f = - \left(\frac{g}{\rho_0 f} |\nabla_h \rho|^2 + \rho_0 Q_g \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{-1}, \quad (3.42)$$

der $\nabla_h \rho$ er den horisontale komponenten av tettleiksgradienten. Dersom væska er statisk stabil, følgjer

$$\zeta + f > 0, \quad (3.43)$$

og Coriolis rotasjonen gir ei nedre grense for den relative kvervlinga. Resultatet seier ikkje noko om ei øvre grense, og den relative kvervlinga kan vekse uavgrensa. Heile avsnittet bygger på at væska er ikkje-viskøs. I praksis vil viskositet og diffusjon hindre veksten.

Gill [9] viser at i semigeostrofisk teori vil potensiell kvervling ha formen

$$Q_s = -\frac{1}{\rho_0} \left[\left(f - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right], \quad (3.44)$$

der u er hastigheiten langs fronten og fronten ligg langs x -aksen. Langs fronten blir hastigheiten rekna som geostrofisk. Termalvindlikningane gir då at Likning (3.42) er den fulle likninga for den vertikale kvervlinga i semigeostrofisk teori. I denne samanhengen vil $\zeta = -\partial u / \partial y$ og $|\nabla_h \rho|^2 = (\partial \rho / \partial x)^2$. Dette underbyggjer resultatet om at den relative kvervlinga vil vere syklon dominert.

3.9 Resultat av eksperimenta

Avsnitt 3.7.3 viste at perturbasjon av den initielle tilstanden medfører baroklin instabilitet.

I dette avsnittet vil vi studere dei fysiske prosessane i samanheng med danning av frontar og kvervlar som eit resultat av baroklin instabilitet. Framstillinga tek utgangspunkt i resultatata frå dei numeriske eksperimenta.

Avsnittet er inndelt i fem delar. Før vi går inn på danning av kvervlar og frontar i respektive Avsnitt 3.9.2 og Avsnitt 3.9.3, vil vi i Avsnitt 3.9.1 sjå på veksten i den eddykinetiske energien (EKE) for ulike perturbasjonar. I Avsnitt 3.9.4 ser vi på korleis systemet oppfører seg etter at kvervlane har blitt danna før vi i Avsnitt 3.9.5 ser på den numeriske dissipasjonen i modellen.

3.9.1 Vekstrater for ulike perturbasjonar

Avsnitt 3.7.2 viste at perturbasjon av system i geostrofisk balanse kan medføre at systemet kjem ut av likevekt og at det blir danna kvervlar. Perturbasjonane kan også dempast ut slik at systemet ikkje kjem ut av balanse. Dette avhenger av bølgelengda til perturbasjonen i forhold til karakteristiske storleikar i systemet.

I havet vil det førekome perturbasjonar av alle storleikar og styrkar. Den perturbasjonen som veks kraftigast vil dominere prosessen. Det eksisterer ulike modellar for å finne fram til den perturbasjonen som veks hurtigast. Fukamachi m. fl. [8] studerer instabiliteten av ein tettleiksfront. Dei perturberer jeten med ulike bølgelengder og finn ved hjelp av dispersjonsrelasjonen den perturbasjonen som veks raskast.

Eldevik og Dysthe [5] har kombinert resultatata frå ulike analytiske modellar, og ved hjelp av karakteristiske storleikar for starttilstanden deira har dei kome fram til eit estimat for bølgelengda og veksten til den mest ustabile perturbasjonen. Initielt har dei ein vid jet med halvvidde L_0 i geostrofisk balanse med ei svak skiktning. Også her strøymer jeten symmetrisk om x -aksen med maksimalhastigheit U_0 i $(y, z) = (0, 0)$. Under eit nivå $z = -H_0$ er væska i ro og tettleiken konstant. Tettleiksdifferansen mellom overflata i sentrum av jeten, $(y, z) = (0, 0)$, og tettleiken til væska under $z = -H_0$ er gitt ved $\Delta_v \rho$.

Estimatet for bølgelengda, λ , er gitt ved

$$\frac{\lambda}{R} = \phi_0 \sqrt{1 + Fr^2 + \frac{Bu}{2}}, \quad (3.45)$$

der $\phi_0 = 4\pi/\sqrt{10} \approx 4$ er ein konstant. Veksten til bølga, γ , blir estimert til

$$\frac{\gamma}{f} = \psi_0 \frac{Fr}{\sqrt{1 + Fr^2 + Bu}}, \quad (3.46)$$

der $\psi_0 = \sqrt{5/54} \approx 0.3$.

Den indre deformasjonsradiusen er gitt ved $R = \sqrt{g'_v H_0}/f$, mens Froudetallet og Burgertallet er gitt ved respektive

$$Bu = \frac{g'_v H_0}{f^2 L_0^2} = \frac{R^2}{L_0^2} \text{ og} \quad (3.47)$$

$$Fr = \frac{U_0}{\sqrt{g'_v H_0}} \quad (3.48)$$

Den vertikale reduserte tyngda er gitt ved $g'_v = g\Delta_v\rho/\rho_0$. Dei andre storleikane som er brukt tyder det same som tidlegare.

Den initielle tilstanden i våre eksperiment er henta frå ein artikkel av Wang [33]. Også Wang bruker ein tre-dimensjonal numerisk modell som er styrt av dei primitive likningane. Han viser korleis små forstyrningar veks og medfører danning av kvervlar i overflata. Wang samanliknar resultatata med tidlegare studie og finn ein mykje hurtigare vekst og større vertikale hastigheitar enn det er funne i eksperiment med tilsvarande modellar. For å finne eit estimat for bølgelengda til den perturbasjonen som gir størst vekst, tilnærmar han den initielle tilstanden til ein tolags modell. Den mest ustabile bølga blir estimert til ei bølgelengd $2\pi R \approx 60$ km, der R er den indre deformasjonsradiusen. Deformasjonsradiusen for ein tolagsmodell er gitt som $\sqrt{g'H_0}/f$ der den reduserte tyngda $g' = \Delta\rho g/\rho_0$ med $\Delta\rho$ som tettleiksforskjellen mellom dei to laga. Karakteristiske storleikar hjå Wang er $H_0 = 100$ m, $\Delta\rho = 1 \sigma_t$, $\rho_0 = 26.2 \sigma_t$ og $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Estimatet i Likning (3.45) og (3.46) gjeld for modellar der dei same karakteristiske storleikane inngår som i deira modell. For å bruke dette estimatet, vil vi derfor forsøke å tilnærme vår starttilstand med den som dei har nytta.

Storleikane L_0 og U_0 er dei same som vart definert i Avsnitt 3.2. Væska ligg ikkje i ro under eit nivå H_0 , men vi har definert ei djupn H_0 der den øvre jeten er i ro (sjå Figur 3.1). Den vertikale tettleiksdifferansen, $\Delta_v\rho$, finn vi i sentrum av jeten frå overflata og ned til $z = H_0$. Med desse storleikane får vi ei estimert bølgelengd på omlag 30 km. Tilsvarande gir Likning (3.46) ein estimert vekstrate $\gamma/f = 0.17$. Dei estimerte storleikane er gitt saman med dei ulike lengdeskalaene og dimensjonslause tala frå det føregåande avsnittet er gitt i Tabell 3.3. I tillegg er det gitt to dimensjonslause tall; Rossby tallet, Ro , og eit Richardson tal, Ri , definert ved

$$Ro = \frac{U}{fL} = Fr\sqrt{Bu} \text{ og} \quad (3.49)$$

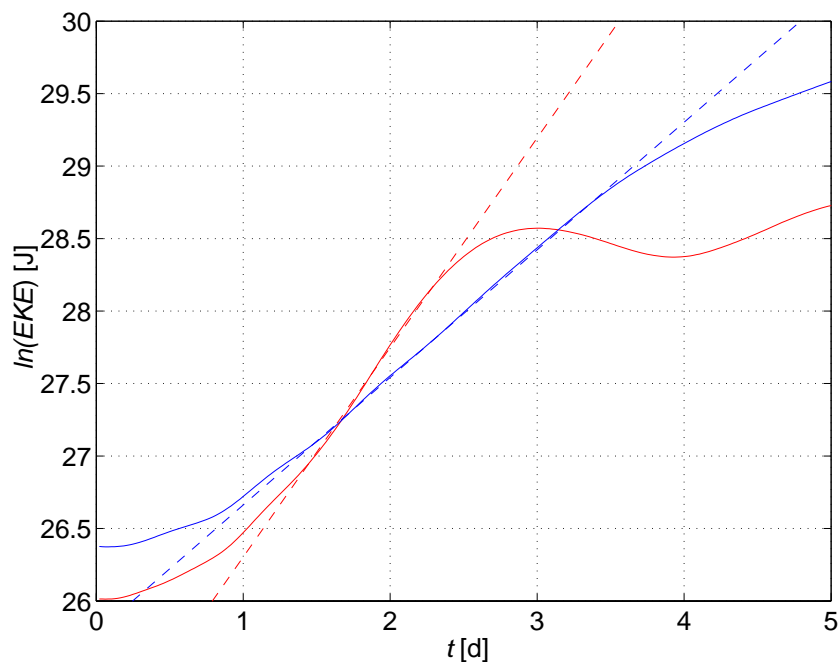
$$Ri = \frac{g'_v H}{U^2} = \frac{1}{Fr^2}. \quad (3.50)$$

Rosby tallet vart definert i Avsnitt 3.6.1 og er eit mål på den advektive akselerasjonen i forhold til Coriolis akselerasjonen. Richardson tallet er eit mål på forholdet mellom den vertikale stratifisering og det vertikale hastighetsskjæret over jeten.

Fr	Bu	Ri	Ro	R	L_1	L_2	λ	$\frac{\gamma}{f}$
–	–	–	–	[m]	[m]	[m]	[km]	
0.87	0.71	1.27	0.74	5080	4500	3020	30	0.17

Tabell 3.3: Nokre dimensjonslause tal og lengdeskalaer saman med estimert lengdeskala og vekst til den mest hurtigveksande perturbasjonen. Einingane er gitt i hakeparantesar.

Figur 3.4 viste at den sterkaste veksten i den eddykinetiske energien skjer i løpet av dei tre første dagane. For å samanlikne vekstrater har vi i første omgang gjort to eksperiment. I det eine tok vi utgangspunkt i estimatet ovanfor med ein 28 km lang kanal. I det andre eksperimentet tok vi utgangspunkt i estimatet til Wang med ein 60 km lang kanal. I begge eksperimenta perturberte vi jeten med ei bølge langs jeten med same lengd som kanalen. Figur 3.5 samanliknar den eddykinetiske energien i dei to forsøka fram til dag fem. For å få fram vekstraten er EKE målt i logaritmisk skala.



Figur 3.5: Logaritmen til den eddykinetisk energien, EKE , i systemet for dei fem første dagane. Den raude linja viser resultatet med $\lambda = 28$ km, mens den blå heiltrukne linja viser resultatet for $\lambda = 60$ km. Dei stipla linjene markerer stigningstallet for den lineære veksten. Stigningstallet for $\lambda = 28$ km er $1/0.7d$, mens stigningstallet for $\lambda = 60$ km er $1/1.15d$.

Eksperimentet med 60 km lang kanal gir ei vekstrate på $\gamma/f = 0.05$ og ei e -folding tid $T_e = 2.3$ d. Den tilsvarande e -folding tida i Wangs originale forsøk er noko lenger, omlag 3 d. Grunnen til denne skilnaden kan ligge i den horisontale eddyviskositeten, A_M eller i dei numeriske skjema som har blitt brukt. I dette prosjektet er dei horisontale visko-

sitets koeffisientane sett lik null, mens Wang set dei til $10 \text{ m}^2/\text{s}$. A. Sørflaten [29] har sett på effekten av å auke den horisontale viskositeten. Resultata av køyringane viser at viskositeten må aukast til $50 \text{ m}^2/\text{s}$ for at det skal gi effekt på T_e , då med ein auke på 13%. For ein viskositetskoeffesient på $100 \text{ m}^2/\text{s}$, aukar e -folding tida med 33%. Wang gjer eit tilsvarande forsøk med $A_M = 100 \text{ m}^2/\text{s}$ og får ein auke på omlag 50%. Dette kan indikere at skilnaden kjem av ulike numeriske modellar der Wang truleg har meir numerisk dissipasjon enn modellen som er brukt i dette prosjektet. I neste avsnitt vil vi gi eit overslag over den numeriske dissipasjonen i vår modell.

I forsøket med $\lambda = 28 \text{ km}$ veks bølga eksponensielt med vekstfaktor $\gamma/f = 0.09$. Dette gir ei e -folding tid på 1.4 d. Dette er 40% kortare enn med $\lambda = 60 \text{ km}$. Samtidig er den målte e -folding tida dobla i forhold til estimatet. Eldevik og Dysthe gir i det same arbeidet eit “empirisk” estimat for vekstraten som bygger på resultat frå ulike numeriske eksperiment

$$\frac{\gamma}{f} = \psi_0 \frac{Fr}{\sqrt{1 + Fr^2 + 10Bu}}. \quad (3.51)$$

Dette estimatet gir $\gamma/f = 0.09$, noko som stemmer godt med resultata frå våre forsøk.

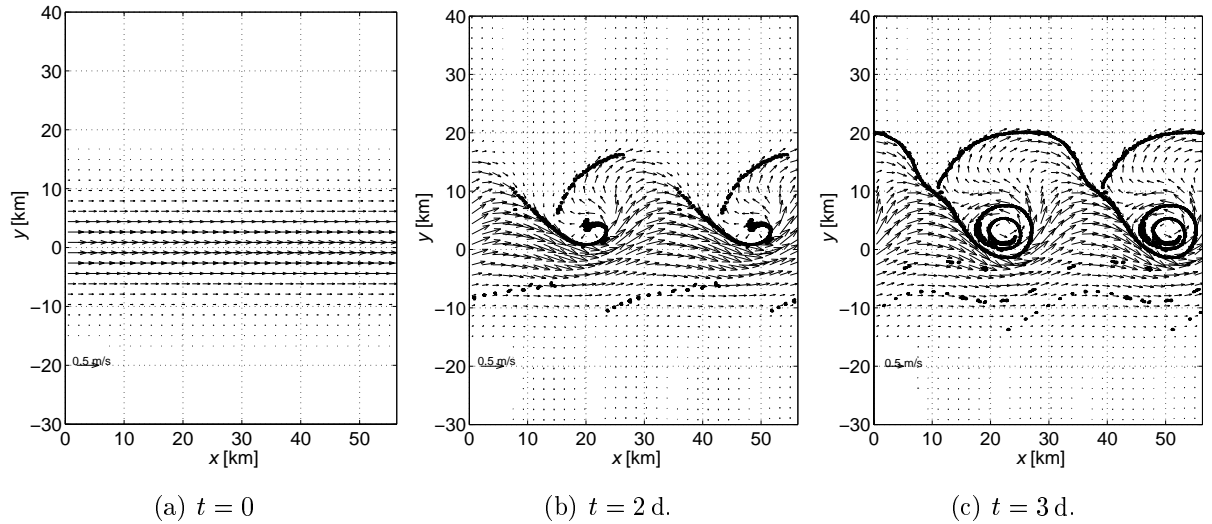
Det har blitt gjort forsøk med bølgelengder som er omlag 10% kortare og 10% lengre enn estimatet. Det vart ikkje funne noko utslag på veksten i forhold til $\lambda = 28 \text{ km}$. Når vi vidare skal undersøke andre sider ved prosessane, vil vi ta utgangspunkt i eksperimentet med $\lambda = 28 \text{ km}$.

3.9.2 Danning av kvervlar

Likning (3.11) viser at syklonar er eit resultat av horisontal konvergens mens antisyklonar er forbunde med horisontal divergens. I områder med sterk horisontal konvergens vil passive overflatepartiklar samlast. Figur 3.6 viser hastigheitsfeltet og partiklar som samlar seg i konvergensområde etter ein dag (a), etter to dagar (b) og etter tre dagar (c). Figuren markerer partiklar i områder der konsentrasjonen er fem gonger høgare enn i starten. Snittet viser to periodar i x -retning. Initielt er jeten uniform i x -retning, hastigheiten på tvers av jeten er null og den er symmetrisk om x -aksen. For $y < 0$ er den relative kvervlinga antisyklon, mens for $y > 0$ er den syklon. Heretter vil dette bli kalla for den antisyklone og den syklone sida av jeten. Sidan jeten er symmetrisk om x -aksen, er det initielt like mykje syklon som antisyklon kvervling i systemet.

To dagar etter at systemet er blitt perturbert, har jeten fått form av ei horisontal bølge. På den syklone sida av jeten har det syklone hastigheitsskjæret auka. Partiklane viser at hastigheitsfeltet er konvergent der det er høgt syklont skjær. Etter tre dagar er det syklone hastigheitsskjæret så stort at bølga bryt bakover og dannar ein syklon med diameter omlag 10 km. Den orbitale hastigheiten omlag 5 km frå sentrum av ein syklon er i middel omlag 0.5 m/s . Ein partikkel vil dermed bruke i overkant av 15 timar på å flytte seg ein runde i kvervelen. Kvervelane som blir danna er identifiserbare gjennom

heile forsøket og levetida til kvervlane er lang i forhold til tida det tek for ein partikkel å flytte seg ein runde. I område med stort syklont skjær blir det danna tydelege linjer med overflatepartiklar som eit resultat av sterk horisontal konvergens.



Figur 3.6: Det horisontale hastigheitsfeltet og passive partiklar i overflata. Ein referanse-hastigheit på 0.5 m/s er gitt nede i venstre hjørne. Figuren viser to periodar av kanalen.

Figur 3.7 viser den relative kvervlinga, $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ i overflata for starten, dag to og dag tre. Kvervlinga er målt i Coriolisparameteren, $f = 10^{-4} \text{ 1/s}$ med $-0.5 f \leq \zeta_0 \leq 0.5 f$, der ζ_0 er kvervlinga initielt.

Figur 3.7 (a) viser symmetrien mellom syklon og antisyklon kvervling i starten. Etter to dagar viser figuren ein sterk asymmetri mellom antisyklon og syklon kvervling. I bølgebotten er hastighetsskjæret opp mot $4.5 f$, mens den nedre grensa for kvervlinga framleis ligg rundt $-0.5 f$. Etter tre dagar er den øvre grensa for kvervlinga den same som etter to dagar, mens den nedre grensa er omlag $-f$.

Sirkulasjonen Γ over ei flate S som er avgrensa av ei lukka kurve C , er definert som

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{u} \cdot d\boldsymbol{\alpha} = \int_S \nabla \times \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS, \quad (3.52)$$

der C er grafen til funksjonen $\boldsymbol{\alpha}$ og vi har brukt Stokes sats til å omforme kurveintegralet til eit flateintegral.

Likninga for den vertikale kvervlinga, Likning (3.11), kan skrivast om til

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = (\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla w - \mathbf{u} \cdot \nabla \zeta. \quad (3.53)$$

Ved å nytte at væska er divergensfri og at divergensen til kvervlinga er null følgjer

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \times [(\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \times \mathbf{u}] \cdot \mathbf{k}. \quad (3.54)$$

Ved å ta flateintegralet av Likning 3.54 over eit horisontalt snitt ($z = z_0$, identisk med S) i modellområde gir forandringa av sirkulasjonen i dette planet, $d\Gamma/dt$. Høgre side kan omformast til eit kurveintegral ved hjelp av Stokes sats slik at vi får

$$\frac{d}{dt} \int_S \zeta(x, y, z_0, t) dx dy = - \oint_C [(\boldsymbol{\xi} + f\mathbf{k}) \times \mathbf{u}]_{z=z_0} \cdot d\boldsymbol{\alpha}, \quad (3.55)$$

der $\boldsymbol{\alpha}$ er ei horisontal kurve som avgrensar området med dei faste sideflatene $y = \pm L$ og periodiske render i x -retning. Randkrava gir at integralet på høgre side er null, og det følgjer at sirkulasjonen i eit horisontalt snitt er konservert. Sidan jeten i eksperimenta initielt er symmetrisk får vi at

$$\Gamma = \int_S \zeta(x, y, z_0, t) dx dy = \int_S \zeta(x, y, z_0, 0) dx dy = 0. \quad (3.56)$$

Her har vi sett bort frå viskositeten i væska.

Når vi måler sirkulasjonen i overflata gjennom forsøket, finn vi at sirkulasjonen pr. arealeining (middelet av kvervlinga i overflata) er svært liten, $\Gamma/A = O(10^{-3}f)$.

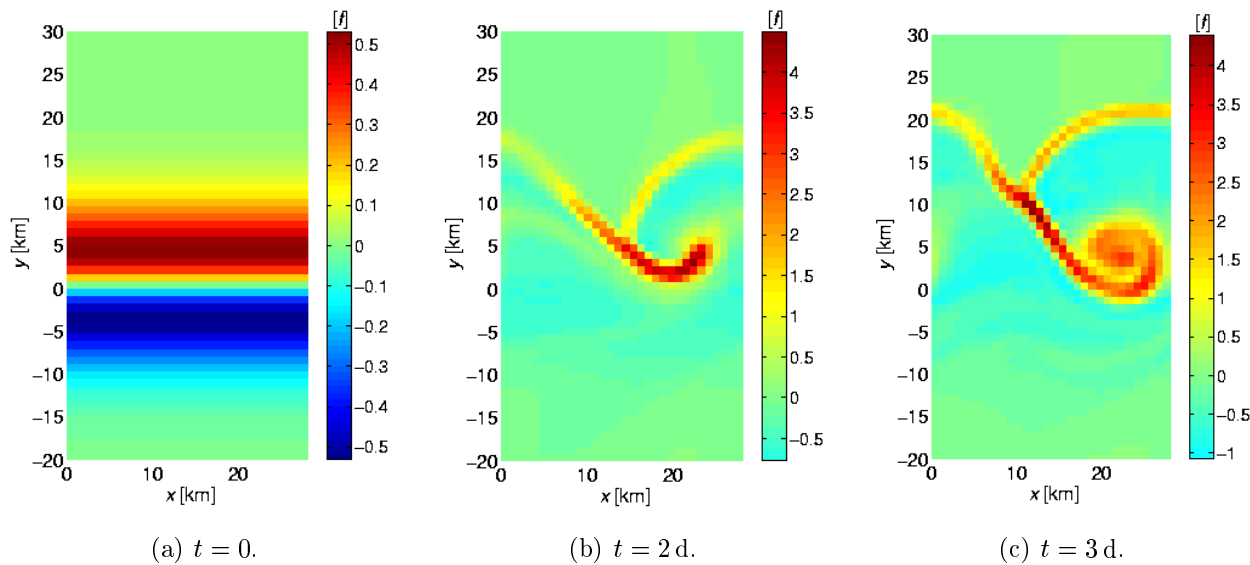
For både dag to og dag tre er den syklone kvervlinga konsentrert til små område, mens den antisyklone kvervlinga er mykje svakare og mindre konsentrert.

Likninga for trykket, Likning (2.11), viser at trykket i eit punkt er bestemt av tettleiken til vatnet i søyla ovanfor punktet og overflatenivået. Figur 3.8 viser konturar for konstant overflateheving saman med den ageostrofiske komponenten av hastigheitsfeltet. Dersom vi studerer dag tre, ser vi at det største utslaget i overflatenivået førekjem i området der det har blitt danna ein syklon. I sentrum av syklonen er $\eta \approx -5$ cm, og syklonen er forbunde med lågtrykk. På same måte er område med antisyklon kvervling forbunde med høgtrykk.

3.9.3 Effektar av dei ageostrofiske hastigheitane og danning av ein front

I avsnittet ovanfor viste vi at jeten bukta seg og at det blei danna syklone kvervlar i overflata. Likninga for den vertikale kvervlinga (3.11) viste at syklonane var eit resultat av horisontal konvergens.

Hastigheiten kan delast inn i ein geostrofisk og ein ageostrofisk komponent. Dei geostrofiske hastigheitane er gitt ved Likning (3.3) og (3.4). Ved hjelp av likninga for trykket (2.12) følgjer dei geostrofiske likningane i overflata ($z = 0$)



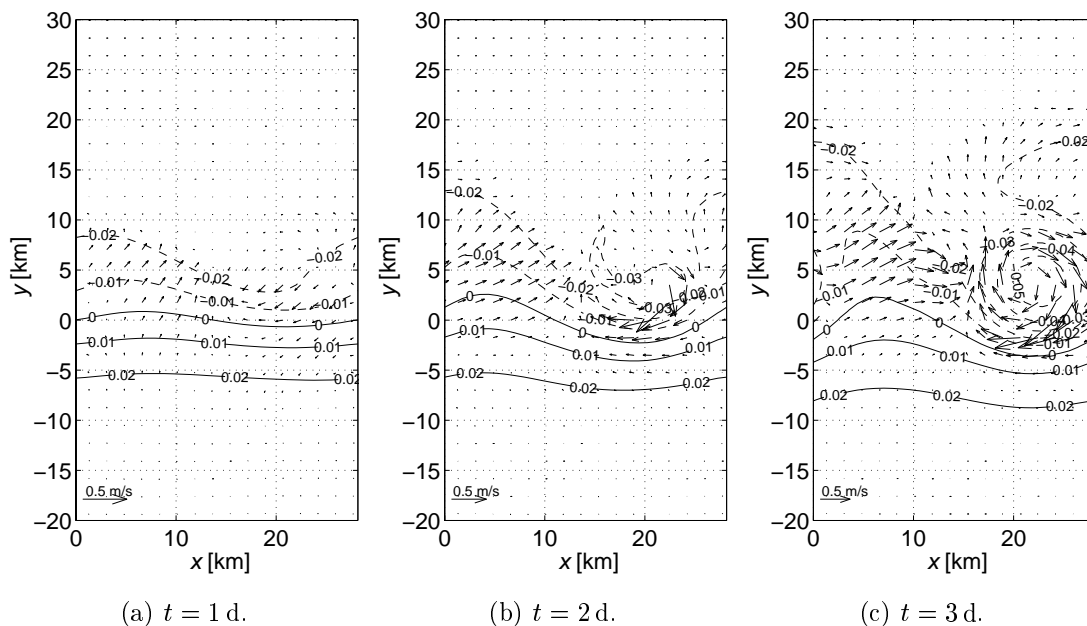
Figur 3.7: Den relative kvervlinga, ζ , i overflaten. Kvervlinga er målt i Coriolisparameteren $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

$$u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial y} \text{ og} \quad (3.57)$$

$$v_g = \frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial x}. \quad (3.58)$$

Ved å innføre straumfunksjonen Ψ slik at $\mathbf{u}_g = \nabla \times \Psi \mathbf{k}$ følgjer det at $\Psi = -g\eta/f$. Linjene for konstant overflatenivå vil vere parallelle med straumlinjene for den geostrofiske delen av hastigheitsfeltet. Frå dei geostrofiske likningane følgjer det at det geostrofiske hastigheitsfeltet er divergensfritt, $\nabla_h \cdot \mathbf{u}_g = 0$. Den horisontale konvergens som danner kvervlar må derfor vere eit resultat av den ageostrofiske komponenten av hastigheitsfeltet. Likninga for den vertikale kvervlinga (3.11) viser at auken i den positive kvervlinga gir i konvergenssoner blir forsterka av den positive kvervlinga på høgre sida av likninga (positiv tilbakekopling). Dette har blitt kalla *den ageostrofiske effekten* [33].

Figur 3.9 viser tettleiken (isopyknalar) i overflata av modellområdet etter eit, to og tre døgn. I Avsnitt 3.6 såg vi at den horisontale tettleiksvariasjonen initielt var omlag $0.06 \sigma_t/\text{km}$. Over ein front vil variasjonen ligge mellom 0.1 og $10 \sigma_t/\text{km}$ (Avsnitt 3.6). Etter ein dag har isopyknalane samme formen av ei bølge som jeten. I bølgebotnen går isopyknalane saman med ein tettleiksvariasjon noko over $0.1 \sigma_t/\text{km}$. Etter tre dagar har gradientane ein styrke rundt $0.15 \sigma_t/\text{km}$ i området rundt kvervelen. Gradientane er størst i området rundt $x = 10 \text{ km}$ og $y = 10 \text{ km}$ med ein styrke rundt $0.3 \sigma_t/\text{km}$. I følgje Fedorov [6] blitt danna ein front.



Figur 3.8: Figuren viser den ageostrofiske komponenten av hastighetsfeltet saman med konturar for konstant overflatehevning. Pila nede i venstre hjørnet er ein referansehastigheit på 0.5 m/s.

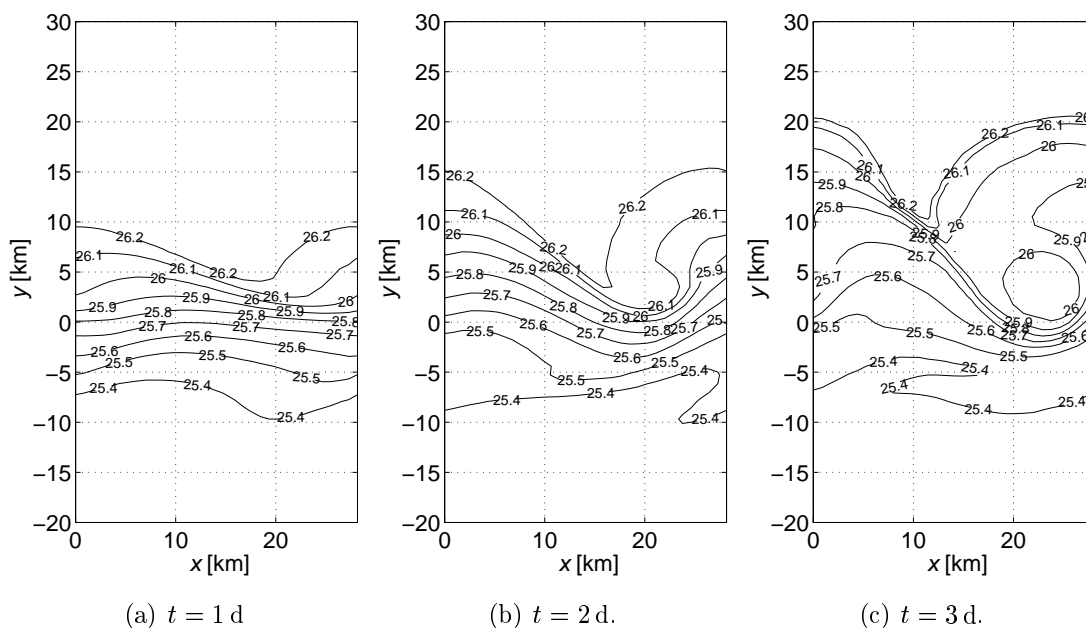
Wang [33] gir likninga for forandringa av dei horisontale tettleiksgradientane på formen

$$\frac{D}{Dt} |\nabla_h \rho|^2 = -2\alpha_1 \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \alpha_2 \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)^2 \right) - \nabla_h \cdot \mathbf{u} |\nabla_h \rho|^2, \quad (3.59)$$

der $\alpha_1 = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$, $\alpha_2 = \partial u / \partial x - \partial v / \partial y$ og $\nabla_h \cdot \mathbf{u}$ er den horisontale divergensen. Det siste leddet på høgre side av likninga viser at konvergens i dei ageostrofiske hastigheitane verkar i retning av å auke dei horisontale tettleiksgradientane og dermed ein sterkare frontal struktur. Horisontal divergens vil gi motsett effekt. Samanliknar vi Figur 3.9 med Figur 3.6 og Figur 3.7 ser vi at område med store horisontale tettleiksgradientar fell saman med område med sterk horisontal konvergens og syklon kvervling.

Frå termalvindlikningane (3.24) og (3.25) ser vi at auke i dei horisontale tettleiksgradientane aukar det vertikale skjæret i dei horisontale geostrofiske hastigheitane, $\partial u_g / \partial z$ og $\partial v_g / \partial z$. Dersom vi går tilbake til dei semigeostrofiske likningane i Avsnitt 3.6.3, ser vi at hastigheiten langs fronten blir rekna som geostrofisk, mens hastigheiten på t-vers av fronten har ein geostrofisk komponent og ein ageostrofisk komponent på formen $f v_a = D u_g / Dt = \partial u_g / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla u_g$. Frå dette uttrykket ser vi at ein auke i det geostrofiske skjæret aukar dei ageostrofiske hastigheitane.

Dei ageostrofiske hastigheitane i overflaten er gitt ved $u_a = u - u_g$ og $v_a = v - v_g$ der u_g og v_g er gitt ved Likning (3.57) og (3.58). Figur 3.8 viser det ageostrofiske hastighetsfeltet saman med konturar for konstant overflatenivå (geostrofiske straumlinjer) etter eit, to



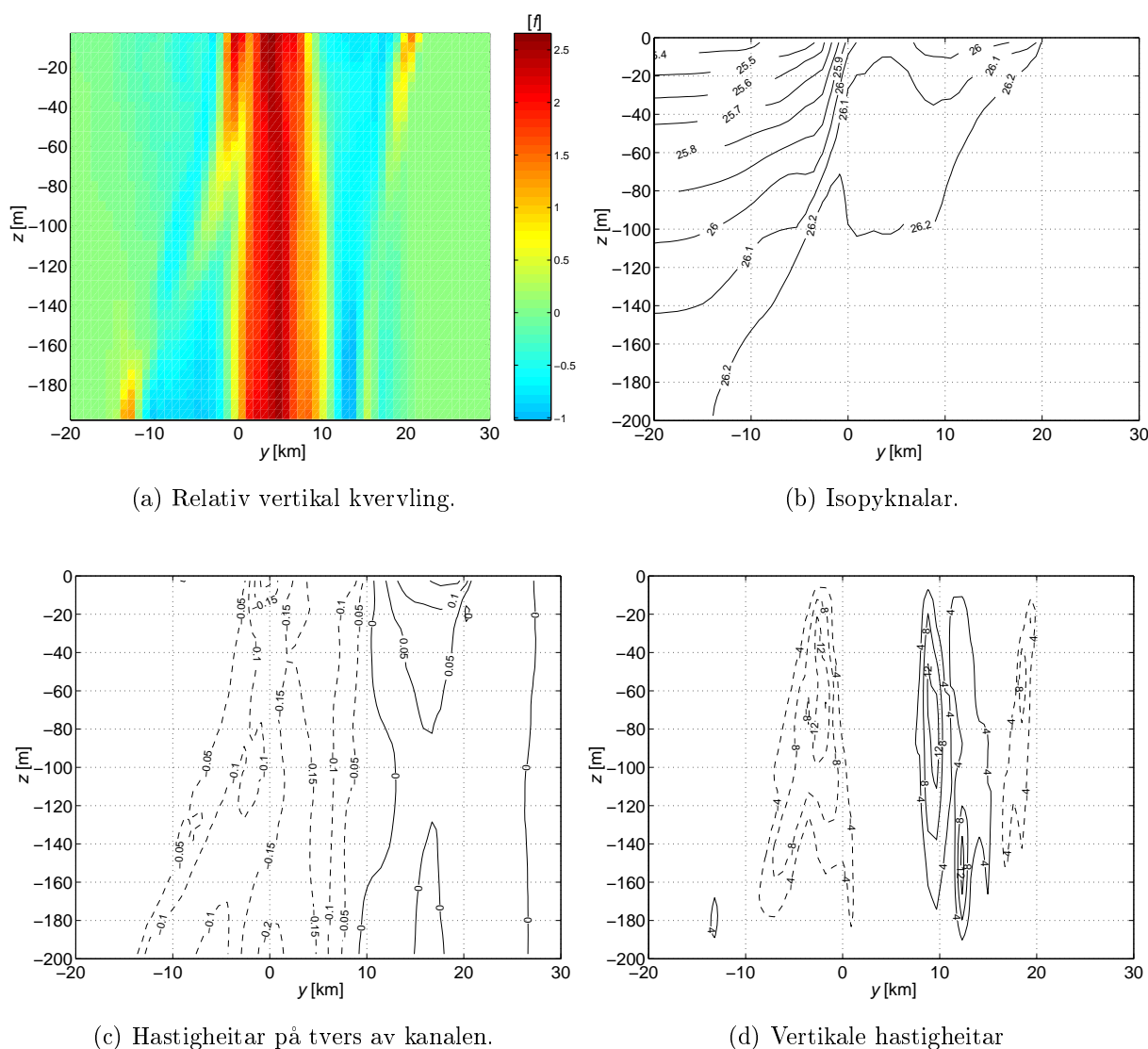
Figur 3.9: Figuren viser isopyknalane i overflata målt i σ_t .

og tre døgn. I området rundt $x = 20$ km og $y = 0$ etter ein dag er $\partial v_a / \partial y < 0$ og den ageostrofiske hastigheiten konvergerer horisontalt. Vi har ein positiv tilbakekopling til dei horisontale tettleiksgradientane.

Til nå har vi konsentrert oss om danning av ein front som eit resultat av konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet representert ved det siste leddet i Likning (3.59). Dei to andre ledda på høgre side medfører større tettleiksgradientar i dei områda der straumlinjene og isopyknalane går saman. Dette er tilfellet oppstraums (til venstre på figuren) for kvervelen på den syklone sida av jeten. På Figur 3.8 ser vi at dei geostrofiske straumlinjene går saman. Straumlinjer som går saman i eit divergensfritt hastigheitsfelt blir ofte kalla *konfluens*. Danning av ein front kan derfor også vere eit resultat av konfluens i (det geostrofiske) hastigheitsfeltet.

Figur 3.10 viser vertikal kvervling, isopyknalar og vertikale hastigheitar i eit vertikalt tverrsnitt av kanalen. Snittet er teke gjennom kvervelen for $x = 22$ km. Kvervlinga er målt i Coriolisparameteren f , tettleiken er målt i σ_t og vertikale hastigheitar er målt i 10^{-2} cm/s. Avstanden mellom hastigheitskonturane er $4.0 \cdot 10^{-2}$ cm/s.

Kvervelen som har blitt danna i overflata strekk seg til botnen av modellområdet, og vi har hatt horisontal konvergens også under overflata. I det samme området som det har blitt danna ein syklon, viser (d) at dei vertikale hastigheitane er negative og relativt store, opp i $12 \cdot 10^{-2}$ cm/s eller i overkant av 100 m/d. Samanliknar vi tettleiken etter tre dagar (b) med den initielle tilstanden i Figur 3.1 ser vi at isopyknalane brattare og at dei horisontale gradientane er større i området der kvervelen har blitt danna (rundt $y = 0$). Skråningsfaktoren i sentrum av jeten har auka frå omlag 0.014 til 0.02, noko som er eit resultat av dei kraftige vertikale hastigheitane.



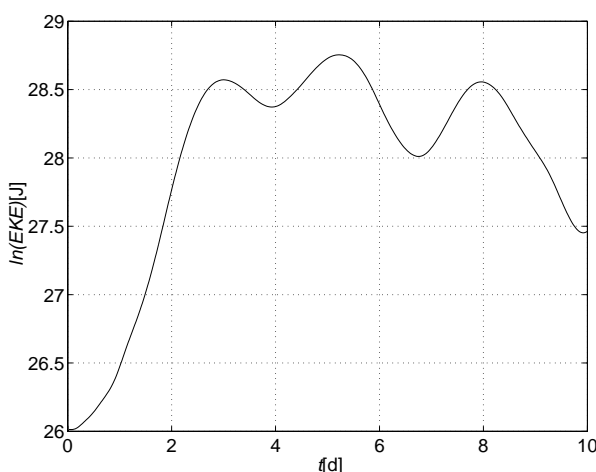
Figur 3.10: Vertikal kvervling, isopyknalar, hastigheitar på tvers av kanalen og vertikale hastigheitar i eit tverrsnitt av kanalen for $x = 22$ km etter tre dagar. Kvervlinga er målt Coriolisparameteren f , tettleiken er målt i σ_t , v - hastigheiten er målt i m/s og dei vertikale hastigheitane i 10^{-2} cm/s. Avstanden mellom hastigheitskonturane er 0.05 m/s for horisontale hastigheitar og $4.0 \cdot 10^{-2}$ cm/s for dei vertikale hastigheitane.

Dei horisontale hastigheitane på tvers av kanalen (c) er negative i området med positiv kvervling og positive i området med negativ kvervling. For hastigheiten langs kanalen (ikkje vist) har vi positive hastigheitar i området med positiv kvervling og negative hastigheitar i området med negativ kvervling. Til høgre for kvervelen ($y > 0$) er dei vertikale hastigheitane positive og vi får oppvelling. Dette området er også karakterisert ved svakt negativ kvervling. Også i det vertikale snittet ser vi asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar.

3.9.4 Den ikkje-lineære delen av prosessen

Til nå har vi sett på dei tre første dagane av eksperimenta som er den delen av prosessen der dei lineære ledda i grunnlikningane dominerer. I denne første fasen veks den eddykinetiske energien eksponensielt, og det blir danna ein kvervel samtidig som dei horisontale tettleiksgradientane blir større i område med horisontal konvergens og positiv kvervling.

Figur 3.11 viser den eddykinetiske energien, EKE , i systemet for heile eksperimentet. Etter dag tre veks dei ikkje-lineære ledda i grunnlikningane, og veksten i eddykinetisk energi blir ikkje lenger eksponensiell. I den siste delen av eksperimentet varierer EKE mellom å vekse og å minke. Høgast energi har kvervlane etter fem dagar. Ved å samanlikne figuren med Figur 3.4 som viser energiovergangane i systemet, ser vi at variasjonen først og fremst skuldast overføring av energi mellom middelstraumen og kvervlane (barotrop instabilitet dersom middelstraumen gir energi til kvervlane). I snitt ser vi at den eddykinetiske energien faktisk minkar. Den siste delen av eksperimentet er karakterisert ved ein overføring frå eddykinetisk energi til middelenergi, $C(MKE, EKE) < 0$ gitt ved Likning (2.39).

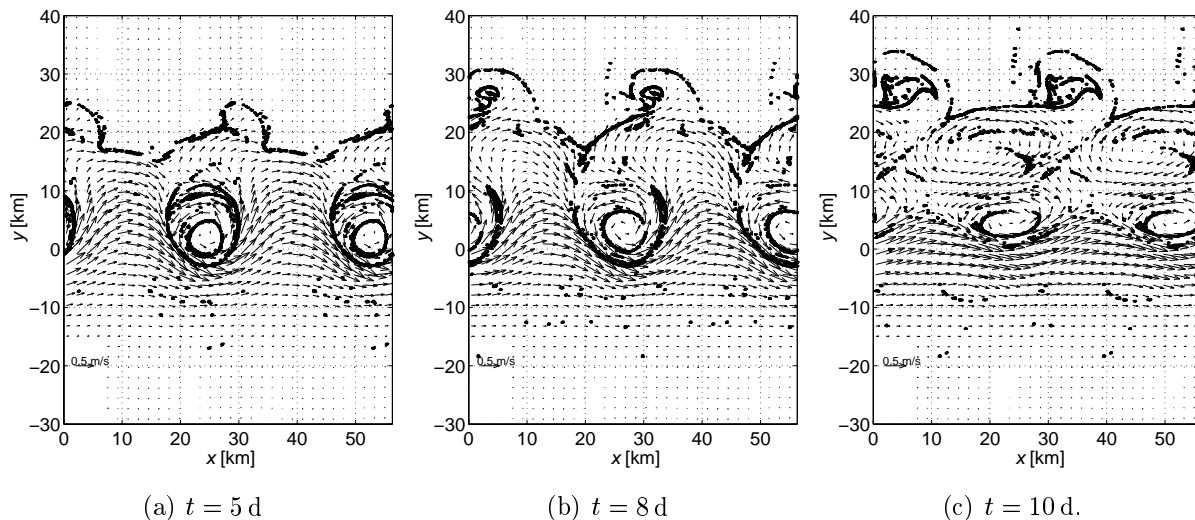


Figur 3.11: Logaritmen til den eddykinetisk energien, EKE , for ti dagar målt i Joule.

Ved å studere prosessane i overflata etter den første fasen av eksperimentet, ser vi av Figur 3.12 at kvervlane som har blitt danna etterkvart får ein meir avlang struktur, men at dei er relativt konstante gjennom heile eksperimentet. Figur 3.13 viser at den syklone relative kvervlinga blir noko svekkja, men at asymmetrien framleis er klar.

I tillegg til dei første kvervlane blir det dessutan danna nye kvervlar på den syklone sida av jeten. Hastigheitsfeltet på Figur 3.12 (c) viser at det etter ti dagar har blitt danna ein antisyklon kvervel for y mellom 10 km og 20 km med styrke ned til omlag $-f$. Antisyklonen er noko større enn syklonen, med ein diameter på omlag 15 km.

For y mellom 20 km og 30 km oppstår det nye og svakare syklonar. Sidan modellen ikkje er køyrd meir enn ti dagar, ser vi ikkje korleis desse sekundære syklonane (og antisyklonane) utviklar seg.



Figur 3.12: Det horisontale hastigheitsfeltet og passive partiklar i overflata. Ein referansehastigheit på 0.5 m/s er gitt nede i venstre hjørne. Figuren viser to periodar av kanalen.

Store horisontale hastigheitsskjær vil i praksis medføre auka horisontal friksjon i væska og demping av kvervlane. I modellen har vi sett den horisontale viskositeten og dissipasjonen lik null.

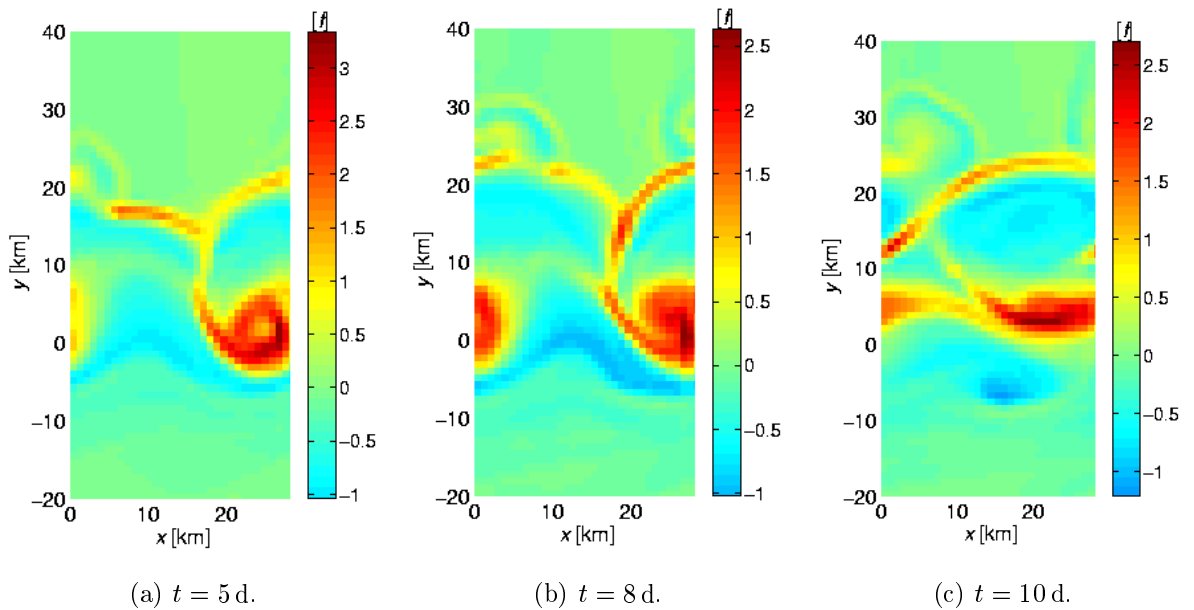
Eldevik og Dysthe [5] har køyrt modellen deira i 20 dagar. Etter den eksponensielle veksten får dei ein systematisk nedgang i den eddykinetiske energien. Også dei ser bort frå horisontal dissipasjon, og forklarar nedgangen i EKE med numerisk diffusjon. Dei reknar grovt at dei har ein numerisk diffusjon som svarer til ein diffusjonskoeffesient av orden $10 \text{ m}^2/\text{s}$. Den numeriske dissipasjonen ser vi nærare på i Avsnitt 3.9.5.

3.9.5 Numerisk dissipasjon

Figur 3.14 viser veksten i den totale kinetiske energien i volumet, $MKE + EKE$, pr. tidseining. Den røde grafen er den forventa veksten gitt ved energioverføringane $C(:, :)$ og den vertikale energidissipasjonen i Likning (2.36) og (2.37). Den blå grafen er forandringa av den målte kinetiske energien i systemet gitt ved den tidsderiverte av Likning (2.34) og (2.35). Differansen mellom dei to måla for forandringa av den kinetiske energien, gitt ved den grønne grafen, må skuldast numerisk dissipasjon. Snittet for den målte numeriske dissipasjonen pr. tidseining er $\overline{D(\epsilon_n)} = 2.73 \cdot 10^6 \text{ W}$.

Vi tenkjer oss at den numeriske dissipasjon $D(\epsilon_n)$ pr. tidseining kjem inn på ein form som svarer til den horisontale viskositeten i impulslikningane (2.8) og (2.9). På same måte som for energilikningane i Avsnitt 2.2, multipliserer vi Likning (2.8) med u og Likning (2.9) med v og adderer.

Den numeriske viskositetskoeffesienten A_n blir rekna som konstant over modellområdet.



Figur 3.13: Den relative kvervlinga, ζ , i overflaten. Kvervlinga er målt i Coriolisparameteren $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

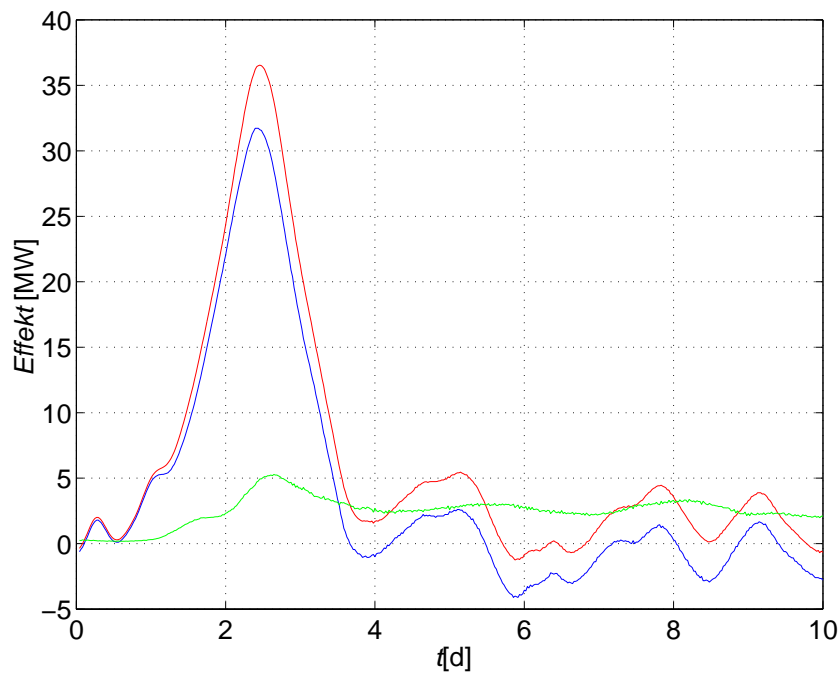
Integrasjon av energilikningane over modellområdet, V , gir oss ein numerisk energidissipasjon pr. tidseining på formen

$$D(\epsilon_n) = \rho_0 A_n \int_V \left[u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + v \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] dV = A_n \cdot \hat{D}(\epsilon_n), \quad (3.60)$$

der $\hat{D}(\epsilon_n)$ kan reknast ut frå kjende verdiar av u , v , Δx , Δy og ρ_0 , og $A_n = D(\epsilon_n)/\hat{D}(\epsilon_n)$.

Middelet av $\hat{D}(\epsilon_n)$ frå dag ein til dag ti gir $\overline{\hat{D}(\epsilon_n)} = 1.86 \cdot 10^5$. Verdien for den numeriske viskositetskoeffesienten er gitt ved $A_n = \overline{D(\epsilon_n)}/\overline{\hat{D}(\epsilon_n)} = 14.6 \text{ m}^2/\text{s}$. Det vil seie at vi i modellen har ein numerisk dissipasjon som svarer til ein horisontal viskositetskoeffesient på omlag $15 \text{ m}^2/\text{s}$. I følgje Sørflaten [29] vil denne verdien av dei horisontale viskositetskoeffesientane gi neglisjerbar demping av veksten.

Eldevik og Dysthe [5] har brukt den same numeriske modellen og gjort eit estimat over den numeriske dissipasjonen. Dei ser på den siste delen av prosessen (etter at kvervlingane har blitt danna), og tilnærmar forandringa av den eddykinetiske energien med ein eksponensiell vekst $EKE \sim \exp(\kappa\tau)$, der κ er vekstfaktoren og $\tau = t \text{ d}^{-1}$ er ei dimensjonslaus tid. På same måte som vi har dei nytta skilnaden mellom den målte og den teoretiske EKE til å finne storleiken på den numeriske dissipasjonen (diss). Dei finn at $\text{diss} \sim \exp(-0.2\tau)$. Vidare reknar dei på same måte som oss at den numeriske dissipasjonen kjem inn på formen $\partial u/\partial t = A_n \partial^2 u/\partial x^2$ som har løysinga $u = \exp(-A_n k^2 t)$, der k er bølgetallet. Den numeriske dissipasjonen får då formen $\text{diss} \sim \exp(-2A_n (2\pi/\lambda)^2 t)$ som gir ein numerisk dissipasjonskonstant $A_n \sim 10 \text{ m}^2/\text{s}$. Dette er kun eit overslag, og i



Figur 3.14: Figuren viser skilnaden mellom den målte energiforandringa i systemet og den teoretiske der den blå grafen er den målte, den raude grafen er den teoretiske, og differansen er gitt ved grøn graf. Eininga på y -aksen er megawatt.

denne fasen av forsøket har veks EKE ikkje eksponensielt (sjå Figur 3.11). Likevel ser vi at overslaget gir rett storleiksorden på dissipasjonen.

3.10 Drøfting

I dette har vi vist at perturbasjon av ei relativt svakt skikta væske i geostrofisk balanse med ein vid jet kan medføre danning av ein frontar og syklonar med ein diameter $D = O(10 \text{ km})$.

I Avsnitt 3.9.2 og 3.9.3 viste vi at både syklogenese og frontogenese var eit resultat av konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet. Likning (3.59) viste at også konfluens kunne medføre frontogenese.

Asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar var eit resultat av det som vart kalla *den ageostrofiske effekten*. Dette vart vist i Avsnitt 3.8.

Den initielle tilstanden i forsøka vart henta frå ein artikkel til Wang [33]. Wang perturberte jeten med ei 60 km lang bølge og fann ei e -folding tid T_e på omlag 3 d. Med utgangspunkt i eit arbeid av Eldevik og Dysthe [5] fann vi eit estimat for bølgelengda på den mest ustabile perturbasjonen til å vere omlag 30 km som er halvparten av estimatet til Wang. Eksperimentet (F1) gav ein kraftigare vekst i EKE enn hjå Wang, og e -foldinga tida til perturbasjonane blei omlag 1.3 d.

Storleiken på kvervlane som blir danna er bestemt av lengda på perturbasjonen. Wang får ein diameter i overkant av 20 km. Den vertikale kvervlinga er eit mål på intensiteten i kvervlane. Figur 3.7 viste at den relative kvervlinga i F1, $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$, hadde eit maksimum på omlag $4.5 f$, mens den maksimale syklone kvervlinga hjå Wang er omlag $2.5 f$. Også Wang får fram den sterke asymmetrien mellom syklonar og antisyklonar. Han får ei nedre grense for den relative kvervlinga på $-0.5 f$. Mens dei horisontale tettleiksgradientane (styrken på fronten) ser ut for å vere relativt like i dei to forsøka, kan vi sjå skilnaden i intensiteten att i overflatehevninga.

Wang fokuserer særskild på dei store negative vertikale hastigheitane på 50-100 m/d ($(6-12) \cdot 10^{-2} \text{ cm/s}$), som gir ei nedføring av overflatevatn i område med syklon kvervling. Dei positive hastigheitane i område med antisyclon kvervling er mindre og gir ein oppvelling som er svakare og spreidd til eit større område. I F1 er både dei negative og dei positive vertikale hastigheitane større enn hjå Wang. Vi finn ikkje asymmetrien mellom oppvelling og nedvelling, men nedvellinga har ein styrke på 100-200 m/d ($(12-24) \cdot 10^{-2} \text{ cm/s}$). Wang refererer til målingar som svarer overeins med hans resultat. Vi har ikkje målingar i samanheng med observasjonane som er skildra i Kapittel 1.

Analysar av energiovergangane i Avsnitt 3.7.3 viste at veksten i EKE og danning av kvervlar var eit resultat av baroklin instabilitet. Også i forsøka til Wang viser analysar av energien at dei ustabile bølgene blir danna gjennom baroklin instabilitet. Fukamachi m. fl. [8] undersøker instabiliteten til tettleiksfrontar ved hjelp av lineariserte numeriske modellar. I eksperiment med ein 20 km vid jet og ei bølgelengd på perturbasjonane på 17 km, veks perturbasjonane med tilgjengeleg potensiell energi som energikjelde og e -folding tida blir omlag 1.5 d. Den lineære modellen gir derimot ingen preferanse for syklon kvervling. Munk m. fl. [23] nyttar tre ulike analytiske modellar til å hevde at syklonar på storleiksorden 10-25 km kan bli danna som eit resultat av barotrop instabilitet i ein skjærstraum. Alle tre modellane er todimensjonale og det har ikkje blitt utført numeriske eksperiment med tredimensjonale modellar for å vise dette.

Kapittel 4

Effektar av vind på danninga av kvervlar og frontar

4.1 Innleiing

I Kapittel 1 skildra vi korleis strukturar i havoverflata kan bli synlege ved at overflatepartiklar samlar seg i områder med horisontal konvergens. Partiklane vil kunne danne ein film som vil dempe dei minste bølgene og reflektere sollys.

Danning av ein overflatefilm er avgrensa av vindstyrken, og alle observasjonane er gjort under periodar med rolege vindforhold. Den øvre grensa for vindstyrken avhenger av samansetjinga av det overflateaktive materialet og temperaturen, men laboratorieforsøk viser at overflatefilmen vil øydeleggast ved sterkare vind enn omlag 6 m/s [26].

I dette kapitlet vil vi undersøke kva effektar vind har på prosessane som vart skildra i Kapittel 3. Avsnitt 4.2 skildrar dei ulike eksperimenta. I Avsnitt 4.3 går vi raskt gjennom teorien om kva effektar vind har på prosessar i havet, før vi i Avsnitt 4.4 ser på resultatane av eksperimenta.

4.2 Skildring av eksperimenta

I denne delen av prosjektet har det blitt utført sju eksperiment, F3-F9. I forsøk F3-F5 har vi brukt horisontal gitteravstand $\Delta = \Delta x = \Delta y = 880$ m, og $K=40$ gitterceller vertikalt. Den vertikale gitteravstanden er minst i dei øvre laga og aukar gradvis frå omlag 0.2 m i det øvste laget til 5.6 m ved omlag 50 m djupn (ein fjerdedel av laga). Under dette er gitteravstanden konstant lik 5.6 m. I forsøk F6-F9 er gitteravstanden blitt dobla både horisontalt og vertikalt. Køyringane F3-F6 og F9 går over åtte dagar, mens F6-F8 går over fem dagar. Den initielle tilstanden, modellområdet og randkrav er tilsvarande som i F1 og F2. For alle forsøka F3-F9 er botnen gitt ved $z = -H = 200$ m, vidda på kanalen er omlag 160 km og lengda $\lambda = 28$ km.

	t	Δt	λ	L	H	Δ	K	U_W	V_W
	[d]	[s]	[km]	[km]	[m]	[m]		[m/s]	[m/s]
F3	8	60	28	162	200	880	40	5	0
F4	8	60	28	162	200	880	40	10	0
F5	8	60	28	162	200	880	40	15	0
F6	8	60	28	162	200	1760	20	5	0
F7	5	60	28	162	200	1760	20	-5	0
F8	5	60	28	162	200	1760	20	0	-5
F9	8	60	28	162	200	1760	20	0	10

Tabell 4.1: Karakteristiske storleikar for forsøk F3 til F9.

I alle eksperimenta er vinden, som er gitt ved $U_W \mathbf{i} + V_W \mathbf{j}$, konstant over modellområdet. For å unngå diskontinuitetar aukar vinden gradvis opp til den gitte vindhastigheiten i løpet av dei 12 første timane av forsøka.

I F3 er retningen på vinden langs kanalen i positiv retning med ein styrke på 5 m/s. Forsøk F6 er tilsvarande F3 men vi bruker dårlegare gitteroppløysning for å sjå kva betydning gitteravstanden har for resultatata. I F4 og F5 blir vinden skrudd opp til respektive $U_W = 10$ m/s og $U_W = 15$ m/s langs kanalen, mens $V_W = 0$. Køyring F7 har ein vindstyrke på $U_W = -5$ m/s i x -retning, mens F8 har ein tilsvarande svakt negativ vind på tvers av kanalen på $V_W = -5$ m/s. I F8 blir bles vinden på tvers av kanalen med ein styrke på 10 m/s.

Dei ulike verdiane i forsøka er oppsummerte i Tabell 4.1.

4.3 Ekmanteori

Før vi ser på resultatene av dei numeriske eksperimenta vil vi i dette avsnittet gå kort inn på teorien som Ekman (1902) utvikla for effekten av vindstress i overflata.

Observasjonar gjort av Nansen i 1890-åra viste at flytande is i Arktis ikkje drifta parallelt med vinden, men med ein vinkel på 20-40° til høgre (antsyklont) for vinden.

Ekman tok utgangspunkt i ei homogen væske med horisontal overflate slik at trykket ikkje utfører arbeid. Han rekna også med at væska hadde konstant rørsle eller var i ro, og at det ikkje var vertikale eller horisontale avgrensingar. For å gjere gjennomgangen enkel, reknar vi her at væska er i ro.

Ein konstant vind vil i tilfellet ovanfor etter ei tid medføre ein stasjonær tilstand i væska. Denne tilstanden vil vere ein balanse mellom Corioliskraftene og den vertikale viskositeten. I overflata er den vertikale viskositeten gitt ved Likning (2.46) slik at balansen mellom kraftene i overflata kan uttrykkast ved vindstresset,

$$-fv = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right) \text{ og} \quad (4.1)$$

$$fu = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (4.2)$$

Dersom vi reknar viskositeten for konstant og bruker randkravet i overflata gitt ved Likning (2.46) og at væska er i ro i det indre, følgjer

$$u = \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 f d} e^{z/d} \left[\tau_{0x} \cos \left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4} \right) - \tau_{0y} \sin \left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \text{ og} \quad (4.3)$$

$$v = \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 f d} e^{z/d} \left[\tau_{0x} \sin \left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4} \right) + \tau_{0y} \cos \left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (4.4)$$

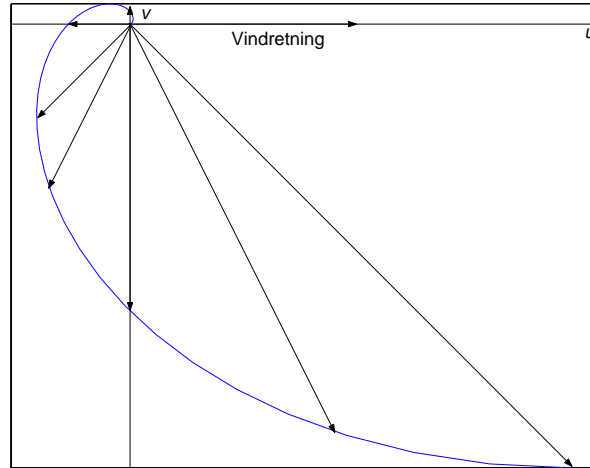
der $z = -d$ vert kalla *Ekmandjupna*, som er e -folding djupna til farten. *Ekmanlaget* er det laget der vinden påvirker strømmingen. I følge Brown m. fl. [2] er Ekmanlaget i havet 100-200 m djupt. Ekmandjupna er gitt ved

$$d = \sqrt{\frac{2K_M}{f}} \quad (4.5)$$

Ut frå desse likningane ser vi at hastigheiten i overflata vil vere dreid 45° til høgre for vinden på den nordlege halvkule. Nedover i Ekmanlaget dreier dei horisontale hastigheitsvektorane med klokka samtidig som dei minkar og dannar ein spiral kalla *Ekmanspiralen*.

Figur 4.1 viser hastighetsspiralen i Ekmanlaget sett ovanifrå. Hastigheitsvektorane er markert med piler. Hastigheiten er størst i overflata. Vinden går langs u -aksen. Ved $z = -d$ står hastigheiten normalt på hastigheiten i overflata.

Vertikal integrasjon av Likning 4.3 og 4.3 frå overflata og ned til $z = -\infty$ gir nettotransporten som vinden set opp. Resultatet av dette blir ein transport 90° til høgre for vinden kalla *Ekmantransport*.



Figur 4.1: Figuren viser Ekmanspiralen i overflata. Vinkelen mellom vindvektoren (langs x -aksen) og hastigheitsvektorane (markert med piler ut til grafen) auker med djupna, mens lengda på hastigheitsvektorane minkar.

4.4 Resultat av eksperimenta

I dette avsnittet vil vi sjå på resultatata for forsøka F3-F9. For å studere kva effektar vinden har på prosessane, vil resultatata bli samanlikna med resultatata frå forsøk F1 som vart skildra i Kapittel 3.

Først vil vi i Avsnitt 4.4.1 studere kva effektar variasjonar i vindretninga og vindstyrken har på danning av kvervlar i overflata. I denne samanhengen vil vi også kome inn på horisontale hastigheitar i overflata og samanlikne dette med Ekmanteorien i Avsnitt 4.3. I Avsnitt 4.4.2 ser vi på effektar vinden har på danning av ein front i overflata.

Til slutt vil vi i Avsnitt 4.4.4 gå inn på energien i systemet.

4.4.1 Danning av kvervlar

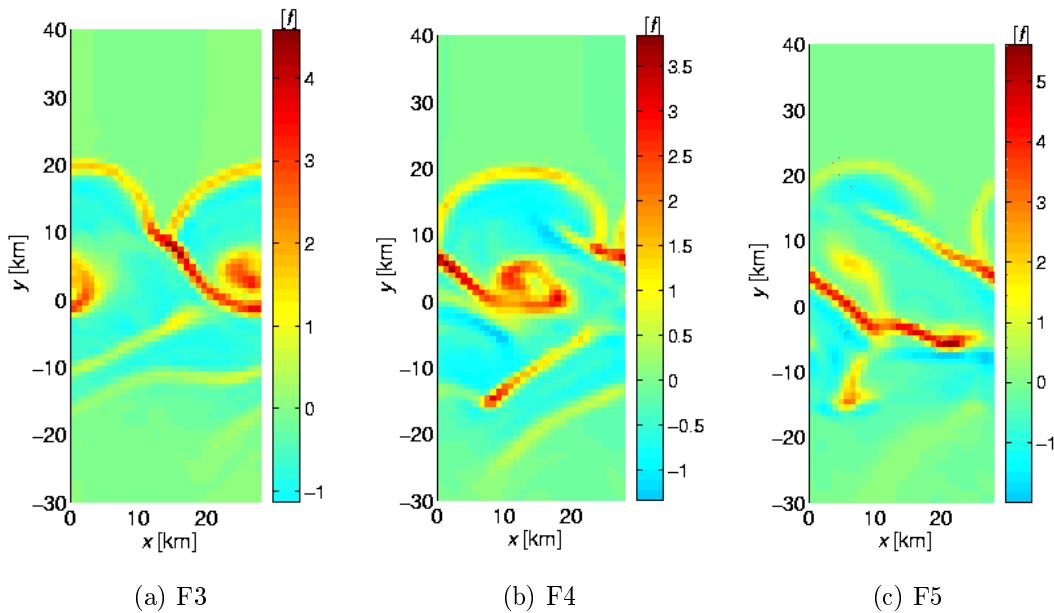
Forsøk F1 vart skildra i Kapittel 3. Her såg vi at det blei danna intense lågtrykk (syklonar), mens høgtrykka var større og svakare.

I forsøka har vi brukt fire ulike vindretningar; i positiv og negativ x -retning (langs jeten/fronten) og i positiv og negativ y -retning (på tvers av fronten), representert ved forholdsvis forsøk F3, F7, F9 og F8. I F3, F7 og F8 er vindstyrken 5 m/s, mens den i F9 er 10 m/s. I forsøk F4 og F5 er vindretningen den same som i F3 (langs jeten), men vi har auka vinstyrken til respektive 10 og 15 m/s.

I forsøk F7, F8 og F9 blir det danna område med sterk positiv vertikal kvervling, mens den negative kvervlinga er mykje svakare. I alle forsøka er den syklone kvervlinga avgrensa til mindre område enn den antisyklone, og etter tre dagar kjem det tydeleg fram at jetten har bukta på seg og danna lukka kvervlar (syklonar) slik som vi også såg i forsøket utan vind (F1). Både styrken og formen på kvervelen er relativt lik det vi fann for F1 i Figur 3.7, og vi har ikkje teke med figurar av den vertikale kvervlinga i overflata for desse forsøka.

Figur 4.2 viser kvervlinga etter tre dagar for F3, F4 og F5 der vindretningen er langs jeten og styrken på vinden er respektive 5 m/s, 10 m/s og 15 m/s. I Figur 4.2 (a) ser vi at det har blitt danna ein syklon med same storleik som i F1. Også styrken på kvervlinga er omlag den same som i F1. I forsøk F4 på Figur 4.2 (b) ser vi at det også her har blitt danna ein syklon. Den positive kvervlinga er noko svakare enn i F1 og F3. I Avsnitt 3.8 viste vi at den relative planetære kvervlinga har ei nedre grense på $\zeta = -f$. Her såg vi bort frå viskositeten i væska, og resultatet er ein dårleg tilnærming når vi har vindstress på overflata. Vi ser likevel at det er ein klar asymmetri mellom syklon og antisyklon kvervling. Dersom vi går vidare til F5 på Figur 4.2 (c) finn vi ikkje spor av spiralar eller kvervlar i overflata. Det er område med sterk positiv kvervling, men ein vind i same retning som jetten av denne styrken ser ut for å hindre danninga av ein kvervel i overflata etter tre dagar.

Likning (3.56) viste at sirkulasjonen er konservert i eit horisontalt snitt av modellområdet dersom vi såg bort frå viskositeten i væska. For F1 fann vi at dette resultatet stemte bra. Sirkulasjonen pr. arealeining var omlag $\Gamma/A \sim 10^{-3} f$. Når vinden går på tvers av



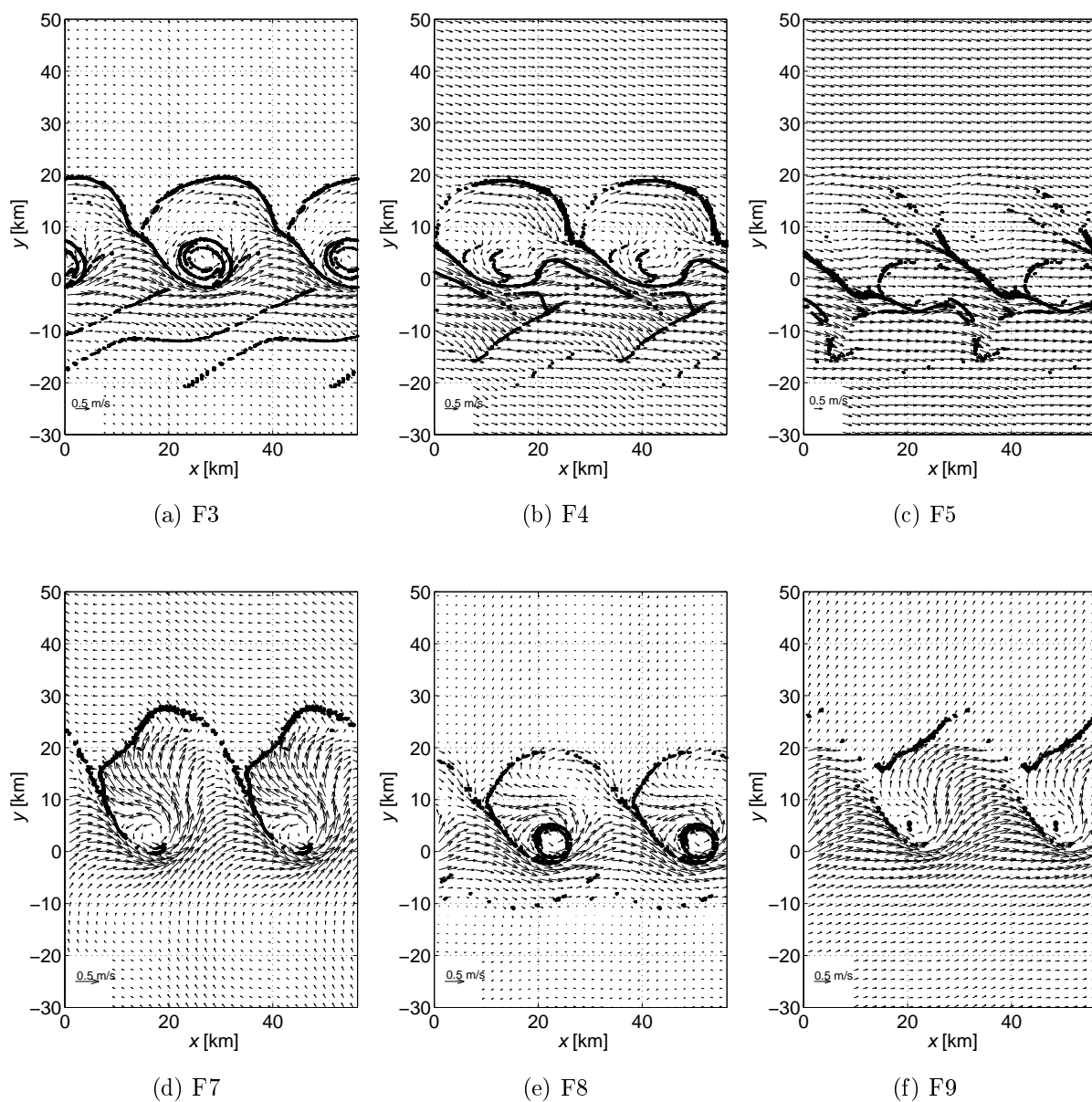
Figur 4.2: Vertikal relativ kvervling i overflata. Kvervlinga er målt i Coriolisparameteren f .

fronten (F8 og F9) får vi det same resultatet. For forsøka med vinden i same retning som jeten initielt (F3, F4 og F5), aukar sirkulasjonen til $\Gamma/A \sim 10^{-2}f$. Når vinden er retta mot jeten, får vi det same resultatet som i F1.

Figur 4.3 viser det horisontale hastigheitsfeltet og passive overflatepartiklar i overflata etter tre dagar for forsøk F3, F4, F5, F7, F8 og F9. For forsøk F3-F5 på Figur 4.3 (a)-(c) der vinden går langs jeten, er områda med sterk syklon kvervling også prega av sterk horisontal konvergens. Også her ser vi at det blir danna kvervlar i overflata, og at dei blir mindre tydelege med aukande vindstyrke.

Også når vindretningen varierer i F3 og F7-F9 på Figur 4.3 (a) og (d)-(f) følgjer konvergensområda det same mønsteret som kvervlinga. Med vinden i motsett retning som jeten (F7) er konvergensen i sentrum av kvervelen svakare enn i F1, F3 og F8, og det blir ikkje danna tydelege linjer som markerer kvervelen. Etter fire dagar blir dette endå tydelegare. Her viser både hastigheitsfeltet og den relative kvervlinga område med tydelege kvervlar utan at vi har sterk konvergens. I F9 har vinden ein styrke på 10 m/s, og sentrum av kvervelen er heller ikkje her karakterisert ved sterk konvergens. I Avsnitt 3.4 såg vi at vertikal kvervling var eit resultat av horisontal konvergens (Likning (3.11)). Med vindstress på overflata vil det vertikale hastigheitsskjæret auke (den horisontale kvervlinga, $\xi \mathbf{i} + \eta \mathbf{j} = -\partial v / \partial x \mathbf{i} + \partial u / \partial y \mathbf{j}$), og bidraget frå $\xi \partial w / \partial x + \eta \partial w / \partial y$ på høgre sida av Likning (3.11) vil auke. Også i denne likninga har vi sett bort frå viskositeten i væska. Med konstant viskositet, ν , vil eit viskositetsledd i kvervellikninga (3.11) ta formen $\nu \nabla^2(\zeta + f)$.

Ved å studere hastigheitsfeltet i Figur 4.3, ser vi at dei horisontale hastigheitane er



Figur 4.3: Passive overflatepartiklar saman med hastigheitsfeltet i overflata dag 3 for F3, F4, F5, F7, F8 og F9. Figurane viser to periodar av kanalen.

påverka både av styrken og retningen på vinden. Brown m. fl. [2] gir tommelfingerregelen at ein vind i ei høgd 5-10 m over havflata vil setje opp ein straum med fart som er omlag 3 % av vindhastigheiten etter at hastigheiten i overflata har stabilisert seg. For forsøka med andre vindretningar enn i same retning som jeten stemmer dette godt. For F7 og F8 får vi i områda utanfor jeten hastigheitar som ligg rundt 0.1 m/s, som er 2 % av vindhastigheiten. For forsøka med vind langs jeten er hastigheiten etter tre dagar omlag 3 % av vindhastigheiten. Ein tilsvarende figur etter fleire dagar ville vist at hastigheiten i områda utanfor jeten i F3, F4 og F5 fortset å auke. Etter sju dagar er hastigheiten i overflata for F4 og F5 opp i 10 % av vindhastigheiten.

I følgje teorien til Ekman i Avsnitt 4.3, vil vindstress på ei homogen væske med horisontal overflate setje opp ein straum i overflata som går 45° til høgre for vindretningen, mens Ekmantransporten vil foregå 90° til høgre for vindretningen. På grunn av Ekmantransport vil ein vind som bles med kysten på høgre side medføre at vatn blir transportert inn mot kysten. Her vil overflata heve seg, og overflatevatn vil strøyme nedover. Motsett vil ein vind som strøymer med kysten på venstre side føre vatn bort frå kysten, og overflata vil synke og vi får oppvelling av vatn frå djupare lag.

For alle forsøka på Figur 4.3 ser vi at hastigheitsfeltet i området utanfor jeten strøymer til høgre for vinden, men vinkelen mellom vindretningen og hastigheiten er ikkje 45° trass i at vinden er konstant over heile området.

I vår modell er væska skikta, og modellområdet er endeleg. I starten er væska i geostrofisk balanse, og Corioliskreftene er balansert mot trykket som er bestemt av tettleiken til væska og overflatenivået, Likning (2.12). I sentrum av jeten er $z = \eta = 0$, mens ved sidekantane, $y = L$ og $y = -L$ er overflatahevingen respektive $\eta = -2.75$ cm og $\eta = 2.75$ cm. Opprinneleg var modellområdet sett opp med tanke på at jeten var avgrensa til eit smalt område i sentrum, og at væska var i ro nær sidekantane.

Figur 4.4 viser det ageostrofiske hastigheitsfeltet saman med konturar for konstant overflatenivå etter tre dagar for F3, F4, F5, F7, F8 og F9. Når vinden bles i same retning som jeten i F3, F4 og F5, blir det transportert vatn i negativ y -retning, og vi får oppstuing av vatn langs $y = -L$ (sidekant). Langs den andre randa, $y = L$, blir vatnet tilsvarende transportert bort, og resultatet blir at gradientane i overflatenivået, $\partial\eta/\partial y$, blir store. Gradientane aukar med aukande vindstyrke.

Likning (3.57) og (3.58) viste at dei geostrofiske hastigheitane i overflata er bestemt av gradientane til overflatenivået der $u_g = -g/f\partial\eta/\partial y$, og konturane for konstant overflatenivå er samanfallande med straumlinjene til den geostrofiske hastigheiten. Dei ageostrofiske hastigheitane i overflata får eit bidrag frå den materielt deriverte til den geostrofiske hastigheiten, Likning (3.36), samtidig som også vindstresset vil gi eit bidrag som går 45° til høgre for vindretningen.

Med vinden langs kanalen i Figur 4.4 (a), (b) og (c) er det ageostrofiske hastigheitsfeltet i området utanfor jeten retta omlag 45° til høgre for vinden, og bidraget frå vindstresset dominerer dei ageostrofiske hastigheitane. Dersom vi samanliknar med Figur 4.3 (a), (b), og (c) ser vi at den kraftige overflatahevinga medfører at dei geostrofiske hastigheitane dominerer hastigheitsfeltet i området utanfor jeten.

I området rundt sentrum av jeten ($-20 \text{ km} < y < 20 \text{ km}$) viser tettleikskonturane i Figur 4.4 (a) og delvis (b) at dei geostrofiske hastigheitane bryt bakover og dannar ein lukka kvervel. Med ein vindstyrke på 15 m/s i Figur 4.4 (c) hindrar vinden dei geostrofiske hastigheitane å bryte bakover. Vi får likevel område med stort skjær og konvergens i dei ageostrofiske hastigheitane.

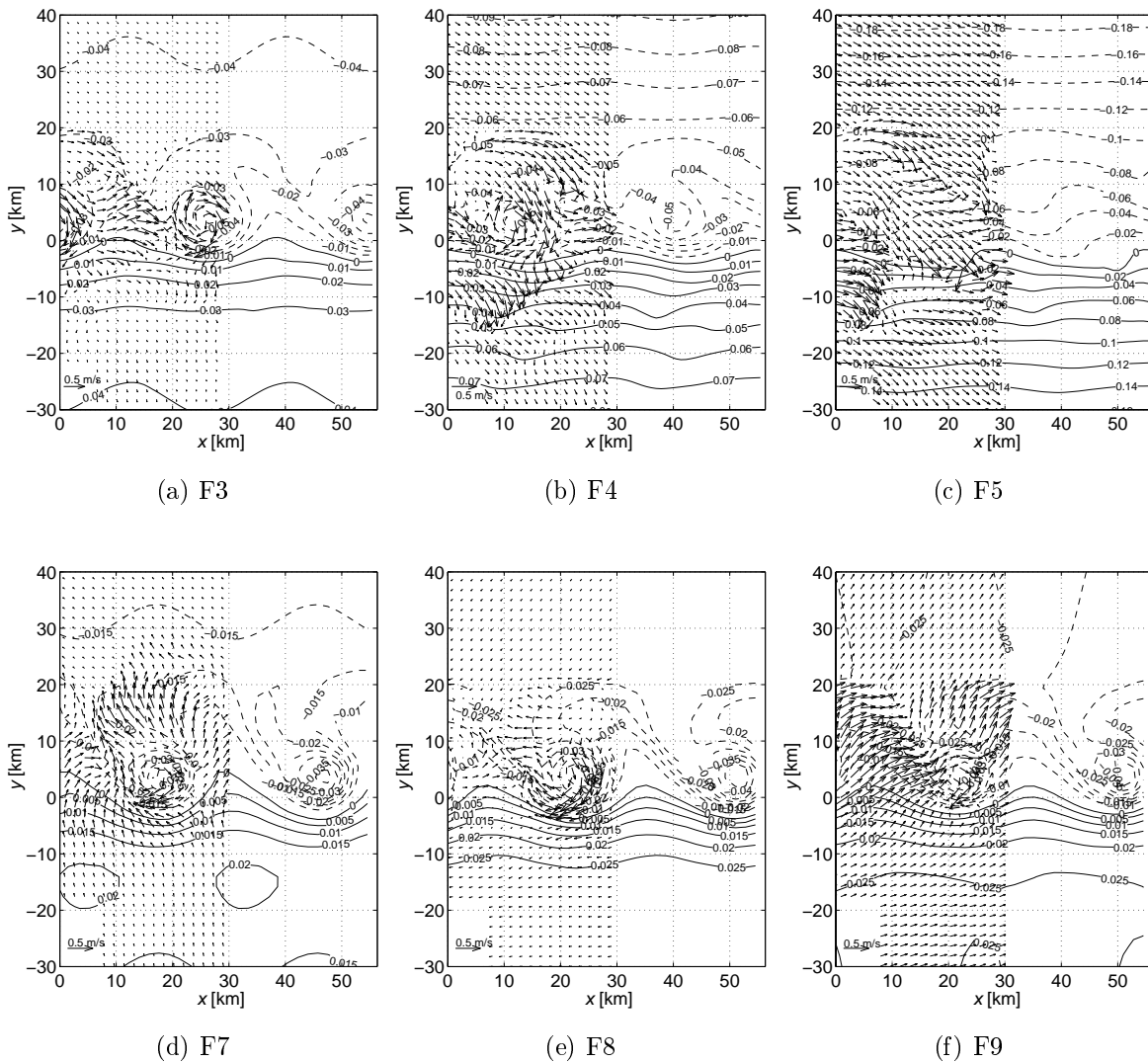
Når vinden er motsett retta av jeten (F7) vil Ekmantransporten føre vatn i positiv y -retning og gi heving av overflata på positiv side. Dette er motsett av det initielle overflatenivået slik at dei geostrofiske hastigheitane blir mykje svakare i dette tilfellet enn med vinden i same retning som jeten (F3). Også her ser vi at dei ageostrofiske hastigheitane i området utanfor jeten går 45° til høgre for vinden. På den positive sida av kvervelen der dei geostrofiske hastigheitane er negative, $(x, y) = (8, 18)$, blir dei ageostrofiske hastigheitane små og konvergens svekkja.

Når vinden går på tvers av jeten i F8 og F9 skjer Ekmantransporten langs kanalen, og vi får ikkje den kraftige overflatehevinga og geostrofiske hastigheitane som vind langs jeten gav. I området utanfor jeten er det derfor vindstresset som gir bidrag til hastigheitane i overflata, og hastigheitsfeltet er i større grad retta 45° til høgre for vinden enn i dei andre forsøka.

Også i området innanfor jeten viser konturane for konstant overflatenivå at det geostrofiske hastigheitsfeltet blir mindre påverka av vinden. For F9 i Figur 4.3 (f) ser vi at konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet er mykje svakare enn i dei andre eksperimenta.

Auke i hastigheitane til middelstraumen fører til ein auka drift av kvervlane. I F1 drifta kvervlane med ein hastigheit på omlag 1.4 km/d (1.5 cm/s) nedstraums. Med ein vind på 5 m/s i same retning som middelstraumen, aukar drifta til omlag 5.5 km/d . Tilsvarande har kvervlane i F4 med vindhastigheit på 10 m/s ei drift på 14.5 km/d . For F5 er det vanskeleg å måle drifta sidan det ikkje er klare strukturar i overflata. Når vindretningen i F7 er retta motsett av vinden i F3, vandrar kvervlane i motsett retning av middelstraumen med ein hastigheit på 5 km/d . Med vind på tvers av kanalen held kvervlane seg på same staden.

Til nå har vi kun sett på fasen der kvervlane eventuelt har blitt danna. For F3 der vinden var svak held kvervlane seg gjennom heile forsøket (åtte dagar). I forsøk F4 dominerer etterkvart dei geostrofiske hastigheitane på grunn av kraftige gradientar i overflatenivået på tvers av kanalen, og straumfeltet rettar seg ut slik som vi ser tendensar til for F5 etter kun tre dagar. Forsøk F7 og F8 har kun gått over fem dagar. I F7 held kvervelen seg på same styrke. Det dannar seg også eit område på den syklone sida av jeten med sterk konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet. Dette området er også prega av syklon kvervling. Strukturen ser vi ein start av ved dag tre. Etter fem dagar har dette konvergensområdet flytta seg omlag 25 km i positiv y -retning. For F8 held strukturane seg gjennom heile forsøket. I F9 minka diameteren på kvervelen, og på same måte som i F7 får vi eit område på den syklone sida av jeten med sterk konvergens som flyttar seg i positiv y -retning.



Figur 4.4: Det ageostrofiske hastigheitsfeltet saman med konturar for konstant overflate-nivå etter tre dagar. Figurane viser to periodar av kanalen der hastigheiten kun er teke med på venstre halvdel. Overflatenivået er målt i meter. Legg merke til at avstanden mellom konturane varierer mellom figurane.

4.4.2 Danning av frontar

Figur 4.5 viser isopyknalane i overflata for F3, F4, F5, F7, F8 og F9 etter tre dagar. Når vinden går i same retning som jeten i F3, F4 og F5 ser vi at danninga av ein front blir sterkt svekkja i forhold til i F1. For F3 får vi eit smalt, men sterkt frontområde i bølgebotnen (rundt $x = 0$ og $y = 25$ km) der skiktninga er $0.16 \sigma_t/\text{km}$ og like sterk som i F1. For F4 og F5 kan vi sjå ein noko sterkare horisontal skiktning i overflata i områda med sterk konvergens, men det blir ikkje danna nokon tydeleg front. For F7, F8 og F9 blir den frontale strukturen mykje klarare. Også her er det i område med sterk konvergens at den horisontale skiktninga blir størst.

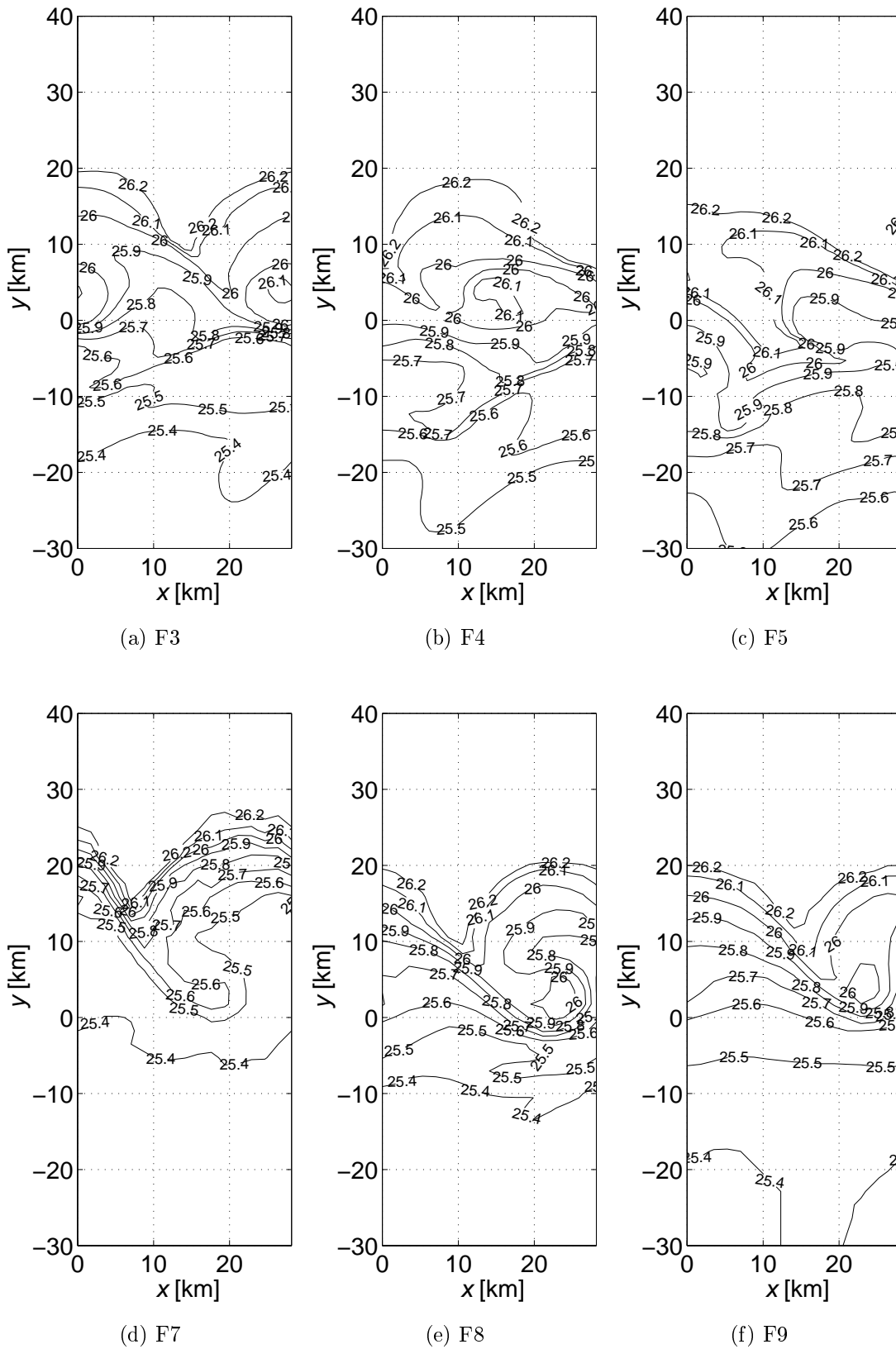
Denne tendensen fortset utover i forsøket. I alle eksperimenta som er køyrd over åtte dagar, blir den horisontale skiktninga sterkt svekkja mot slutten. I F4 og F5 blir fronten vid og ustrukturert. For F7 ser vi at vatnmassane blir transportert i positiv y -retning, og etter fem dagar har vi størst horisontal skiktning for y mellom 30 og 40 km, men etter definisjonen av ein front frå Avsnitt 3.6, er skiktninga for svak til at vi kan kalle det ein front. I forsøk F8 har skiktninga etter fem dagar omlag den same strukturen og styrken som etter tre dagar, mens den i F9 blir svekkja utover i forsøket.

4.4.3 Vertikale strukturar

I Avsnitt 4.4.1 og 4.4.2 har vi sett på kva effektar vind hadde på danninga av frontar og kvervlar i havoverflata. For F1 såg vi i Avsnitt 3.9.3 at store vertikale hastigheitar medførte at isopyknalane blei brattare i område med syklon kvervling og slakkare i område med antisyklon kvervling. I områda med sterk syklon kvervling fann vi negative vertikale hastigheitar på 100-200 m/d. Midla over kanalen finn vi maksimale positive hastigheitar på omlag 40 m/d. Dei negative midla hastigheitane blir noko større, omlag -60 m/d.

Når vi legg på vind langs kanalen aukar dei vertikale hastigheitane kraftig. Særleg langs kanalveggane der vi får store utslag i overflatenivået finn vi store vertikale hastigheitar. For F3 finn vi maksimale midla positive og negative vertikale hastigheitar på respektive 60 og -70 m/d, mens i F4 aukar dei til 120 og -150 m/d. For F5 får vi hastigheitar på over 200 m/d langs kantane. For F7 blir dei midla vertikale hastigheitane noko svekkja i forhold til F1, mens i F8 og F9 der vinden bles på tvers av kanalen finn vi liten skilnad frå F1. Også i sentrum av kanalen aukar dei vertikale hastigheitane.

Figur 4.6 viser isopyknalar saman med vertikale hastigheitar i eit vertikalt snitt av kanalen etter fem dagar for F3, F4, F5, F7, F8 og F9. Både tettleiken og hastigheitane er midla over kanalen. Når vinden går langs kanalen i positiv retning i Figur 4.6 (a), (b) og (c) ser vi at isopyknalane blir transportert i negativ y -retning og at vi får nedvelling langs $y = -L$. Når vinden blir sterk, ser vi for F5 at isopyknalane blir ført heilt ned til botnen. Etter åtte dagar (ikkje vist) blir isopyknalane på botnen transportert i positiv y -retning att, isopyknalane er i ferd med å bli vertikale. I dette tilfellet er heile systemet på randa til å bli statisk ustabil (tungt over lett vatn) på grunn av den kraftige sirkulasjonen i kanalen.



Figur 4.5: Isopyknalar i overflata etter tre dagar for F3, F4, F5, F7, F8 og F9. Tettleiken er målt i σ_t .

Når vinden går i motsett retning i Figur 4.6 (d), blir isopyknalane transportert i positiv y -retning. Dette gir oppvelling langs $y = -L$, og nedvelling langs $y = L$. Sirkulasjonen i kanalen går nå motsett veg, og isopyknalane blir noko meir horisontale enn dei var initielt. Fronten som vi fekk danna i overflata i Figur 4.5 (d) vil derfor ikkje strekke seg djupt. Når vinden går på tvers av jeten i Figur 4.5 (e) og (f) blir det liten skilnad frå det vi fekk i F1 utan vind.

Vertikale snitt av den relative planetære kvervlinga (ζ) viser at den i heile djupna i stor grad følgjer strukturane i overflata.

Til slutt i dette avsnittet vil vi studere danninga av ein Ekmanpiral.

Figur 4.7 (a) og (b) viser dei ageostrofiske hastigheitsvektorane frå overflata og ned til botnen i $(x, y) = (20 \text{ km}, 40 \text{ km})$ for F8 og F9. F8 er vist ved dag fem, mens F9 er vist ved dag åtte. Frå Figur 4.4 (e) og (f), 4.5 (e) og (f), og 4.6 (e) og (f) ser vi at dette er eit område der gradientane i overflatenivået er små og tettleiken er konstant. I overflata går hastigheiten 45° til høgre for vinden (som går i negativ y -retning). Nedover dreier hastigheitsvektorane med sola (mot høgre). Farten (lengda til hastigheitsvektorane) er gitt i Figur 4.7. (c) og (d). For å vise tidsutviklinga, har vi vist dag ein til dag fem for F8 i same figur. Vi ser at dei er samanfallande, og vi har oppnådd ein stasjonær tilstand etter kun ein dag. Figuren viser også at med ein vind på 5 m/s får vi eit Ekmanlag som er omlag 40 m djupt og ei Ekmandjupn $d \approx 10 \text{ m}$. For F9 i (d) har vi kun vist farten etter åtte dagar. Ekmandjupna $d \approx 10 \text{ m}$. Det er vanskeleg å vurdere djupna på Ekmanlaget. Likning (4.5) gir då den vertikale viskositetskoeffesienten i det øvre laget for F8 er $K_M \approx 5 \cdot 10^{-3}$, mens for F9 får vi $K_M \approx 1.6 \cdot 10^{-2}$.

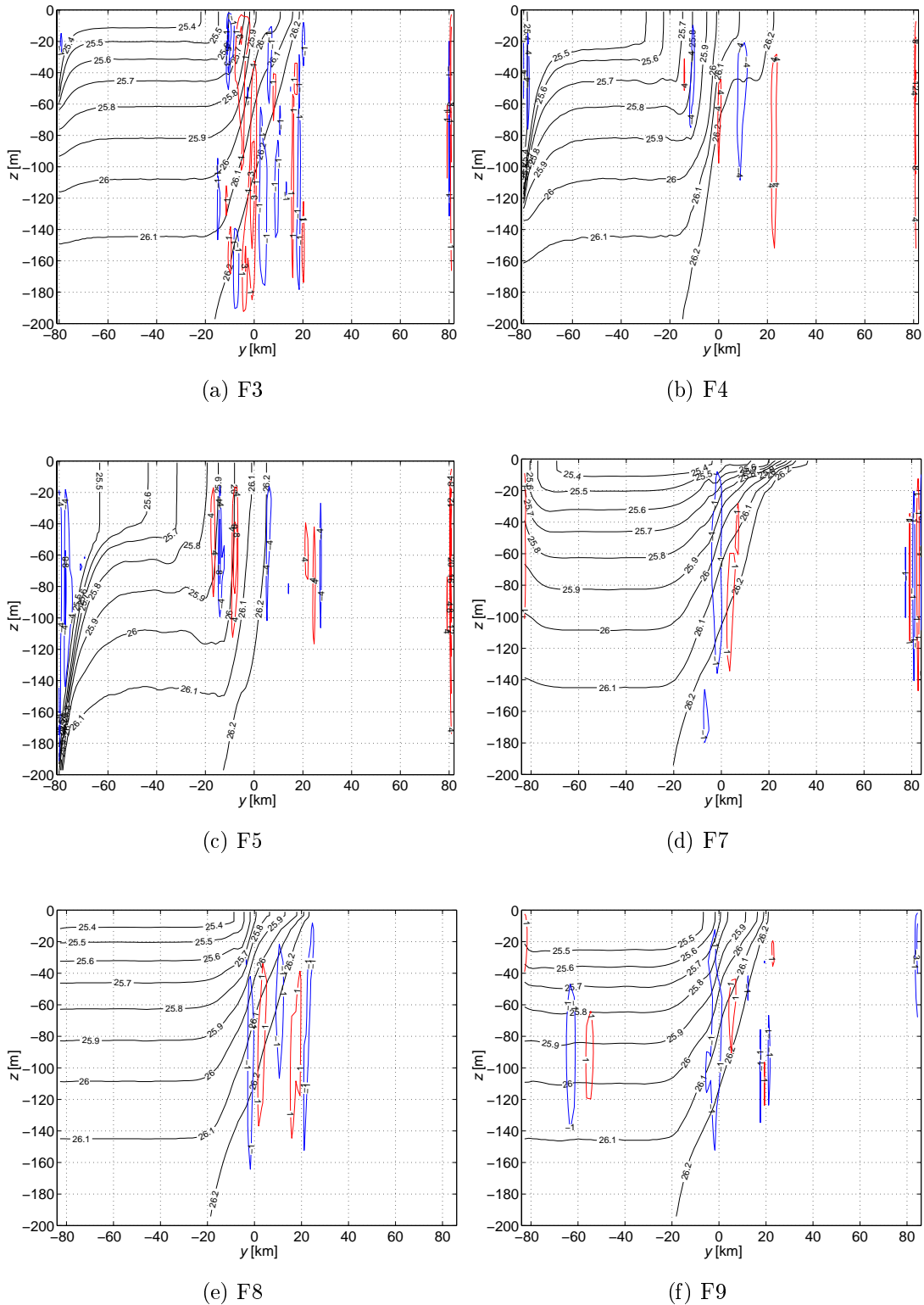
For forsøk F3-F5 og F7 fann vi ikkje ein Ekmanpiral. For F3 aukar dei ageostrofiske hastigheitane gjennom heile forsøket. Etter åtte dagar er e -folding djupna $d \approx 100 \text{ m}$, og vi finn ingen klar Ekmandjupn. Her veit vi at dei geostrofiske hastigheitane blir store på grunn av store gradientar i overflatehevningen, og saman med den kraftige sirkulasjonen øydelegg dette danninga av ein Ekmanpiral.

4.4.4 Energianalysar

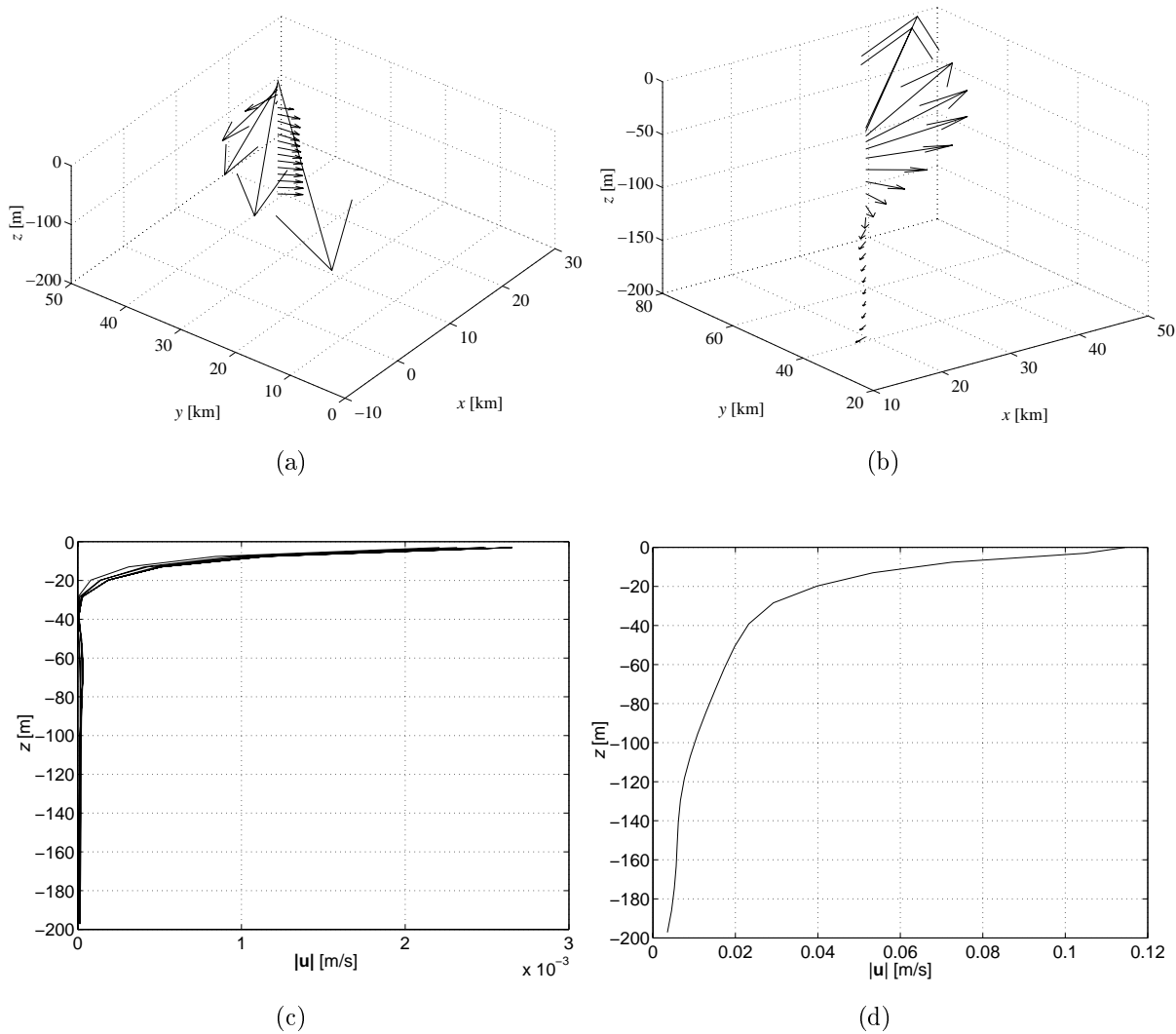
I Avsnitt 2.2.2 fann vi likningane for forandringa av den middelkinetiske energien (MKE) (2.36), den eddykinetiske energien (EKE) (2.37) og den potensielle energien (PE) (2.38) pr. tidseining. Energien som vinden fører ned i systemet pr. tidseining var gitt ved WE i Likning (2.42), og kom inn som eit bidrag til MKE i Likning (2.36).

Figur 4.8 viser den eddykinetiske energien i systemet for F3, F4, F5, F7, F8 og F9. Slik som for F1 ser vi at EKE veks eksponensielt dei tre første dagane. Veksten er omlag den same som i F1 med $\gamma/f = 0.17$ og ei e -folding tid på . Etter dette er det kun i F5 der vinden har ein styrke på 15 m/s at EKE fortset å vekse.

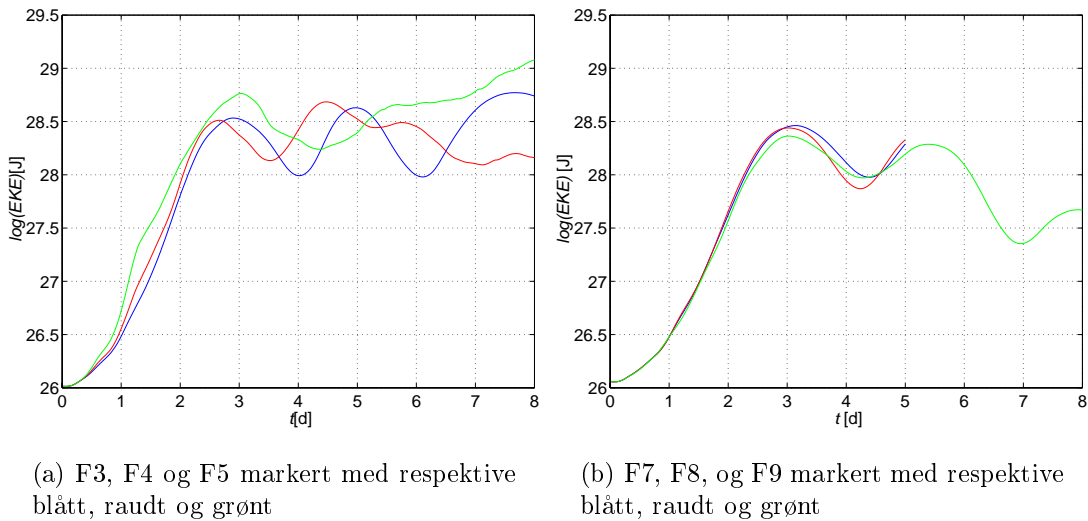
Figur 4.9 viser den middelkinetiske energien i systemet til F1, F3, F4, F7, F8 og F9. Frå Likning (2.42) ser vi at vinden fører mest energi ned i systemet når middelstraumen og vinden er parallelle. Dette ser vi også att i figuren. For F4 (raud graf på Figur 4.9 (a)) der vindretningen er langs jeten og styrken er 10 m/s ser vi at MKE aukar kraftig



Figur 4.6: Figuren viser eit vertikalt snitt av isopyknalane og dei vertikale hastigheitane midla over kanalen etter 5 dagar. For å skilje mellom negative og positive hastigheitar er dei positive hastigheitane markert med raudt mens dei negative er blå. Tettleiken er målt i σ_t , mens dei vertikale hastigheitane er målt i 10^{-2} cm/s. For F3, F7, F8 og F9 er avstanden mellom hastigheitskonturane $2 \cdot 10^{-2}$ cm/s, mens for F4 og F5 er avstanden $4 \cdot 10^{-2}$ cm/s.



Figur 4.7: Dei ageostrofiske hastigheitsvektorane, (a) og (b), og farten, (c) og (d), for F8 og F9 i $(x, y) = (20 \text{ km}, 40 \text{ km})$. For F8 (a) har vi vist hastigheitsvektorane for dag fem, mens farten (c) er teile med frå dag ein til dag fem. For F9 er både hastigheitsvektorane (b) og farten (c) vist for dag åtte.



Figur 4.8: Figuren viser logaritmen til den eddykinetiske energien i systemet. Energien er målt i Joule.

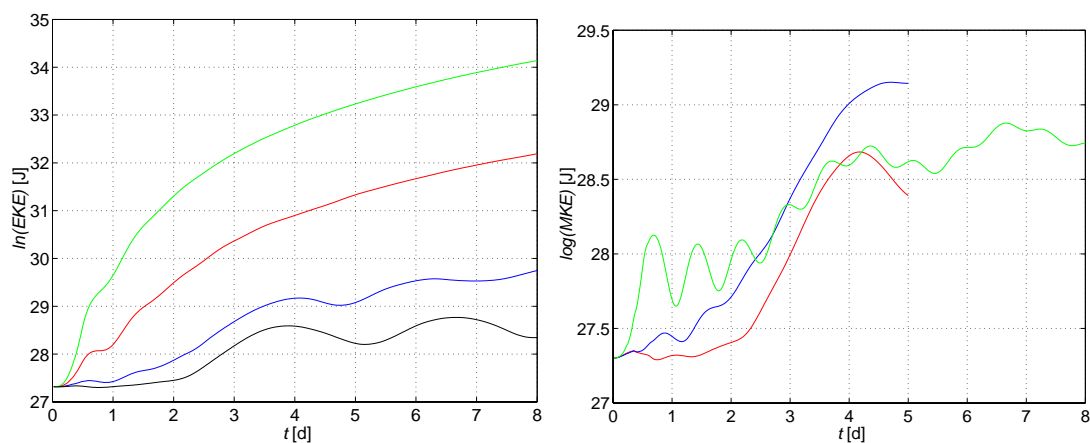
i forhold til F1 (svart graf på same figur). I forsøk F9 er vindstyrken den same som i F4, men med vind på tvers av jeten blir auken i MKE mindre. Når vinden er motsett retta av jeten i F7, er auken i MKE omlag den same som i F3 der vindstyrken er den same som i F7. Også i F8 viser det seg at ein vind på tvers av den initielle middelstraumen gir mindre effekt enn ein vind på langs.

I forsøk F1 fann vi i Avsnitt 3.7.3 at den første delen av prosessen der kvervlane blei danna var karakterisert ved overgang frå potensiell energi til eddykinetisk energi, $C(PE, EKE) > 0$, og kvervlane var eit resultat av baroklin instabilitet. Etter den første fasen der EKE vaks eksponensielt (dei tre første dagane) vart $C(PE, EKE)$ liten, mens vi i periodar fekk innslag av barotrop instabilitet karakterisert ved at $C(MKE, EKE) > 0$. I periodar gjekk også energistraumen den andre vegen; frå EKE til MKE slik at det gjekk energi frå kvervlane til middelstraumen.

Figur 4.10 viser $C(PE, EKE)$ (blå graf) og $C(MKE, EKE)$ (raud graf) for F3, F4, F5 og F9. Forsøk F7 og F8 er utelate fordi dei kun er køyrd over fem dagar og viser liten skilnad frå F1 i denne perioden.

For forsøk F3 på Figur 4.10 (a) er resultatata omlag dei same som i F1. Vi ser at vi i periodar får innslag av relativ sterk barotrop instabilitet (dag fire til dag fem), men at også her vil middelstraumen i periodar få energi frå kvervlane. Sjølv om vinden aukar det vertikale hastighetsskjæret i det øvre laget, er den barotrope instabiliteten framleis eit resultat av Helmholtz-type instabilitet frå det horisontale hastighetsskjæret. I den siste delen av prosessen finn vi også at overgangen frå potensiell energi er noko større enn i F1.

I forsøk F4 på Figur 4.10 (b) finn vi at innslaga av barotrop instabilitet er svakare enn i F3, og at middelstraumen får meir energi frå kvervlane enn i F1 og F3. Innslaget av baroklin instabilitet i den siste delen av prosessen er mykje sterkare enn i F1 og F3.



(a) F1, F3, F4 og F5 markert med respektive svart, blått, raudt og grønt.

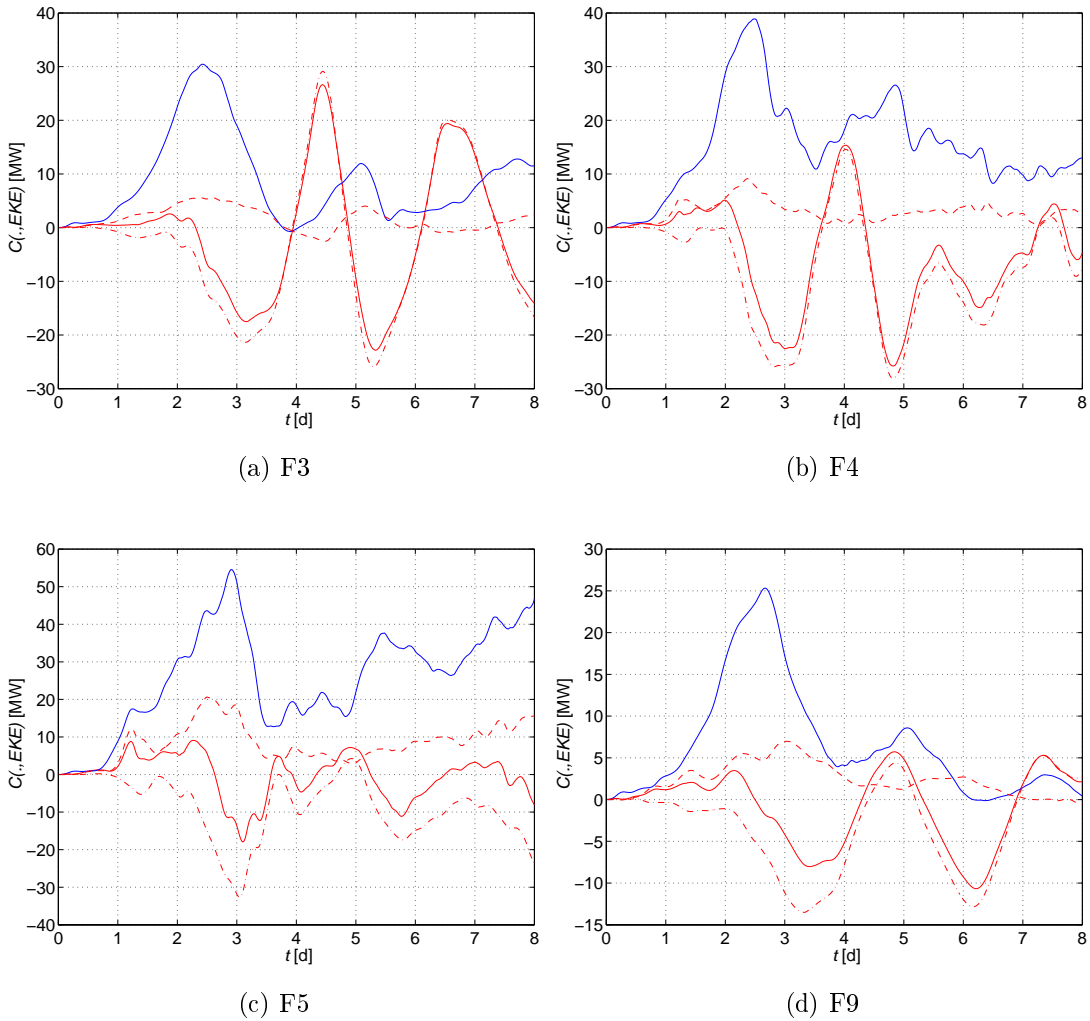
(b) F7, F8, og F9 markert med respektive blått, raudt og grønt

Figur 4.9: Figuren viser logaritmen til den middelkinetiske energien i systemet. Energien er målt i Joule.

For F5 på Figur 4.10 (c) ser vi at tendensen frå F4 forsterkar seg. Gjennom heile forsøket er den barokline instabiliteten sterk og til dels aukande mot slutten av forsøket. Dersom vi ser tilbake på Figur 4.8 ser vi at energien til kvervlane i dette forsøket fortset å auke. Overgangen av energi frå middelstraumen til kvervlane er svak, men vi kan sjå at eit auka vertikalt hastighetsskjær gir eit noko større innslag av Rayleigh-type instabilitet.

Når vinden går på tvers av kanalen i F9 på Figur 4.10 (d), blir $C(PE, EKE)$ liten i den siste delen av prosessen. I dette forsøket ser vi også at $C(MKE, EKE) < 0$ i nesten heile forsøket, slik at energien til middelstraumen aukar kraftig på grunnlag av energien til perturbasjonane.

Overgangen $C(PE, EKE)$ er gitt ved Likning (2.41). Her ser vi at store negative vertikale hastighetsfluktusjonar vil gi auka overgang frå PE til EKE . I Avsnitt 4.4.3 såg vi at vi fekk store vertikale hastigheitar og kraftig nedvelling langs kanten $y = -L$. Dette er truleg grunnen til den kraftige auken i $C(PE, EKE)$ i desse forsøka. Med andre vindretningar fekk vi ikkje tilsvarende store vertikale hastigheitar.



Figur 4.10: Figuren viser energiovergangar frå middelkinetisk energi til eddykinetisk energi, $C(MKE, EKE)$, ved hjelp av raud linje, og overgang frå potensiell energi til eddykinetisk energi, $C(PE, EKE)$, gitt ved blå linje. Overgangen frå middelkinetisk energi er inndelt i bidraget frå dei horisontale “Reynoldsspenningane” gitt ved raud prikka og stipla linje, mens bidraget frå dei vertikale “Reynoldsspenningane” er gitt ved raud stipla linje. Einingen på energiovergangane er MegaWatt.

4.5 Drøfting

Forsøka i dette kapitlet tok utgangspunkt i forsøket som vart skildra i Kapittel 3. Der fann vi at ei skikta væske i geostrofisk balanse med ein vid jet kan bli ustabil og danne kvervlar. I dette forsøket hadde vi ingen overflatekrefter, og kvervlane henta energien frå den tilgjengelege potensielle energien i systemet (baroklin instabilitet).

I dette kapitlet har vi nytta den same starttilstanden som tidlegare. I tillegg har vi lagt på vindstress i overflata slik at vi fører energi ned i systemet. Vinden var konstant i kvart forsøk, men vi har utført seks forsøk med ulike vindretningar og vindstyrkar frå 5-15 m/s.

I Avsnitt 4.4.4 fann vi at den eddykinetiske energien vaks eksponensielt i alle forsøka, og at veksten var omlag den same som i forsøket utan vind. Diagnosar av energiovergangane (Figur 4.10) viste at veksten i energien til perturbasjonane også i desse forsøka var eit resultat av baroklin instabilitet.

I alle forsøka vart det danna strukturar i overflata. Med vindstyrke på 5 og 10 m/s bukta jeten på seg og danna lukka kvervlar. Med sterkare vind enn dette vart strukturane i overflata ustrukturerte.

For danning av frontar var det tydeleg skilnad på vindretningen. Ein vind på tvers av fronten medførte transport langs fronten, og effekten på skiktningen var relativt liten. Vind langs fronten gav transport på tvers, og i Avsnitt 4.4.2 og 4.4.3 såg vi at ein vind i same retning som jeten førte til at den frontale sona blei vidare enn initielt, men at isopyknalane blei meir vertikale. Ein vind i motsatt retning førte isopyknalane saman i overflata samtidig som dei fekk ein meir horisontal struktur nedover i djupna.

Modellområdet er ein vid kanal med faste render for $y = \pm L$ og periodiske render i x -retning (langs kanalen). I forsøket utan vind (F1) var jeten avgrensa til eit smalt område i midten av kanalen, og langs sidekantane var væska i ro slik at kantane hadde liten innverknad på prosessane. Modellområde kunne derfor representere eit ope hav der avstanden til kysten var stor. I forsøka med vinden langs kanalen førte den kraftige transporten på tvers av kanalen til store gradientar i overflatenivået ($\partial\eta/\partial y$) og store geostrofiske hastigheitars langs kanalen. For forsøka med sterk vind (10 og 15 m/s) gav dette store utslag på prosessane i sentrum av jeten, og modellområdet kan ikkje samanliknast med ein “uendeleg vid kanal” eller eit ope hav.

Vinden fører store mengdar energi inn i systemet. I alle forsøka har vi neglisjert den horisontale viskositeten, og vi har ingen friksjon langs sidekantane. Det er kun gjennom den vertikale viskositeten og numerisk dissipasjon (Avsnitt 3.9.5) at det går energi ut av systemet. Ved ein kyst og ved botnen ville det danne seg eit grensesjikt der friksjonen ved grenseflata og viskositeten i væska ville påvirke (avgrense) hastigheitane.

For alle forsøka har vi nytta den same bølgelengda på perturbasjonen som vi nytta i forsøket utan vind. Valget av denne bølgelengda var knytta til eit arbeid av Eldevik og Dysthe [5]. For ein starttilstand som liknar på den vi har nytta, har dei funne eit estimat for bølgelengda og veksten til den perturbasjonen som veks fortast. I dette estimatet er det teke omsyn til fysiske storleikar som er avgjerande for dynamikken i systemet. I

eksperimenta som estimatet var sett opp for var det ikkje krefter på overflata. Når vi legg på overflatekrefter får vi ein ny storleik å ta omsyn til. Vi burde derfor ha laga eit nytt estimat for å finne bølgelengda til perturbasjonen som veks fortast. Dette har ikkje blitt gjort.

Ein viktig effekt av vind i overflata er danning av overflatebølger. Overflatebølgene har ein fart $c = \sqrt{gH}$ der g er gravitasjonen og H er djupna. Med konstant djupn på 200 m får vi $c \approx 45$ m/s. I den numeriske modellen har vi brukt eit tidssteg $\Delta t = 60$ s, mens gitteravstanden er $\Delta = 880$ m (F1-F5) eller $\Delta = 1760$ m (F6-F9). Det gir ein “numerisk hastigheit” $c_n = \Delta/\sqrt{2}\Delta t$ på respektive 10 og 20 m/s, og overflatebølgene blir filtrerte vekk av løysaren. Dette kan forsvarast med at vi kun ikkje ønska å studere effekten av overflatebølger.

Kapittel 5

Danning av kvervlar og istunger i den marginale issona

5.1 Innleiing

Målet med dette kapittelet er å skildre ulike isstrukturar i den marginale issona og undersøke moglege mekanismar for danning av dei observerte strukturane. Prosjektet er meint som ein oversikt med bakgrunn i studium som er utført av andre. Vi vil også vise samanhengar til resultat frå dei tidlegare kapitla.

Den marginale issona kan definerast som overgangssona frå pakkis til ope vatn. I ein rapport frå Grønlandshavet aust for Grønland viser Johannesen m. fl. [15] at den ytterste delen av iskanten er eit 20-40 km vidt belte som er dekkja med små isflak med ein diameter på 20-100 m. Innanfor dette beltet finn vi store isflak som er danna over fleire år omgitt av tynn is. Undersøkingar av den marginale issona i den vestre delen av Barentshavet blir rapportert av Løset m. fl. [17]. I dette området er overflata sett saman av enkeltstående isflak med ope vatn eller mindre isflak mellom. Vidida på området varierer frå 5 til 65 km. Frå iskanten (der isen møter det opne havet) og opptil 5 km innover har isflaka ein diameter på om lag 5-10 m. Storleiken aukar med aukande avstand frå kanten.

Observasjonar frå fjernmålingsdata viser ulike mesoskala isstrukturar (10-100 km) slik som buktningar av iskanten, istunger, kvervlar og kvervelpar (dipolar). I dette kapittelet vil vi konsentrere oss om danninga av istunger og kvervlar. Dei fleste strukturane er observerte i løpet av sesongen der isen smeltar. Det er rapporterte observasjonar frå aust for Dronning Mauds Land (Fukamachi m. fl. [7]), Framstredet og Grønlandshavet (Johannesen m. fl. [13, 14, 15]), og Okhotskhavet (Ginsburg og Fedorov [10]). I Avsnitt 5.2 vil vi skildre nokre av karakteristikkane til strukturane basert på nokre av observasjonane ovanfor.

I arktiske strøk absorberer organismane i havet store mengder karbon. Dei marginale issonene er områder med svært høg primærproduksjon. Dynamikken på mesoskala har signifikant effekt på primærproduksjonen. Vind, forflytting av iskanten og kvervlar medfører vertikal miksing, oppvelling av næringsrikt vatn og nedmiksing av phytoplank-

ton langs iskanten (Lygre [18]). Ved sida av å forstå mekanismane som ligg bak dei observerte strukturane, kan dette vere ein viktig motivasjon for å studere den mesoskala dynamikken i dei marginale issonene.

Dei marginale issonene er område med høg energiutveksling mellom isen, havet og atmosfæren. Dette medfører at vatnet i det øvre laget er karakterisert ved store horisontale gradientar i salinitet, temperatur og tettheit, og ein frontstruktur er ikkje uvanleg. I Avsnitt 5.2.1 skildrar vi bakgrunnssirkulasjonen og dei hydrografiske forholda i områda vi arbeider med.

I Avsnitt 5.3 vil vi diskutere korleis dei ulike observasjonane har blitt danna. For å forstå mekanismane bak strukturane, har det blitt utført numeriske simuleringar basert på ulike hypotesar. Avsnittet vil sjå på nokre arbeid som har blitt utført, og samanlikne resultat med observasjonar. Ein av teoriene er basert på at strukturane er eit resultat av frontale instabilitetar. På grunnlag av dette vil vi samanlikne resultatata frå dei numeriske eksperimenta i Kapittel 3.

5.2 Observasjonar

I dette avsnittet vil vi forsøke å skildre dei observerte strukturane. For å forstå mekanismane bak strukturane, vil vi i Avsnitt 5.2.1 studere dei dynamiske forholda i dei marginale issonene. Avsnitt 5.2.2 skildrar karakteristikane til strukturane og gir ein oversikt over nokre observasjonar.

Dei marginale issonene i Arktis har blitt grundig undersøkt i tre store eksperiment. Det første gjekk føre seg nord for Svalbard i september og oktober i 1979 og vert kalla “The Norwegian Remote Sensing Experiment (NORSEX)”. Det andre eksperimentet, “The Marginale Ice Zone Experiment (MIZEX ’83/’84)”, blei utført nord for Svalbard somrane 1983 og 1984. Det siste eksperimentet gjekk føre seg i Framstredet i Grønlandshavet tidleg på våren i 1987 (MIZEX ’87). Eksperimenta er rapportert av Johannessen m. fl. [13, 14, 15]. Observasjonane er gjort ved hjelp av fjernmåling som radar (SAR) og flyfoto, CTD-målingar (konduktivitet, temperatur og djupn), bøyer som flyt med straumen og målingar av straumhastigheitar. Saman med meteorologiske observasjonar gir dette detaljert informasjon om variasjonane mellom observasjonane og forandringane i dei enkelte strukturane.

I dei marginale issonene i Antarktis har det blitt utført færre studie av mesoskala fenomen. Fukamachi m. fl. [7] rapporterer observasjonar frå den marginale issona aust for Dronning Mauds Land. Strukturane har her blitt studert ved hjelp av satellitt, vindmålingar og oseanografiske data.

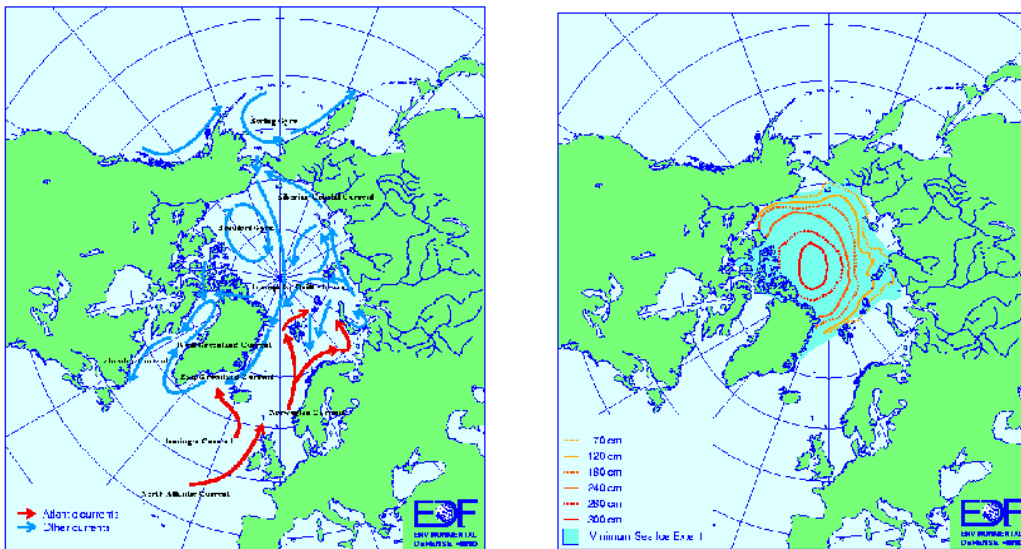
Observasjonar frå andre område er i hovudsak gjort ved hjelp av fjernmåling og meteorologiske målingar. Dei fleste observasjonane er føreteke i løpet av våren, sommaren eller hausten når isen smeltar eller fryser til.

5.2.1 Bakgrunnssirkulasjon og hydrografiske forhold

Dei marginale issonene er karakteriserte ved store horisontale gradientar i temperatur, salinitet og tettleik, og det vil oppstå sterke frontar i havet i desse områda. Saman med store havstraumar som transporterer ulike vatnmassar, skaper dette sterke lokale straumar. Desse lokale straumane og isen i områdene påverkar kvarandre, og straumane er viktige for danninga av dei observerte strukturane.

Straumforholda i Grønlandshavet og Framstredet blir skildra av Johannessen m. fl. [14]. Figur 5.1 viser storskalasirkulasjonen (a) og utstrekninga til isen i august (når det er minst is) (b) i Arktis. Langs austkysten av Grønland strøymer den kalde og ferske (relativt) Austgrønlandske Kyststraum sørover. Vest for Svalbard transporterer Den Nordatlantiske Kyststraum varmt og salt vatn frå Atlanterhavet og opp i Arktis. I Framstredet møter det varme atlanterhavsvatnet iskanten og skaper store gradientar i temperatur, saltinnhald og tettleik. I Johannessen m. fl. [13] varierer avstanden mellom denne frontale sona og iskanten mellom 10 og 60 km. Denne variasjonen skuldast ulike vindforhold og buktningar i iskanten.

Figur 5.2 viser temperaturen i overflata i den marginale issona i Framstredet. Mørk blå



(a) Storskalasirkulasjon. Røde piler viser Atlanterhavsstraumar, mens blå piler er andre straumar.

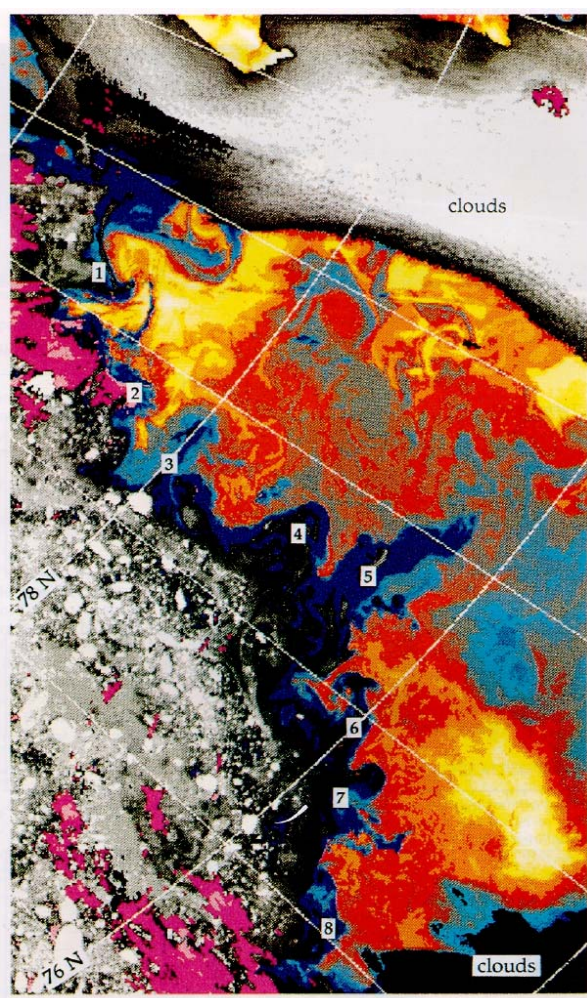
(b) Utbreiinga av isen om sommaren

Figur 5.1: Kart over storskalasirkulasjonen og den midlare utbreiinga av isen om sommaren i Arktis (Environmental Defense Fund).

farge indikerer kaldt smeltevatn frå isen. Biletet viser korleis istunger stikk ut i havet og eksistensen av ein temperaturfront nær iskanten.

I Antarktis strøymer den Antarktiske kyststraum vestover langs iskanten. Vi har ikkje andre data frå straumforholda i Antarktis.

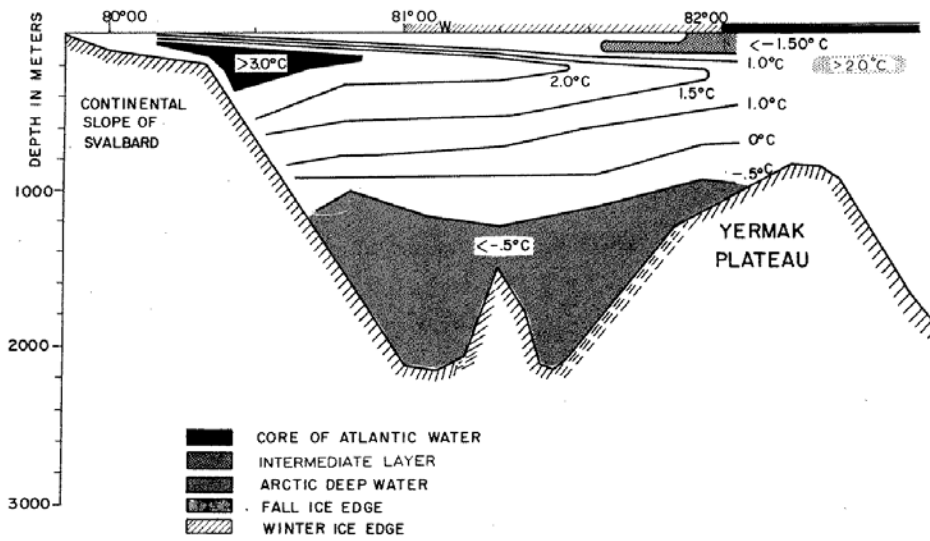
Figur 5.3 viser eit vertikalt snitt av havet i den marginale issona nordvest for Svalbard. Fukamachi m. fl. [7] viser i deira Figur 3 vertikale profilar for salinitet, temperatur og tettleik i området aust for Dronning Mauds Land. Begge profilane viser eit tynt mikslag øvst med relativt ferskt vatn og temperaturar nær frysepunktet. Djupna på dette laget er omlag 20 m, og tettleiken er nesten konstant. Under dette laget er det eit lag ned til omlag 60 m der saliniteten aukar raskt med djupna mens temperaturen er låg og tilnærma konstant. Hjà Fukamachi m. fl. viser tettleiksprofilen ein sakte varierende vertikal tettleiksforandring med lett over tungt vatn (statisk stabil). Snittet nordvest for Svalbard viser ein kjerne med varmt og salt atlantehavsvatn på omlag 250 m. Det arktiske djupvatnet går frå omlag 600 m og ned til botnen.



Figur 5.2: Radarbiletet viser temperaturen til vatnet i overflata i Framstredet under MIZEX '84. Den mørk blå fargen indikerer kaldt vatn langs iskanten, mens lys blå, raud og gul farge viser varmare vatn ($> 2^{\circ}\text{C}$). Tala indikerer istunger. Biletet er henta frå [15]

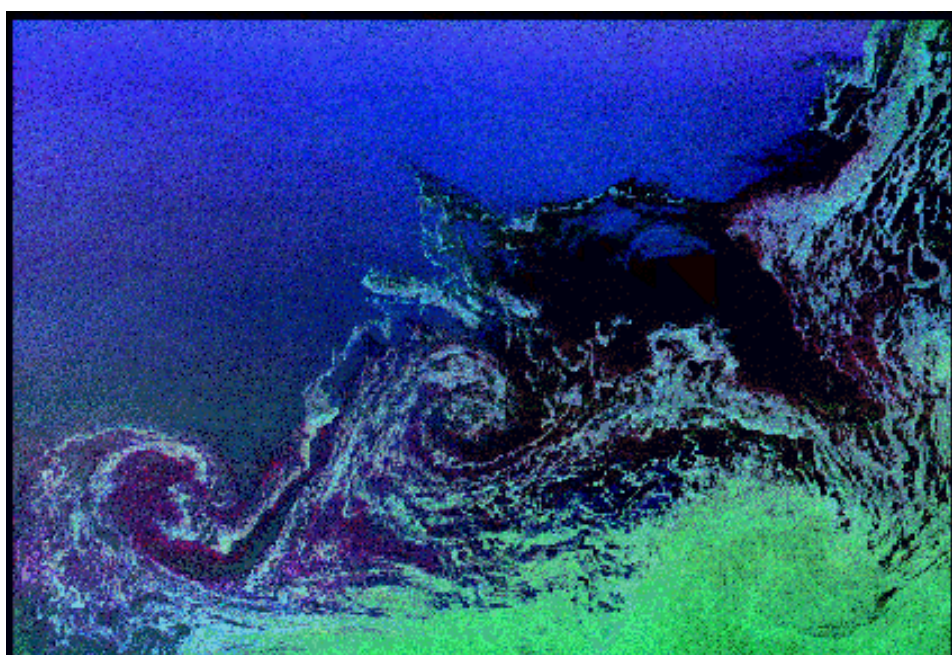
5.2.2 Karakteristikkar ved dei observerte strukturane

Figur 5.3 viser at iskanten buktar seg og at tungar av is breier seg ut i sjøen. Buktinga følgjer ikkje noko tydeleg mønster. Avstanden mellom to istunger er 20-40 km. Avstanden frå iskanten og ut til spissen av istunga varierer frå nokre få kilometer og opp til 100 km, og breidda på tungene er oftast liten i forhold til lengda. Spissen har ofte form av ein kvervel eller ein dipol. Istunger som ender opp i ein kvervel blir ofte behandla som ein rein kvervel. Kvervlinga kan vere både syklon og antisyklon, og storleiken på kvervelen eller dipolen er ofte av same storleiksorden som lengda til istunga (Ginsburg og Fedorov [10]). Johannessen m. fl. [15] har undersøkt djupna av strukturane og finn at dei går ned til 30-100 m. Levetida varierer frå 3-4 dagar (djupna < 30 m) og opp til 10-15 dagar for dei djupare strukturane. Nokre av observasjonane forandrar ikkje posisjon, mens andre forflyttar seg langs iskanten med ein snittfart på opptil 15 km pr. dag. Istungene veks ut frå kysten med ein fart på 35-45 km pr. dag (Fukamachi m. fl. [7]).



Figur 5.3: Skjematisk temperatur fordeling i havet nordvest for Svalbard. Figuren er henta frå [13]

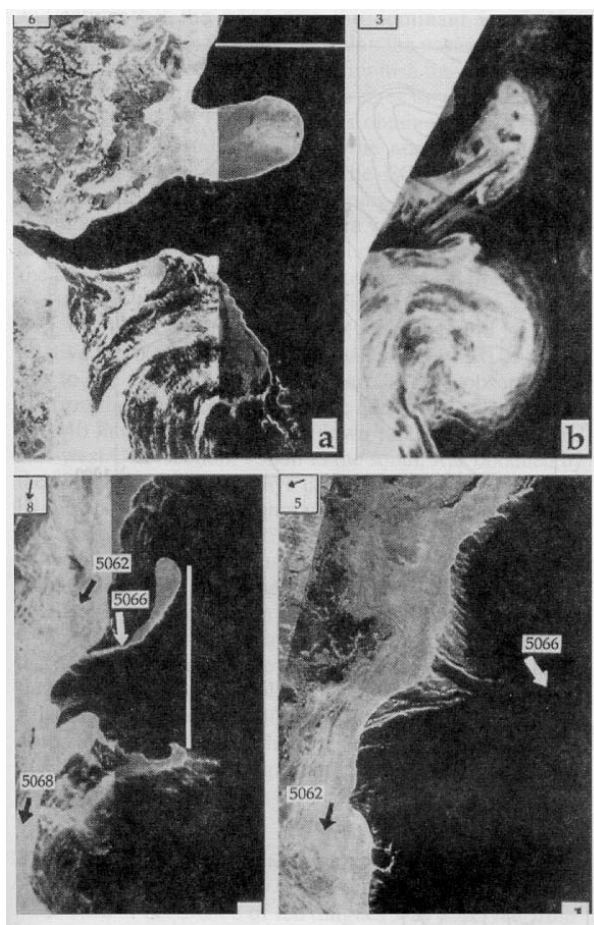
Tabell 5.1 viser ein oversikt over ulike observasjonar. Tabellen viser kvar og når observasjonen er gjort, dimensjonane og ein skildring av strukturen. Dei fleste observasjonane er istunger med ein kvervel eller ein dipol på spissen. Nokre av observasjonane viser ikkje istunger, men syklonar og antisyklonar, og lengda, L , er ikkje gitt. Nokre av observasjonane i tabellen er vist i Figur 5.5-5.7. Figur 5.4 viser eit kjede med tre syklonar i Weddellhavet. Kvervlane på dette biletet er meir organisert enn mange av dei andre observasjonane.



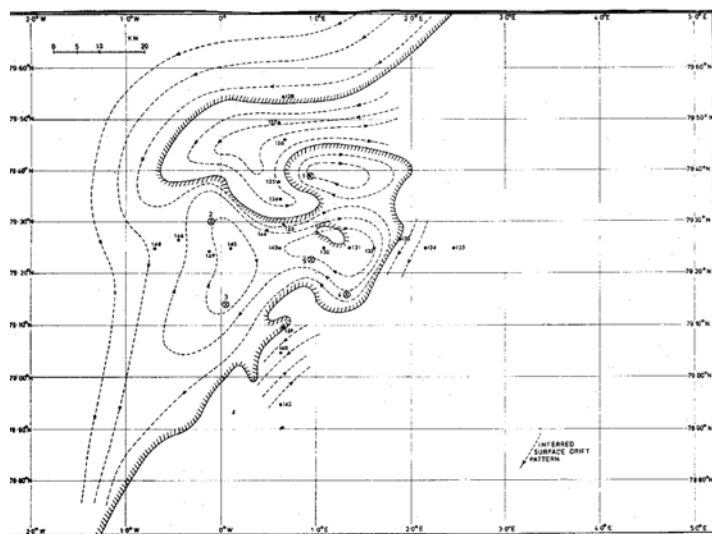
Figur 5.4: Radarbiletet viser to store syklonar i iskanten i Weddellhavet i Antarktis. Det er også indikasjonar på ein syklon inne i isen. Mørke fargar viser is som nett er frose og har ein suppeaktig konsistens. Biletet dekker eit område på 240×360 km.

Tid og stad for observasjon	Dimensjonar [km]		Skildring	Andre målingar	Informasjonskjelde
	L	D			
Nordvest for Svalbard 81°50'N 7°00'A 82°00'N 10°10'A Oktober, 1979	15	2	S kvervel (H)		E2 på Figur 16 i [13]
	6	1	Dipol med S asymmetri (H)		E1 på Figur 16 i [13]
Aust Grønland Polarfront 79°20'N 0°38'A August, 1980	60	20-30	Dipol med S asymmetri (H)	Noko forflytting austover	Figur 5.6 i denne rapporten frå [32]
Grønlandshavet, Framstredet 79°00'N 2°15'V 79°20'N 3°00'V Juni-Juli, 1984	-	20-40	S kvervel (I) Elliptisk form	Levetid:20-30 dagar Forfl: 1-15 km/d Djupn: 1000 m	E1 på "Plate" 3a i [14]
	-	30	AS kvervel (I, H)	Djupn: 1300 m Ingen forflytting	E7 på Figur 8 i [14]
Tartarstredet, nær Kapp Peschany April, 1979	40	20	AS kvervel (H)		Figur 1 i [10]
Sørvestre del av Okthoskhavet April, 1984	130	15	Dipol med sterk AS asymmetri		Struktur 1 på Figur 2 i [10]
	50	5	Dipol with AS asymmetri		Struktur 2 på Figur 2
Grønlandshavet, Framstredet Nord for 79°30'N 3°00'V Mars, 1987	30	10	Dipol med S asymmetri (H)	Levetid: 3 dagar	Nordre struktur på Figur 5.5 i denne rapporten, frå [15] Søndre struktur
	30	15	AS kvervel (H)		
Aust for Dronning Mauds Land: 100 km utanfor Prins Olavs Kyst Januar, 1988	40	30	Dipol (H)	Forflytting vestover: Omlag 5 km/d.	Struktur a ₁ på Figur 5.7 i denne rapporten, frå [7] Struktur a ₂
	50	20	Dipol med AS asymmetri (H)	Veksthastigheit: Omlag 6 km/d.	

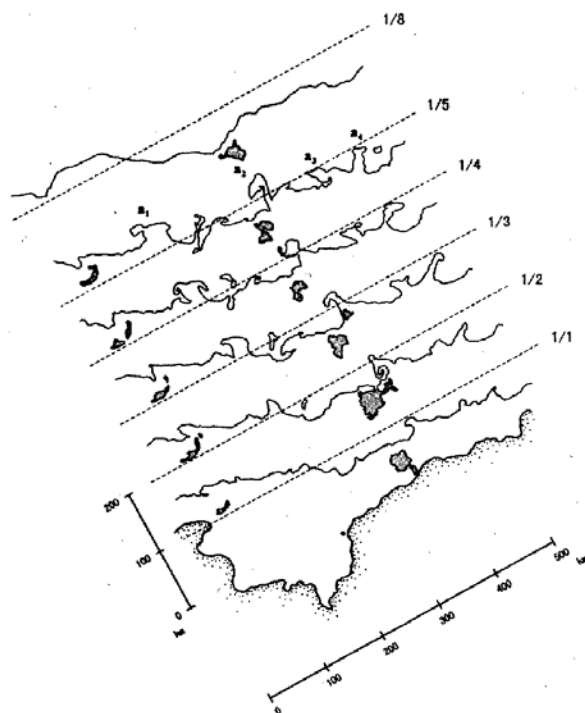
Tabell 5.1: Oversikt over ulike observasjonar. L er strekningen istunga strekk seg ut i sjøen, og D er vidda på tunga. Dersom L ikkje er oppgitt tyder det at strukturen har form av ein kvervel i staden for ei tunge, og D indikerer diameteren til kvervelen. Ein I indikerer at kvervelen er funne inne i den flytande isen, mens ein H indikerer at kvervelen er observert i det opne havet. S og AS er forkortingar av syklon og antisyklon.



Figur 5.5: Radarbiletet viser utviklinga til to istunger i slutten av mars 1987. Kvitt og grått er is, mens svart er ope vatn. Pila oppe i venstre hjørne indikerer vindforholda. Biletet er henta frå [15].



Figur 5.6: Kart over den midlare formen på kvervelen som vart observert ved kanten av den Austgrønlandske Kyststraum i August, 1980. Dei stipla linjene indikerer moglege straumar i overflata for isen og vatnet i kvervelen. Kartet er henta frå [32].



Figur 5.7: Utviklinga av iskanten i den marginale issona aust for Dronning Mauds Land. Det første biletet er teikna på rett lokasjon, mens dei etterfølgjande bileta er teikna ut frå kysten sekvensielt. Stipla linjer er linjer omlag 100 km frå Prins Olavs Kyst. Serien viser tidsutviklinga av istunger og kvervlar i perioden 1.-8. januar i 1988 der datoen er markert på høgre sida av linja. Figuren er henta frå [7].

5.3 Danningsmekanismer

Utviklinga av isen er truleg eit resultat av ulike staumar i havet, og isen kan bli behandla som ein sporar av desse straumane. Men isen har også ein eigen dynamikk, og frysing og tining av is påvirkar dei hydrografiske forholda i det øvre laget av havet, og dermed også dynamikken der. Ulike teoriar for danningsmekanismer er foreslått og demonstrert i numeriske simuleringar.

Strukturane som er skildra i Avsnitt 5.2 varierer både i storleik, form og tidsskala. I dette avsnittet vil vi skildre ulike moglege danningsmekanismer og forsøke å knytte dei opp til spesifikke observasjonar.

Ein hypotese er at topografien på havbotnen påverkar danninga av dei observerte strukturane. Dette vil bli behandla i Avsnitt 5.3.1. I Avsnitt 5.3.2 studerer vi effekten av oppvelling langs iskanten som eit resultat av ulikt vinddrag over is og vatn. I Avsnitt 5.3.3 ser vi på resultatet av samspel mellom ein eksisterande kvervel og ein jet. Ein viktig teori for danninga av strukturane i isen er baroklin og barotrop instabilitet. Dette har blitt behandla i Kapittel 3. I Avsnitt 5.3.4 vil vi bruke desse mekanismane for å studere danninga av strukturane.

5.3.1 Effektar av topografien på havbotnen

I den sentrale delen av Framstredet har havbotnen ein kompleks topografi. Det er fleire djup slik som Mollydjupet, som går ned til 5500 m. Det er også undersjøiske fjell som går opp til 1500 m under havflata. I heile området er det ein syklon resirkulasjon av atlantehavsvatn i dei øvre laga der den Nordatlantiske kyststraum går nordover på den austre sida av Framstredet og polart vatn går sørover på vestsida. Undersøkingar viser også at noko av atlantehavsvatnet går vestover mot Grønland (sjå Figur 5.1 (a) og Figur 1 i [14]).

I Avsnitt 3.5 vart det vist at potensiell kvervling er konservert for eit væskeelement. For barokline væsker er potensiell kvervling gitt ved Likning (3.19), mens konservering av potensiell kvervling for barotrope væsker er gitt ved Likning (3.21). Når vatnet strøymer mot Mollydjupet, aukar djupna raskt, og væskekolonner blir strekt vertikalt. Konservering av potensiell kvervling medfører at den syklone kvervlinga blir endå sterkare i dette området. I dette området blir det også ofte observert ei stor istunge (Johannessen m. fl. [14]). På same måte vil undersjøiske fjell medføre samanpressing av væskekolonner og antisyklon kvervling. Den antisyklone kvervelen (E7) i den same rapporten [14] er assosiert med topografiske høgder (sjå også Tabell 5.1). Storleiken på desse kvervlane varierer med storleiken på dei topografiske strukturane. Dette kan forklare avvik i storleiken på enkelte kvervlar.

Denne mekanismen for danning av strukturar i isen er kun aktuell dersom botnstrukturen inneheld fjell eller djupn. Dei fleste observasjonane er derimot henta frå område der slike strukturar ikkje er representerte.

5.3.2 Vindeffektar, oppvelling og nedvelling

I Kapittel 4 såg vi at vind medfører ein netto Ekman-transport av vatnet i det øvre laget 90° antisyklont for vinden, mens straumen i overflata er dreidd 45° antisyklont for vinden. Overflatelaget skaper eit liknande drag på laget under osb. Resultatet blir ein spiral av horisontalt transportert vatn kjent som Ekmanspiralen (Avsnitt 4.3 og Kundu [16]).

Häkkinen [12] og Ginsburg og Fedorov [10] studerer resultatet av ulik Ekmantransport mellom område som er dekkja med is og ope vatn som ein mekanisme for danning av istunger. Dette avsnittet er basert på desse arbeida.

Häkkinen har nytta ein todimensjonal kopla is-hav modell for å studere oppvelling, nedvelling og kvervlar i iskanten i dei marginale issonene. Friksjonskreftene mellom luft og vatn (τ_{lv}), luft og is (τ_{li}), og is og vatn (τ_{iv}) er gitt som

$$\tau_{lv} = \rho_l C_{lv} |\mathbf{U}_w| \mathbf{U}_w, \quad (5.1)$$

$$\tau_{li} = \rho_l C_{li} |\mathbf{U}_w - \mathbf{U}_i| (\mathbf{U}_w - \mathbf{U}_i), \quad (5.2)$$

og

$$\tau_{iv} = \rho_i C_{iv} |\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_v| (\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_v), \quad (5.3)$$

der ρ_l , ρ_i , og ρ_v forholdsvis er tettleiken til luft, is og vatn, og \mathbf{U}_w , \mathbf{U}_i , og \mathbf{U}_v er vindhastigheiten, hastigheiten til isen og hastigheiten i vatnet, respektivt. Friksjonskoeffisienten mellom luft og is (C_{li}) er avhengig av konsistensen til isen, men er generelt 2-3 gonger større enn friksjonskoeffisienten mellom luft og vatn (C_{lv}). Friksjonskoeffisienten mellom is og vatn (C_{iv}) er også varierende og stor, omlag 10 gonger større enn luft-vatn koeffisienten.

Når vinden bles over både is og vatn, er friksjonskrafta frå luft til is saman med krafta frå is til vatn mykje større enn krafta frå luft til vatn. Dette medfører større Ekmantransport under isen enn i området der havet ikkje er dekkja med is. Dersom vinden bles med isen på høgre side (på den nordlege halvkule når vi står med vinden i ryggen), vil vatnet under isen transporterast innover (bort frå iskanten) raskare enn vatnet i det opne havet. Dette gir horisontal divergens av vatn i det øvste laget og oppvelling av vatn frå djupare lag langs iskanten. På den andre sida vil ein vind som bles med isen på venstre side medføre horisontal konvergens og nedvelling langs iskanten. Ginsburg og Fedorov meiner at eksistensen av tangentielt stress mellom is og vatn (fordi isen er i stadig rørsle) gir eit tilstrekkeleg krav for oppvelling langs iskanten, og oppvelling kan førekome sjølv når det er vindstille.

Häkkinen utfører numeriske simuleringar der han varierer på vindretninga og karakteristikkane til iskanten. Resultata viser at ein konstant vind med isen på høgre side langs ein buktande iskant, eller ein varierende konsentrasjon av is langs iskanten, medfører at

oppvellingen blir forsterka i enkelte område mens den blir svekkja i andre. Ulik oppvelling fører til at djupnen på pyknoklinane vil variere (dei blir advektert mot overflata i område med oppvelling og nedover i område med nedvelling), og det blir danna kvervlar som ein baroklin respons på dei horisontale tettleiksgradientane.

Ginsburg og Fedorov foreslår at forsterka oppvelling i enkelte område kan medføre at ein jet stråler ut frå iskanten og danning av ei istunge. Kvervelen eller dipolen på spissen av istunga blir forklart ved instabilitet av jeten. I dei observerte istungene har isen blitt transportert opptil 100 km ut frå iskanten. For at dette skal vere mogleg, må vatnet som blir ført utover ha lågare tettleik enn det som ligg under. Vatnet som blir ført opp til overflata inne ved iskanten er (relativt) varmt og salt. Tettleiken til dette vatnet er høgare enn tettleiken til det opprinnelege overflatevatnet. Den einaste måten vatnet som blir ført opp kan få tilstrekkeleg oppdrift til at det kan bli ført titals kilometer ut frå iskanten utan å synke ned, er ferskvatn som kjem frå ismelting og blandar seg med vatnet som veller opp. Dette kan også forklare kvifor dei fleste istungene er blitt observert i smeltesesongen sjølv om oppvelling langs iskanten vil førekome heile året.

5.3.3 Effektar av vekselverknad mellom ein jet og ein eksisterande kvervel

Likning (3.11) viser at syklonar er forbunde med horisontal konvergens, mens antisyklonar er eit resultat av horisontal divergens. I den marginale issona medfører dette at syklonar kan sporast frå flytande is som konvergerer i overflata. I område med antisyclon kvervling vil det ikkje vere ein tilsvarande moglegheit for observasjon. Ginsburg og Fedorov [10] bruker dette for å argumentere for at mange av dei observerte syklonane i røynda er dipolar der kun den syklone delen av kvervelparet er synleg.

Smith og Bird [28] foreslår at ein del av kvervlane som er observert i straumen aust for Grønland ikkje er danna lokalt, men at dei er blitt advekterte inn frå området vest for Svalbard. Dette har også blitt observert. På bakgrunn av dette undersøker Smith og Bird numerisk effektane av at ein eksisterande kvervel blir advektert inn mot ein jet som går langs iskanten.

Jeten strøymer med iskanten på høgre side når vi ser nedover straumen. Dette gir at den sida av jeten som vender bort frå iskanten har syklon kvervling. Maksimalhastigheiten i jeten er 0.25 m/s. Kvervelen blir ført mot den syklone sida av jeten. Studiet viser at ein antisyclon vil knytte seg til den syklone sida av jeten og danne ein dipol. Dipolen vil vandre ut mot havet og ta med seg is bort frå iskanten. Nordre struktur på Figur 5.5 kan forklarast ved hjelp av denne mekanismen.

Ein syklon vil ikkje danne ein dipol saman med den syklone sida av jeten. Syklone kvervlar vil gå vidare mot sentrum av jeten og bli advektert nedstraums. Nedstraums for syklonen vil ein perturbasjon av iskanten med syklon kvervling gå ut frå iskanten og danne ei istunge. Perturbasjonen vil ikkje vekse vidare utover i sjøen, men bli advektert nedstraums slik som kvervelen. Dette kan bli observert som ei istunge med syklon kvervling på spissen. Istunga vil ikkje vekse når den er danna, men flytte seg langs iskanten i

den same retninga som jeten.

5.3.4 Baroklin og barotrop instabilitet

I Kapittel 3 såg vi på danning av kvervlar som eit resultat av instabilitetar i samanheng med tettleiksfrontar. Det vart delt mellom to typar instabilitetar; baroklin og barotrop. Barotrop instabilitet vart karakterisert ved overgang frå middelkinetisk energi (den kinetiske energien til middelstraumen) til eddykinetisk energi (den kinetiske energien til perturbasjonane). Energikjelda i baroklin instabilitet var den tilgjengelege potensielle energien assosiert med horisontale tettleiksgradientar.

Barotrop instabilitet kan oppstå dersom straumfeltet har eit horisontalt eller vertikalt skjær, og dersom straumprofilen har eit vendepunkt (Kundu [16]). Straummålingar frå den marginale issona viser ein jet langs iskanten. Eit horisontalt skjær blei også observert mellom straumen aust for Grønland og atlantehavsvatnet. Styrken på jeten og skjæret aukar kraftig i samanheng med vind (Johannessen m. fl. [14]).

I Avsnitt 5.2.1 såg vi at havet i arktiske område er karakterisert ved områder med sterke frontar. Figur 3 i Johannessen m. fl. [13] og Figur 5.2 indikerer at den horisontale skiktinga er størst langs iskanten der observasjonane av strukturane er gjort. Ein av grunnane til dette er smelting av is på grunn av varmeutvekslinga frå havet og atmosfæren. Resultatet er kaldt og (relativt) ferskt overflatevatn nær iskanten som møter varmare og saltare vatn i det opne havet. Det er ikkje gitt at horisontale gradientar i salt og temperatur vil medføre horisontale tettleiksgradientar, temperaturen og saliniteten kan virke i kvar sin retning, men grunnlaget for danning av ein front er til stades.

I Kapittel 3 viste vi at det kan bli danna kvervlar i samanheng med baroklin instabilitet i ei skikta væske. For å vise samanhengen mellom syklogenese og horisontal konvergens vart det lagt på passive partiklar i overflata (sjå Figur 3.6). Posisjonen til partiklane vart rekna ut ved å integrere den Lagrangske likninga (2.59).

For å studere rørsla til isen, vil vi samanlikne dei passive partiklane med flytande isflak. Skilnaden mellom vindstress på isen og på vatnet (sjå Avsnitt 5.3.2) medfører at forsøka med vind på overflata i Kapittel 4 ikkje er gjeldande som eit døme på korleis isen vil flytte seg under ulike vindforhold. Det blir heller ikkje teke omsyn til indre stress i isen eller smelting av is.

Kvervlane som blei danna i våre eksperiment hadde ein diameter på $O(10 \text{ km})$. Kvervlane var alltid syklone og assosiert med lågtrykk i havet. Modellområdet var ein 200 m djup kanal som er ei karakteristisk djupn på sokkelen. Den vertikale strukturen i Figur 3.10 viser at kvervlane som blir danna strekk seg til botnen av området. Dei fleste observasjonane som er gjort i Framstredet er frå området utanfor eller på kanten av sokkelen der djupna er større. Johannessen m. fl. [14] finn strukturar som har ei djupn rundt 1000 m. I modellen vår neglisjerer vi botnfriksjonen, og det som skjer på botnen kan dermed ikkje samanliknast med sokkelen der botnfriksjonen avgrensar rørsla i det nedste laget og dannar eit Ekmanlag [16]. Når kvervlane har blitt danna, held dei seg relativt sterke gjennom heile forsøket, og har dermed ei levetid på over sju dagar. Dei flytter seg i retning av grunnstraumen med ein fart på omlag 1.4 km/d (1.5 cm/s).

Johannessen m. fl. [15] har gjort numeriske eksperiment for å skildre danninga av kvervlar og istunger. Dei numeriske eksperimenta er gjort ved hjelp av ein tolags modell som blir styrt av dei primitive likningane. Initielt har ein jet i det øvre laget og ein i det nedre laget. Begge jetane strøymer langs iskanten, og dei blir perturbert ved vilkårlege perturbasjonar. Topografien i modellen er ein forenkling av topografien i Grønlandshavet. Sokkelen strekk seg 44 km ut frå kysten med ein konstant djupn på 400 m. Utanfor sokkelen har dei ei overgangssone på 20 km med ein skråning på 0.11. Djupna utanfor sokkelen er 2600 m. Dei studerer effektane av å variere på styrkeforholdet mellom dei to jetane, vidda og baroklinisiteten til jeten og topografien på botnen. Verdiane i eksperimenta er tilpassa målingar. Også her har isen blitt behandla som passive partiklar der posisjonen til partiklane blir bestemt av dei Lagranske hastigheitane i overflata. Dei fleste observasjonane er gjort under rolege vindforhold, og ein kan forventa at resultatata viser strukturane utan å legge på vind i overflata. Den marginale issona er langt borte frå kanten av den faste isen der den indre dynamikken har størst betydning. Resultata av eksperimenta viser danninga av istunger og dipolar og kvervlar. Forsøka med ein smal baroklin jet kun i det øvre laget (100 m djup) gir resultat som er nærast observasjonane. Det tek omlag fem dagar før ei istunge eller ein dipol har blitt danna, og storleiken er rundt 30 km. Avstanden mellom ulike strukturar er rundt 50 km.

Wadhams og Squire [32] foreslår at den observerte dipolen ($D=O(60 \text{ km})$) og istunga ($L=O(60 \text{ km})$) i Framstredet på Figur 5.6 er danna som eit resultat av baroklin instabilitet.

Dei observerte kvervlane nordvest for Svalbard hjå Johannessen m. fl. [13] er mykje mindre enn strukturen i Framstredet ($D=5\text{-}15 \text{ km}$), og er truleg eit resultat av barotrop instabilitet. Resultata frå eksperimenta våre viser at også kvervlar av denne storleiken kan bli danna som eit resultat av baroklin instabilitet.

Syklonane på Figur 5.4 den same formen som kvervlane i Figur 3.6. Kvervlane er organisert i eit kjede langs iskanten. Vi har ikkje funne observasjonar frå dei hydrografiske forholda i dette området.

5.4 Drøfting

I Avsnitt 5.3 vart det skildra fem moglege mekanismar for danning av istunger, kvervlar og dipolar i den marginale issona; effektar av topografiske strukturar, ulik Ekmantransport under is og i ope vatn, vekselverknad mellom ein kvervel og ein jet, og baroklin og barotrop instabilitet. Dei fleste av artiklane som ligg til grunn for dette prosjektet studerer kun ein av mekanismane. Nokre av rapportane introduserer også ein diskusjon der dei stiller sin eigen hypotese opp mot nokre av dei andre.

Ginsburg og Fedorov [10] diskuterer klassifiseringa av observasjonane. Dei meiner at det i mange tilfelle har blitt sett bort frå jet-formen (istunge) til strukturane, og omklassifiserer mange av observasjonane til å vere ei istunge med ein dipol eller kvervel i ytre enden i staden for kun ein dipol eller kvervel. Fleire av observasjonane blir også registrert til å ha ein dipolar struktur i staden for ein rein syklon eller antisyklon kvervling. Dersom dette er tilfellet, byggjer det opp om at strukturane er eit resultat av oppvelling langs iskanten på grunn av ulik respons på vindkreftene i vatn og is. Dei viser også til dei numeriske simuleringane gjort av Häkkinen [12]. Denne teorien gir også forklaring på kvifor dei fleste observasjonane er gjort i smeltesesongen.

Lygre [18] bruker denne modellen for å studere effekten av mesoskala dynamikk på veksten av pythoplankton i dei marginale issonene. Vind langs iskanten med isen til venstre medfører oppvelling av næringsrikt vatn. Han konkluderer at dynamikken på mesoskala er svært viktig i denne typen studium, og modellane som skal brukast må ha ein oppløysning som får med seg effektane av denne dynamikken.

Smith og Bird [28] viser korleis istunger blir danna når ein kvervel og ein jet påverkar kvarandre. Kvervelen kan ha blitt danna ved barotrope eller barokline instabilitetar eller som eit resultat av topografien i havbotnen. Straumar kan medføre at kvervlar blir advektert bort frå det området der dei blei danna. Mekanismane for adveksjon har ikkje blitt diskutert i dette prosjektet, men i Kapittel 4 såg vi at hastigheiten til kvervlane auka med hastigheiten til middelstraumen. Kvervlar som har blitt danna ved topografiske strukturar har også blitt observert der dei blei danna i dei marginale issonene.

Dei marginale issonene er områder med sterk frontal struktur på grunn av issmelting og ulike vatnmassar med ulike eigenskapar som møter kvarandre. Dei numeriske eksperimenta i Kapittel 3 og eksperimenta som vart utført av Johannessen m. fl. [15] viser at kvervlar kan bli generert som eit resultat av baroklin instabilitet. Johannessen m. fl. viser også at det kan bli danna kvervlar som eit resultat av barotrop instabilitet.

Det er vanskeleg å trekke fram ein av mekanismane som den mest trulege forklaringa på strukturane. Observasjonane i Tabell 5.1 viser at strukturane har ulike karakteristikkar både i utstrekning, form, forflytting og levetid slik at kvar struktur må studerast for seg. Nokre av strukturane har ein klarare form av ei istunge eller ein jet enn andre. Undersøkingane av vekselverknaden mellom ein jet og ein kvervel og oppvelling langs iskanten viser begge resultat som liknar desse observasjonane. Teorien med ein jet og ein kvervel viste at ein antisyklon medførte ei istunge med dipol i enden, mens ein syklon medførte danninga av ei istunge med syklon kvervling i enden. Dette kan forklare kvifor istungene ofte har ein dominans av syklon eller antisyklon kvervling på spissen. Johan-

nessen m. fl. [15] får også danna istunger i samanheng med instabilitetar.

Strukturar som har ein form av ein kvervel kan vere eit resultat av topografiske strukturar eller instabilitetar. Dei topografiske strukturane har varierende horisontal utstrekning, og avvik i storleiken på enkelte observasjonar kan forklarast ved denne teorien. Sjølv om kvervlar kan bli advektert bort frå staden der dei blei danna, vil desse strukturane vere meir stadfaste enn andre.

Nokre av observasjonane viser kjede av kvervlar. Desse er truleg eit resultat av instabilitetar i samanheng med frontar eller jetar på grunn av lengda på fronten eller jeten i forhold til storleiken på kvervlane.

Kapittel 6

Oppsummering og konklusjon

Vi har i denne oppgåva studert mesoskala strukturar som blir synlege i havflata med hovudvekta på danning av kvervlar på sub-mesoskala.

Utgangspunktet for studiet var eit arbeid av Eldevik og Dysthe [5] der dei hevdar at syklogenese kan vere eit resultat av baroklin instabilitet i skikta væsker. I Kapittel 3 utførte vi numeriske eksperiment for å stadfeste denne modellen.

Ein vid jet i geostrofisk balanse med ein svak skiktning vart perturbert med ei bølge med bølgelengd λ . Bølgelengda svarte til eit estimat for bølgelengda til den perturbasjonen som ville vekse hurtigast av Eldevik og Dysthe [5]. Resultatet var at jeten bukta på seg og danna formen av ei (horisontal) bølge. Etter tre dagar braut bølga bakover og danna lukka kvervlar. Kvervlane var syklone, og diameteren var omlag 10 km. Dette stemmer bra med observasjonane som vart skildra i Kapittel 1. Syklonane var eit resultat av horisontal konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet. Bølgja som vaks hadde ei e -folding tid på 1.3 d, noko som er omlag halvparten av det Wang [33] fekk med same starttilstand, men med ei bølgelengd på 60 km på perturbasjonen.

I områda der kvervlinga var syklon auka den horisontale skiktninga slik at det blei danna ein front. Frontogenese var eit resultat av både horisontal konvergens i det ageostrofiske hastigheitsfeltet og konfluens (deformasjon) i det geostrofiske hastigheitsfeltet.

Analysar av energiovergangane viste at veksten til perturbasjonane og danning av kvervlar var eit resultat av baroklin instabilitet. Det kom også fram at det i periodar gjekk ein energistraum frå kvervlane til middelstraumen, $C(MKE, EKE) < 0$. Dette resultatet fekk også Eldevik og Dysthe [5] i sine eksperiment. Det er blitt estimert at mesoskala strukturar inneheld opptil 99% av den totale kinetiske energien i havet. Dersom resultatane våre stemmer, kan ein forvente at mesoskala strukturar har stor innverknad på prosessar på større skala (storskalasirkulasjonen).

I Kapittel 4 studerte vi kva effektar vind hadde på instabilitetsprosessane. Energianalysane av desse eksperimenta viste at også her vaks den eddykinetiske energien som eit resultat av baroklin instabilitet. Når vi nytta den same perturbasjonen som i forsøket utan vind, vart også veksten til perturbasjonen den same. Med vind på 5 og 10 m/s vart det danna kvervlar i overflata. Med ein vind på 15 m/s fann vi ikkje att desse struktu-

rane. På grunn av dei faste grenseflatene var det vanskeleg å skilje mellom effekten av sirkulasjonen i kanalen og effekten av vinden i seg sjølv (dersom strukturane fann seg langt frå kysten). For å få fram effekten av vinden ville det derfor vore ein fordel å nytta andre randkrav. Likevel såg vi at kvervlane blei danna ved sterkare vind enn det ein reknar at grensa for danning av ein overflatefilm gir (Scott [26]).

I dei marginale issonene har mesoskala strukturar vore tema for omfattande studium. På grunn av flytande is og ein iskant som er i rørsle har ein i desse områda større sjansar for å observere enn på det opne havet der ein i stor grad er avhengig av rolege vindforhold og refleksjon av sollys. Dette er også område med store variasjonar i salt og temperatur slik at det vil bli danna område med horisontal skiktning. Strukturane som er blitt observert har form av kvervlar, istunger og dipolar. I motsetnad til kvervlane som vart skildra i Kapittel 1 er ikkje kvervlane i dei marginale issonene dominert av syklonar. Fleire modellar for danning av desse strukturane har blitt foreslått og studert. Også her vil barokline instabilitetar i skikta væsker vere ein mogleg forklaring på danning av kvervlar, og resultata frå Kapittel 3 kan vere eit døme på korleis enkelte av strukturane har blitt danna. Samtidig er det mange observasjonar denne modellen ikkje kan forklare. Det har ikkje blitt teke omsyn til vekselverknaden mellom is, hav og atmosfære, som har stor innverknad på dynamikken i desse områda.

Litteratur

- [1] J. Berntsen, M. D. Skogen, and T. O. Espelid. Description of a σ -coordinate ocean model. Technical Report Fiskeri og Havet Nr. 12, Institute of Marine Research, 1996.
- [2] J. Brown, A. Colling, D. Park, J. Phillips, D. Rothery, and J. Wright. *Ocean Circulation*. The Open University, 1989.
- [3] B. Cushman-Roisin. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Prentice Hall, 1994.
- [4] S. T. Dokken and T. Wahl. Observations of spiral eddies along the Norwegian coast in ERS SAR images. Technical Report Technical Report 96/01463, Norwegian Defence Research Establishment (NDRE), 1996.
- [5] T. Eldevik and K. B. Dysthe. *On Spiral Eddies in the Ocean*. PhD thesis, University of Bergen, 2000.
- [6] K. N. Fedorov. *The Physical Nature and Structure of Oceanic Fronts*. Springer Verlag, 1986. Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies 19.
- [7] F. Fukamachi, K. I. Ohshima, and I. Takayuki. Mesoscale Ice Features in the Summer Marginal Ice Zone. *Antarctic Sea Ice: Physical Processes, Interactions and Variability. Antarctic Research Series*, 74:317–323, 1997.
- [8] Y. Fukamachi, J. P. McCreary, and J. A. Proehl. Instability of Density Fronts in Layer and Continuously Stratified Models. *J. Geo. Res.*, 100:2559–2577, 1995.
- [9] A. Gill. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, 1982.
- [10] A. I. Ginsburg and K.N. Fedorov. *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence*, chapter On the multitude of Forms of Coherent Motions in the Marginal Ice Zones (MIZ), pages 25–39. Elsevier, 1989.
- [11] MODE Group. The mid-ocean dynamics experiment. *Deep Sea Res.*, 25:859–910, 1978.
- [12] S. Häkkinen. Coupled Ice-Ocean Dynamics in the Marginal Ice Zones: Upwelling/Downwelling and Eddy Generation. *J. Geophys. Res.*, 91:819–832, 1986.

- [13] O. M. Johannessen, J. A. Johannessen, J. Morrison, B. A. Farrelly, and E. A. S. Svendsen. Oceanographic Conditions in the Marginal Ice Zone North of Svalbard in Early Fall 1979 With an Emphasis on Mesoscale Process. *J. Geophys. Res.*, 88:2755–2769, 1983.
- [14] O. M. Johannessen, J. A. Johannessen, R. Schuchman, T. Manley, W. J. Campbell, E. G. Josberger, S. Sandven, J.C. Gascard, T. Olaussen, K. Davidson, J. Van Leer, and E.A.S. Svendsen. Mesoscale Eddies in the Fram Strait Marginal Ice Zone During the 1983 and 1984 Marginal Ice Zone Experiments. *J. Geophys. Res.*, 92:6754–6772, 1987.
- [15] O. M. Johannessen, S. Sandven, W. P. Budgell, J. A. Johannessen, and R. A. Schuchman. Observations and Simulations of Ice Tongues and Vortex Pairs in the Marginal Ice Zone. In O. M. Johannessen, R. D. Muench, and J. E. Overland, editors, *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment*, pages 109–136. American Geophysical Union, 1994. Geophysical Monograph 85.
- [16] P. Kundu. *Fluid Mechanics*. Academic Press, 1990.
- [17] S. Loeset, K. Shkhinek, P. Strass, T. Gudmestad, E. Michalenko, and T. Kddotarnä. *Basics of Offshore Petroleum Engineering and Development of Marine Facilities*, chapter 6.3: Ice Conditions in the Barents and Kara Seas, pages 119–129. 1999.
- [18] K. Lygre. Numerical Simulation of the Effect of Mesoscale Dynamics on Primary Production in the Arctic MIZ. The Nansen Environmental and Remote Sensing Center, Bergen, Norway, 2000.
- [19] D. R. Lynch, J. T. C. Ip, C. E. Naimie, and F. E. Werner. Convergence Studies of Tidally-rectified Circulation on Georges Bank. In D. R. Lynch and A. M. Davies, editors, *Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean Models*. American Geophysical Union, 1995.
- [20] P. Müller. Ertel’s potential vorticity theorem in physical oceanography. *Reviews of Geophysics*, 33:67–97, 1995.
- [21] G. L. Mellor and T. Yamada. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20:851–875, 1982.
- [22] F. Mesinger and A. Arakawa. Numerical methods used in atmospheric models, Volume I, 1976. WMO/ICSU Joint Organizing Committee, Garp Publication Series No. 17.
- [23] W. Munk, L. Armi, K. Fischer, and F. Zachariasen. Spirals on the sea. *Proc. Royal Society of London A*, 456:1217–1280, 2000.
- [24] W.H. Munk and E.R. Anderson. Notes on a theory of the thermocline. *J. Marine Res.*, 7:276–295, 1948.
- [25] NASA, DAAC, and GSFC. Oceanography from the Space Shuttle. http://daac.gsfc.nasa.gov/CAMPAIGN_DOCS/OCDST/shuttle_oceanography_web/oss_cover.html, June 2001.

-
- [26] J. C. Scott. Surface films in oceanography. In *Role of Surfactant Films on the Interfacial Properties of the Sea Surface*, pages 19–40. Defence Technical Information Center, 1986.
- [27] P. Scully-Power. Navy Oceanographer Shuttle Observations. Technical Report STS 41-G, Naval Underwater Systems Center, 1986.
- [28] D. C. Smith and A. A. Bird. The Interaction of an Ocean Eddy With an Ice Edge Ocean Jet in a Marginal Ice Zone. *J. Geophys. Res.*, 96:4675–4689, 1991.
- [29] A. Sørflaten. Spiraleddiar. Universitetet i Bergen, 2001.
- [30] P.K. Sweby. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *SIAM J. Numer. Anal.*, 21:995–1011, 1984.
- [31] H. Tennekes and J. L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. MIT press, 1972.
- [32] P. Wadhams and V. A. Squire. An Ice-Water Vortex T. Eldevik og K. B. Dysthe [5] viser at kvervlane som vart skildra i innleiinga blir danna i samanheng med frontogenese. at the Edge of the East Greenland Current. *J. Geophys. Res.*, 88:2270–2780, 1983.
- [33] D. P. Wang. Model of Frontogenesis: Subduction and Upwelling. *Journal of Marine Research*, 51:497–513, 1993.