

Detektion antarktischer Zyklonen anhand von Wirbelstrukturen im Meereis

Diplomarbeit im Fach Meteorologie
vorgelegt von
Stefanie Wassermann

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe
September 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Klimatologie	3
3	Datengrundlage	10
3.1	Wind- und Bodendruckdaten aus ECMWF-Analysen	10
3.2	Automatische Bojenmessungen auf Meereis	11
3.3	Meereisdrift aus SSM/I-Daten	13
4	Theoretische Grundlagen der Meereisdrift	14
4.1	Bewegungsgleichung für das Meereis	14
4.2	Driftmodel nach Colony und Thorndike (1982)	14
4.3	Reaktionszeit des Meereises auf Änderungen im Windfeld	15
5	Voruntersuchung zur Zyklonenerkennbarkeit	17
5.1	Simulation eines zyklonalen Windfeldes	17
5.2	Wirkung des Windes auf das Meereis	20
5.3	Simulationsergebnisse	21
5.4	Folgerungen für die Erkennbarkeit von Zyklonen in SSM/I-Driftdaten	27
6	Vergleiche von Wirbeln in Wind-, Drift- und Druckfeldern	29
7	Zyklonenlokalisierung aus ECMWF-Druckfeldern	34
7.1	Aufbereitung der Druckdaten	34
7.2	Verfahren der Zyklonenlokalisierung	35
7.3	Zyklonenverfolgung	37
7.4	Anwendung auf das ECMWF-Druckfeld	38
8	Zyklonenlokalisierung aus SSM/I-Daten	41
8.1	Berechnung einer Stromfunktion zum Driftfeld	43
8.2	Die Relaxationsmethode	43
8.3	Die Fouriertransformationmethode	45
8.4	Aufbereitung der SSM/I-Driftdaten	46

8.5	Eigenschaften von FTM und RM	47
8.6	Optimieren der Stromfunktion durch Subtraktion eines regionalen Mittelwertes	52
8.7	Grenzen und Fehler der Stromfunktion	61
9	Fallstudie für den Zeitraum vom 02.-08.08.92	63
9.1	Analyse und Diskussion zum 02.08.92	64
9.2	Analyse und Diskussion zum 03.08.92	69
9.3	Analyse und Diskussion zum 04.08.92	74
9.4	Analyse und Diskussion zum 05.08.92	78
9.5	Analyse und Diskussion zum 06.08.92	82
9.6	Analyse und Diskussion zum 07.08.92	87
9.7	Analyse und Diskussion zum 08.08.92	90
9.8	Zusammenfassung	94
10	Lokalisierungsstatistik	96
10.1	Vergleich der Abstände zwischen Stromfunktionsmaxima und Druckminima	96
10.2	Stromfunktion als relatives Mass für den Kerndruck	103
10.3	Breitenabhängigkeit der Entwicklung der Zentren von Tiefdruckgebieten . .	106
11	Zusammenfassung	108
	Literaturverzeichnis	111
A	Anhang	114
A.1	Tabellen zur Fallstudie	114

1 Einleitung

In der Antarktis halten sich aufgrund ihres extremen Klimas und ihrer Unzugänglichkeit Menschen nur zu Forschungszwecken auf. Nach wie vor stehen nur wenige meteorologische Beobachtungen für klimatologische Studien, Wetteranalysen und Prognosen zur Verfügung. Sie werden durch automatische Wetterstationen (AWS), Bojen, und bewohnte Stationen operationell gesammelt, sporadisch kommen Beobachtungen von Schiffen, Messkampagnen und Flügen dazu. Inzwischen liefern Satelliten zusätzliche Informationen über Temperaturen, Wind, Wolken, und Eisbedeckung. Analyse- und Prognoserechnungen aus globalen numerischen Modellen der Atmosphäre unterstützen den Meteorologen bei der Auswertung der Informationen. Die geringe räumliche Dichte der Messdaten schränkt die Zuverlässigkeit der Modellrechnungen für das Gebiet der Antarktis stark ein.

Die Notwendigkeit genauer Vorhersagen ist in den letzten Jahren in der Antarktis selbst angestiegen. Komplexe logistische Operationen zu Lande, zu Wasser und in der Luft bedürfen genauer Vorhersagen über Zeiträume von 24 Stunden und länger. Inzwischen finden ganzjährig Langstreckenflüge z.B. von Christchurch in die amerikanische McMurdo Station statt, die zuverlässige Vorhersagen über 6 - 8 Stunden für die Wetterbedingungen in der Antarktis erfordern. Satellitendaten im sichtbaren und im infraroten Spektralbereich sind ein unentbehrliches Werkzeug bei täglichen Kurzfrist-Wetterprognosen an Forschungsstationen. Sie liefern zusätzliche Informationen zu den Analysen, vor allem im Bezug auf die stark wetterrelevanten Mesozyklonen, die Analyserechnungen in der Regel nicht erfassen.

In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob Informationen über die Meereisbewegung, die aus Satellitendaten berechnet werden können, zukünftig als Hilfsmittel bei der Beobachtung und Vorhersage von Sturmweatherlagen genutzt werden können.

Die relative erklärte Varianz der Meereisdrift hängt in der Arktis zu 70% vom geostrophischen Wind ab (Thorndike und Colony, 1982), so dass das zyklonale Windfeld eines Tiefdruckgebietes eine entsprechende Eisbewegung hervorruft. Dieser Effekt wurde in diversen Studien über die Eisbewegung festgestellt. Der Vorteil der Zyklonenbeobachtung anhand der Meereisdrift gegenüber der Interpretation von Wolkenwirbeln liegt darin, dass die Meereisdrift im Gegensatz zu Wolkenwirbeln die Verhältnisse in der für den Menschen relevanten Luftschicht unmittelbar über der Ozeanoberfläche reflektiert. Um den schmalen Meereisgürtel vor der Ostantarktis (im Winter ungefähr 400 km breit) zu überqueren, benötigt selbst ein mit 10 m/s relativ schnell wanderndes Tiefdruckgebiet mit direkt südlicher Verlagerungsrichtung 12 Stunden, ehe es die Küste erreicht. Inwieweit der zugehörige Abdruck in SSM/I-Daten der Meereisdrift zur Erkennung dienen kann, wird im Folgenden untersucht. Klimatologischen Druckkarten und Statistiken über Zyklonenzugbahnen und -entwicklung zufolge entstehen Tiefdruckgebiete weit nördlich oder über dem Meereis vor der Küste, und verlagern sich von dort aus überwiegend südostwärts, so dass alle Tiefdruckgebiete mit Einfluss auf das Küstenwetter zuerst im Meereisgebiet zu sehen sein müssten.

Zunächst werden einige Überlegungen zu den Eigenschaften der verwendeten Bojen- und Satellitendaten sowie der ECMWF-Analysen (**E**uropean **C**enter for **M**edium-range **W**eather **F**orecast, Daten von 1992) angestellt. Danach sollen grundlegende Betrachtungen über die Übertragungsmechanismen auf und Erscheinungsformen eines zyklonalen Windfeldes

in SSM/I-Daten der Meereisdrift angestellt werden, um später Grenzen und Schwächen der Meereisdriftdaten bzgl. der Wiedergabe zyklonaler Effekte abschätzen zu können. Schliesslich wird die Stromfunktion als Driftfeldäquivalent zusammen mit dem ECMWF-Bodendruck automatisch mit einer bewährten Routine nach Murray und Simmonds (1991) auf Tiefdruckgebiete untersucht, und die Ergebnisse unter Zuhilfenahme gut belegter klimatologischer Erkenntnisse verglichen.

2 Südhemisphärische Zyklonen - Merkmale und Klimatologie

Unter der Antarktis versteht man den Teil der Erdkugel südlich von 60°S , bestehend aus dem eisbedeckten Kontinent, isolierten Inseln und einem grossen Teil des südlichen Ozeans (Abb. 1). In der Osthälfte folgt die Küstenlinie dem 62°S Breitenkreis mit Prydzbay als einzigem markanten Einschnitt bei 70°E . Die Küstenlinie der Westantarktis ist durch die weit nordwärts ausgedehnte antarktische Halbinsel und die beiden grossen Einbuchtungen Weddell- und Rossmeer geprägt. Ross- und Filchner-Ronne-Schelfeis sind mit 500 m pro Jahr die schnellstfliessenden Eisströme. Insgesamt machen Eisschelfe bis zu 44 % der Küstenlinie aus. Das bis über 4000 m dicke Eisschild mit darunterliegenden Gebirgen mit Gipfelhöhen von über 4500 m bewirkt signifikante Unterschiede zwischen Nord- und Südhemisphäre bzgl. der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation.

Die Strahlungsbilanz des Erdsystems ist an den Polen negativ, am Äquator positiv. Damit sich die Temperaturunterschiede nicht permanent verstärken, muss ein Ausgleich erfolgen. Dies geschieht durch die Rossbywellen und wandernde synoptische Systeme in den mittleren Breiten, sowie durch verschiedene Meeresströmungen. In der Südhemisphäre sind die stehenden Rossbywellen stärker barotrop (Druck und Dichteflächen sind stärker parallel) als in der Nordhemisphäre und können so weniger Wärme und Drehmoment transportieren. Dadurch gewinnen die wandernden Wirbel an Gewicht. Sie bewerkstelligen den grössten Teil des Feuchte- und Energieflusses polwärts durch Transport sensibler und latenter Wärme. Der Wärmetransport erfolgt durch Südwärtsführen wärmerer und Äquatorwärtstransport kalter polarer Luftmassen. Südwärtsziehende Zyklonen schlagen vor dem Erreichen der antarktischen Küste in der Westwindzone der antarktischen Tiefdruckrinne küstenparallele Verlagerungspfade ein, weil sie den topographischen Höhenanstieg nicht überwinden können. Dabei advehieren sie an ihrer Ostflanke wärmere Luft an die Küste gegen kalte katabatische Luftstörnungen, wodurch der meridionale Temperaturgradient ansteigt, und die küstennahen Ostwinde sich verstärken. Derselbe Effekt führt zu einem Strahlstrom (Jetstream) in der oberen Troposphäre.

Die antarktische Halbinsel mit einer mittleren Höhe von 1500 m bildet nördlich von 65°S die einzige Barriere für die überwiegend zonale Strömung, und verursacht deutliche Unterschiede im Klima über Bellinghausenmeer (Westflanke) und Weddellmeer (Ostflanke). Der Kontinent ist umgeben von einem Gürtel aus Meereis, das im Sommer bei Minimalausdehnung bis 60°S , im nördlichen Weddellmeer bis fast 55°S reicht. Die Eisausdehnung schwankt jahreszeitlich ausgeprägter als in der Arktis mit einem Minimum von etwa $3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ eisbedeckter Fläche im März und dem Maximum von $20 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ in September bis Oktober (King und Turner, 1997). Weil im Sommer ein Grossteil des Meereises schmilzt, findet man hauptsächlich dünnes einjähriges Eis mit Dicken von 0,6 m. Mehrjähriges Eis (ca. 1,2 m dick) existiert nur im westlichen Weddellmeer und an der Küste der Westantarktis. Im Gegensatz zum Meereis der Arktis steht das antarktische Meereis nicht unter dem Einfluss umgebender Landmassen und beeinflusst durch die beträchtliche jahreszeitliche Schwankung in der Ausdehnung die atmosphärische Zirkulation in der Südhemisphäre stark. Das Vordringen der Meereiskante geschieht vor allem durch starke nordwärtsgerichtete Winde an den Westflanken von synoptisch-skaligen Tiefdruckgebieten. Dort wird Eis nach Norden geführt, wobei die Divergenz im Eisfeld dabei zu offenen Wasserflächen führt. Gleichzeitig dringt an denselben Flanken kalte kontinentale Luft nach Norden vor und begünstigt die Eisproduktion über den offenen Wasserflächen.

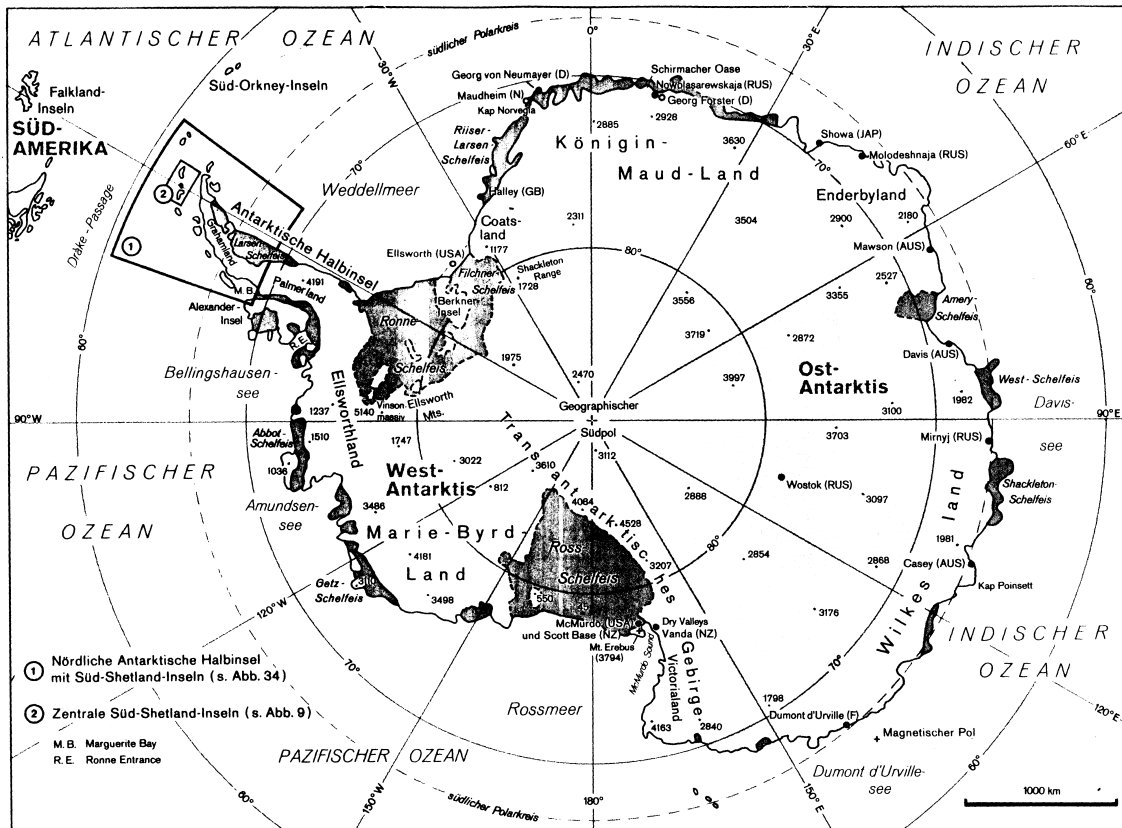


Abbildung 1: Karte mit geographischen Bezeichnungen nach Blümel (1999)

Seit Jahrzehnten beschäftigt sich eine Vielzahl von Studien mit dem Entstehen und Vergehen, den Verlagerungspfaden und Häufigkeiten von außertropischen Zyklonen in der Südhemisphäre. Im Gegensatz zu niedrigeren südlichen Breiten hat die spärliche Verfügbarkeit von in-situ-Beobachtungen dazu geführt, dass Tiefdruckgebiete rund um die Antarktis bis heute weniger gut verstanden sind als Wirbel in niedrigeren südlichen Breiten. An dieser Stelle wird eine Zusammenfassung klimatologischer Aspekte bzgl. der Zyklonenaktivität in diesen Breiten gegeben. Die im Weiteren erzielten Ergebnisse der Zyklonenlokalisierung aus Meereisdrift und Druckfeld werden damit verglichen. Ausführlichere Erklärungen mit entsprechenden Literaturverweisen und Darstellungen sind bei King und Turner (1997) zu finden.

Während sich in der Arktis Tiefdruckgebiete oft nahe am Nordpol befinden, stellt das antarktische Hochplateau eine Barriere für die Verlagerung von Wettersystemen über den Kontinent dar. Die meisten Tiefdruckgebiete gelangen nicht weit ins Innere, sondern stagnieren und lösen sich nahe der Küste auf. Stärkere Temperaturunterschiede zwischen Äquator und Pol, u. a. durch das kontinentale Eisschild, führen zu energie-reicheren Tiefdruckgebieten als in der Nordhemisphäre mit stärkeren Winden und mehr frontalen Niederschlägen als in mittleren Breiten. In polaren Gebieten muss zwischen zwei grossen Klassen von Tiefdruckgebieten, den meso- und den synoptisch-skaligen Zyklonen, unterschieden werden. Synoptisch-skalige Wettersysteme besitzen Durchmesser zwischen

1000 km und 6000 km und eine Lebensdauer von einem Tag bis zu einer Woche. Mesozyklonen sind selten grösser als 1000 km. Die meisten besitzen Durchmesser zwischen 100 km und 500 km und eine Lebensdauer von 12 h bis zu wenigen Tagen (Heinemann, 1995). Deshalb können sie in numerischen Analysen aufgrund der grossen Gitterpunktabstände und dem noch weitmaschigeren Beobachtungsnetz mit Abständen von mehr als 1000 km nur selten erfasst werden. Sie sind trotz ihres geringen Durchmessers und der kurzen Lebensdauer stark wetterrelevant, da sie oft starke Winde mit Schneedrift und schlechten Sichtverhältnissen mit sich bringen.

Die Entstehung südhemisphärischer Zyklonen findet bevorzugt durch barokline Instabilität an der Frontalzone, durch thermische Instabilität (Kaltluftzyklognese) und topographische Effekte statt. Synoptisch-skalige Zyklonen entstehen in Zonen mit starken horizontalen Temperaturgradienten (barokline Zonen) in der Troposphäre und wachsen durch barokline Instabilität. Der grösste zonale Temperaturgradient in der Atmosphäre der Südhemisphäre ist die Polarfront, die die mittleren Breiten von den polaren Luftmassen im Süden trennt. Sie liegt normalerweise zwischen 40°S und 50°S (im Winter in der Tasmanischen See und dem Südwestpazifik in noch höheren Breiten) und ist Entstehungsort der meisten aussertropischen synoptisch-skaligen Zyklonen, die die Antarktis erreichen. An der Polarfront bilden sich meist sog. Familien aus mehreren Frontalzyklonen. Sie ziehen südostwärts und setzen bei Erreichen der Westwinde entlang der antarktischen Küste ihre Verlagerung küstenparallel (zonal) fort. In der antarktischen Tiefdruckrinne vergehen sie unter langsamer ostwärtiger Verlagerung oder quasistationär. Starke Fronten in den grossen synoptisch-skaligen Zyklonen selbst sind wiederum barokline Zonen, an denen sich bei sehr langsamer Verlagerung der Hauptzyklone Mesozyklonen entwickeln können. In der Antarktis auftretende Mesozyklonen müssen wegen ihrer geringen Lebensdauer von 12 Stunden bis zu wenigen Tagen auch südlich des Polarkreises entstehen. Der wichtigste Bereich für die Mesozyklognese liegt dort, wo kalte kontinentale Luft mit Ursprungsgebiet direkt vor der Küste auf wärmere maritime Luftmassen trifft. Dort ist der Temperaturgradient sogar für die Entstehung kleiner synoptisch-skaliger Zyklonen ausreichend stark. Wirbel aus dieser Region verlagern sich küstenparallel nach Osten oder wandern im Gegensatz zu den grossskaligen synoptischen Zyklonen nach Norden. Eine weitere, schwächer barokline Zone bildet sich an der Eiskante zwischen den Luftmassen über Meereis und offenem Ozean. Der Temperaturgradient ist nur für die Mesozyklognese ausreichend.

Günstige Verhältnisse für thermische Instabilität mit Kaltluftzyklognese ergeben sich, wenn an der Flanke starker synoptisch-skaliger Wirbel kalte kontinentale Luft, vor allem im Zusammenhang mit katabatischen Winden, über einer wärmeren Luftschicht (über offenem Wasser) weit nach Norden vordringen kann, und dabei die Schichtung labilisiert. Dieser Mechanismus wird häufig in Bellinghausen-, Ross- und Weddellmeer beobachtet. In den Einschnitten der Küstenlinie bzw. vor der antarktischen Halbinsel wird die Verlagerung synoptischer Zyklonen oft verhindert. Die grossen Schelfeise und die steile Topographie der antarktischen Halbinsel bzw. des Transantarktischen Gebirges bei Victoria Land liefern sehr kalte Luft, die an Zyklonenflanken über maritimer Luft nordwärtsgeführt, eine labile Schichtung der Atmosphäre erzeugen kann. Im Bellinghausenmeer findet Mesozyklognese meist 1-2 Tage nach dem Durchzug des Zyklonenzentrums statt, wenn die Winde an der Westflanke der Zyklone kalte kontinentale Luft nach Norden führen.

Die Ostküste der antarktischen Halbinsel ist in der Antarktis der bevorzugte Ort topographischer Zyklonogenese (Leezyklonogenese). Satellitenbilder belegen die Bildung sehr intensiver synoptisch-skaliger Zyklonen, wenn die östliche Luftströmung im südwestli-

chen Weddellmeer an der antarktischen Halbinsel zum Aufsteigen gezwungen wird. Ein häufig vorkommender Mechanismus für Leezyklogense setzt ein, wenn Tiefdruckgebiete aus dem Pazifik in die Bellinghausensee gelangen oder sich dort nahe der Küste oder an der Eiskante entwickeln. Die stärkeren überwinden die Halbinsel mit unbedeutenden Strukturänderungen, schwache Wirbel werden quasistationär und vergehen langsam in der Bellinghausensee. Dabei führen sie über längere Zeit an ihrer West- und Südwestflanke im Weddellmeer Luft gegen die antarktische Halbinsel. So entwickeln sich leezyklogenetisch oft starke synoptisch-skalige Zyklonen, die sich nach Osten verlagern. Von den in der Antarktis entstehenden Zyklonen sind es besonders diese Leezyklonen im Weddellmeer, die sich zu signifikanten Systemen entwickeln. Mesozyklonen entstehen vor allem in der Bellinghausensee, aber auch an allen anderen Zyklonensezentren, häufig in Gruppen über Zeiträume von mehreren Tagen.

Nach King und Turner (1997) entstehen meso- und synoptisch-skalige Zyklonen häufiger in Küstennähe als bisher angenommen. Viele der vergehenden Tiefdruckgebiete entlang der antarktischen Küste haben noch immer niedrigen Kerndruck und können so viele Tage überdauern. Sie bewirken zusammen mit katabatischen Winden in Küstengebieten oft starke Winde am Boden, wenn Wirbel mit tiefem Kerndruck auf kontinentale Luft mit hohem Druck treffen. Diese Winde haben Einfluss auf die Eisbedeckung und -bewegung und auf Konvektionsprozesse im Ozean. Die meisten Zyklonen bewegen sich küstennah schnell ostwärts. In täglichen Karten der Eisausdehnung kann ihr Effekt als Bewegungswelle in meridionaler Richtung beobachtet werden (King und Turner, 1997). Wenn sich ein Tiefdruckgebiet langsam bewegt oder quasistationär wird, erzeugt es eine divergente Eisbewegung von der Küste weg. In den so entstehenden Küstenpolynyen bildet sich Eis nach. In den Küstenregionen kann der typische katabatische Wind an der Westseite küstennaher Zyklonen beträchtlich verstärkt und kalte Luft weit nach Norden über den Ozean geführt werden. Katabatische Winde und Strömungen über dem Ozean an der Ostseite der Zyklone können umgekehrt Konvergenzgebiete in Küstennähe zur Folge haben, die zyklonogenetisch wirken. Wegen dieser Effekte sind die synoptischen Zyklonen auch in der Zyklolysephase noch stark wetterrelevant, wenn sie bereits quasistationär, und nicht mehr als Wolkenwirbel in Satellitenbildern erkennbar sind. Oft besitzen sie dennoch tiefen Kerndruck und Winde mit hohen Geschwindigkeiten. Bei Neal (1972) (King und Turner, 1997) sind Systeme mit Lebensdauern bis zu 10 Tagen und Verlagerungspfaden von bis zu 7000 km für die Antarktis dokumentiert.

Zyklonenklimatologische Untersuchungen von Murray und Simmonds (King und Turner, 1997) über die Jahre 1975-1989 belegen stärkere jahreszeitliche Variationen im Kerndruck als für Zyklonen in mittleren Breiten mit Unterschieden von 10 hPa zwischen Frühjahrsminimum und Sommermaximum. Die Zyklonen vertiefen sich zwischen 30°S und 60°S um etwa 2,5 hPa pro Tag (bei 45°S). Im Gebiet der Antarktis (südlich von 60°S) füllen sie sich grundsätzlich auf. Es gibt zwar auch eine Reihe von Zyklonenseereignissen in der Tiefdruckrinne, aber die entsprechenden Wirbel vertiefen sich nur allmählich, so dass zyklolytische Prozesse in synoptisch-skaligen Systemen in den Statistiken der Drucktendenz trotz starker jahreszeitlicher Schwankungen stets dominieren.

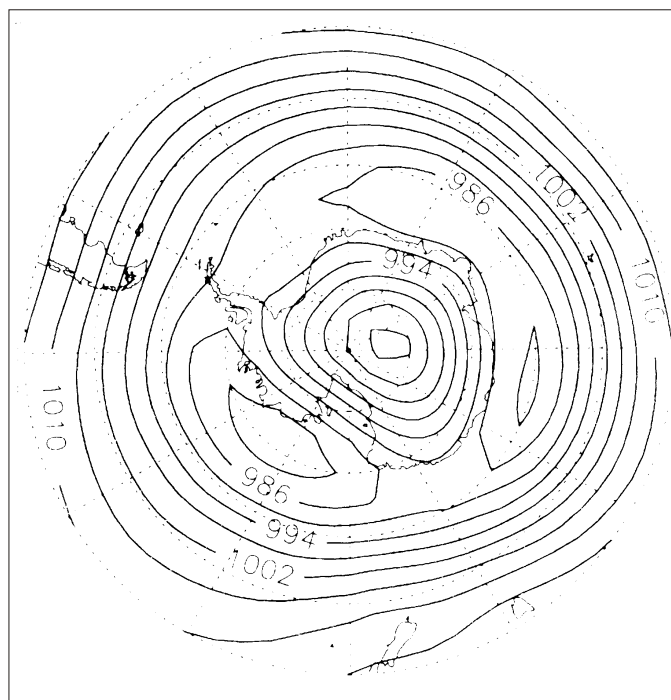


Abbildung 2: Klimatologische Mittelwerte des bodennahen Luftdrucks im Winterquartal (Juni, Juli, August) nach King und Turner (1996)

Für die Zugbahnen ergab sich bei Jones und Simmonds (1994), dass Zyklonen ost-südostwärts mit Richtung auf den antarktischen Kontinent ziehen und ihre Spitzengeschwindigkeiten von 10 m/s in mittleren Breiten erreichen. Bei 60°S sind die Zentren im 500 hPa Druckniveau klar definiert und können leicht verfolgt werden. In den Küstenregionen ist der Bezug zu Bodendrucksystemen oft unklar, so dass die Verwendung von Meereisdrift-daten gegenüber Satellitenbildern mit Wolkenmustern für die Vorhersage der Bodennahen Verhältnisse von Vorteil ist.

Der blockierende Effekt des antarktischen Kontinents und die daraus resultierenden zonalen Zyklonenzugbahnen zeigen sich auch in klimatologischen Mittelwerten des Druckfeldes als Gürtel rund um den Kontinent mit Druckwerten zwischen 980 hPa und 990 hPa (Abb. 2). Die sog. antarktische Tiefdruckrinne liegt zwischen 60°S und 70°S und erreicht halbjährlich im Sommer und Winter ihre nördlichste Lage. In diesem Gebiet konzentrieren sich nicht nur Verlagerungspfade, sondern auch Zyklolyse- und Zyklogeneseereignisse. Die Verteilung des Drucks in den klimatologischen Mittelwerten ist unsymmetrisch mit drei Tiefdruckgebieten in allen Jahreszeiten (Dreimonatsmittelwerten) bei 20°E, 90°O und 150°W. Die klimatologischen Untersuchungen unterscheiden sich je nach Zeitraum und Datengrundlage geringfügig bzgl. der Lage und der Druckwerte.

Ein weiteres Merkmal des Bodendruckfeldes in der Antarktis ist die schwache Antizyklone über dem Kontinent durch die kühlende Wirkung des Eisschildes auf die Atmosphäre. Sie kann aufgrund der unsicheren Druckreduktion bei extremen Geländehöhen nur qualitativ erfasst werden.

Statistische Ergebnisse über Zyklogeneseregionen, Zyklogenese- und Zyklolyseursachen und Zugbahnen sind hilfreich bei der Zuordnung und Beurteilung der Ergebnisse der Zyklonenlokalisierung aus Meereisdrift- und ECMWF-Druckdaten. Ein Schema, das in zahlreichen Satellitenbildern sichtbar ist und von numerischen Modellen meist schlecht erfasst wird, ist der Zerfall grosser Tiefdruckgebiete in mehrere Zentren innerhalb der antarktischen Tiefdruckrinne.

In Messdaten aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr (IGY) und des Global Atmospheric Research Programmes (GARP) zeigt sich nach Neal (1972) (King und Turner, 1997) eine Verbindung zwischen den Einschnitten in der Küstenlinie (Rossmeer, Weddellmeer und Prydzbay) und der Zyklonenhäufigkeit. In den Diagrammen von Jones und Simmonds (1993) fehlt dieser Zusammenhang, vermutlich weil bei der automatischen Zyklonenanalyse und -verfolgung die Topographie nicht geeignet repräsentiert ist (King und Turner, 1997).

Diese Arbeit verwendet dieselbe Lokalisierungsroutine ebenfalls ohne topographische Zusatzdaten. Die Nichtberücksichtigung der Topographie wirkt sich voraussichtlich nur in den Lokalisierungsergebnissen aus dem Druckfeld, nicht aber bei der Lokalisierung aus Driftdaten aus.

Grundsätzlich sind auch für Zyklonen in der Antarktis alle Verlagerungsrichtungen möglich. Nordwärtsgerichtete Verlagerung findet vorwiegend bei Mesozyklonen statt, die sich kaltluftzyklonetisch gebildet haben oder aus Wellenstörungen an Fronten grösserer Zyklonen entstanden sind. Die Bildung in einer südlichen Strömung impliziert dann eine anfängliche Komponente zum Äquator hin. Dieses Schema wurde in ECMWF-Analysen häufig gefunden. Westwärtsverlagerung kann sich nach Lamb (1959) (King und Turner, 1997) vor allem durch Steuerung stärkerer Zyklonen ergeben.

Häufig auftretende Verlagerungspfade verlaufen

- innerhalb der Tiefdruckrinne ostwärts,
- entlang des sogenannten Falkland-Pfades vom Osten Südamerikas nach Enderby Land und zur antarktischen Küste östlich davon,
- durch den zentralen und nordwestlichen Pazifik und die Drake Passage oder südwestwärts ins Bellingshausenmeer,
- im südlichen Indischen Ozean von Kerguelen nach Südaustralien bei Adelie Land nach Osten abbiegend und zum Rossmeer,
- aus dem Tasmanischen Meer südlich Neuseelands zum Rossmeer und den Küstengebieten in der Amundsensee.

Antizyklonen werden in dieser Arbeit nicht explizit behandelt. Die Kenntnis über ihre bevorzugten Positionen ist für die Beurteilung der Glaubwürdigkeit von Wirbelzentren in der Meereisdrift, die nicht in ECMWF-Analysen enthalten sind, dennoch hilfreich. Zyklonenstudien von Jones und Simmonds (1994) ergaben, dass Hochdruckgebiete südlich von 55°S kurzlebig sind und selten länger als 4 Tage existieren, was wiederum die Vorherrschaft zyklonaler Systeme in hohen südlichen Breiten zeigt. Hochdruckrücken und Antizyklonen

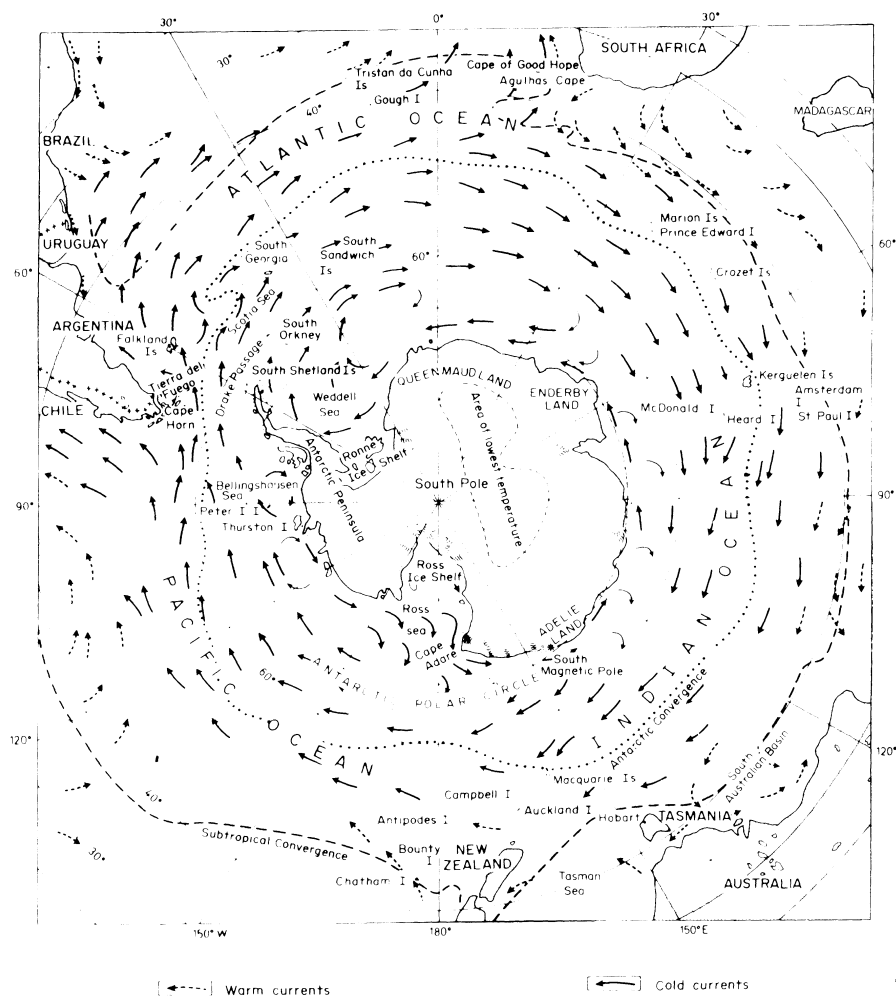


Abbildung 3: Karte der Meereströmungen im Gebiet der Antarktis nach King und Turner (1996)

wurden hauptsächlich bei 10°W - 10°O , 40°O - 70°O und 120°O - 160°O gefunden, und weniger ausgeprägt nach Streten und Pike (1980) zwischen 120°W und 130°W (King und Turner, 1997). Sie bewegen sich wie die Zyklonen ostwärts, anders als diese aber in der Regel mit schwacher nordwärtiger Komponente. Die Verlagerungsgeschwindigkeiten sind wie für die Zyklonen an der Küste langsamer als in mittleren Breiten. Die einzigen Antizyklolysezentren in der Antarktis liegen an der Spitze der antarktischen Halbinsel und nordwestlich des Weddellmeers im Sommer. Antizyklolyse und Antizyklogense finden gleichermassen in der quasistationären Antizyklone über dem Kontinent statt.

Abb. 3 zeigt die Meeresströmungen rund um die Antarktis. Sie beeinflussen die Meereisdrift signifikant, wo die Windgeschwindigkeiten klein sind. Die Karte wird in der Fallstudie (Kap. 9) zur Erklärung des Zustandekommens bestimmter Driftmuster und Stromfunktionsmaxima herangezogen.

3 Datengrundlage

3.1 Wind- und Bodendruckdaten aus ECMWF-Analysen

In globalen Wettervorhersagemodellen wie z.B. dem des ECMWF werden regelmäßig Analysen des Zustandes der Atmosphäre erstellt. Diesen liegen per Datenassimilation viele synoptische und klimatologische Daten auf dem ganzen Globus zugrunde. In diese Arbeit gehen Daten des operationellen Atmosphärenmodells für die Jahre 1986 bis 2001 in sechsstündiger zeitlicher Auflösung auf einem $1,125^\circ \times 1,125^\circ$ -Gitter ein. Es werden ausschliesslich der Luftdruck auf Meeresspiegelniveau und 10-m-Windkomponenten verwendet. In die Analysen gehen Messungen von Bojen und anderen Stationen ein, so dass die im Folgenden beschriebenen Bojendaten als Stützstellen der Analysen zu betrachten sind.

Da die Datengrundlage für Analyserechnungen in der Antarktis aufgrund geringer Besiedlung und Verkehrsdichte sehr spärlich ist, sind die ECMWF-Analysen über dem Ozean wie auch über dem Kontinent weniger genau als in anderen Gebieten.

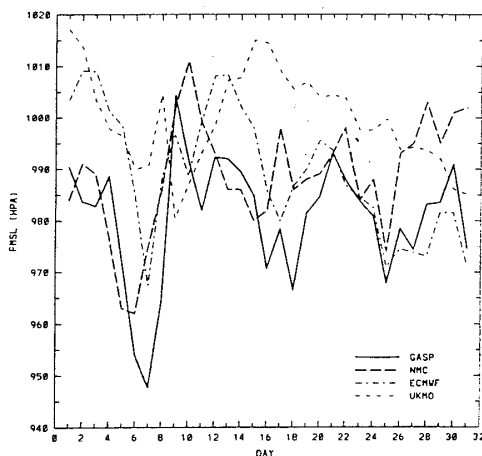


Abbildung 4: Zeitserien des PMSL vor Hobbs Coast in Marie Byrd Land (227.5°E , 72.5°S) in täglich gesamplen GASP, NMC, ECMWF und UKMO Analysen für Juli 1994 nach Simmonds et al. (1999).

Daten ist zu berücksichtigen, dass die Qualität der Daten einerseits durch verstärkte Messaktivität, andererseits durch Modellverbesserungen mutmasslich im Verlauf der betrachteten 20 Jahre zunimmt. Dies könnte zum Beispiel zu scheinbar verstärktem Auftreten von Zyklonen in den Ergebnissen führen.

Das haben u.a. Simmonds et al. (1999) bei Studien zur Verfeinerung des im weiteren verwendeten Zyklonenlokalisierungsschemas anhand von Vergleichen von Druckserien des PMSL (Pressure at Mean Sea Level) aus GASP- (Global Assimilation and Prediction), NMC- (National Meteorological Center), ECMWF- und UKMO (United Kingdom Meteorological Office)-Analysen für Juli 1994 für einen Gitterpunkt vor Hobbs Coast in Marie Byrd Land nachgewiesen. Dort unterscheidet sich der Druck aus ECMWF-Analysen von dem aus den Modellrechnungen der drei anderen Institute um bis zu 20 hPa (Abb. 4). Da in den kontinentalen Küstengebieten das Messnetz durch automatische Wetterstationen und besetzte Stationen verhältnismässig dicht ist, sind die Analysen am Kontinentalrand (vor allem antarktische Halbinsel, Weddellmeer, Rossmeer) genauer. Für die Interpretation der Informationen aus ECMWF-

3.2 Automatische Bojenmessungen auf Meereis

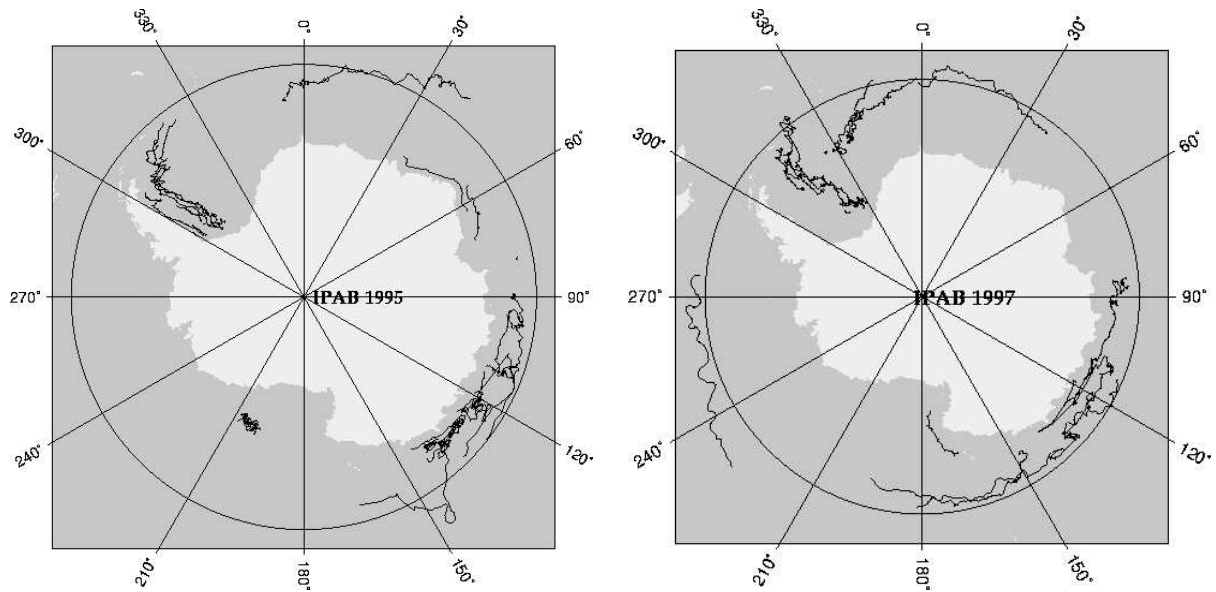
Messungen automatischer, im Wasser oder auf Meereisschollen driftender Bojen liefern im Meereisgebiet die alleinige Grundlage für die ECMWF-Analysen über dem antarktischen Ozean. Sie sind somit Indikatoren für hohe Genauigkeit der Gitterpunktweite in unmittelbarer Umgebung der Bojenposition. Aus den Zeitserien der Positionsmeldungen von Bojen auf Meereisschollen lassen sich auch Informationen über Bewegungsgeschwindigkeit und Richtung des Meereises ableiten.

Bojen werden vor allem während Schiffsexpeditionen im Südsommer abgesetzt und nehmen im allgemeinen 6-12 Monate lang Messungen vor, ehe sie aufgrund der mittleren nordwärtigen Strömungskomponente aus dem Polarmeer (bis 55°S) driften, falls sie nicht schon früher wegen des begrenzten Energievorrates ausfallen oder vom Pressdruck der umgebenden Eisschollen zerstört werden. Bojen gelten als wichtige Plattformen für in-situ-Messungen, obwohl ihr Einsatz teuer und aufwendig, und ihre Lebensdauer begrenzt ist. Sie bilden die Grundlage für Analysemodelle, ebenso wie für Fallstudien und die Verifizierung von Satellitendaten (Kwok et al., 1998, Maslanik et al., 1998).

Die Sensorausstattung der Bojen unterscheidet sich je nach Hersteller und Verwendungszweck in der Ozeanographie und der Meteorologie. Die Positionsbestimmung und Datenübertragung erfolgt über die Fa. Argos CLS (Collect Localisation Satellites Company). Bojen wurden bis 1994 überwiegend mit älteren Argos-Systemen ausgerüstet, die eine Lokalisierungsgenauigkeit von etwa 350 m ermöglichen. Einzelne Bojen sendeten über ein neueres Argos-System mit Genauigkeiten bis 150 m (Kottmeier et al., 1996). Ab 1995 kamen hauptsächlich GPS-Sender zum Einsatz, die bei Mittelwerten über 10 Minuten im Standard Positioning System (SPS) eine Lokalisierung auf 50 m genau erlauben (NSIDC, 2001) (National Snow and Ice Data Center). Die Positionsbestimmung erfolgt für alle drei Systeme mit Hilfe von Doppler-Phasenverschiebungen in von verschiedenen Satelliten empfangenen Signalen. Position und Messparameter (meist in 10-min-Mittelwerten) werden über zwei Satelliten mit polarem Umlauf 25 mal pro Tag übertragen und in der weiteren Bearbeitung in physikalische Größen umgerechnet. Anschliessend werden Ausreisser und Lücken linear interpoliert und die Messgrößen kalibriert.

Bojendaten liegen dieser Arbeit für den Zeitraum von 1979 bis 2000 in drei sich zeitlich überlappenden Gruppen vor:

- 1979-1996:
Bojen verschiedener Einzelprojekte sowie des **International Project of Antarctic Buoys (IPAB)** im Weddellmeer in verschiedenen Datenformaten mit sehr unterschiedlicher Zahl von Messgrößen, wie sie bei NSIDC (2001) beschrieben werden
- 1996-2000:
Daten von Bojen des **Alfred-Wegener-Institutes für Polar- und Meeresforschung (AWI)** für das gesamte Ozeangebiet rund um den antarktischen Kontinent. Dieselben Daten sind mit einer geringeren Anzahl von Parametern auch im IPAB-Archiv für die Jahre 1995-1998 enthalten.
- 1995-1998:
IPAB-Daten für Position, Luftdruck- und Temperatur sowie Meeresoberflächentemperatur für das gesamte Ozeangebiet rund um den antarktischen Kontinent.



(a) Driftpfade zu den IPAB-Bojen 1995 nach IPAB (2000) (b) Driftpfade zu den IPAB-Bojen 1997 nach IPAB (2000)

Abbildung 5: Driftpfade sämtlicher IPAB-Bojen der Jahre 1995 und 1997

Die spätere Fallstudie soll sich auf die Jahre 1992, 1995 und 1997 konzentrieren, da während dieser Abschnitte aufgrund besonderer Experimente die meisten Bojen aktiv waren.

Für das Jahr 1992 stehen nur Bojen mit Startposition im Weddellmeer (20°E bis 60°W) und den Bereich zwischen 110°O und 145°O Grad in der Ostantarktis zur Verfügung. Sie wurden grösstenteils während der **Winter Weddell Gyre Study 1992 (WWGS92)** und der **FINNARP-Expedition 1992 (Finnish Antarctic Research Program) 1992** ausgesetzt.

Für das Jahr 1995 waren 19 Bojen innerhalb des antarktischen Meereises mit Übertragung der Daten in das **Global Transmission System (GTS)** in Betrieb. Ausserdem wurden elf zusätzliche Bojen ausgesetzt, die ihre Messdaten an das Argos-System übertrugen, aber nicht ins GTS eingebunden waren. Die grösste Anzahl von Bojen ist für August als Teil einer Australischen Meereisstudie (NSIDC, 2001) verfügbar.

1997 wurden elf Bojen von IPAB-Mitgliedern ausgesetzt, von denen im Juni nur noch neun Bojen (bzw. sieben am Monatsende) Daten an das GTS übertrugen. Insgesamt wurden 1997 Daten von 20 Bojen empfangen, aber Probleme mit dem GPS, und das Herausdriften aus der Meereiszone reduzierten den Informationsgehalt (NSIDC, 2001). In diesen drei und auch in allen anderen betrachteten Jahren konzentrierte sich der Einsatz von Bojen im Wesentlichen auf drei Gebiete mit grosser Meereisbedeckung:

- die Ost-Antarktis (170°O - 20°O)
- das Weddellmeer (20°O - 60°W)
- Bellingshausen-, Amundsen- und Rossmeer (60°W - 170°O)

Für die Jahre 1995 und 1997 zeigt Abb. 5 aus dem IPAB-Archiv die Driftpfade der verfügbaren Bojen im Überblick.

Die Bojenpositionen stammen aus einer Datenbank für den Meereisatlas (Kottmeier und Schmitt, unveröffentlicht) mit Tagesmittelwerten der Bojendaten. Tagesmittelwerte existieren darin nur für Tage, an denen Positions-, Druck- und Temperaturmessungen einwandfrei gesendet werden konnten. Dadurch fehlen im Vergleich zu den Originaldaten einzelne Tage, vor allem zu Beginn und Ende der Messperiode. Eine korrigierte Zusammenstellung der Bojenpositionen speziell für diese Arbeit wäre aber zu aufwendig.

3.3 Meereisdrift aus SSM/I-Daten

Im Rahmen dieser Arbeit werden Fernerkundungs-Daten des **S**pecial **S**ensor **M**icrowave **I**mager (SSM/I) als Hilfsmittel zur Beobachtung von Zyklonen eingesetzt werden. Die DMSP-Trägersatelliten (**D**efense **M**eteorological **S**atellite **P**rogram) haben polare und sonnensynchrone Umlaufbahnen in einer Höhe von 860 km mit einer Inklination von $98,8^\circ$. Eine Erdumrundung dauert 102 Minuten, womit die Erde bis auf die Polkappen zwischen 0°S und $2,4^\circ\text{S}$ komplett abgedeckt wird (NASA, 1996). Die Eisbewegung wurde von Kwok et al. (1998) aus täglichen Karten der Strahlungstemperatur der Erdoberfläche mit Hilfe eines speziellen Algorithmus abgeleitet. Hierbei werden übereinstimmende Bildausschnitte (100×100 km für den 85 GHz-Kanal, 200×200 km für den 37 GHz-Kanal) in zeitlich aufeinanderfolgenden Satellitenkarten identifiziert. Das Übereinstimmungskriterium für zwei zu vergleichende Charakteristika in der Strahlungstemperatur ist der maximale Kreuzkorrelationskoeffizient für verschiedene Verschiebungen aufeinanderfolgender Bilder. Ein begrenzender Faktor für die Genauigkeit der Bestimmung von Driftgeschwindigkeiten ist dabei die Sensorauflösung bzgl. der Erdoberfläche (Footprint) von $12,5 \text{ km} \times 25 \text{ km}$ (37 bzw. 85 GHz-Kanal), so dass vor allem geringe Driftgeschwindigkeiten stark verrauscht sind. Größere Zeitintervalle zwischen den Zuordnungspaaren wirken dem entgegen, verringern aber gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für die richtige Zuordnung der Muster, da sich das Erkennungsmuster durch Abschmelz- bzw. Gefrierereignisse, durch Abbrechen oder Zusammenpressen von Eisschollen mit der Zeit immer mehr verändert. Am Ende der Datenverarbeitung werden Ausreisser und Fehlzuordnungen durch Vergleiche mit den umgebenden Vektoren eliminiert.

Die Bezeichnung „SSM/I-Daten“ bezieht sich im Folgenden auf Eisbewegungsdaten, die darüberhinaus zusammen mit Eisbewegungsvektoren aus Bojen des IPAB-Archivs auf ein polarstereographisches x-y-Gitter mit $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ Maschenweite (5475 Gitterpunkte) interpoliert wurden. Diese (optimal interpolierten) sog. **OI**- Daten liegen von 1979 bis 1992 in Zeitabständen von einem Tag für März bis November vor. Während der fehlenden drei Sommermonate ist die passive Fernerkundung der Eisbewegung im Mikrowellenbereich aufgrund der reduzierten Transmission der Atmosphäre nicht verlässlich.

4 Theoretische Grundlagen der Meereisdrift

4.1 Bewegungsgleichung für das Meereis

Im Hinblick auf die Lokalisierung von Zyklonen aus der Meereisdrift sind folgende Zusammenhänge zwischen den charakteristischen Merkmalen von mesoskaligen Zyklonen und der Eisdrift wichtig: Beobachtungen haben ergeben, dass sich das Meereis in einigem Abstand von der Küste stark wind- und meeresströmungsabhängig bewegt (Kottmeier und Sellmann, 1996). Für kurze Zeitspannen von weniger als einem Tag können aber auch Trägheitskräfte und Pressdruck zwischen den Eisschollen ins Gewicht fallen. Auf das Eis wirken also vor allem Schubspannungen durch die atmosphärische Strömung $\vec{\tau}_a$, die ozeanische Oberflächenströmung $\vec{\tau}_w$, eine Druckgradientkraft durch die Meeresoberflächenneigung \vec{T} und die Corioliskraft \vec{C} . Damit ergibt sich das Kräftegleichgewicht zu

$$\vec{\tau}_a + \vec{\tau}_w + \vec{C} + \vec{T} = 0 \quad (1)$$

Die Schubspannungskräfte können durch folgende quadratische Widerstandsgesetze beschrieben werden (Thorndike und Colony, 1982):

$$\tau_a = \rho_a \gamma_a |G - u| (G - u) (e^{i\alpha}) \quad (2)$$

$$\tau_w = \rho_w \gamma_w |c - u| (c - u) (e^{i\beta}), \quad (3)$$

wobei ρ_a , ρ_w , γ_a , γ_w Dichten und Widerstandsbeiwerte für die atmosphärische und die ozeanische Grenzschicht sind. Die Vektoren für den geostrophischen Wind, die Meereisdrift und die mittlere Meeresströmung werden durch komplexe Zahlen G , u und c repräsentiert. Für die Corioliskraft gilt

$$C = \rho_i h f u e^{-i\pi/2} \quad (4)$$

und für die Druckgradientkraft durch die Ozeanoberflächenneigung

$$T = -\frac{\rho_i}{\rho_w} h \nabla P \quad (5)$$

Dabei ist h (Einheit m) die Eisdicke, und $\nabla P = -g \nabla H = \rho_2 f c e^{i\pi/2}$. Dabei steht H für die Höhe der Meeresoberfläche über einer Äquipotentialfläche, und ρ_i und ρ_2 sind die Dichten von Meereis und Wasser in kg m^{-3} . Bei Gleichung (1) handelt es sich somit um eine nichtlineare Differentialgleichung in den komplexen Geschwindigkeiten u , wenn G und c gegeben sind.

4.2 Driftmodel nach Colony und Thorndike (1982)

Thorndike und Colony (1982) lösen diese Differentialgleichung mit Parametern von McPhee und Albright und vergleichen die Ergebnisse mit Bojenmessungen in der Arktis. Sie fanden heraus, dass nichtlineare Effekte nur für kleine $|G|$ spürbar sind. Für grosse $|G|$ wächst $|u|$ linear und der Ablenkungswinkel θ zwischen dem geostrophischen Wind und der Meereisdrift ist konstant. Dieses lineare Verhalten resultiert aus der Ausrichtung der Kraftvektoren in Abb. 6.

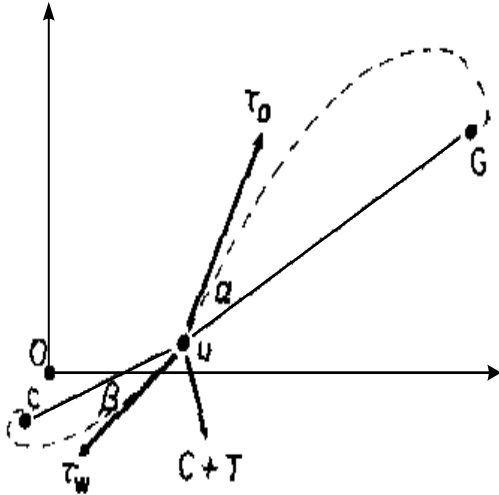


Abbildung 6: Kräftegleichgewicht für die Meereisdrift

Beziehung zwischen geostrophischem Wind G und Eisgeschwindigkeit u , Ozeanströmung C und Ursprung O . Die gestrichelten Linien sind Geschwindigkeitshodographen. Die Schubspannungen in Wasser und Luft sind Tangenten an den Hodographen an der Meeresoberfläche. Die Kombination aus Corioliskraft und Ozeanoberflächenspannung entspricht der Strecke $u-c$; Abb. nach Thorndike und Colony (1982)

zeitabhängige Strömungen. Bei Anwendung der Gleichung auf Messdaten gehen auch eventuelle Messfehler in ϵ ein.

Ausser bei niedrigen Windgeschwindigkeiten balancieren sich im wesentlichen Wind- und Wasserschubspannungen aus. Dabei schwankt die atmosphärische Schubspannung mit $|G|^2$, die Eis-Wasser-Schubspannung bei schwacher Ozeanströmung mit $|u|^2$, so dass aus beidem folgt, dass $|u|$ und $|G|$ sich zueinander proportional verhalten. Die Corioliskraft wirkt vor allem richtungsablenkend auf die Bewegung des Eises, ohne die Geschwindigkeit zu verändern. Thorndike und Colony (1982) formulieren daraus folgenden linearen Zusammenhang zwischen Eisgeschwindigkeit, Ozeanströmung und geostrophischem Wind:

$$\vec{u} = AG + c + \epsilon \quad (6)$$

$$\text{mit } A = |A|e^{-i\theta} \quad (7)$$

A ist eine komplexe Konstante, die das Verhältnis und den Ablenkungswinkel zwischen dem geostrophischen Wind G und der mittleren Ozeanströmung enthält. ϵ steht für den Anteil der Driftgeschwindigkeit, der nicht in linearem Zusammenhang zum geostrophischen Wind steht. Es beinhaltet unter anderem Beiträge zur Driftgeschwindigkeit durch eisinterne Schubspannungen und

4.3 Reaktionszeit des Meereises auf Änderungen im Windfeld

Die Drift reagiert nicht sofort auf Änderungen im Windfeld (z.B. bei Durchzug synoptischer Systeme). Theoretische Betrachtungen sowie Beobachtungen haben aber gezeigt, dass sich das Kräftegleichgewicht in Gleichung (1) nach Windänderungen sehr rasch einstellt. Bei Ozeanströmungen, die klein gegen die Eisdriftgeschwindigkeit sind, beschreiben Wind- und Wasserschubspannungen für die freie Drift ein Gleichgewicht, aus dem man die charakteristische Reaktionszeit des Eises auf den Schubspannungseintrag τ_a aus der Atmosphäre ableiten kann (Schulze, 1995):

$$u_{Eis} = \frac{du_{Eis}}{dt} \cdot t_{Eis} \quad (8)$$

$$\text{mit } \frac{du_{Eis}}{dt} = \frac{\tau_a}{\rho_{Eis} \cdot h_{Eis}}. \quad (9)$$

τ_a ist dabei der Betrag der Windschubspannung, ρ_{Eis} die Dichte des Eises und h_{Eis} die Eisdicke. Für den Betrag der Schubspannung gilt:

$$\tau_a = \rho_a \cdot u_*^2 = \rho_a \cdot c_{a,g} \cdot u_g^2, \quad (10)$$

wobei u_* als Schubspannungsgeschwindigkeit und u_g geostrophischer Wind zu verstehen sind. $c_{a,g}$ ist der atmosphärische Schubspannungskoeffizient. Daraus ergibt sich

$$t_{Eis} = \frac{u_{Eis} \cdot \rho_{Eis} \cdot j_{Eis}}{\tau_a} = \frac{u_{Eis} \cdot \rho_{Eis} \cdot h_{Eis}}{\rho_a \cdot c_{a,g} \cdot u_g^2}, \quad (11)$$

mit den charakteristischen Grössen

$$\begin{aligned} u_{Eis} &= 0,1 \text{ m/s} \\ \rho_{Eis} &= 900 \text{ kg/m}^3 \\ \rho_a &= 1,25 \text{ kg/m}^3 \\ c_{a,g} &= 1,2 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Das Eis reagiert demnach innerhalb von zirka $t_{Eis} = 600 \text{ s} \approx 0,2 \text{ h}$ auf Änderungen von Windgeschwindigkeit oder Windrichtung. Da unter der Voraussetzung eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils im Wasser etwa $1/3$ des Wasservolumens in der Grenzschicht unter der Eisscholle mitbeschleunigt werden, muss wegen $h_{Eis} \ll h_{Gs,w}$, mit $\rho_w \approx \rho_{Eis}$ gelten (Schulze, 1995):

$$t_{Eis} = \frac{u_{Eis} \cdot \rho_w \cdot h_{Gs,w}}{3 \cdot \rho_a \cdot c_{a,g} \cdot u_g^2}. \quad (12)$$

Setzt man

$$\begin{aligned} \rho_w &= 1000 \text{ kg/m}^3 \\ h_{Gs,w} &= 30 \text{ m} \end{aligned}$$

in Gleichung (12) ein, ergibt sich

$$t_{Eis} = 6667 \text{ s} \approx 1,9 \text{ h}. \quad (13)$$

5 Voruntersuchung zur Erkennbarkeit eines zyklonalen Windfeldes in SSM/I-Eisdriftdaten

In früheren Studien wurde bereits der Einfluss von synoptischen Systemen auf die Driftgeschwindigkeit und die Bewegungsrichtung der Meereis nachgewiesen. Da Meereis leicht aus Aufnahmen der Strahlungstemperatur von Satelliten aus zu beobachten ist, soll untersucht werden, ob Schlussfolgerungen von der Eisdrift auf die atmosphärische Strömung besonders bzgl. zyklonaler Wirbel möglich sind, da damit ein wertvolles Hilfsmittel für die Wettervorhersage im schwer zugänglichen Polarmeer und an dessen Küsten zur Verfügung stehen würde. Die Simulation eines zyklonalen Windfeldes und dessen Wirkung auf ein Meereisfeld soll einen grundsätzlichen Eindruck über das Aussehen solcher Zyklonenabdrücke in SSM/I-Daten der Meereisdrift liefern. Weiter sollen eventuelle Auswirkungen der niedrigen zeitlichen Auflösung der SSM/I Daten von einem Tag und der begrenzten räumlichen Auflösung von 100×100 km abgeschätzt werden.

5.1 Simulation eines zyklonalen Windfeldes

Zunächst wird die Windverteilung in einer Zyklone näherungsweise als Gauss-Glockenfunktion berechnet, ähnlich wie bei einem Verfahren nach Smith (1981) sowie Kottmeier und Stuckenberg (1986). Für konzentrisch angeordnete Gitterpunkte mit konstanten Winkelintervallen ergeben sich Windkomponenten, wie sie näherungsweise in einer Zyklone auftreten können, über folgende Formel:

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \sum_{i=1}^n \frac{h_{mi} N(y + y_{0i})}{\left(\frac{R_i^2}{R_{0i}^2} + \left(\frac{z}{z_{0i}} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} R_{0i}} \quad (14)$$

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \sum_{i=1}^n \frac{-h_{mi} N(x + x_{0i})}{\left(\frac{R_i^2}{R_{0i}^2} + \left(\frac{z}{z_{0i}} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} R_{0i}}. \quad (15)$$

Dabei bestimmen x_{0i} und y_{0i} die Position des Ursprungs der Glockenfunktion, x und y die jeweilige Position an der u und v berechnet werden sollen. x und y sind für diesen Fall in konzentrischen Kreisen mit variablem Abstand zwischen den Radien und konstanten Winkelintervallen von 15° angelegt. z errechnet sich aus der Definition

$$r_i = \left[(x + x_{0i})^2 + (y + y_{0i})^2 + \frac{N^2}{f^2} (z + z_{0i})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

des Abstandes r_i von der Quelle zu

$$z = \pm \left(\frac{f^2}{N^2} (r_i^2 - (x + x_{0i})^2 - (y + y_{0i})^2) \right)^{\frac{1}{2}} - z_{0i}. \quad (17)$$

h_{mi} gibt die maximale vertikale Auslenkung der Glockenfunktion an, und determiniert zusammen mit der Höhe z_0 , in der die Quelle angenommen wird, die Gestalt der Glockenfunktion. Über diese beiden Parameter können die Windgeschwindigkeiten in der Zyklone

variiert werden. Die Vorzeichen dieser beiden Parameter entscheiden über den Drehsinn des Wirbels. N steht für die Brunt-Väisälä-Frequenz und ist definiert über

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (18)$$

Dabei ist θ die potentielle Temperatur. Ausserdem gilt:

$$R_i^2 = (x + x_{0i})^2 + (y + y_{0i})^2 \quad (19)$$

$$\text{und} \quad R_{0i} = \frac{N}{|f|} z_{0i}^2. \quad (20)$$

R_{0i} ist dabei ein Mass für die Breite der Glockenfunktion.

Kottmeier und Stuckenberg (1986) verwenden die Überlagerung mehrerer Gauss-Glockenfunktionen. Das hier benötigte einfache zyklonale Windfeld kann einfacher durch eine einzelne Gaussglockenfunktion simuliert werden. Dabei werden die Windvektoren für Punkte auf konzentrischen Kreisen mit 15° -Abständen errechnet. Das zyklonale Windfeld liegt ohne Übergangsbereich im Umgebungswindfeld (scharf abgegrenzt), die Beträge der Vektoren nehmen nach aussen hin ab. Minimale und maximale Windstärke sind ebenso variabel wie der Zyklonendurchmesser.

Das Windfeld der idealisierten Zyklone befindet sich in Ruhe oder verlagert sich mit dem Grundstrom. Die Verschiebung der Zyklone ergibt sich zu

$$x_{t_2} = x_{t_1} + \Delta t \cdot u_p$$

und

$$y_{t_2} = y_{t_1} + \Delta t \cdot v_p,$$

wobei u_p und v_p die Komponenten der Verlagerungsgeschwindigkeit der Zyklone sind. Δt ist der Zeitabschnitt von t_1 bis t_2 , der vergeht, bis die Zyklone sich von der Position x_{t_1} , y_{t_1} nach x_{t_2} , y_{t_2} verlagert. Hierbei wurden nur geradlinige, unbeschleunigte Zyklonenverschiebungen angenommen. Durch zeitabhängiges u_p und v_p können aber auch gekrümmte, beschleunigte Bahnen vorgegeben werden.

Um eine den SSM/I-Daten ähnliche Darstellung zu erreichen, werden die simulierten Winddaten von einem kreisförmigen auf ein rechteckiges, ortsfestes Gitter mit Maschenweite $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ (wie bei den SSM/I-Driftdaten) interpoliert. Die Gitterwerte errechnen sich als Mittelwerte aller Windvektoren innerhalb eines festen Radius um jeden Gitterpunkt, umgekehrt proportional zum Abstand gewichtet. Im Zentrum der gitterinterpolierten Zyklone ergeben sich dabei sehr schwache Windgeschwindigkeiten, weil in den Mittelwerten bei der Interpolation paarweise entgegengesetzt gerichtete Windvektoren zu einer Glättung führen. Dem entgegenwirkend werden die Windgeschwindigkeiten im Zentrum der ursprünglichen Gaus-Glockenfunktion über einen Skalierungsfaktor überdimensioniert, so dass der Bereich der niedrigen Windgeschwindigkeiten im Zentrum der Zyklone auf dem rechtwinkligen Gitter möglichst klein gehalten wird.

Somit kann ein zyklonales Windfeld mit bestimmter Anfangsposition, Windverteilung,

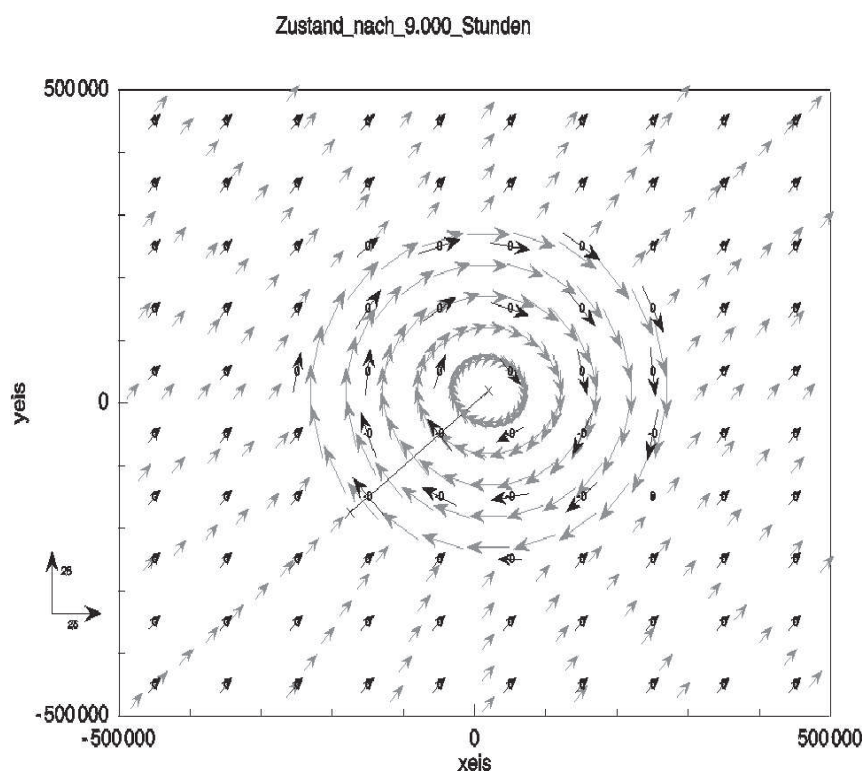


Abbildung 7: Simuliertes zyklonales Windfeld. Das Ergebnis der Gauss-Glockenfunktion ist grau eingezeichnet, schwarze Vektoren zeigen dasselbe Windfeld interpoliert auf ein reguläres Gitter.

einem bestimmten Durchmesser und einer vorgegebenen Verlagerungsgeschwindigkeit in beliebigen Zeitschritten auf einem ortsfesten Gitter dargestellt werden. Dabei wurde vereinfachend eine Vertiefung oder Auflösung der Zyklone im zeitlichen Verlauf ausgeschlossen. Die Simulation wurde nur für geradlinige Zugbahnen durchgeführt. Abb. 7 zeigt ein Gauss-Glocken-Windfeld (grau) und das Windfeld nach der Interpolation auf ein reguläres Gitter mit einer Maschenweite von $100\text{ km} \times 100\text{ km}$ (schwarz). Die Linie mit Endpunkt im Zyklonenzentrum kennzeichnet die bisherige Zugbahn, ist aber erst für Darstellungen in Verbindung mit dem Eisfeld von Nutzen. Dargestellt ist eine relativ kleine Zyklone mit hohen Windgeschwindigkeiten.

Für die Simulation wurden Zyklonen mit Durchmessern zwischen 300 km und 1000 km, maximalen Windgeschwindigkeiten zwischen 3 m/s und 30 m/s und Verlagerungsgeschwindigkeiten zwischen 0 m/s und 18 m/s über einen Zeitraum von 48 Stunden simuliert, da dies der minimal in den SSM/I-Daten verfügbaren Auflösung entspricht. Die Verlagerungsrichtung stimmt mit der Richtung der geostrophischen Strömung der Umgebung überein.

5.2 Wirkung des Windes auf das Meereis

Der Zusammenhang zwischen dem geostrophischem Wind und der Meereisdrift wird für die Simulation folgendermassen parametrisiert:

$$u_{eis} = A_{Re} \cdot u - A_{Im} \cdot v \quad (21)$$

$$v_{eis} = A_{Re} \cdot v + A_{Im} \cdot u. \quad (22)$$

Die Simulation der Eisdrift erfordert Richtwerte für Betrag und Richtung von A . Diesbezügliche Ergebnisse unterscheiden sich in verschiedenen Studien beträchtlich. Hier sei die Richtungsablenkung zwischen Meereisdrift und geostrophischem Wind zu 0 angenommen, um ein möglichst deutliches Bild der Zyklone im Eis zu erzeugen. In der Realität ist die Eisbewegung je nach Betrag des geostrophischen Windes, Betrag und Richtung der Meeresströmung und Eisschollengrösse im Weddellmeer zwischen 0° und etwa 36° (Schulze, 1995) nach links gegen den Wind abgelenkt. Für die Simulation nehme die Eisdrift nach Ergebnissen von Kottmeier et al. (1992) 4% des Betrages des geostrophischen Windes an. Es ergibt sich also

$$A_{Re} = 0,04 \cdot \cos 0^\circ \quad (23)$$

$$A_{Im} = 0,04 \cdot \sin 0^\circ. \quad (24)$$

Dabei wurden wie bereits angedeutet, die Ozeanströmung und ε aus Gleichung 6 vernachlässigt. Mit Ausnahme von einigen Gebieten, in denen der Presseisdruck nicht unbedeutend ist (z.B, stellenweise im westlichen Weddellmeer), ist ε tatsächlich klein. Die mittlere Ozeanströmung dagegen setzten Martinson und Wamser (1990) zu etwa 1/3 der Schubspannung zwischen Luft und Eis an. Sie ist zwar damit nicht klein gegen den Windantrieb, schwankt aber normalerweise nicht im Frequenzbereich synoptischer Systeme von einem bis fünf Tagen.

Die Geschwindigkeitskomponenten des Eises ergeben sich mit den Formeln (21) und (22) Zeitschritt für Zeitschritt in frei wählbarer zeitlicher Auflösung. Für die Abschätzung der Zyklonenerkennbarkeit in SSM/I-Daten sind analog zur Bestimmung der Drift aus SSM/I-Strahlungsdaten lediglich Ausgangs- und Endposition einer jeden Eisscholle von Bedeutung. Die Simulation liefert nur Informationen über die Windkomponenten an den Gitterpunkten (= Startpositionen der imaginären Eisschollen). Die Driftgeschwindigkeiten betragen normalerweise weniger als 0,2 m/s, so dass Eisschollen in 30 Tagen etwa 200 km zurücklegen (Kottmeier et al., 1996). Da der Gitterpunktabstand von 100 km in der Simulation sowie den Satellitendaten somit sehr viel grösser als die zurückgelegten Driftwege ist, kann stets der Wind am Startgitterpunkt als Drifthantrieb verwendet werden. Dargestellt werden für den Vergleich mit SSM/I-Driftkarten nur Verbindungslinien zwischen Driftstart- und Endpunkt nach 24 bzw. 48 Stunden. Es bleibt zu bedenken, dass in einer solchen Darstellung Schleifen, Kurven sowie Richtungswechsel im Driftweg nicht wiedergegeben werden können.

5.3 Simulationsergebnisse

Es wurde eine Reihe von möglichen Kombinationen aus Wandergeschwindigkeit, Zyklonendurchmesser und Windstärke in und um die Zyklone simuliert. Hieraus ergeben sich beschränkende Faktoren zur Erkennbarkeit zyklonaler Windfelder in SSM/I-Driftfeldern. Mit „absolutem Driftpfad“ ist im Folgenden stets die Verbindungslinie zwischen Driftstart- und Endpunkt in Driftrichtung gemeint, wie sie auch in der Darstellung der SSM/I-Daten und den folgenden Abbildungen vorkommt. Die absoluten Driftpfade können ebensogut als Geschwindigkeitsvektoren mit der Einheit m/24 h verstanden werden. Die SSM/I-Daten werden im Weiteren meist in m/s dargestellt. Die zyklonale Änderung der Driftrichtung am Anfang und Ende der Zugbahn ist in den SSM/I-Daten nicht unbedingt zu erwarten, da das entsprechende Muster aus dem plötzlichen Einsetzen einer voll ausgebildeten Zyklone resultiert. In der Realität (bzw. den SSM/I-Daten) werden Zyklonengese und Zyklolyse nicht unbedingt im abgebildeten Bereich stattfinden, oder zumindest schwächere zyklonale Windfelder besitzen. Der dadurch erzeugte Effekt im Eisfeld wird bei Weiterziehen bzw. vor der Ankunft der Zyklone vom Grundstrom verwischt. Mit Grund- oder Hintergrundströmung bzw. Hintergrundwindfeld ist im Folgenden stets das atmosphärische Windfeld gemeint, in das die Zyklone eingebettet ist. Die Abbildungen zeigen Simulationen über 24 und 48 Stunden. Die für die Fallstudie in Kap. 9 ausgewählten SSM/I-Szenen beinhalten Verlagerungen von charakteristischen Eisstrukturen über 24 Stunden. Der zyklonale Abdruck im Eis ist für einen kürzeren Zeitraum deutlicher, weil die Dauer des Grundstromeinflusses im Vergleich zum Einfluss des zyklonalen Windfelds weniger dominierend ist und den Zyklonenabdruck dementsprechend weniger stark verwischen kann. Nach Durchzug eines zyklonalen Windfeldes treten vor allem drei verschiedene charakteristische Muster auf:

- **Fall I: Kreisförmiger bis elliptischer Abdruck aufgrund quasistationärer oder relativ langsamer Tiefdruckgebiete**

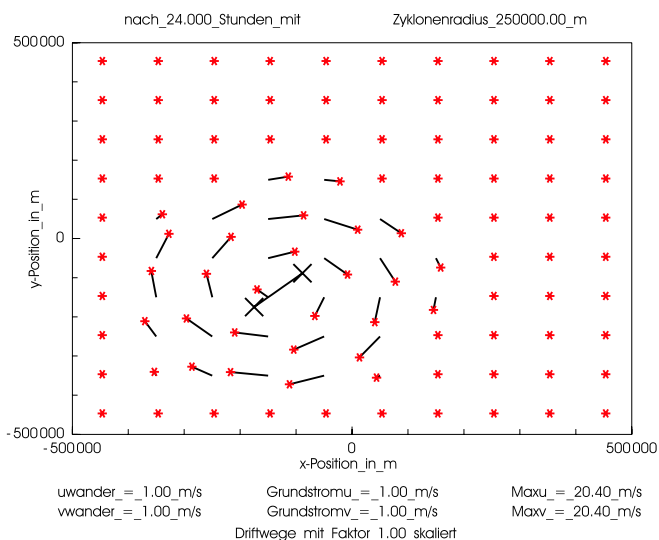
Der Übergang zwischen einem zyklonalen Driftfeld und einem Feld ohne kreisförmiges Muster, in dem die Zyklone nur noch als Geschwindigkeitsscherung erkennbar ist, ist fließend. Die Grenzgeschwindigkeit nimmt mit dem Zyklonenradius und der Windgeschwindigkeiten in der Zyklone zu.

Abb. 8 und Abb. 9 zeigen den Abdruck einer Zyklone mit Windgeschwindigkeiten von maximal $\sqrt{20,4^2 + 20,4^2} = 28,3$ m/s (Zahlenwerte siehe Bildunterschrift) bei schwachem Umgebungswindfeld (= Verlagerungsgeschwindigkeit) von 1 m/s. Die absoluten Driftpfade und Trajektorien sind in Gegensatz zu den folgenden Abbildungen nicht gegen die Achsen skaliert. Der Zyklonenabdruck besitzt mit (jeweils Teilabbildung b und d) und ohne Subtraktion (jeweils Teilabbildung a und c) der Grundströmung eine deutliche Wirbelstruktur. Eine Eisscholle, die permanent einen Windantrieb mit $v_{max} = 28,3$ m/s erfährt, driftet in 24 Stunden eine Strecke von 86 km. Die absoluten (direkt mit SSM/I-Daten vergleichbaren) Driftpfade sind jeweils in den oberen beiden Teildarstellungen der Abbildungen zu sehen. Die unteren Abbildungen enthalten die Trajektorien anstelle der Verbindungslinien zwischen Driftstart- und Endpunkt. Da die Trajektorien den vom Eis zurückgelegten Weg an jedem Gitterpunkt zeigen, ist die Wirkung des zyklonalen Windfeldes in der Trajektoriendarstellung verständlicher.

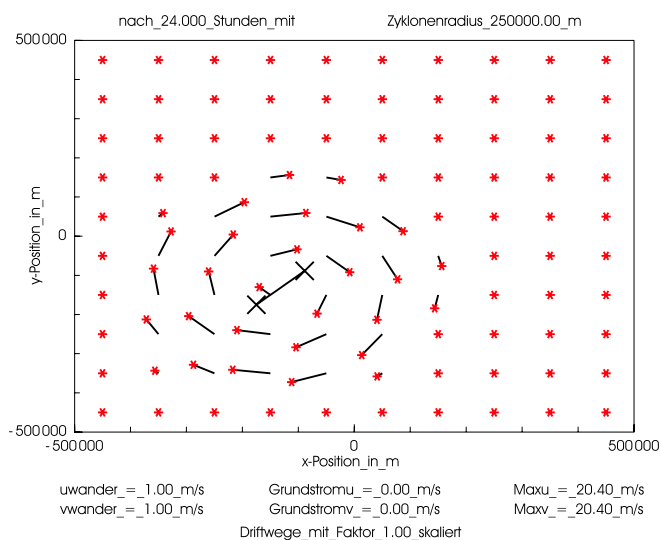
Für die dargestellte quasistationäre Zyklone ergeben sich links des Driftpfades anti-

zyklonal gekrümmte Trajektorien, rechts zyklonal gekrümmte. Am Rand des zyklonal beeinflussten Gebiets sowie an Gitterpunkten, die sehr nahe am Verlagerungsweg der Zyklone liegen, ergeben sich nahezu geradlinige Trajektorien, die im letzteren Fall eine starke Komponente senkrecht zum Verlagerungspfad besitzen. Der Grundstrom ist hier so schwach, dass seine Auswirkung auf die Eisbewegung bei dieser Skalierung nicht sichtbar wird.

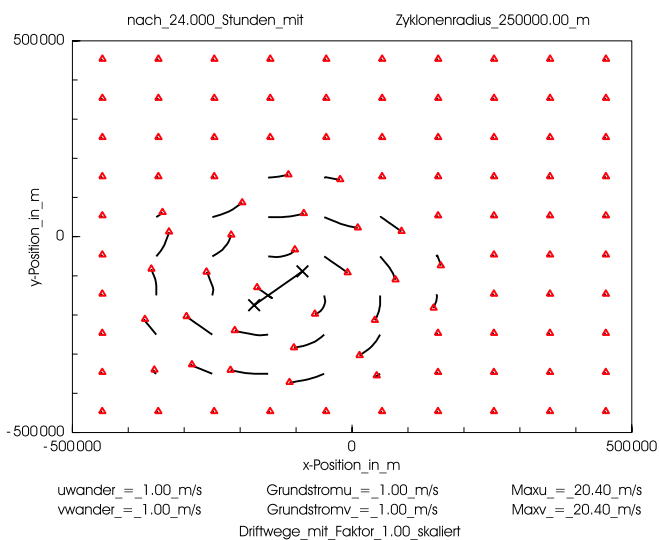
Die Unterschiede nach 24 und 48 Stunden sind geringfügig. Die absoluten Driftpfade geraten entsprechend länger und der längere Verlagerungspfad hat den kreisförmigen 24-Stunden-Abdruck nach 48 Stunden etwas gestreckt. Noch immer sind die Auswirkungen des schwachen Grundstroms nicht erkennbar. Die Trajektorien sind aufgrund der länger anhaltenden Windeinwirkung stärker gekrümmt.



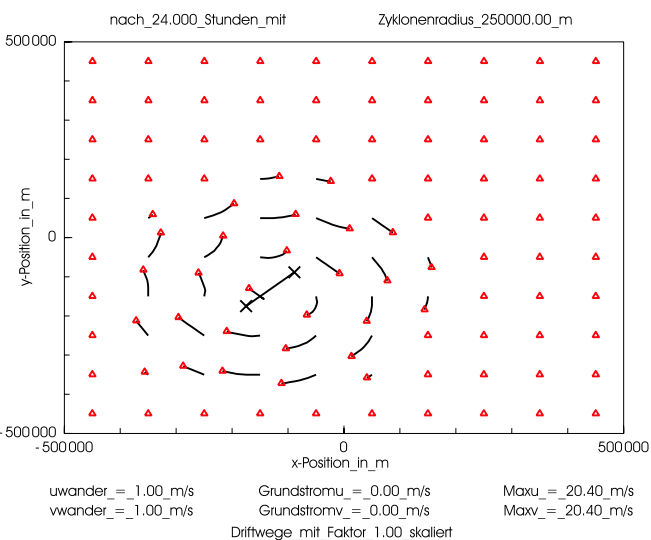
(a) SSM/I-konforme Darstellung mit Hintergrundwindfeld



(b) SSM/I-konforme Darstellung ohne Hintergrundwindfeld

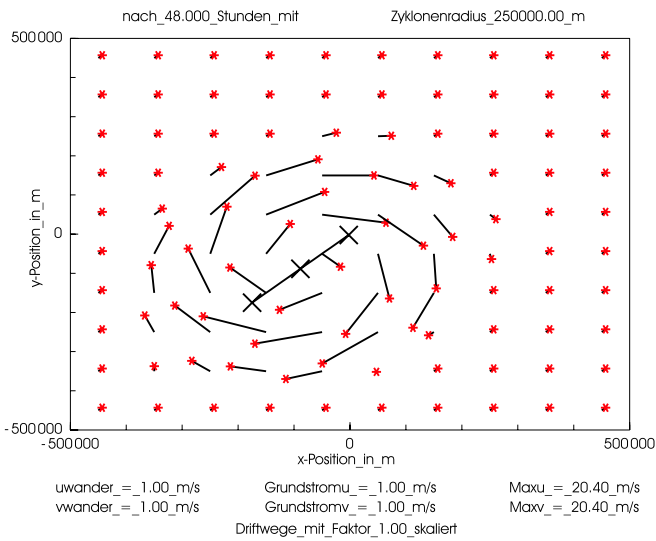


(c) Trajektorien mit Hintergrundwindfeld

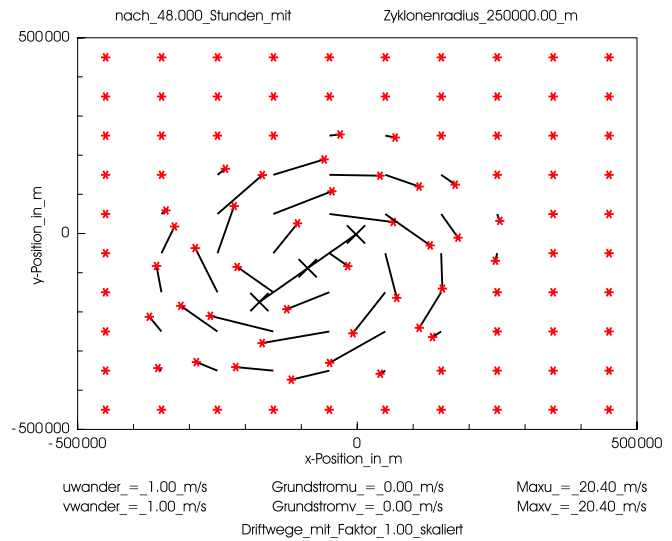


(d) Trajektorien ohne Hintergrundwindfeld

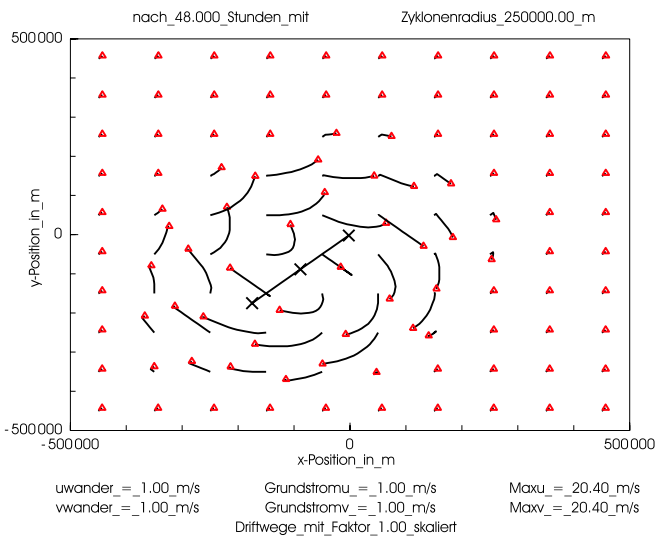
Abbildung 8: Fall I. Simulierte Meereisdrift nach Durchzug einer langsam wandernden Zyklone mit hohen Windgeschwindigkeiten nach 24 Stunden. Links mit, rechts ohne Grundstromeinwirkung. Oben: SSM/I-konforme Darstellung, Verbindungslinien zwischen Driftstart- und Endpunkt, unten: Trajektorien. Skalierungsfaktoren und Windstärken siehe Einzelbildunterschriften; rote Sterne bzw. Dreiecke Bewegungsendpunkte. Schwarze Kreuze: Zyklonenposition alle drei Stunden; zugehörige Verbindungslinie: Zyklonenzugbahn



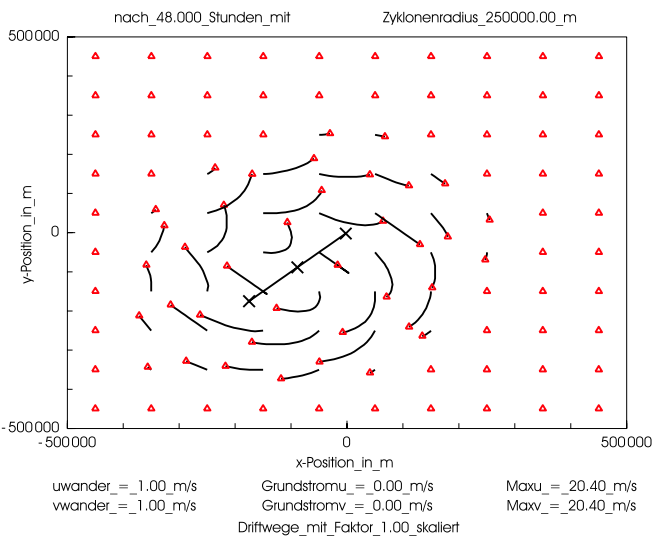
(a) SSM/I konforme Darstellung mit Hintergrundwindfeld



(b) SSM/I konforme Darstellung ohne Hintergrundwindfeld



(c) Trajektorien mit Hintergrundwindfeld



(d) Trajektorien ohne Hintergrundwindfeld

Abbildung 9: Fall I. Simulation über 48 Stunden. Sonst wie Abb. 8.

- **Fall II: Geringe Drift zur Rechten der Zyklonenbahn mit Orientierung entgegengesetzt zum Grundstrom, geringfügige Geschwindigkeitsänderung links davon.**

Die betrachtete Zyklone ist mit einem Durchmesser von 800 km etwas grösser als im Fall I und verlagert sich mit 10,3 m/s im entsprechenden Umgebungswindfeld über 24 Stunden.

Die Winde in der Zyklone wurden mit Geschwindigkeiten von maximal 12,7 m/s (im Zentrum der Zyklone, nach aussen abnehmend) ähnlich dem Grundstromfeld gewählt. Es ist zu beachten, dass die Driftpfade und Trajektorien um den Faktor fünf gegen Achsen sowie Verlagerungspfad der Zyklone gestreckt wurden, um die Analyse der Charakteristika des Abdrucks zu erleichtern.

Nach 24 Stunden zeigt die SSM/I-konforme Darstellung noch immer eine wirbelhafte Struktur in unmittelbarer Nähe des Verlagerungspfades bei der Hälfte seiner Länge, wo der zyklonale Wind am längsten, bzw. der Grundstrom am kürzesten einwirkt. Zu den Enden des Pfades, und mit zunehmendem Abstand zu diesem (wo die zyklonalen Winde schwächer sind), gleicht sich die Eisbewegung zunehmend der rein grundstromgetriebenen an. Es existiert ein markanter Übergangsbereich zwischen Zyklonenabdruck und Grundstromfeld im Bereich des Eisfelds unterhalb der Zyklone. Das Herausfiltern des Hintergrundwindfeldes (Abb. 10 b) ergibt jedoch wiederum einen langgestreckten Wirbel, ähnlich dem in Fall zwei ohne einen solchen Übergangsbereich.

Mit Hilfe der Trajektorien (Teilabb. c und d) lassen sich die kürzeren Driftpfade trotz nahezu gleichstarkem Windantrieb in den Teilabb. (a) und (b) im Wirbelbereich leicht erklären: Die Trajektorien sind gekrümmt, und die SSM/I-Daten aus zwei Satellitenbildern können eine solche Krümmung nicht wiedergeben. Ebenfalls erkennt man deutlich das Einsetzen der Wirkung der zyklonalen Winde in den Trajektorien mit Hintergrundwindfeld: Sie bestehen jeweils aus einem geradlinigen, einem verlagerungspfadparallelen und einem gekrümmten Wegstück, das nach der Subtraktion des Grundstromes (Teilabb. d) entfällt.

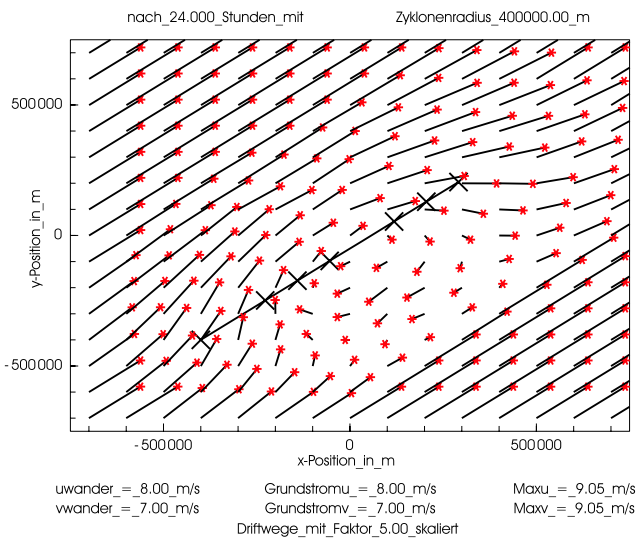
- **Fall III: Zyklonale Geschwindigkeitsscherung entlang des Verlagerungspfades.**

Für die Simulation über 48 Stunden ändert sich das Ergebnis für die Zyklone aus Fall II signifikant (Abb. 11). Zur Verdeutlichung wurden Driftpfade und Trajektorien mit Grundstromeinfluss mit dem Faktor 1,6 skaliert, nach der Grundstromsubtraktion sogar mit dem Faktor sechs.

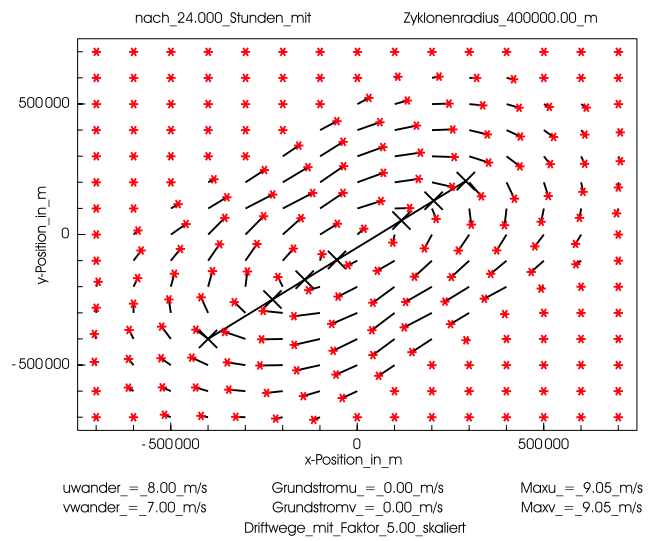
Die SSM/I-konforme, und somit entscheidende Darstellungsvariante, weist nach dieser Zeit keine Wirbelmerkmale mehr auf. Man erkennt lediglich einen Bereich verkürzter Driftpfade zur Linken des Verlagerungsweges sowie sehr kurze Driftpfade zu seiner Rechten. Ausserdem sind die Vektoren an Anfang und am Ende des Verlagerungsweges geringfügig gegen die Grundströmung gedreht. Der Ablenkungswinkel ist aber in jedem Fall kleiner als $\pm 10^\circ$. Nach Subtraktion des Grundstromes (Teilabb. b) zeigt sich wieder die Wirbelstruktur aus Fall I und II in sehr langgestreckter Form.

Die Trajektorien unterscheiden sich nur in der Länge des in Grundstromrichtung zurückgelegten Weges von den in Fall II besprochenen.

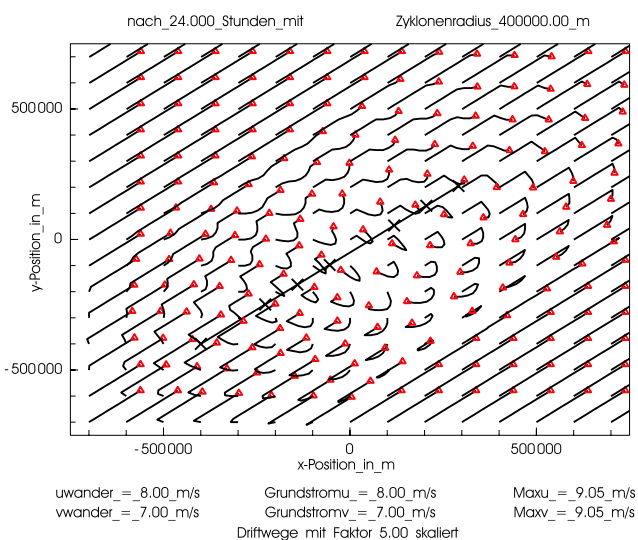
Der Unterschied zwischen der 24- und der 48-Stunden-Simulation resultiert für die SSM/I-konforme Darstellung in einer Richtungsänderung rechts des Verlagerungspfades.



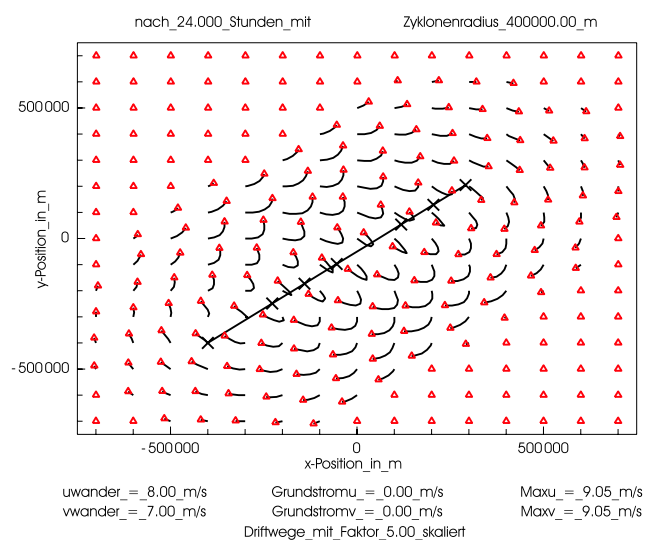
(a) SSM/I konforme Darstellung mit Hintergrundwindfeld



(b) SSM/I konforme Darstellung ohne Hintergrundwindfeld



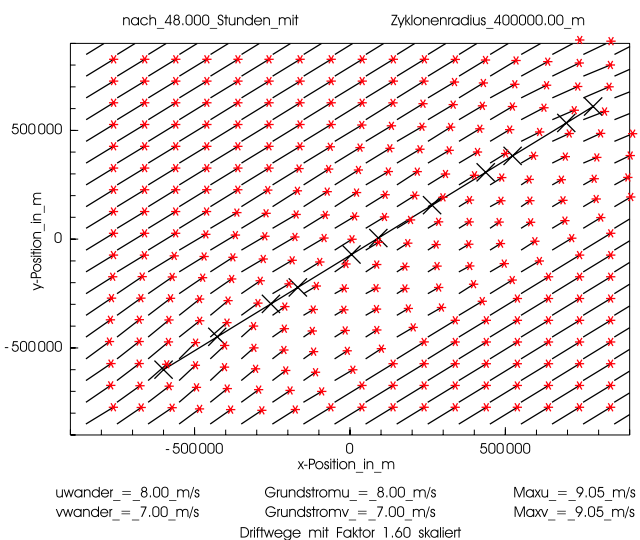
(c) Trajektorien mit Hintergrundwindfeld



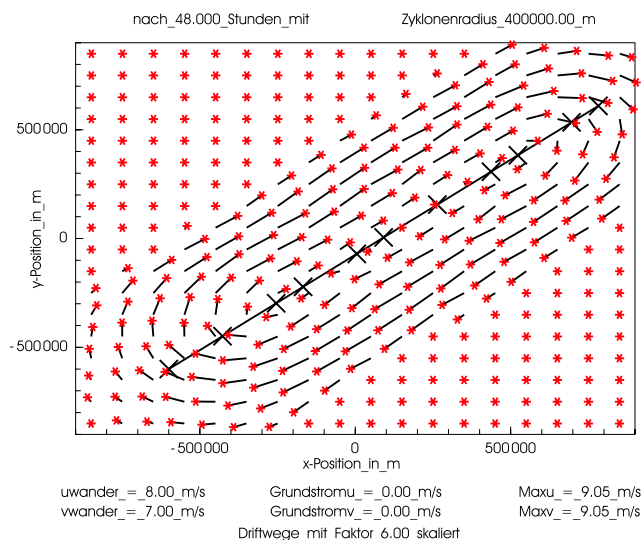
(d) Trajektorien ohne Hintergrundwindfeld

Abbildung 10: Fall II. Mittelgrosse Zyklone bei Verlagerung mit dem Grundstrom und maximalen Zyklonenwindgeschwindigkeiten mittlerer Grössenordnung. Sonst wie Abb. 8.

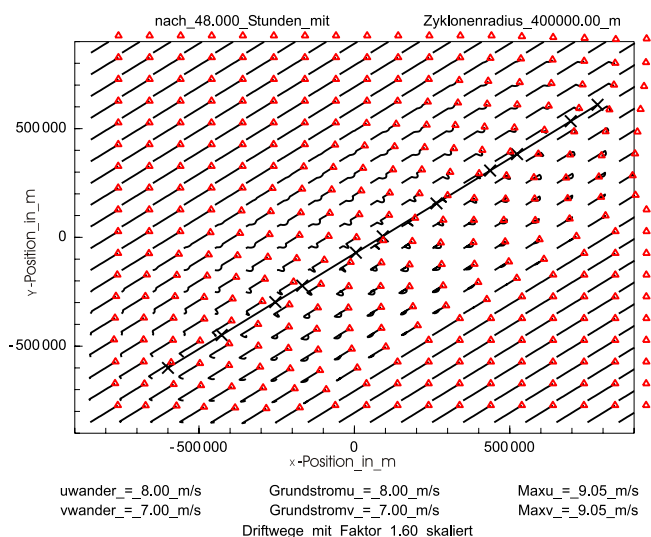
War es in Fall II schon schwierig, das gefundene Muster in den SSM/I-Daten rein optisch zu identifizieren, scheint es unwahrscheinlich, dass eine blosse Geschwindigkeitsänderung als Abdruck einer Zyklone identifiziert werden kann, da in der Realität ausserdem die Zyklonenwinde und der Grundstrom zeitlich und räumlich varriieren, und Meeresströmungen und deren horizontale Scherungen die Drift ebenfalls beeinflussen. Zusätzlich erschweren gekrümmte Zyklonenbahnen die Identifizierung.



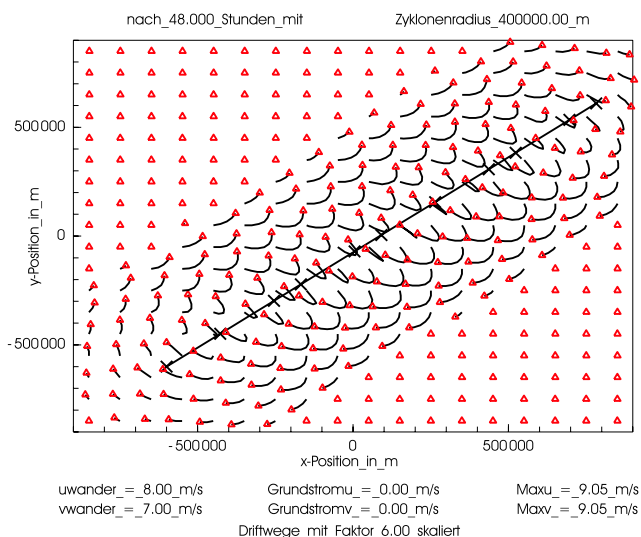
(a) SSM/I-konforme Darstellung mit Hintergrundwindfeld



(b) SSM/I-konforme Darstellung ohne Hintergrundwindfeld



(c) Trajektorien mit Hintergrundwindfeld



(d) Trajektorien ohne Hintergrundwindfeld

Abbildung 11: Fall III. Simulation über 48 Stunden. Sonst wie Abb. 10.

5.4 Folgerungen für die Erkennbarkeit von Zyklonen in SSM/I-Driftdaten

Die entscheidenden Faktoren für die Erkennbarkeit von Zyklonen in SSM/I-Driftdaten sind unter den gegebenen Annahmen

- **Das Verhältnis zwischen den Windgeschwindigkeiten in der Zyklone und im Grundstrom**

Je höher die Windgeschwindigkeiten in der Zyklone im Vergleich zum umgebenden Windfeld sind, desto deutlicher hebt sie sich von der Umgebung ab, und desto deutlicher bleibt die zyklonale Windscherung auf der Seite, auf der Zyklonen- und Umgebungswinde in entgegengesetzter Richtung wirken.

- **Die Verlagerungsgeschwindigkeit verglichen mit den Windgeschwindigkeiten in der Zyklone.**

Je langsamer sich die Zyklone verlagert, desto länger wirkt das zyklonale Windfeld auf das darunterliegende Meereisfeld ein, und desto weniger tritt der Antrieb durch das umgebende Windfeld in Erscheinung.

- **Die Beobachtungsdauer im Verhältnis zur Verlagerungsgeschwindigkeit der Zyklone**

Je grösser der Zeitunterschied zwischen Driftstart- und Endpunkt im Verhältnis zur Verlagerungsgeschwindigkeit der Zyklone ist, desto dominierender wird der grundstromgetriebene, geradlinige Driftanteil, und desto geringer werden die Richtungsablenkung der Randvektoren und die Längenunterschiede der Driftwege im Zyklonenbereich gegen den Grundstrom.

Für gekrümmte, beschleunigte Zyklonenzugbahnen, fluktuierende Zyklonen- und Umgebungswindfelder und Verlagerungsgeschwindigkeiten sowie unter Einfluss der hier vernachlässigten Driftantriebe wie Ozeanströmungen sind die geschilderten Muster weniger deutlich zu erkennen, die zyklonale Geschwindigkeit ohne Richtungsumkehrung dürfte unter realistischen Bedingungen schwer von nicht zyklonenbedingten regionalen Driftgeschwindigkeitsunterschieden zu trennen sein. Wie ebenfalls in obigen Abbildungen zu sehen ist, treten bei der Filterung durch die Subtraktion der Hintergrundströmung die jeweiligen absoluten Driftpfade deutlicher in der Gestalt langgestreckter Wirbel hervor.

6 Vergleiche von Wirbeln in Wind-, Drift- und Druckfeldern

Im Folgenden wird untersucht, ob Tiefdruckgebiete, die in den ECMWF-Druck- und Windfeldern auftreten, in den SSM/I-Daten mit Hilfe der oben angeführten Vorstellungen zu erkennen sind.

Da die ECMWF-Analysen in Abständen von sechs Stunden (0, 6, 12, 18 UTC) vorliegen, die SSM/I-Drift aber nur alle ein (1992-1997) bis zwei (1978-1997) Tage, wurden für den Vergleich mit den SSM/I-Daten Tagesmittelwerte gebildet. Ein solcher Mittelwert enthält die vier Beobachtungstermine von 0-18 UTC. Die SSM/I-Helligkeitstemperaturen entsprechen aber im Gegensatz zu den ECMWF-Analysen nicht einer Momentanaufnahme des gesamten dargestellten Bereichs. Die Datenerfassung ist vielmehr kontinuierlich während eines Umlaufes, so dass es sich zwar lokal um Momentanaufnahmen handelt, der Aufnahmezeitpunkt aber von Ort zu Ort variiert. Die Driftvektoren werden aus den Daten zweier Umläufe mit einem Abstand von einem bzw. zwei Tagen errechnet (Kwok et al., 1998). Durch den kontinuierlichen Datengewinn weichen Eisbewegungskarten und ECMWF-Analysen aufgrund der zeitlichen Verschiebungen voneinander ab. Bei den Winddaten in den ECMWF-Analysen handelt es sich um 10-m-Winde, die je nach Rauigkeit und atmosphärischer Schichtung im Vergleich zum geostrophischen Wind geringere Beträge besitzen und im Mittel bis zu 30° nach rechts abgelenkt sind (Ekman-Spirale) (Schulze, 1995).

Im hier dargestellten Fall des 25.08.1997 (Abb. 12) enthält das IPAB-Archiv fünf Bojen im westlichen Weddellmeer bei 56°W und zwei vor der Küste der Ostantarktis zwischen 90°O und 120°O als Stützdaten für die ECMWF-Analysen. Da die Bojendrift sowohl zur Erstellung der ECMWF-Analysen als auch in den SSM/I-Driftrechnungen verwendet wurde, interessieren hier nur Tagesmittelwerte der Bojenpositionen als Indikatoren für die Qualität von Drift- und ECMWF-Daten.

SSM/I-Eisdrift und ECMWF-Analysen zeigen ähnliche Wirbelstrukturen, jedoch mit erheblichen Verschiebungen. Entgegen der Annahme einer stark windbeeinflussten Meereisdrift weichen Driftvektoren und Windvektoren deshalb oft um mehr als 160° (z.B. küstennah bei 60°O) bzgl. der Richtung voneinander ab. Ein Tiefdruckgebiet, das in der ECMWF-Analyse im westlichen Weddellmeer bei etwa 45°W und 71°S liegt, ist in der Meereisbewegung weiter östlich bei 25°W und 71°S anzutreffen. Vermutlich handelt es sich bei diesem Wirbel nicht um zweites Tief, weil im Bereich der Zyklone in den ECMWF-Isobaren keinerlei Anzeichen für eine zyklonale Richtungsänderung der Meereisdrift zu erkennen ist. Auch in der Umgebung der Bojen (Abb. 13), die als Stützpunkte für die ECMWF-Analysen gelten, überschreitet die Richtungsabweichung zwischen Winden bzw. Isobaren und der Meereisdrift einen Winkel von 45° und ist damit teilweise sogar grösser als in anderen Bereichen (z.B. näher an der antarktischen Halbinsel und westlich von dieser).

Das komplexe Tief in den ECMWF-Daten bei 33°O findet in den Vektoren der Meereisdrift überhaupt keine Entsprechung (Abb. 14).

Zwischen 85°O und 90°O befindet sich eine weitere Zyklone, für die sich die Position des Zentrums aus SSM/I- und ECMWF-Daten mit relativ geringem Unterschied von nur etwa fünf Längengraden und einem geringen Breitenunterschied ergibt (Abb. 15). Hier stimmt auch die Richtung des Wind- und Driftvektors, vor allem südlich der Boje Nr. 24664 (114°O 62°S), in etwa überein. Bei der Boje weiter östlich mit der Nr. 18647 (93°O 63°S) ist wie für die Bojen im Weddellmeer keine Übereinstimmungsverbesserung zwischen Analyse und Satellitenbeobachtung feststellbar.

Bei $145,3^{\circ}\text{O}$ und $61,8^{\circ}\text{S}$ liegt nach den ECMWF-Analysen eine weitere Zyklone. Der Meereseisgürtel in diesem Bereich ist sehr schmal. Anhand der Orientierung der Driftvektoren ist die Lage eines Tiefdruckgebietes bei schätzungsweise 153°O und 61°S denkbar. Das Tief ist also um ca. 8° nach Osten und darüberhinaus leicht nach Norden gegen das in den ECMWF-Analysen gefundene verschoben.

Die Zyklone bei 156°W 72°S in den ECMWF-Analysen ist ebenfalls nach Westen gegen den Wirbel in den SSM/I-Daten versetzt. Dort erscheint das Zentrum langgestreckt entlang des 70° -Breitenkreises zwischen 120°W und 130°W 71°S und ist damit um mehr als 20 Längengrade westlich des ECMWF-Wirbels eingezeichnet. Die langgestreckte Form erinnert stark an den in Abb. 10 im Kapitel 5.3 simulierten Abdruck eines Tiefdruckgebietes mit ähnlicher Größenordnung von Zyklonen- und Umgebungswinden. Der Verlagerungspfad besitzt nach Abb. 12 eine Länge von etwa 10 Längengraden, was bei 71°S und eine Zeitdifferenz von 24 Stunden einer Verlagerungsgeschwindigkeit von rund 4 m/s entspricht.

Bei 90°W (westlich der antarktischen Halbinsel) liegt nach den ECMWF-Daten bei $91,3^{\circ}\text{W}$ $66,9^{\circ}\text{S}$ ein Tiefdruckgebiet, dem in den SSM/I-Daten ein Wirbel bei $90,0^{\circ}\text{W}$, 66°S entspricht (Abb. 12). Allgemein besitzen die Driftvektoren im nördlicheren Weddellmeer und im Nordosten von Prydz-By und Rossmeer eine deutliche nordwärtige Komponente, die windunabhängig durch die Ozeanströmung zu erklären und deshalb für die Abweichungen zum Isolinien- und Windfeld mitverantwortlich ist. Küstennah überlagern regionale orographisch verursachte Luftströmungen wie katabatische und Barrierewinde (bis 100 km Küstenabstand) spezielle Windsysteme. Neben der Ungenauigkeit in den ECMWF-Analysen liegen weitere Gründe für Unterschiede zwischen Wind- und Driftfeld in der unbestimmten zeitlichen Verschiebung zwischen SSM/I- und ECMWF-Tagesmittelwerten und der Rechtsablenkung der eingezeichneten 10 m -Winde aus den ECMWF-Daten gegen die driftantreibenden Bodenwinde (Ekman-Schicht).

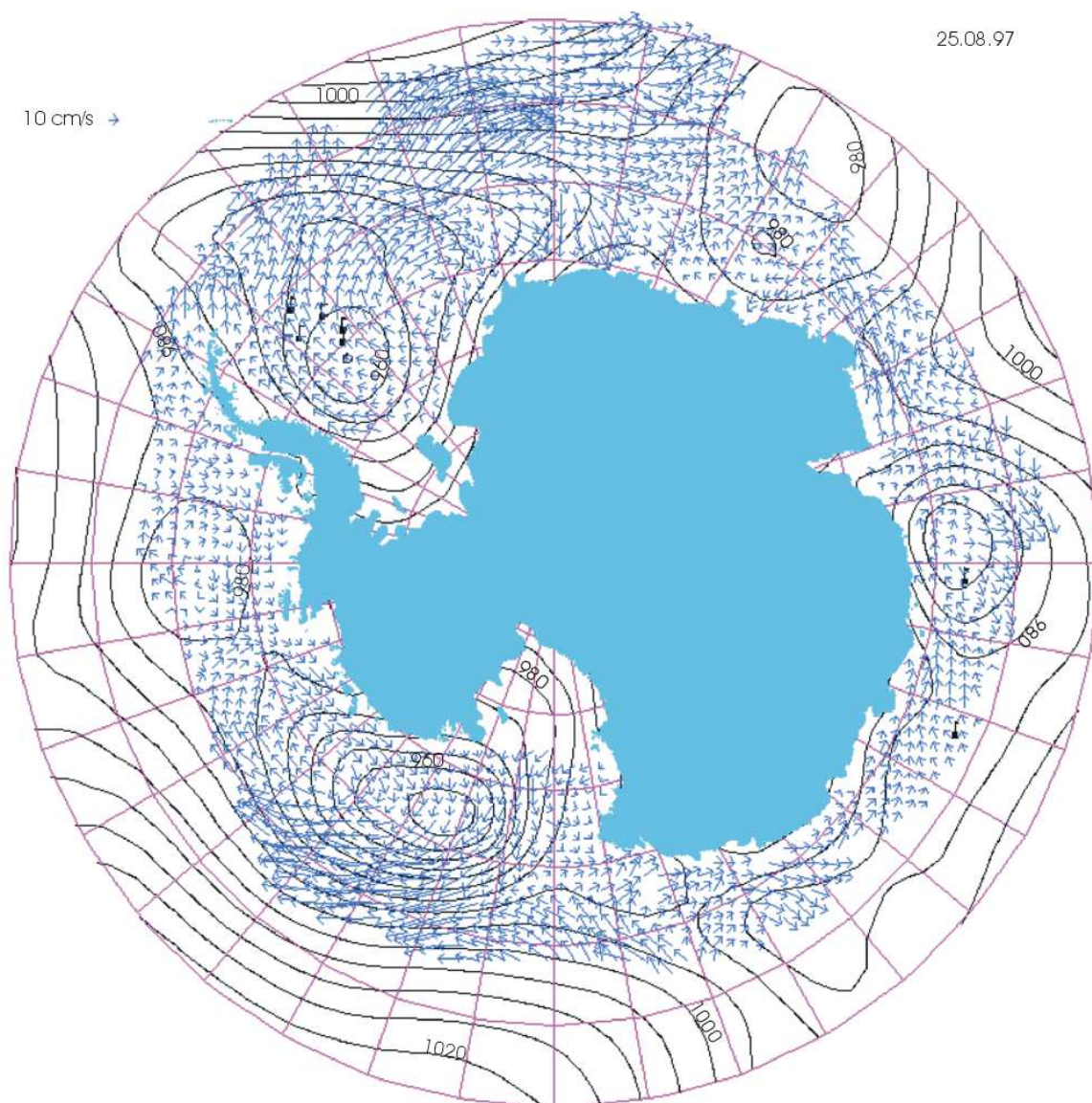


Abbildung 12: Isobaren (schwarz) aus Tagesmittelwerten der ECMWF-Beobachtungstermine, SSM/I-Driftfeld (dunkelblau) und Bojenposition (schwarze Fähnchen).

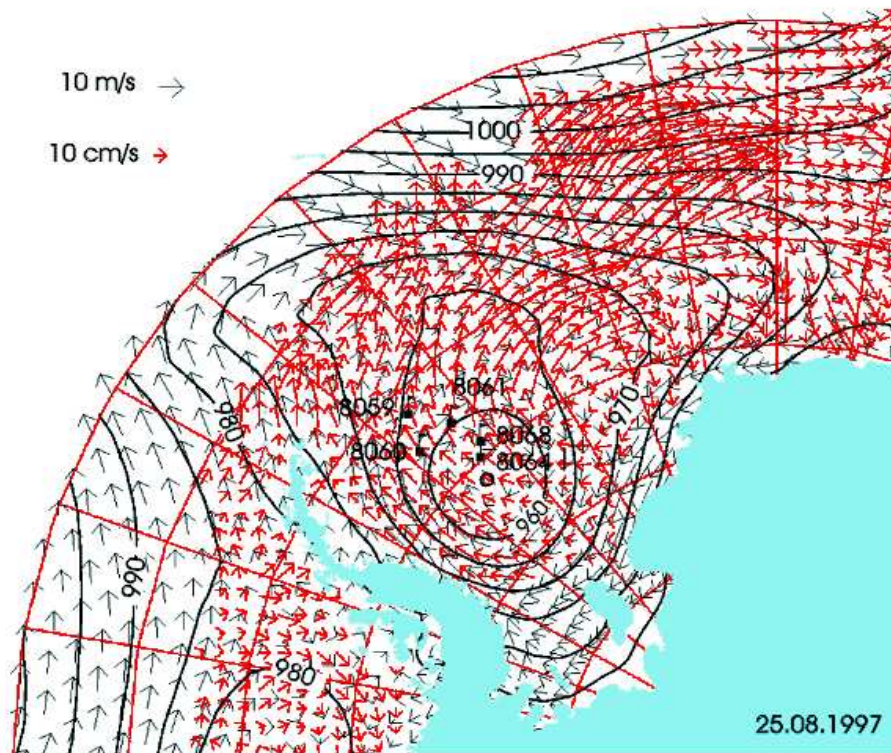


Abbildung 13: ECMWF-Isobaren und ECMWF-Windfeld (schwarz), SSM/I-Driftfeld (rot) und Bojenposition (schwarze Fähnchen)

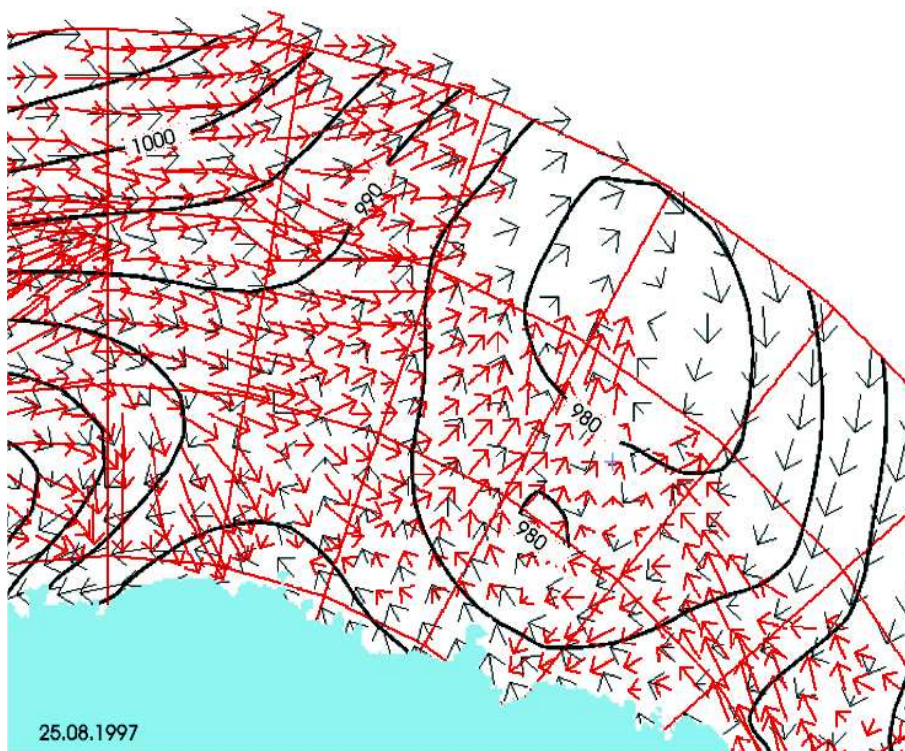


Abbildung 14: ECMWF-Isobaren und ECMWF-Windfeld (schwarz), SSM/I-Driftfeld (rot) und Bojenposition (schwarze Fähnchen)

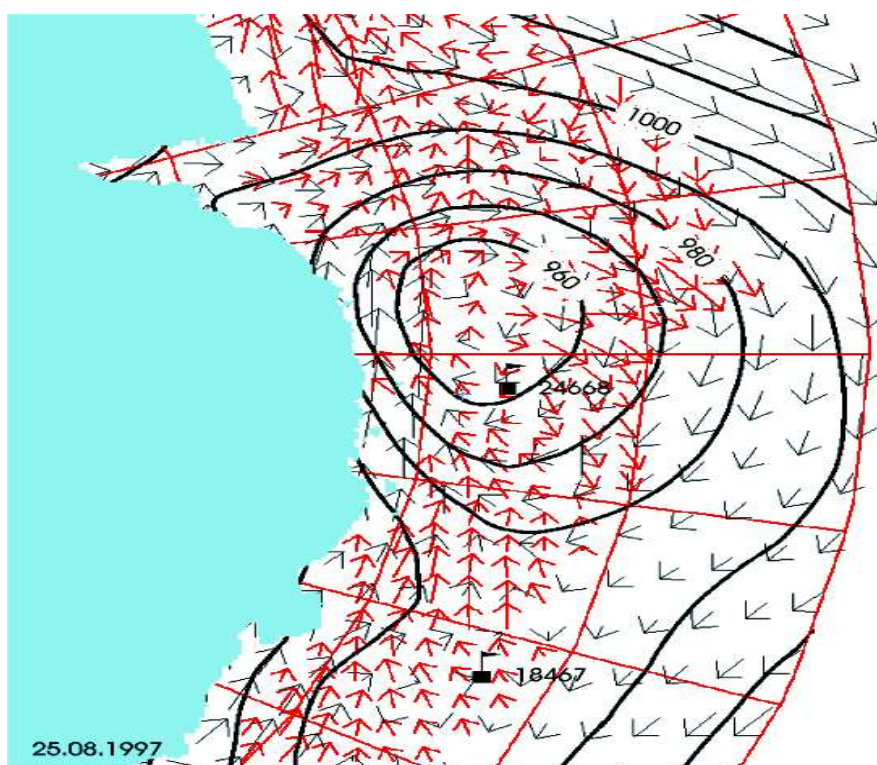


Abbildung 15: ECMWF-Isobaren und ECMWF-Windfeld (schwarz), SSM/I-Driftfeld (rot) und Bojenposition (schwarze Fähnchen)

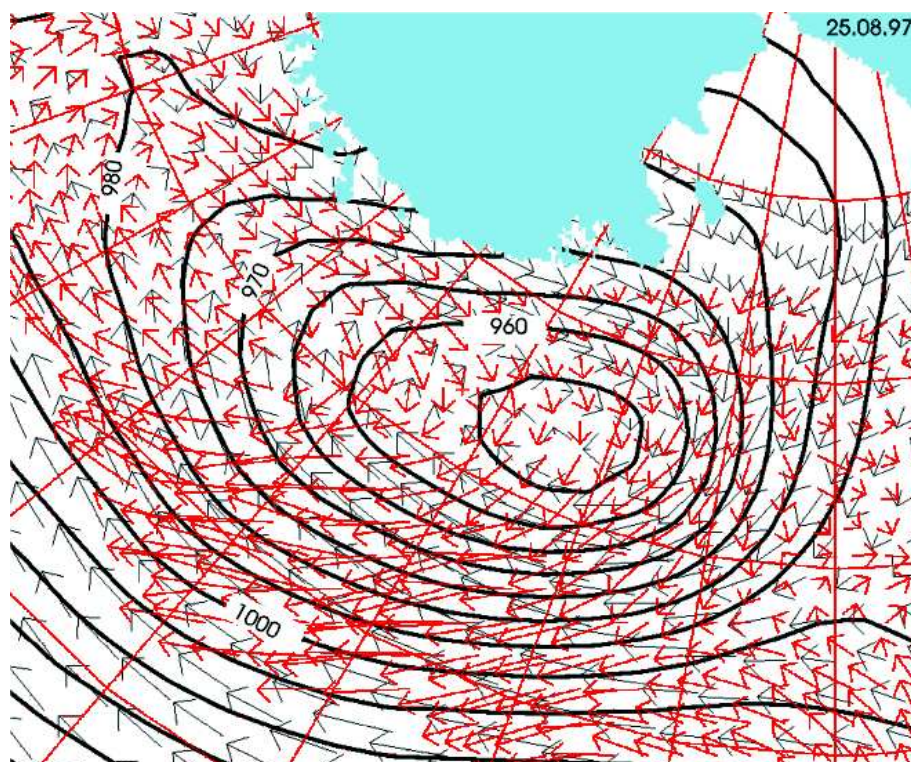


Abbildung 16: ECMWF-Isobaren und ECMWF-Windfeld (schwarz), SSM/I-Driftfeld (rot) und Bojenposition (schwarze Fähnchen)

7 Automatische Zyklonenlokalisierung aus ECMWF-Bodendruckfeldern

Für die Lokalisierung der Zyklonen aus den Bodendruckfeldern wird ein numerisches Verfahren verwendet, das Murray und Simmonds (1991) an der Universität von Melbourne speziell für klimatologische Studien über aussertropische südhemisphärische Zyklonen entwickelt und anhand von Beobachtungs- und Modelldaten sowie manuellen Analysen getestet haben. Es basiert auf einem einfacheren Verfahren nach Rice (1982), und ermöglicht neben der Lokalisierung auch die Verfolgung der Systeme von der Zyklonogenese bis zur Zyklolyse. Darauf aufbauend werden auch statistische Größen wie Zyklonenhäufigkeiten, Zyklonogenese- und Zyklolysehäufigkeiten berechnet. Prinzipiell können damit räumlich auf einem Gitter angeordnete Daten aller Art nach lokalen Minima und Maxima durchsucht werden. Das Verfahren wurde aber für Hoch- und Tiefdruckgebiete entwickelt, besonders für Analysen des Druckfeldes auf Meeresniveau. Die Ergebnisse der Zyklonenverfolgung und -statistik hängen sehr viel stärker von der Wahl der Einstellungsparametern ab als das Lokalisierungsmodul. Das Finden der idealen Einstellung war in dem gegebenen Zeitramen nicht möglich, so dass von der Anwendung des Zyklonenverfolgungs- und des Statistikmoduls abgesehen werden muss. Ihre Funktionsweise sei hier dennoch grob beschrieben.

7.1 Aufbereitung der Druckdaten

Für die digitale Analyse eignet sich die polarstereographische Projektion (PS) wegen ihrer beinahe-konformen Eigenschaften (angenäherte Längentreue, Winkel- und Flächentreue). Ausserdem liegen die Analysedaten teilweise bereits in dieser Form vor. Die Routine lässt jedoch ebenso andere Projektionen zu. Daten auf einem Gitter mit konstanten Längen- und Breitengradabständen können polarstereographisch umprojiziert werden. Die Approximation des Druckfeldes erfolgt durch ein zweidimensionales Polynom (bikubischer Spline), wobei die Druckwerte durch Anwendung einer Taylorreihenentwicklung nach folgender Gleichung interpoliert werden:

$$p(x_i + \delta x, y_j + \delta y) = \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^3 p_{x^m y^n}(x_i, y_j) \dots \quad (25)$$

mit

$$p_{x^m y^n} = \frac{\partial p^{m+n}}{\partial x^m \partial y^n} \dots \quad (26)$$

Eine solche Spline-Approximation hat den Vorteil, dass die Zyklonenzentren auch Positionen zwischen den Gitterpunkten einnehmen können. Das Verfahren glättet jedoch die Übergangsbereiche zwischen nahe beieinanderliegenden Wirbeln, wie schnell klar wird, wenn man sich das Druckfeld als Superposition mehrerer Glockenfunktionen mit verschiedenen Amplituden über einem konstanten mittleren Druckfeld vorstellt (Abb. 17) (Murray

und Simmonds, 1991a). Eine mittelgrosse zyklonale Störung erscheint neben einer grösseren entweder als Randtief mit geschlossenen Isobaren in der Druckfläche (Tief A) oder überhaupt nicht (Tief C), obwohl das Tief deutlich als Konkavität in der Druckfläche zu erkennen ist.

7.2 Verfahren der Zyklonenlokalisierung in der Routine nach Murray und Simmonds

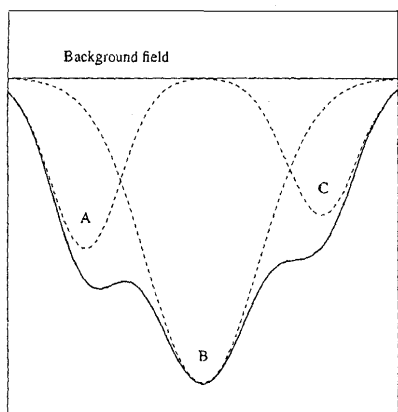


Abbildung 17: Hypothetisches Druckfeld aus einer Superposition dreier prototypischer zyklonaler Störungen (A, B und C) über einer konstanten Druckfläche; Abb. nach Murray und Simmonds (1991)

zwei Schritten:

- Suche nach einem Maxima des horizontalen Druckgradienten ∇p
- Suche nach einem wahren Minimum im Druckfeld um jedes ∇p -Maximum

Dabei wird berücksichtigt, dass nicht jedes Tiefdruckgebiet (z.B. subtropische Zyklonen) geschlossene Isobaren besitzt, die meisten aber mit signifikanter zyklonaler Isobarenkrümmung und einer deutlichen Konkavität, also einem Maximum von $\nabla^2 p$ im Druckfeld verbunden sind. Tiefdruckgebiete stehen in der Regel in direktem Zusammenhang mit Maxima der relativen geostrophischen Vorticity ζ , welche über

$$\zeta \approx \frac{1}{\rho f} \nabla^2 p \quad (27)$$

direkt von maximalen Werten von $\nabla p = p_{xx} + p_{yy}$ abhängt. Hierbei ist ρ die Luftdichte und f der Coriolisparameter. Vorticitymaxima zeigen die Existenz von Tiefs in mittleren Breiten oft besser an als Druckminima, was Stellen mit maximalem ∇p als Ansatzpunkt für aufwendigere Suchalgorithmen qualifiziert.

Die Daten werden also zunächst durch den Vergleich benachbarter Gitterpunkte nach

Herkömmliche Methoden zur Zyklonenlokalisierung aus Gitterdaten vergleichen Druckwerte an benachbarten Gitterpunkten. Ein Tief existiert dort, wo der Druck niedriger ist als an einer bestimmten Anzahl - meist vier bis acht - umgebender Gitterpunkte. Die Zyklonenzentren liegen dabei zwingend auf Gitterpunkten, Wirbel mit einem Durchmesser kleiner als der doppelte Gitterabstand werden nicht erfasst (z.B. Lambert 1988, Bell und Bosart 1989). Die Interpolation auf ein feineres Gitter durch Approximation des Druckfeldes mit langsamer variierenden Funktionen, wie Grotjahn (1990) sie verwendete, vermindert diese Nachteile.

Murray und Simmonds (1991a) haben aus diesen beiden Ansätzen ein neues Verfahren entwickelt, bei dem Zyklonenpositionen nicht zwangsläufig auf Gitterpunkten zu liegen kommen. Es besteht

Maxima von ∇p untersucht. In der Umgebung jedes gefundenen ∇p -Maximums kann ein Tiefdruckgebiet existieren. Um flache Zyklonen nicht zu übersehen, vergleichen Murray und Simmonds (1991a) wie Le Treut und Kalnay (1990) die zweite räumliche Ableitung des Druckes anstelle des Druckes selber mit der Umgebung. Tiefdruckgebiete werden detektiert, wo ∇p grösser als an den acht benachbarten Gitterpunkten und grösser als ein bestimmter positiver Schwellenwert ist.

Für das weitere Vorgehen unterscheiden Murray und Simmonds (1991a) geschlossene und offene Zyklonen, je nachdem, ob das Tiefdruckgebiet durch geschlossene Isobaren gekennzeichnet ist oder nicht. Jede der beiden Erscheinungsformen erfordert ein spezielles Suchverfahren:

- Das Zentrum eines geschlossenen Tiefs wird mit dem interpolierten Punkt minimalen Drucks gleichgesetzt und ist normalerweise in einer Entfernung von weniger als einer Gitterweite anzutreffen, je nach Symmetriegrad des Systems.
- Offene Zyklonen besitzen kein relatives Druckminimum. Deren Zentrum ordnen Murray und Simmonds (1991a) einem Minimum im Druckgradienten zu.

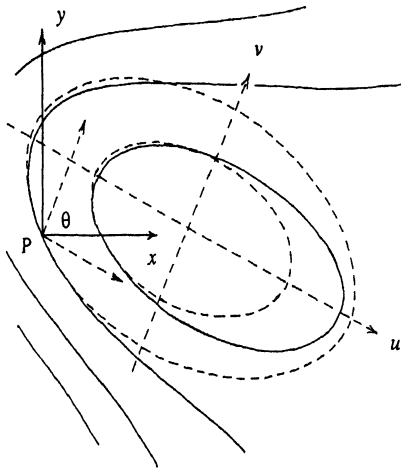


Abbildung 18: Isobaren (durchgezogene Linien) und ideal angepasstes Ellipsoid mit Achsen (gestrichelt); Abb. nach Murray und Simmonds (1991).

Die Iteration für die Suche nach Extremwerten von $\nabla^2 p$, ∇p und p geschieht in Form einer zweidimensionalen Anwendung des Newton-Raphson-Algorithmus. Dabei bestimmen die (interpolierten) ersten und zweiten räumlichen Ableitungen des Druckes an einem bestimmten Punkt ein Ellipsoid in dessen Zentrum der nächste Iterationspunkt mit den Koordinaten

$$u_{(n+1)} = u_{(n)} - \frac{p_u(u_{(n)})}{p_{uu}(u_{(n)})} \quad (28)$$

$$v_{(n+1)} = v_{(n)} - \frac{p_v(v_{(n)})}{p_{vv}(v_{(n)})} \quad (29)$$

liegt (bezogen auf ein Koordinatensystem mit den Achsen des Ellipsoids, Abb. 18). Hierbei legt

$$\tan 2\theta = \frac{2p_{xy}}{p_{xx} - p_{yy}} \quad (30)$$

die Orientierung der Ellipsoidachsen fest. Die zweiten Ableitungen des Druckes in Richtung der neuen Achsen u und v sind bestimmt durch

$$p_{uu} = \frac{p_{xx} + p_{yy}}{2} - \sqrt{\left(\frac{p_{xx} - p_{yy}}{2}\right)^2 + p_{xy}^2} \quad (31)$$

$$p_{vv} = \frac{p_{xx} + p_{yy}}{2} + \sqrt{\left(\frac{p_{xx} - p_{yy}}{2}\right)^2 + p_{xy}^2} \quad (32)$$

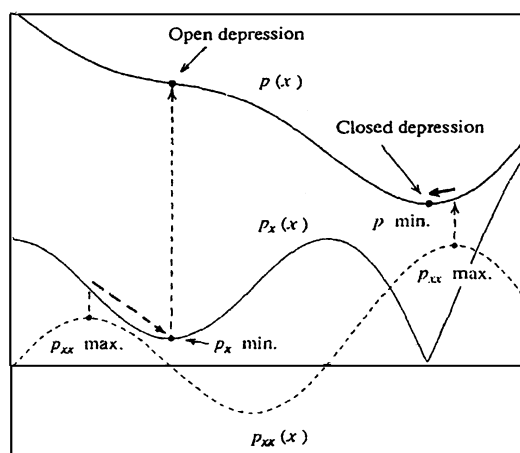


Abbildung 19: Eindimensionale Darstellung des Drucks und seiner Ableitungen zur Veranschaulichung von deren Einsatz bei der Suche nach Tiefdruckgebieten. $\nabla^2 p$ wird gitterpunktweise überprüft. Tiefdruckzentren liegen zwar dicht bei den $\nabla^2 p$ -Maxima, fallen aber nicht mit ihnen zusammen (Murray und Simmonds, 1991, Teil I).

zwar den Wert 0, ist aber kein wahres Minimum und kann nicht mit demselben Verfahren gefunden werden, wie ein offenes Tief.

Schliesslich eliminiert das sogenannte „Konkavitätskriterium“ meteorologisch nicht signifikante Wirbel. Es verlangt, dass $\nabla^2 p$ innerhalb eines bestimmten Abstandes vom Zentrum einen vordefinierten Schwellenwert überschreitet. Als solchen empfehlen Murray und Simmonds (1991a) für bestimmte Modelldaten $0,4 \text{ hPa}/(\text{Grad Breite})^2$ über einen Bereich von 4° Länge für offene sowie geschlossene Systeme.

7.3 Zyklonenverfolgung

Die Zyklonenpositionen aus dem Lokalisierungsabschnitt können in einer zweiten Stufe der Routine zu Zyklonenbahnen zusammengefügt werden, d.h. der Weg der Zyklone von ihrer Entstehung bis zu ihrem Vergehen wird aus den Zyklonenpositionen der einzelnen Lokalisierungstermine zusammengestellt. Die Schwierigkeit dabei ist, bei 24-stündlichen Positionsanalysen richtige Zuordnungsentscheidungen zu treffen, da die Abstände zwischen alter und neuer Position ein und derselben Zyklone sich nach dieser Zeit nicht mehr unbedingt von den Abständen zwischen verschiedenen Zyklonen unterscheiden.

Ausgehend von der Zyklonenposition in einem Datensatz werden Position und Druck im nach einem bestimmten Zeitschritt vorhergesagt und anschliessend Zuordnungswahrscheinlichkeiten zwischen jener und allen im folgenden Bild tatsächlich gefundenen Positionen errechnet. Die Zyklonenbahn verläuft dann durch die Zyklonenpositionen mit den höchsten Zuordnungswahrscheinlichkeiten.

Die Vorhersage für Position und Druck entsteht aus einer gewichteten Kombination der klimatologischen Mittelwerte der Zyklonengeschwindigkeit und aus der Bewegung und

Falls ein Minimum mit minimaler zweiter Ableitung $p_{uu} > 0$ und ersten Ableitungen $p_u = p_v = 0$ existiert, konvergiert die berechnete Position nach drei bis vier Iterationen innerhalb eines bestimmten Suchradius auf 0.001 Gittereinheiten genau. Zuerst wird nach Punkten mit maximalem $\nabla^2 p$ gesucht. Jeder dieser Punkte ist Startkoordinate für die Suche nach einem Druckminimum (geschlossenes Tief). Falls ein solches innerhalb eines festgelegten Radius nicht gefunden wird, beginnt vom selben Gitterpunkt aus die Suche nach einem Minimum des Druckgradienten (offenes Tief). Die unterschiedlichen Eigenschaften offener und geschlossener Tiefdruckgebiete veranschaulicht Abb. 19 in eindimensionaler Vereinfachung. Im Zentrum eines geschlossenen Tiefs besitzt der Druckgradient

der Entwicklung des Systems in der Vergangenheit. Die geschätzte Position \vec{r}_{est} nach dem Zeitintervall δt ergibt sich als gewichteter Mittelwert der mittleren klimatologisch zu erwartenden Verlagerungsgeschwindigkeit $\vec{v}_{av}(\varphi(t))$ für die Breite φ zu

$$\vec{r}_{est}(t + \delta t) = \vec{r}(t) + w_M\{\vec{r}(t) - \vec{r}(t - \delta t)\} + (1 - w_M)\vec{v}_{av}(\varphi(t))\delta t + \vec{r}_K. \quad (33)$$

\vec{r}_K ist klein und gleicht die Beschleunigung aus, die die klimatologischen Geschwindigkeitsmittelwerte bei der polarstereographischen Projektion erfahren. w_M und w_p sind die Faktoren für die Gewichtung der mittleren (mean, w_M) klimatologischen Geschwindigkeiten und der bisherigen (previous, w_p) Verlagerung. Fehler durch Kurven im Verlagerungspfad und durch Änderungen im Kartenfaktor im Verlauf der Bewegung aufgrund der polarstereographischen Projektion sind nicht korrigiert. Der Zentrumsdruck errechnet sich aus der Persistenz der Drucktendenz und bisherigen Drucktendenz selbst:

$$p_{est}(t + \delta t) = p(t) + w_p[p(t) - p(t - \delta t)] \quad (34)$$

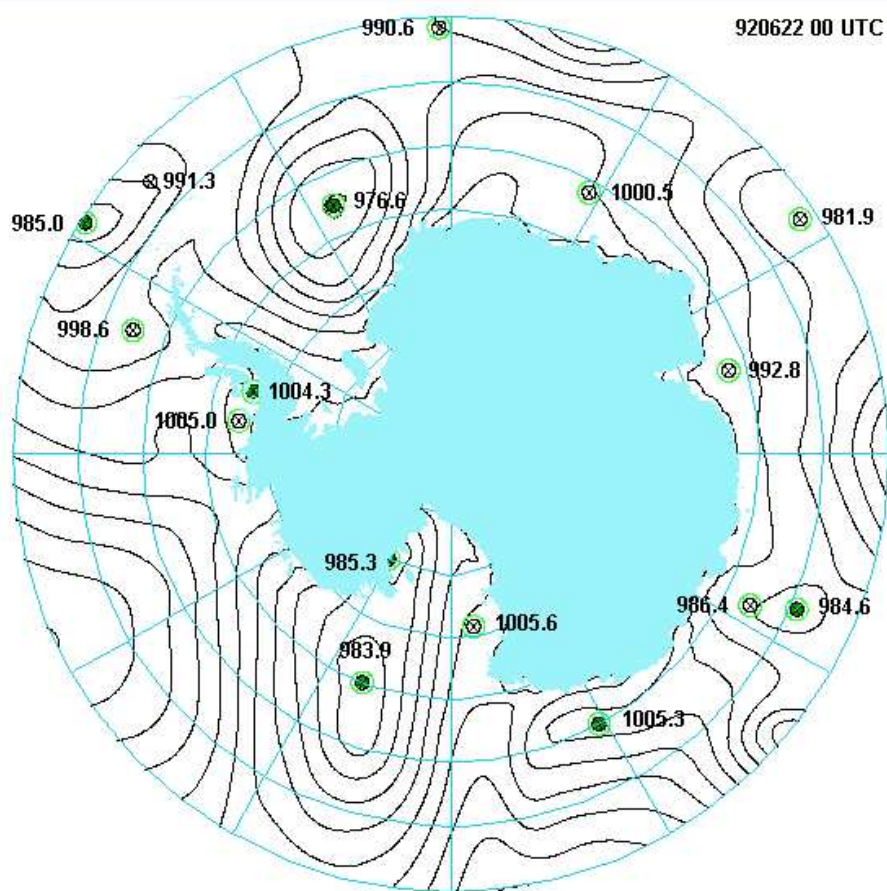
Die Gewichtungsfaktoren w_M und w_p müssen mit zunehmendem Zeitintervall von 1 nach 0 abnehmen.

7.4 Anwendung auf das ECMWF-Druckfeld

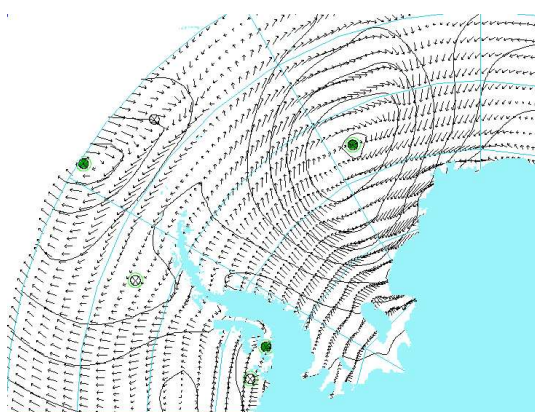
Als Eingabedaten für die Zyklonenroutine stehen die ECMWF-Daten des Luftdrucks auf einem regulären geographischen Gitter zur Verfügung. Zu Beginn der Lokalisierung werden sie auf ein polarstereographisches Gitter mit 159×159 Punkten und Zentrum am Südpol umprojiziert. Die Gitterpunktanzahl kann variiert werden. Bei 159×159 Gitterpunkten und Daten von 360 Längen- und 40 Breitengraden ergibt sich eine Gittermaschengröße von $2,26^\circ \times 0,25^\circ$.

Die Gitterweite von $1,125^\circ$ Länge und Breite der geographisch projizierten ECMWF-Daten ist gegenüber den von Murray und Simmonds (1991a) verwendeten Gitterweiten also höher aufgelöst, so dass eine Glättung der Daten vor der Lokalisierung sinnvoll ist. Das Glättungsmodul der Routine liess sich nicht ohne grösseren Programmieraufwand auf die ECMWF-Daten anwenden. Der optische Vergleich zwischen Druckfeld und Lokalisierungsergebnis zeigt jedoch auch ohne Glättung keine offensichtlichen Mängel, so dass alle folgenden Ergebnisse für das ungeglättete Druckfeld gerechnet werden. Das Suchergebnis enthält, je nach Einstellung des Algorithmus, offene und/oder geschlossene, starke und/oder schwache Tiefdruckgebiete oder Kombinationen daraus. Jede dieser Arten von Tiefdruckgebieten erzeugt prinzipiell eine zyklonale Änderung in der Windrichtung des entsprechenden Gebietes, und somit einen Einfluss auf die Meereisdrift, so dass eine Beschränkung des Suchergebnisses auf geschlossene Zyklonen nicht sinnvoll ist. Ebenfalls nicht ausgeschlossen werden offene Tiefdruckgebiete neben starken Vorticitymaxima, für die $\nabla^2 p$ negativ wird.

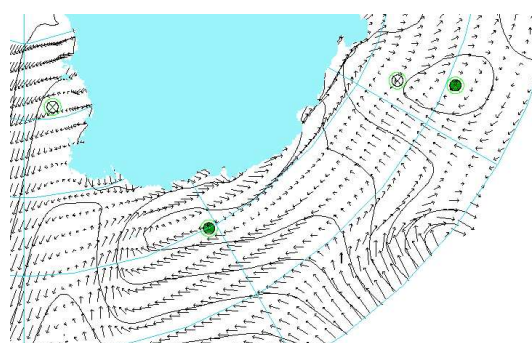
Den ersten groben Suchschritt für Maxima von $\nabla^2 p$ durch Vergleich mit benachbarten Gitterpunkten führen Murray und Simmonds (1991) meist mit acht umgebenden Gitterpunkten durch. Eine Suche mit nur vier Punkten beschleunigt die Analyse kaum und führt im Mittel zu einem Tief mehr oder weniger pro Beobachtungstermin (Abb. 20 bei



(a) Ergebnis der Zyklonensuche im Überblick



(b) Detail: Bellinghousenmeer und westliches Weddellmeer



(c) Detail: Indischer Ozean und Westliches Rossmeer

Abbildung 20: Ergebnisse der Zyklonensuche mit verschiedenen Einstellungen und Isolinien des ECMWF-Druckfeldes in 5-hPa-Abständen: Schwarzer Kreis: Undiskriminiertes Suchergebnis aus vier Nachbargitterpunkten interpoliert (schwache und starke Tiefdruckgebiete mit offenen oder geschlossenen Isobaren). Grüner Kreis: wie schwarz, aber aus acht Nachbargitterpunkten interpoliert. Grüner gefüllter Kreis: starkes Tief mit geschlossenen Isobaren. Ziffern: Luftdruck im Zentrum

48°W, 57°S). Das zusätzliche Tiefdruckzentrum besitzt nach Aussage der Analyse mittels Kurvendiskussion keine geschlossenen Isobaren und ist mit dem Kerndruck von 991,3 hPa verhältnismässig schwach. Der Suchalgorithmus erkennt, wie oben erklärt, neben Tiefdruckgebieten mit geschlossenen Isobaren auch solche ohne dieses Merkmal, falls die Isolinien in einem bestimmten Bereich eine zyklonale Krümmung besitzen (Auswölbung der Isobaren). Schwache Zyklonen werden neben starken dann gefunden, wenn $\nabla^2 p$ an der entsprechenden Stelle negativ wird. An Stellen mit maximalem $\nabla^2 p$ zeigt das Windfeld nur eine schwache zyklonale Richtungsänderung, deren Auswirkungen im Eisfeld nicht unbedingt erkennbar sind.

In den folgenden Untersuchungen wird für die Lokalisierung der Vergleich mit acht benachbarten Gitterpunkten verwendet. Weitere Betrachtungen des Windfeldes im Zusammenhang mit den gekennzeichneten Zyklonenpositionen legen nahe, den Umkehrschluss von Eisdriftdaten auf atmosphärische Wirbel vorerst nur für starke Tiefdruckgebiete mit geschlossenen Isobaren (grüne Punkte in Abb. 20) zu versuchen, da für diese die zyklonale Richtungsänderung im Windfeld deutlich ist.

Leider erzeugt das Darstellungsprogramm aufgrund der Glättung nicht um alle Tiefdruckgebiete geschlossene Isobaren, die gemäss der Lokalisierungsroutine solche besitzen. Dies ist als Darstellungsproblem zu betrachten, da das Windfeld an den entsprechenden Stellen eindeutig zyklonalen Charakter besitzt, während dies im Fall der offenen Zyklonen nicht der Fall ist. Das gilt auch für das geschlossene Tief direkt an der Küste des Bellinghausenmeers, wenn man die Windpfeile über dem Kontinent darstellt. Das starke geschlossene Tief an der südlichen Küste des Bellinghausenmeers scheint aus Vergleichen mit dem Windfeld realistisch, zumal die Analysegrundlage durch automatische Wetterstationen besonders an der Ostküste der antarktischen Halbinsel gut ist. Dennoch ist nicht zu erwarten, dass ein Zyklonenabdruck in den SSM/I-Daten immer wiederzufinden sind, da die Eisdrift küstennah nicht ausschliesslich windgetrieben ist, und Barriere- und katabatische Winde vom ECMWF-Modell nicht immer aufgelöst werden. Daneben beeinflussen auch die Gezeiten und die Meeresbodentopographie die Ozeanoberflächenströmung und somit die Eisdrift.

Für den Vergleich mit SSM/I-Daten werden die ECMWF-Daten über einen Tag gemittelt. Die automatische Zyklonenlokalisierung wird jedoch nur für die einzelnen Beobachtungstermine durchgeführt, da im Rahmen dieser Arbeit nicht überprüft werden konnte, ob die Zyklonensuche bei Anwendung auf tagesgemittelte Druckkarten evtl. Genauigkeitseinbußen erleidet. Gleichzeitig kann aus der Betrachtung von vier zeitlich aufeinanderfolgenden Lokalisierungsergebnissen zu jedem Satellitenbild auch rein optisch Information auf Verlagerungsgeschwindigkeit und -richtung geschlossen werden, ohne dass das Zyklonenverfolgungsmodul angewendet werden muss.

8 Zyklonenlokalisierung aus SSM/I-Daten

Die SSM/I-Daten in OI-Form (Kap. 3.3) werden auf einem regulären $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ -Gitter mit 5470 Punkten in polarstereographischen x,y -Koordinaten dargestellt. Um die Vergleichbarkeit zwischen ECMWF- und SSM/I-Zyklonenpositionen zu gewährleisten, liegt es nahe, die SSM/I-Daten ebenfalls mit der Zyklonensuchroutine nach (Murray und Simmonds, 1991a, Teil I und Teil II) zu untersuchen. Diese erkennt lokale Extremwerte in topographieartigen Daten auf einem regulären Gitter in geographischen oder polarstereographischen Koordinaten. Aus Verlagerungsstart- und Endposition in SSM/I-Aufnahmen der Helligkeitstemperatur in jeweils einem Tag Abstand wurden Vektoren mit geographischen Koordinaten und längen- bzw. breitenkreisparallelen Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Für die automatische Zyklonensuche muss das SSM/I-Driftvektorfeld durch eine skalare Funktion dargestellt werden, die alle Stellen mit zyklonalen bzw. antizyklonalen Wirbeln als lokale Minima bzw. Maxima wiedergibt.

Die gesuchte skalare Funktion soll zum Driftfeld in einem ähnlichen Zusammenhang stehen wie der geostrophische Wind zum Druckfeld. Die Meereisdrift wird aber (neben nicht-atmosphärischen Einflusskräften) vom tatsächlichen Wind angetrieben, der neben dem geostrophischen Anteil \vec{v}_g auch eine ageostrophische Komponente \vec{v}_{ag} besitzt:

$$\vec{v} = \vec{v}_g + \vec{v}_{ag} \quad (35)$$

Die geostrophische Strömung verläuft isobarenparallel mit dem tiefen Druck auf der rechten Seite (Südhemisphäre). Der Betrag der geostrophischen Strömung nimmt mit dem des horizontalen Druckgradienten zu. Die ageostrophische Windkomponente bewirkt in der Grenzschicht eine reibungsbedingte Geschwindigkeitsminderung sowie eine Richtungsablenkung nach rechts von etwa 15° (über Meer) bis 30° über Land (bodennah) (Liljequist, 1984), die von der Rauigkeit des Untergrunds abhängt. Da die Eisdrift nicht allein unter dem Einfluss des geostrophischen Windes steht, werden Antriebe durch die ageostrophische Windkomponente, die Ozeanströmung und durch die unter ϵ zusammengefassten Kräfte (Kap. 4.1) zu Unterschieden zwischen Druckfeld und Driftstromfunktion führen. Jedes beliebige Vektorfeld lässt sich nach dem Helmholtz-Theorem in einen divergenzfreien Anteil $\vec{V}_\Psi = \vec{k} \times \nabla \Psi$ und einen rotationsfreien Beitrag $\vec{V}_\chi = \nabla \chi$ aufspalten:

$$\vec{v} = \vec{k} \times \nabla \Psi + \nabla \chi \quad (36)$$

Die skalare Stromfunktion Ψ und das Geschwindigkeitspotential χ hängen mit den aus der Synoptik und der Dynamik bekannten Größen Vorticity ξ und Divergenz D über

$$\xi = \nabla^2 \Psi \quad (37)$$

$$D = \nabla^2 \chi \quad (38)$$

zusammen. Vorticity und Divergenz sind direkt aus den Komponenten der Driftvektoren für jeden Gitterpunkt berechenbar. Mit geeigneten Randbedingungen sind die Gleichungen (37) und (38) somit lösbar. Für ein endliches Analysegebiet wählt man $\Psi(\lambda, \varphi)$ und

$\chi(\lambda, \varphi)$ auf der Berandungslinie meist so, dass sie die Neumann-Randbedingungen erfüllen:

$$\vec{V}_n^b = -\frac{\partial \Psi^b}{\partial s} + \frac{\partial \chi^b}{\partial n} \quad (39)$$

$$\vec{V}_s^b = \frac{\partial \Psi^b}{\partial n} + \frac{\partial \chi^b}{\partial s}. \quad (40)$$

n sei senkrecht zur Berandungsgeometrie nach aussen, s im Gegenuhrzeigersinn tangential definiert. Der Index b verweist auf den Bezug zur Berandungslinie. Nach Shukla und Saha (1974) können Randbedingungen signifikante Unterschiede zwischen beobachteten und rekonstruierten Winddaten verursachen (Stephens und Johnson, 1978). Um die Stromfunktion aus Driftdaten abzuleiten, wird vorausgesetzt, dass die Strömung im gesamten Analysegebiet divergenzfrei ist. Die Randbedingung

$$\oint \frac{\delta \Psi^b}{\delta s} ds = 0 \quad (41)$$

mit

$$D \approx 0 \quad (42)$$

gilt als geeignete Annahme für grossräumige Analysen von synoptischen Windbeobachtungen in aussertropischen Breiten. Trotzdem haben Hawkins und Rosenthal (1965) nachgewiesen, dass in einigen Fällen beim Umkehrschluss von Stromlinien auf den Wind aufgrund unrealistischer Behandlung des Terms $\frac{\partial \chi^b}{\partial n}$ in Gleichung (39) Abweichungen zwischen rekonstruiertem und beobachtetem Wind auftreten können, obwohl der beobachtete Wind fast divergenzfrei ist (Stephens und Johnson, 1978).

Demnach muss auch für die Stromfunktion aus Driftdaten damit gerechnet werden, dass die Stromlinien das Driftfeld in einigen Fällen nicht exakt wiedergeben.

Auch das SSM/I-Driftfeld ist also nach Gleichung (36) durch zwei skalare Funktionen Ψ und χ darstellbar. Für die zweidimensionale Untersuchung von Tiefdruckgebieten auf Meeresniveau ist der rotationsbehaftete Anteil des Vektorfeldes entscheidend. Die interessierende skalare Funktion ist deshalb die Stromfunktion. Die Stromlinien verlaufen parallel zu den Vektoren des zugehörigen Geschwindigkeitsfeldes, ebenso wie die Isobaren eines Druckfeldes zu den Vektoren des geostrophischen Windes.

Wir betrachten also das Vektorfeld als annähernd divergenzfrei und lösen Gleichung (36) nach dem verbleibenden skalaren Beitrag Ψ auf.

Gleichung (36) lautet dann vereinfacht

$$\vec{v} = \vec{k} \times \nabla \Psi. \quad (43)$$

Der Vergleich mit der Beziehung für den geostrophischen Wind

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \nabla p \quad (44)$$

zeigt auch formal die ähnlichen Zusammenhänge zwischen der Stromfunktion Ψ und der Meereisdrift einerseits und dem Druck und dem geostrophischen Wind andererseits.

8.1 Berechnung einer Stromfunktion zum Driftfeld

In Komponenten lautet Gleichung (43)

$$u = -\frac{\partial\Psi}{\partial y} \qquad v = \frac{\partial\Psi}{\partial x}, \qquad (45)$$

Damit ergibt sich für Ψ die Poissongleichung

$$\nabla^2\Psi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \qquad (46)$$

Ihre Lösung hängt stark von der Wahl der Randbedingungen ab (Stephens und Johnson, 1978). Für die Berechnung der Stromfunktion aus einem Windfeld empfehlen Krishnamurti und Bounoua (1996) sowie Stephens und Johnson (1978) entweder die sogenannte Relaxations- oder die Fouriertransformationsmethode (RM und FTM) mit Dirichlet-Randbedingungen. Aufgrund der bisher vorausgesetzten Ähnlichkeiten zwischen Drift- und Windfeld ist eine Übertragung auf die Berechnung der Stromfunktion aus Driftdaten erfolgversprechend. Der entsprechende Algorithmus für RM und FTM wird unverändert nach Stephens und Johnson (1978) auf die SSM/I-Daten angewendet. Die damit ebenfalls mögliche Berechnung des Geschwindigkeitspotentials ist in dieser Arbeit nicht von Interesse.

8.2 Die Relaxationsmethode

Zu einem gegebenen horizontalen Windfeld in Komponenten lassen sich durch Differentiation Vorticity und Divergenz berechnen. Die Stromfunktion ergibt sich daraus durch eine zweifache räumliche Integration. Nach Gleichung (46) ist die rechte Seite der Poissongleichung festgelegt. Das Problem bei der Lösung liegt in der Wahl geeigneter Randbedingungen. Krishnamurti und Bounoua (1996) ergänzen die auswärtsgerichtete normale Driftgeschwindigkeit V_n am Rand so, dass der auswärtsgerichtete Nettofluss 0 wird. Dies drückt die Gleichung

$$\oint (V_n)_c ds = 0 \qquad (47)$$

aus, wobei ds ist ein Kurvenelement entlang der Berandungslinie des betrachteten Gebietes, und c den korrigierten Geschwindigkeitswert kennzeichnet. Der Nettofluss am Rand wird über einen Korrekturfaktor ϵ , beginnend mit der Berandungslinie, proportional zu seinem Betrag iterativ korrigiert:

$$(V_n)_c = V_n + \epsilon|V|_n \qquad (48)$$

Entlang der Berandungslinie sind die Geschwindigkeitskomponenten konstant und nach aussen gerichtet.

Diese Randbedingungen beruhen auf der Massenflusserhaltung und sind für die Atmosphäre i. a. erfüllt, wenn das Gebiet gross genug ist, d.h. wenn es sich über mindestens 60 Längengrade und 40 Breitengrade ausdehnt (Krishnamurti und Bounoua, 1996).

Die Beträge aller Driftvektoren werden gemäss Gleichung (47) korrigiert. Ein Startwert der Stromfunktion sei an der nordwestlichen Ecke des Gebietes bekannt (z.B. $\Psi = 0$ bei $i = 1, j = M$). An allen anderen Punkten berechnet sie sich entlang der Gebietsgrenze nach

$$\frac{\partial \Psi}{\partial s} = (V_n)_c \quad (49)$$

bzw.

$$\Psi_2 = \Psi_1 + \frac{(V_{n1})_c + (V_{n2})_c}{2} \Delta s \quad (50)$$

mit $\Delta s =$ Gitterweite entlang der betrachteten Berandungslinie.

Als nächstes wird die Poissongleichung $\nabla^2 \Psi = \chi(x, y)$ mit Hilfe der Randwerte unter Verwendung der Standard-Überrelaxations-Methode (Overrelaxation method, RM) gelöst. Dabei handelt es sich um eine iterative Methode in zwei Schritten. Zuerst wird das Residuum

$$R = \nabla^2 \Psi - \chi \quad (51)$$

zwischen der relativen Vorticity (Forcing-Funktion) und einer finiten Differenz als Wert der Laplace-Funktion an einer bestimmten Stelle errechnet, anschliessend wird die Stromfunktion zu

$$\Psi^{\nu+1} = \Psi^\nu + \alpha R \sqrt{\Delta x \Delta y} \quad (52)$$

gesetzt. Dabei sind α der Überrelaxationsfaktor und Δx und Δy die Gitterabstände in x und y-Richtung. α ist nach Krishnamurti und Bounoua (1996) in den meisten Fällen zwischen 0,2 und 0,5 zu setzen, für eine Gitterweite von 2° wird $\alpha = 0,47$ empfohlen. Prinzipiell sind für den Relaxationsfaktor Werte zwischen 0 und 2 erlaubt. Stichprobenhafte Versuche mit verschiedenen Werten für α haben keine signifikanten Veränderungen in den Rechenzeiten ergeben, so dass auf eine Anpassung für die Maschenweite der Driftdaten von ca. 1° verzichtet und $\alpha = 0,47$ von Krishnamurti und Bounoua (1996) übernommen wird.

Bei der Iteration sind zu Beginn der Startwert an der nordwestlichen Gitterecke und die daraus nach Gleichung (50) errechneten Stromfunktionswerte entlang der Berandungslinie bekannt. Ψ hat für die Meereisdriftdaten eine Grössenordnung von etwa $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $\Delta \Psi$ etwa $10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Bei einer Gitterweite von $\Delta y = 10^5 \text{ m}$ ist $\frac{\Delta \Psi}{\Delta y}$ ungefähr 10 m/s. Nach Krishnamurti und Bounoua (1996) liegt der Toleranzbereich für die Abweichungen von Ψ zu den umliegenden Gitterpunkten dann zwischen 10^3 und $10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. In x-Richtung (zonal) nimmt der Gitterabstand zum Pol hin ab. Für das Gebiet der Antarktis ist Δx eine Grössenordnung kleiner als Δy . Der Toleranzfaktor liegt in x-Richtung demnach bei 10^2 - $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Als Kompromiss wurde mit einem Toleranzfaktor von 10^3 gerechnet. Die Stromfunktion ist deshalb in x-Richtung etwas weniger geglättet als in y-Richtung.

Der Iterationsindex ν wird erhöht, bis das Residuum R kleiner als der festgesetzte Präzisionsfaktor ist (Gauss-Seidel-Methode). Bei der Überrelaxation bewirkt der Faktor α , dass

das Residuum bei der Korrektur nicht 0 sondern leicht positiv oder negativ entsprechend den umgebenden Werten gesetzt wird, wodurch die Iteration schneller konvergiert als bei der Gauss-Seidel-Methode.

8.3 Die Fouriertransformationsmethode

Die Fouriertransformationsmethode (**F**ourier **T**ransform **M**ethod, FTM) ist allgemein für Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten anwendbar, wenn die Berandungslinien des Iterationsgebietes parallel zu den Koordinatenachsen verlaufen.

Die Differentialgleichung (46) hat konstante Koeffizienten mit dem Wert eins. Das Iterationsgebiet wird durch Längen- und Breitenkreise begrenzt, die Driftdaten werden in geographischen Koordinaten verwendet.

Das Verfahren basiert auf einer doppelten Fouriertransformation mit periodischen Randbedingungen für ein begrenztes Gebiet. Das genaue Vorgehen ist bei Krishnamurti und Bounoua (1996) und etwas ausführlicher bei Stephens und Johnson (1978) erklärt.

Die Geschwindigkeitskomponenten des zu grundlegenden Vektorfeldes werden im in Folgenden durch

$$u_{jk} = u(j\Delta x, k\Delta y) \quad (53)$$

$$v_{jk} = v(j\Delta x, k\Delta y) \quad (54)$$

abgekürzt, wobei $j = 0, \dots, L-1$ und $k = 0, \dots, M-1$ auf einem $L \times M$ Gebiet darstellen.

Im Wesentlichen wird zunächst die Stromfunktion an jedem Gitterpunkt durch einen mittleren und einen Störungsanteil

$$\tilde{\Psi}_k = \bar{\Psi}_k + \Psi'_k \quad (55)$$

dargestellt, wobei der mittlere Anteil durch

$$\bar{\Psi}_k = -\bar{u}k\Delta y \quad (56)$$

festgelegt ist, während man den Störungsanteil Ψ' sowie u und v an jedem Gitterpunkt durch ihre Fouriertransformierten ausdrückt:

$$u_{jk} = \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} U_{lm} e^{\frac{i2\pi jl}{L}} e^{\frac{i2\pi km}{M}} \quad (57)$$

$$v_{jk} = \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} V_{lm} e^{\frac{i2\pi jl}{L}} e^{\frac{i2\pi km}{M}} \quad (58)$$

$$\Psi'_{jk} = \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} \Psi_{lm} e^{\frac{i2\pi jl}{L}} e^{\frac{i2\pi km}{M}} \quad (59)$$

Die Geschwindigkeitskomponenten an jedem Gitterpunkt sind anhand einfacher Differenzbildung darstellbar als

$$u_{jk} = -\frac{\Delta}{y}\Psi_{jk} - \frac{\Delta}{x}\chi_{jk} \quad (60)$$

$$v_{jk} = \frac{\Delta}{x}\Psi_{jk} - \frac{\Delta}{y}\chi_{jk}. \quad (61)$$

Darin bezeichnen ∇_x und ∇_y Vorwärts-, Δ_x und Δ_y Rückwärtsdifferenzen in x bzw. y-Richtung. Differenzieren der beiden Gleichungen (60) und (61) nach y bzw. x ergibt

$$\Delta_y u_{jk} = -\nabla_y \Delta_y \Psi_{jk} - \nabla_y \Delta_x \chi_{jk} \quad (62)$$

$$\Delta_x v_{jk} = -\nabla_x \Delta_x \Psi_{jk} - \nabla_x \Delta_y \chi_{jk}. \quad (63)$$

Kombiniert man die Gleichungen (62) und (63), erhält man eine Differenzengleichung analog zu der Poissongleichung (46)

$$\left(\nabla_x \Delta_x + \nabla_y \Delta_y \right) \Psi_{jk}' = \nabla_x v_{jk} - \nabla_y u_{jk}. \quad (64)$$

Einsetzen der Fouriertransformierten (59) in Gleichung (64) und Auflösen nach Ψ_{lm} ergibt nach Umformungen, die bei Krishnamurti und Bounoua (1996) und (Stephens und Johnson, 1978) nachgelesen werden können,

$$\Psi_{lm} = \frac{\left[\frac{v_{lm}}{\Delta x} \left(1 - e^{-\frac{i2\pi l}{L}} \right) + \frac{u_{lm}}{\Delta y} \left(1 - e^{\frac{i2\pi m}{M}} \right) \right]}{\left[\frac{2}{\Delta x^2} \left(\cos \frac{2\pi l}{L} - 1 \right) + \frac{2}{\Delta y^2} \left(\cos \frac{2\pi m}{M} - 1 \right) \right]}. \quad (65)$$

Mit den Gleichungen (57), (58) und (59) lässt sich Ψ' berechnen, und eingesetzt in Gleichung (55) ergibt sich schliesslich Ψ .

8.4 Aufbereitung der SSM/I-Driftdaten

Die Lokalisierungsroutine verlangt Daten auf einem regulären Gitter mit geographischen Koordinaten über ein Gebiet von mindestens 60 Längen- und 40 Breitengraden. Die SSM/I-OI-Driftdaten liegen zwar auf einem rechteckigen polarstereographischen Gitter über 360 Längengrade vor, das Meereis erstreckt sich aber über kaum mehr als 25° Breite. Die OI-Daten werden also von polarstereographischen x-y-Koordinaten in geodätische Längen und Breiten für Polarregionen konvertiert, und müssen danach neu auf ein rechteckiges Gitter projiziert werden. Es ergibt sich eine Maschenweite von $1,016^\circ \times 1,016^\circ$. Die Gleichungen für die Umrechnung von polarstereographischen in geographische Koordinaten sind nachzulesen bei Snyder (1982). Die Interpolation erfolgt über abstandsgewichtete Mittelwerte, die den meereisbedeckten Bereich möglichst unverändert erhält.

8.5 Eigenschaften von FTM und RM anhand von Literaturangaben und unter eigener Anwendung auf SSM/I-Meereisdriftdaten

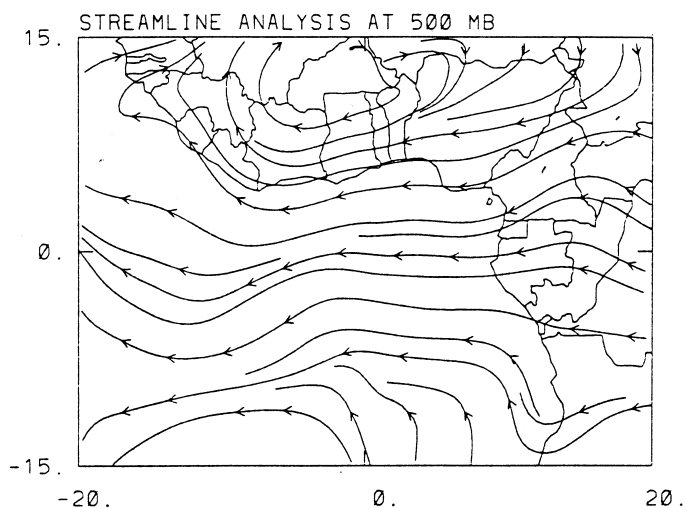


Abbildung 21: Stromlinien zum Windfeld. Abb. aus Krishnamurti und Bounoua (1996) (Abb. 23 a und b) stimmen bis auf kleine, darstellungsbedingte Unterschiede im Stromlinienverlauf gut überein.

Untersuchungen von Stephens und Johnson (1978) haben ergeben, dass sich durch Lösen der Gleichung (46) mit der FTM Rotations- und Divergenzanteile von Vektorfeldern gut trennen lassen, und die Stromfunktion die Eigenschaften des Windfeldes im Wesentlichen wiedergibt. Um Fehler bei der Anwendung der Routine zu erkennen, wurde der Algorithmus zunächst auf das von Krishnamurti und Bounoua (1996) analysierte Windfeld Abb. (21) angewendet. Das Ergebnis der Reproduktion (Abb. 23 c und d) und die Literaturabbildung (Abb. 23 a und b) stimmen bis auf kleine, darstellungsbedingte Unterschiede im Stromlinienverlauf gut überein.

Auf die SSM/I-Daten wurden ebenfalls beide Methoden angewendet, um herauszufinden, welche der beiden Methoden die geeignetere ist. Die Stromfunktion ist theoretisch parallel zu den Wind- bzw. Driftvektoren. Die geeignetere Berechnungsmethode ist diejenige, die dieses Kriterium am ehesten erfüllt.

Für die Relaxationsmethode wurden die SSM/I-Daten auf ein Gebiet mit einer Ausdehnung von 60° Breite (90°S - 30°S) extrapoliert, damit die in Kap. 8.2 aufgestellte Bedingung einer Mindestausdehnung von $90^\circ \times 40^\circ$ für die Massenerhaltung auf jeden Fall erfüllt ist (40° -Kriterium). Versuchsweise wurden die extrapolierten Driftdaten auch mit der FTM bearbeitet, obwohl diese Methode keine bestimmte Breitenausdehnung erfordert. Die Ergebnisse beider Verfahren werden mit und ohne 40° -Kriterium auf zwei ausgewählten Testgebieten (Abb. 22) im Weddellmeer (300° - 360° Länge) und im Rossmeer (150° - 250° Länge) verglichen. In diesen beiden Gebieten sind die Voraussetzungen für die Berechnung einer Stromfunktion am günstigsten, weil sich das Meereis mit etwa 25° Breitenausdehnung dort besonders weit nach Norden erstreckt. Zudem sind am 01.07.92, dem ausgewählten Beispieltag, durch die beiden Gebiete zwei verschiedene Situationen repräsentiert.

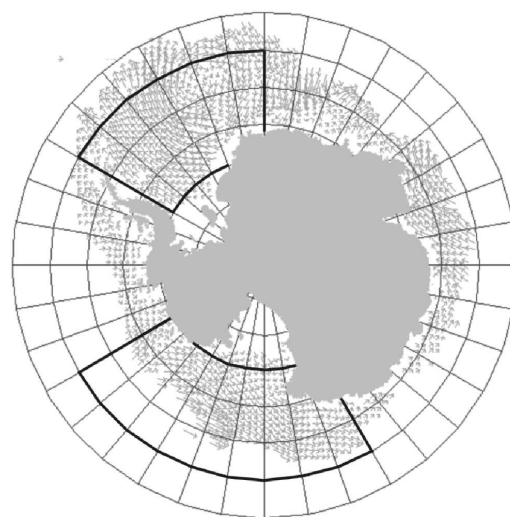
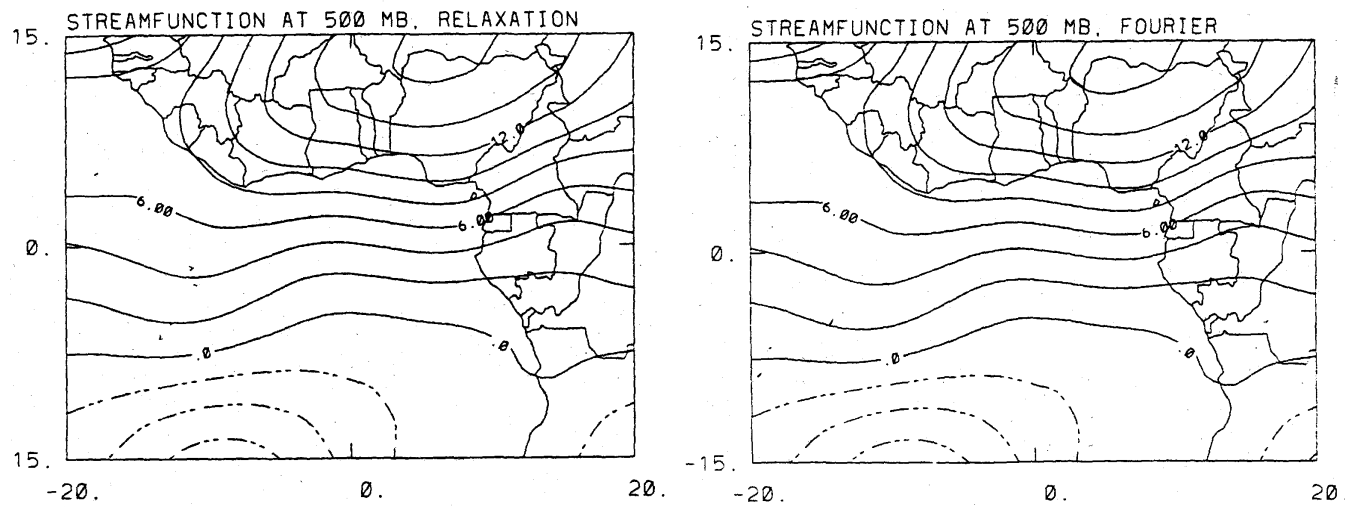


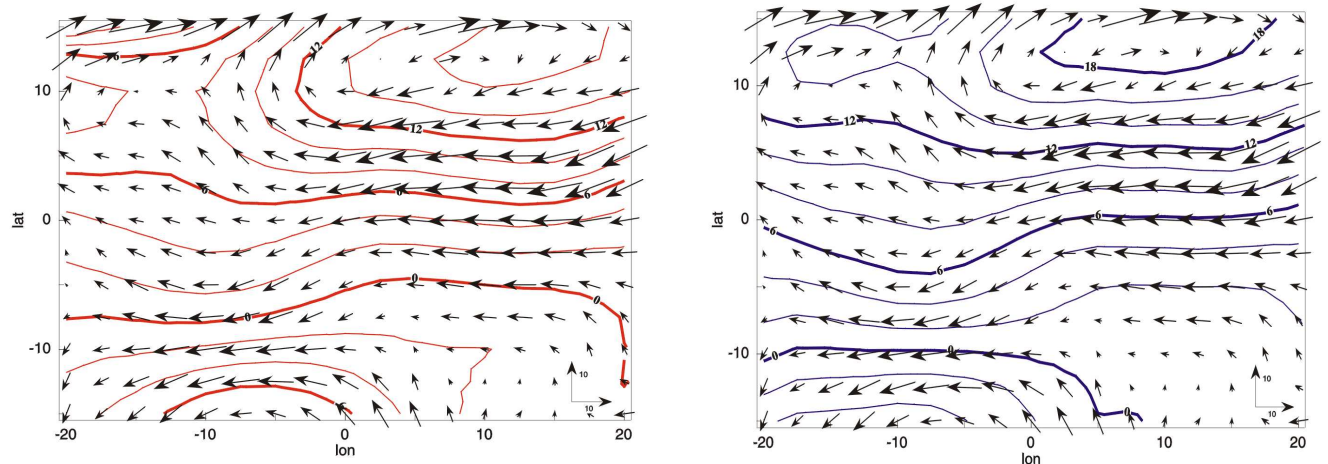
Abbildung 22: Lage der beiden Testgebiete im Überblick

dort besonders weit nach Norden erstreckt. Zudem sind am 01.07.92, dem ausgewählten Beispieltag, durch die beiden Gebiete zwei verschiedene Situationen repräsentiert.



(a) Stromfunktion nach RM zum Windfeld aus Krishnamurti und Bounoua (1996); gestrichelte Linien entsprechen negativen Werten

(b) Stromfunktion nach FTM aus Krishnamurti und Bounoua (1996) zum Windfeld aus Abb. 21; gestrichelte Linien entsprechen negativen Werten



(c) Stromfunktion nach RM aus Winddaten von Krishnamurti und Bounoua (1996) reproduziert

(d) Stromfunktion nach FTM aus Winddaten von Krishnamurti und Bounoua (1996) reproduziert

Abbildung 23: Stromfunktionen nach RM und FTM nach Literaturdaten und aus Winddaten reproduziert; Stromfunktion in $10^6 \frac{m^2}{s}$, Wind in m/s

Im Weddellmeer beherrscht ein markantes Tiefdruckgebiet die Driftbewegung, während das Rossmeer-Testgebiet eine küstenparallele, scheinbar wirbelfreie Driftbewegung zeigt. Abb. 24 enthält die Ergebnisse für das Testgebiet im Weddellmeer. Die Teilfiguren (a) und (b) zeigen die Lösungen mit und ohne Erfüllen des 40° -Kriteriums nach RM, in (c) und (d) ist dasselbe als Ergebnis der FTM dargestellt. Die RM erfasst den zyklonalen Wirbel in jedem Fall gut. Es zeigen sich betragsmässig Unterschiede von etwa $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, die aber für die Frage nach relativer Stärke und Lage des Tiefdruckgebiets nicht von Interesse sind. Ein Tiefdruckgebiet entspricht offensichtlich einem Maximum in der Stromfunktion. Im Weddellmeergebiet beeinträchtigt das Verwenden oder Weglassen des 40° -Kriteriums bei der RM das Ergebnisses nicht signifikant.

Die FTM erzeugt sowohl mit dem als auch ohne das 40° -Kriterium stärker zonal orientierte Stromlinien als die RM, so dass die Stromlinien mit den Driftvektoren überwiegend meridionalen Driftvektoren schlechter übereinstimmen als bei der RM. Für die 40° -Daten liegt das Zentrum des Tiefdrucksystems in den Stromlinien etwas weiter nordöstlich als im Driftfeld. Ohne 40° -Kriterium (Abb. 24 d) liegt der Wirbel in den Stromlinien an der richtigen Stelle. Anders als bei der RM erfassen die Stromlinien nach der FTM zusätzlich die Richtungsänderung in den Driftdaten der Nordspitze der antarktischen Halbinsel.

Für den Rossmeerausschnitt sind die Unterschiede zwischen den beiden Verfahren deutlicher. Auch hier erzeugt die RM eher meridionale (Abb. 25 a und b), die FTM eher zonale (Abb. 25 c und d) Stromlinien. Weil die Meereisbewegung zwischen 150° und 250° überwiegend zonal verläuft, führt die Tendenz der RM zu meridionalen Stromlinien zu einer schlechteren Übereinstimmung mit den Driftvektoren, während die bevorzugt zonale Ausrichtung der FTM-Stromlinien sich günstig auswirkt. Bei der RM bewirkt das 40° -Kriterium wie im Weddellmeer ausschliesslich Betragsunterschiede in der Stromfunktion. Die beste Lösung erzeugt die FTM ohne das 40° -Kriterium. Die $100 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ - und die $150 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ -Stromlinie sind in guter Näherung parallel zu den Vektoren.

Zusammenfassung

Die Bedingung einer Mindestausdehnung über 40 Breitengrade ist für die RM aufgrund ihrer auf der Massenflusserhaltung basierenden Randbedingungen theoretisch notwendig. Praktisch konnten zwischen den Ergebnissen der RM aus Daten über 40° und etwa 25° Breitenausdehnung nur betragsmässige Unterschiede festgestellt werden, die für diese Untersuchung nicht relevant sind. Die FTM verwendet periodische Randbedingungen statt der Massenflusserhaltung und reagiert mit schlechterer Übereinstimmung von Stromfunktion und Driftvektororientierung auf die auf 40 Breitengrade extrapolierten Daten. Sie liefert aber mit Meereisdaten, die lediglich zwischen nördlichstem und südlichstem auftretenden Driftvektor auf ein Rechteck interpoliert wurden, brauchbare Ergebnisse für Weddell- wie Rossmeer. Da ausserdem das Meereis in der Antarktis spätestens nach zwei Jahren (Kottmeier et al., 1996) aufgrund der mittleren nordwärtigen Driftkomponente den antarktischen Ozean verlässt, ist die Massenflusserhaltung als Randbedingung, und damit auch die RM, ohnehin von fraglicher Eignung. Aufgrund der besseren Ergebnisse der FTM vor allem im Rossmeerausschnitt, wird diese im Folgenden zur Berechnung einer Stromfunktion aus Driftdaten verwendet.

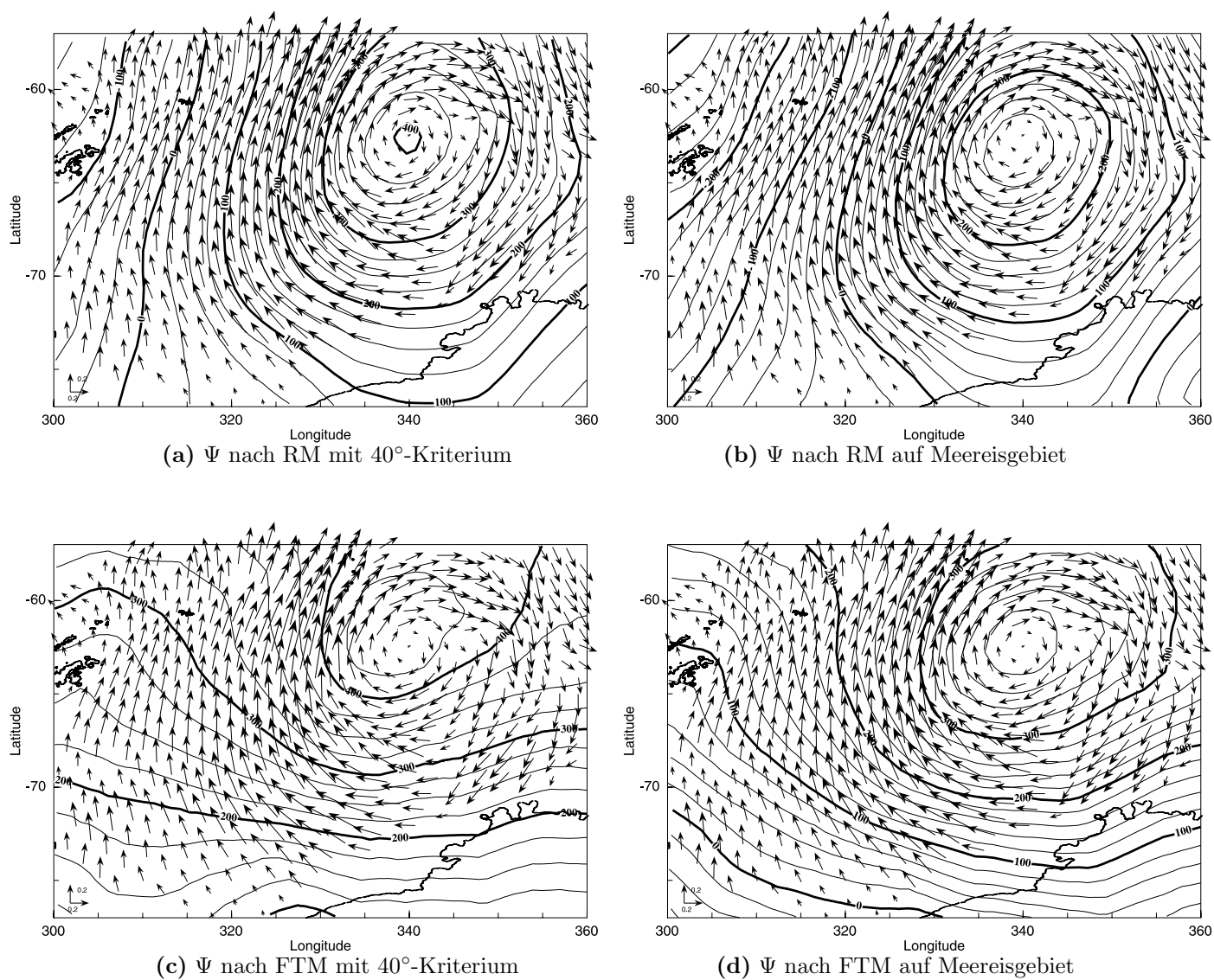


Abbildung 24: Vektoren der Meereisdrift in m/s und Stromfunktion (Einheit: $10^2 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$) bei Berechnung mit Extrapolation auf 40 Breitengrade (30°S - 90°S , links) und über eisbedecktes Gebiet (rechts) für ein Testgebiet im Weddellmeer nach Relaxations- und Fouriertransformationsmethode;

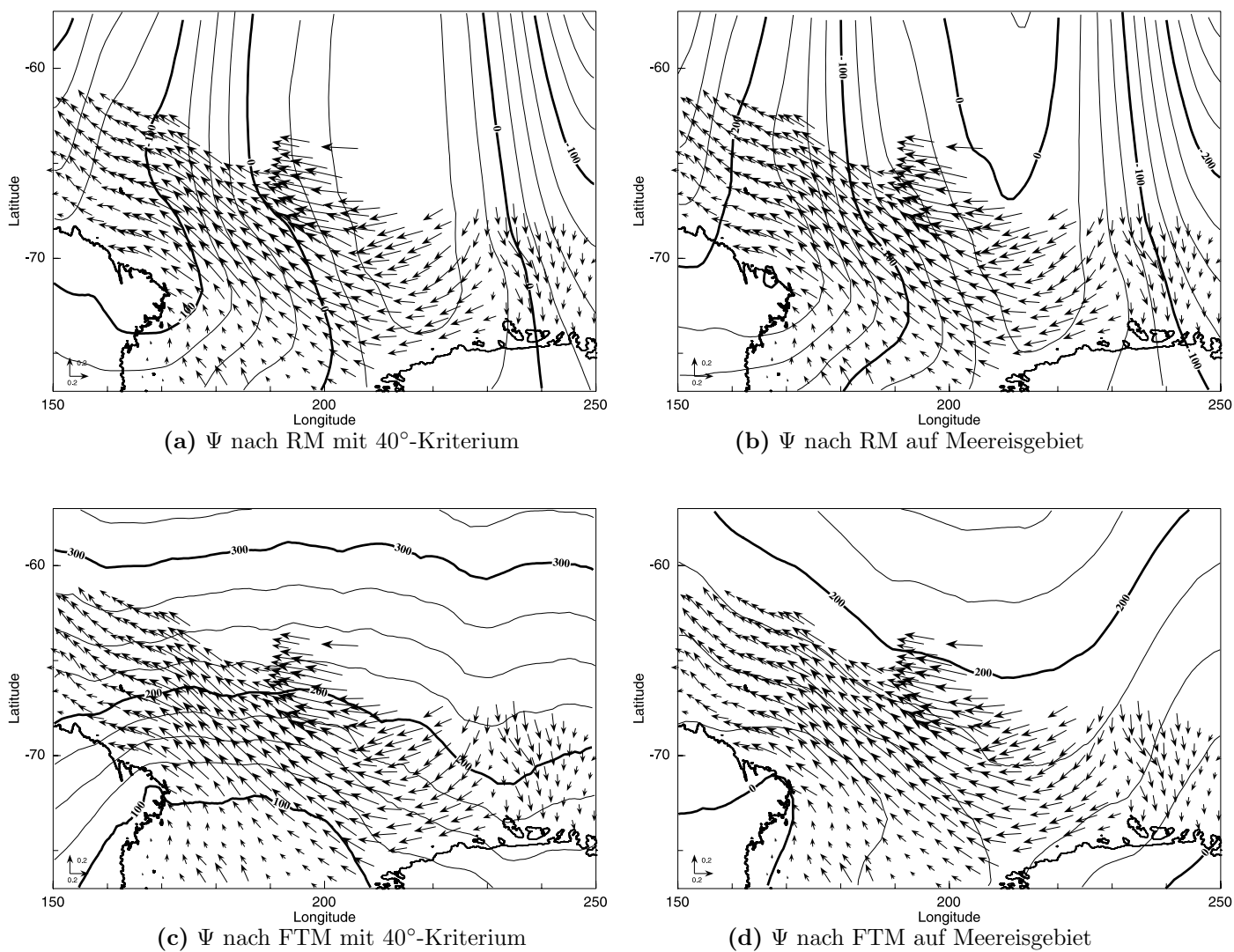


Abbildung 25: Stromfunktionen in $10^2 \frac{m^2}{s}$ bei Berechnung aus Daten über eisbedecktem Gebiet (rechts) und nach Erzwingen der Mindestausdehnung von 60 Breitengraden (30° - 90° S) durch Interpolation (links) für ein Testgebiet im Rossmeer

8.6 Optimieren der Stromfunktion durch Subtraktion eines regionalen Mittelwertes

Die Isobaren sind Stromlinien zum geostrophischen Wind, der zu einem grossen Teil Betrag und Richtung der Meereisdrift bestimmt. Damit die Stromfunktion zum Driftfeld die Eigenschaften des Druckfelds wiedergibt, muss die Einwirkung anderer driftbeeinflussender Faktoren (ageostrophische Windkomponente, Meeresströmung usw.) möglichst ausgeschlossen werden. Für die Berechnung der Stromfunktion Ψ aus dem Driftfeld, werden deshalb regionale Mittelwerte der Driftgeschwindigkeit von den Gitterpunktwerten subtrahiert, und dadurch die räumlich und zeitlich stärker variablen synoptischen Windschwankungen hervorgehoben. In Kap. 5.3 war für eine stark vereinfachte Modellzyklone bereits zu sehen, dass das Herausfiltern des Grundstroms die Erkennbarkeit der Zyklone in der SSM/I-konformen Darstellung signifikant erhöht. Stephens und Johnson (1978) haben ebenfalls Stromfunktionen zum Wind vor und nach Subtraktion des mittleren Windfeldes berechnet, und bestätigen, dass „der mittlere Wind bei Bedarf für das Auffinden von Vorticity-Zentren aus der Berechnung ausgeschlossen werden kann“. Bezüglich der zu subtrahierenden Mittelwerte mussten vor allem folgende Fragen geklärt werden:

- Welches ist die günstigste Form und Größe der Mittelungsfläche?
- Wie sind die Driftvektoren mit Betrag 0 am Rand des meereisbedeckten Gebiets zu behandeln?

Stephens und Johnson (1978) verwenden Windfeld-Mittelwerte über 18×28 -Gitterpunkte bei 1 km Maschenweite. Die SSM/I-Daten bedecken ein erheblich grösseres Gebiet in Breiten, in denen der Abstand der Längengrade zum Pol hin abnimmt. Aufgrund der geographischen Eigenschaften und der beträchtlichen Ausdehnung sind regionale Mittelwerte anstelle eines einzigen Mittelwertes über das gesamte Gebiet notwendig. Die dominante zonale Komponente in den Driftvektoren und die geringe Nord-Süd-Ausdehnung des Meereisgebietes lassen ellipsenförmige Mittelungsgebiete mit zonalen und meridionalen Achsen besonders geeignet erscheinen. Die Grössenordnung der Mittelungsgebiete soll derjenigen synoptischer Wettersysteme (500-1000 km) entsprechen. Die polarstereographische Projektion der SSM/I-Daten erleichtert zwar aufgrund der Längen-, Flächen- und Winkeltreue die Berechnung flächenkonstanter Mittelwerte. Die Koordinatenschreibweise auf einem rechtwinkligen x-y-Gitter bewirkt aber, dass die Achsen der elliptischen Mittelungsgebiete für jeden Gitterpunkt zonal bzw. meridional neu ausgerichtet werden müssen. Es ist einfacher, die SSM/I-Daten in geographischen Koordinaten zu verwenden. Die zonale Ellipsenachse muss sich zur Erzeugung flächengleicher Mittelungsgebiete in südlicheren Breiten über eine zunehmende Zahl von Längengraden erstrecken. Dies kann durch Multiplikation der meridionalen Ellipsenachse mit einem Faktor $\sin \varphi$ erreicht werden, wobei φ die meridionale Koordinate des Ellipsenzentrums bezeichnet. Der Korrekturfaktor $\sin \varphi$ passt strenggenommen nur die Länge der Sehne zu einem Breitenkreissegment an und gilt für die Sehne selbst in guter Näherung nur für kleine Winkel, nicht aber für die verwendete Halbachsenlänge von 20° . Da nur die Größenordnung der Mittelwerte und ihre ungefähre Flächengleichheit wichtig sind, ist die Genauigkeit für erste Optimierungsversuche ausreichend. Die Längenangabe für die zonalen Ellipsenhalbachse ist im Folgenden deshalb als relatives Maß zu verstehen.

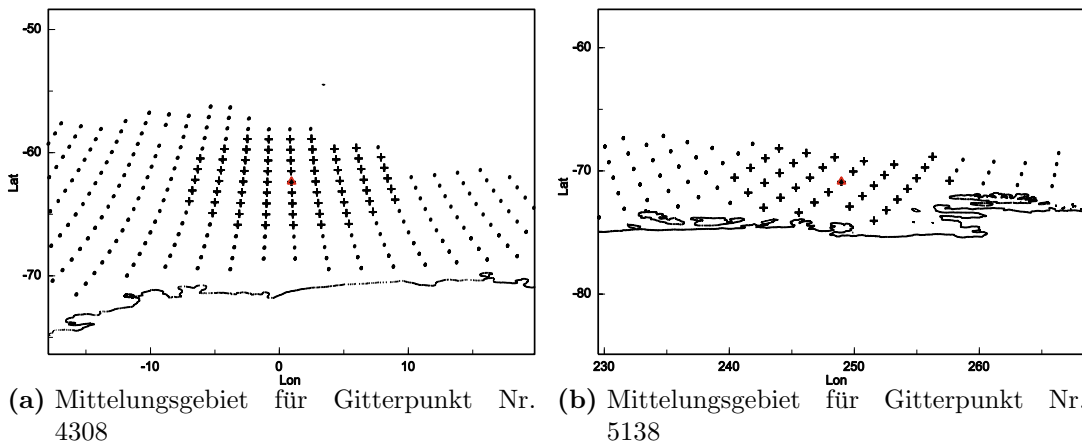


Abbildung 26: Ellipsenförmiges Mittelungsgebiet für zwei Gitterpunkte mit Lage in unterschiedlich hoher Breite. Länge der meridionalen Ellipsenhalbachse: $10^\circ \cdot \sin \varphi$, longitudinale Halbachse: 4° . Punkte markieren Positionen mit Driftvektoren ungleich 0, Kreuze kennzeichnen Punkte, die innerhalb einer Ellipse um den Bezugsgitterpunkt (Dreieck) liegen.

Der Größenordnung synoptischer Systeme von 500 km bis 100 km entspricht bei 60°S eine Länge der zonalen Ellipsenachse von 9° - 18° , bei 75°S eine Länge von 17° - 35° . Die meridionale Ellipsenachse ändert sich nicht.

Vor Umrechnung von polarstereographischen in geographische Koordinaten werden alle Gitterpunkte mit Driftbetrag 0 entfernt. Mittelwerte am Rand des meereisbedeckten Bereichs fallen dadurch grösser aus als bei Eingehen der Nullvektoren in $\frac{\sum_{i=1}^n \vec{v}}{n}$ und führen dadurch zu einer scheinbaren Abnahme der Driftgeschwindigkeiten zum Eis- und Kontinentalrand hin. Das Einbeziehen der Gitterpunktswerte gleich 0 in die Mittelwerte hat den gegenteiligen Effekt. Dafür bestehen die Mittelwerte aber aus einer konstanten Anzahl von Gitterpunkten, was statistisch sinnvoller ist.

Abb. 26 zeigt die Gitterpunkte mit Driftbeträgen ungleich 0 (Punkte), und den Gitterbereich, der in die Mittelwertberechnung für einen bestimmten Gitterpunkt (Dreieck) eingeht (Kreuze). Gitterpunkt Nr. 5128 (Abb. 26 b) liegt dabei knapp 10° südlicher als Gitterpunkt Nr. 4308, so dass die Ellipse für Gitterpunkt Nr. 5128 in Längengraden eine grössere meridionale Halbachse besitzt, als die Ellipse um Punkt Nr. 4308. Umgerechnet in km oder die Gitterpunktzahl sind die meridionalen Halbachsen dadurch gleichwertig.

Alle Versuche zur optimierten Berechnung der Stromfunktion Ψ werden für die beiden oben verwendeten Testgebiete dargestellt. Die Mittelwertsubtraktion wurde versuchsweise für zwei verschiedene Grössen von Mittelungsgebieten mit zonalen Halbachsen von $10^\circ \cdot \sin \varphi$ und $20^\circ \cdot \sin \varphi$ bei konstanter meridionaler Halbachsenlänge von 4° durchgeführt (Abb. 27). 20 Längengrade entsprechen bei 65°S einer Halbachsenlänge von 846 km. φ steht für die Breite. Der Sinus erhöht die Länge der zonalen Halbachse in Grad mit Annäherung an den Pol und hält dadurch ihre Länge in km bzw. Gitterpunkten bzw. die Fläche des Mittelungsgebietes konstant. Dargestellt sind in den ersten vier Teilabbildungen (a) bis (c) jeweils das Driftfeld (schwarz) und die Mittelwerte (grau) für Mittelungsellipsen mit Halbachsen 10° und 4° (Abb. 27 a und b) bzw. 20° und 4° (Abb. 27 c und d)

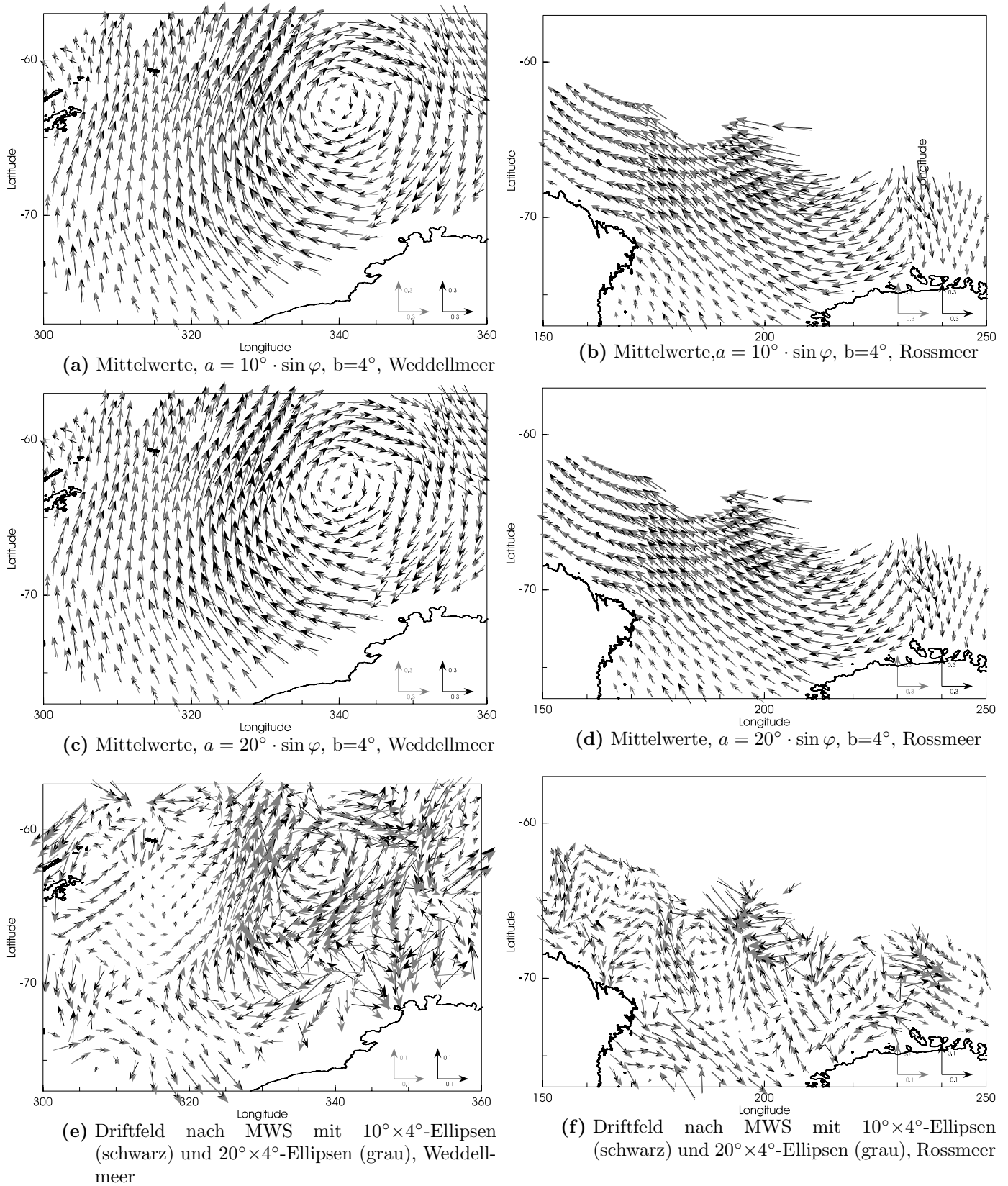


Abbildung 27: Mittelwerte und Driftvektoren nach Mittelwertsubtraktion (MWS) für Weddell- (links) und Rossmeerausschnitt (rechts) bei Mittelungsgebieten in zwei Grössen. Teilabb. (a) bis (d): Driftfeld (schwarz) und Mittelwerte (grau) an den einzelnen Gitterpunkten; Teilabb. (e) und (f): MWS-Ergebnisse für Ellipsen mit Halbachsen $20^\circ \times 4^\circ$ (grau) und $10^\circ \times 4^\circ$ (schwarz)

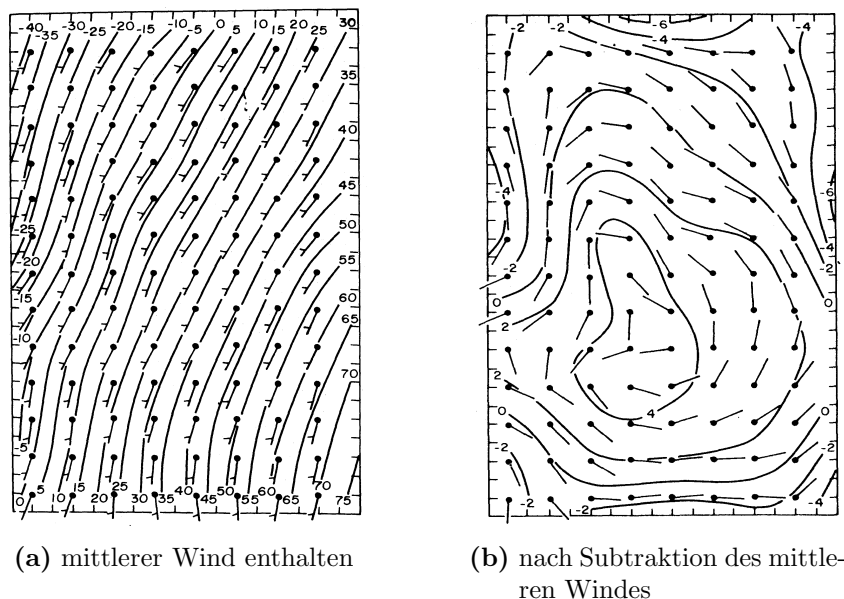


Abbildung 28: Stromfunktion in m km s^{-1} nach FTM (Stephens und Johnson, 1978) (Rotierende Winde aus Berechnung mit Rückwärtsdifferenzen, die den mittleren Wind noch beinhalten).

für die beiden Testgebiete Weddell- (links) und Rossmeer (rechts). Die beiden untersten Teilabbildungen (e) und (f) zeigen jeweils das Driftfeld nach Subtraktion der $20^\circ \times 4^\circ$ - (grau) und $10^\circ \times 4^\circ$ -Mittelwerte (schwarz) übereinandergeplottet für jedes Testgebiet.

Die Mittelwerte für die beiden verschiedenen Ellipsengrößen unterscheiden sich kaum. Vor allem an den Ecken der Darstellung für das Weddellmeer besitzt die $20^\circ \times 4^\circ$ -gemittelte Strömung eine stärker zonale Orientierung als bei den kleineren Mittelungsellipsen. Westlich des Wirbelzentrums bei 310° Länge ergeben sich im Zusammenhang mit den $20^\circ \times 4^\circ$ -Ellipsen kleinere, stärker nach Westen gedrehte Mittelwerte. Beide Verfahren filtern die Änderungen der Strömungsrichtung an der Spitze der antarktischen Halbinsel und bei 358° auf der Höhe des Wirbelzentrums völlig heraus.

Im Bereich des Rossmeers reduziert die $20^\circ \times 4^\circ$ -MWS (Mittelwertsubtraktion) die hohe Driftgeschwindigkeit bei 165° und 200° stärker als die Subtraktion von $10^\circ \times 4^\circ$ -Mittelwerten (Abb. 27 a). Wie im Weddellmeer ergibt sich für die $20^\circ \times 4^\circ$ -Mittelwerte vor allem bei 180° eine stärkere zonale Komponente als für die $10^\circ \times 4^\circ$ -Mittelungsflächen.

In Anlehnung an die Ergebnisse von Stephens und Johnson (1978) überraschen die zusätzlichen Wirbel und Unregelmäßigkeiten der Felder nach Subtraktion der Mittelwerte nicht (Abb. 28). Stephens und Johnson erhielten nach der Mittelwertsubtraktion ebenfalls einen Wirbel in einem Windfeld, das vorher weitgehend geradlinig schien. Die Driftdaten sind grundsätzlich weniger homogen, so dass ein unruhigeres Ergebnis nach MWS wahrscheinlich ist.

Der Vergleich der Ergebnisse der MWS in den Teilabb. 28 (e) und (f) zeigt die Unterschiede deutlicher. Die regionalen Geschwindigkeitsunterschiede sind bei Subtraktion der grossflächigeren Mittelwerte (grau) höher, d.h. nach Subtraktion bleibt der ursprüngliche Charakter des Gitterpunktvektors stärker erhalten. Für Gebiete mit sehr gerichteter Strömung, z.B. nahe des Wirbelkerns im Weddellmeer sowie im gesamten Rossmeer, bleiben die Unterschiede zwischen den beiden Mittelungsverfahren klein.

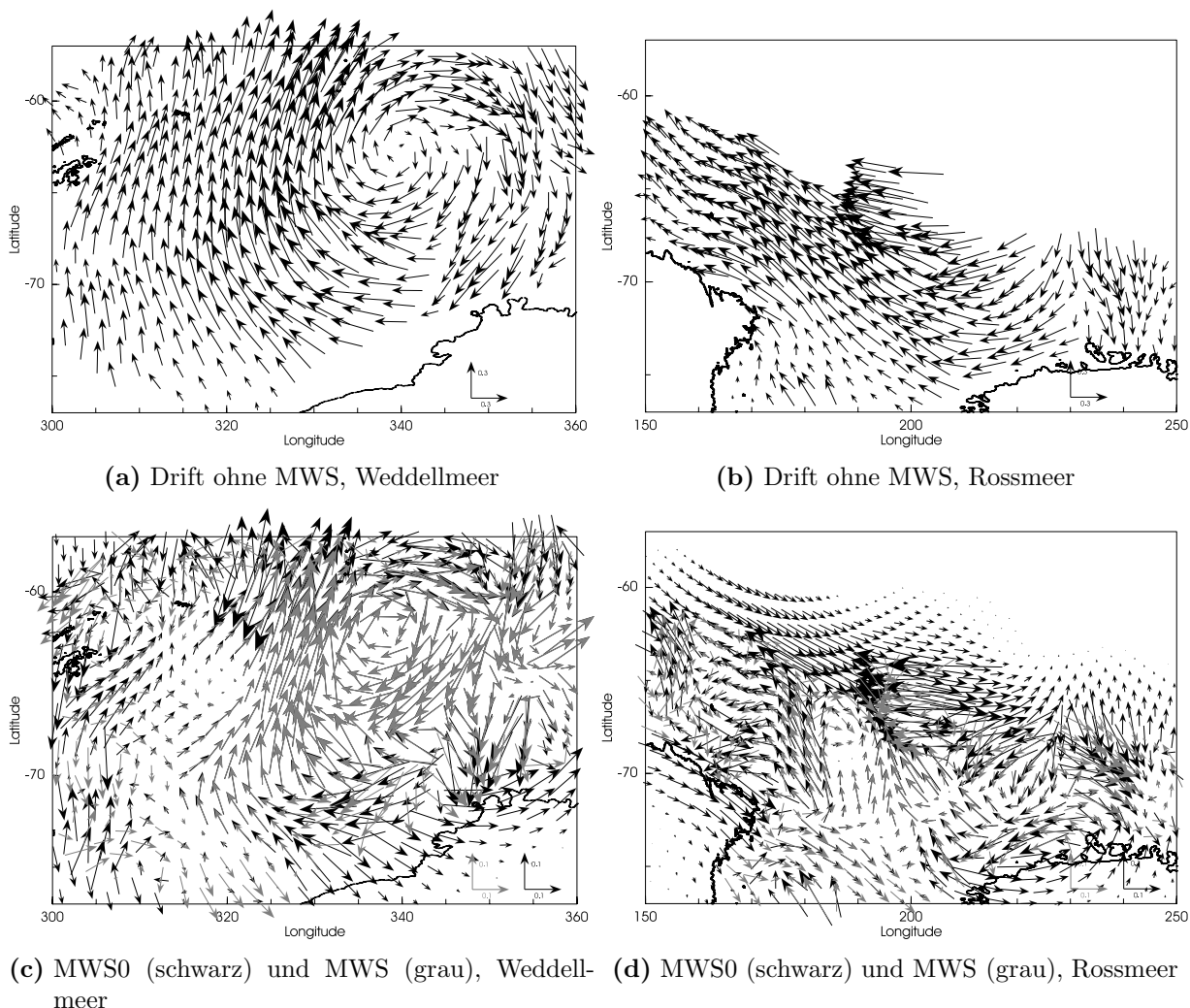


Abbildung 29: Vergleich von Subtraktion von Mittelwerten mit (schwarz) und ohne 0-Driftvektoren (grau) für die beiden Testgebiete. Oben zum Vergleich die Driftvektoren vor Subtraktion der Mittelwerte. Alle Vektoren sind in m/s eingezeichnet. Die grauen Pfeile bedecken die schwarzen im Wirbelzentrum völlig.

Anhand von Abb. 27 erscheint die Subtraktion der $20^\circ \times 4^\circ$ -Ellipsen nicht nur aufgrund der grossen Homogenität der Mittelwerte sinnvoller. Die stärkere meridionale Komponente in den Mittelwerten reflektiert den Einfluss der küstenparallelen Meeresströmung, der nur grossräumig und im Frequenzbereich von mehr als fünf Tagen schwankt und somit zu den zu eliminierenden konstanten Driftdriven gehört.

Wie erwähnt beinhalten die SSM/I-Driftdaten in der „original interpolated“-Form (Bojendrift zusammen mit SSM/I-Driftwerten auf PS-Gitter) den Wert Null an Gitterpunkten, für die mangels Eisbedeckung oder durch Aufzeichnungs- oder Verarbeitungsschwierigkeiten kein Gitterpunktvektor errechnet werden konnte.

Innerhalb des eisbedeckten Gebietes sind solche 0-Vektoren selten, der Bereich von der Eiskante bis zum Rand des PS-Gitters ist jedoch damit aufgefüllt. Der Ausschluss der 0-Drift ergibt sich aus der Routine zur Umrechnung in geographische Koordinaten und spart Rechenzeit. Entfernen der Nullwerte erzeugt Mittelwerte mit grösseren Beträgen, da Null-Beiträge in $(\frac{\sum_{i=1}^n \vec{v}}{n})$ nur den Nenner verändern.

Bei Rechnung ohne Randnullen enthalten die Mittelwerte am Rand des Eisgebietes im Norden wie im Süden weniger Beiträge, so dass jeder einzelne eingehende Vektor stärker ins Gewicht fällt. Richtungs- oder Betragsabweichungen einzelner Vektoren zeigen sich dann in den Mittelwerten deutlicher im Bezug auf ihre Umgebung. Grössere Beträge der Mittelwerte bei Ausschluss der 0-Vektoren führen verstärkt zu „Richtungsumkehrung“ zwischen den Darstellungen vor und nach der MWS und zu Konvergenz- bzw. Divergenzzonen zwischen Bereichen mit und ohne Richtungsumkehrung.

Abb. 29 zeigt in (a) und (b) zum Vergleich nochmals die Driftfelder der beiden Testgebiete vor der Mittelwertsubtraktion. In (c) und (d) sind jeweils die Ergebnisse für die Mittelwertsubtraktion ohne 0-Driftvektoren (grau) und unter Einbeziehung (**MWS0**) der Gitterpunkte mit Vektorbeträgen von 0 (schwarz) für beide Testgebiete eingezeichnet. Die Wirkung der Füllwerte tritt wie erwartet am Rand der beiden Testgebiete in Erscheinung. Zwar führt die MWS auch gebietsweise zu Richtungsumkehrung und Inhomogenitäten im Driftfeld (320° Länge 77°S, 358° Länge 64°S), die MWS0 erzeugt aber an sämtlichen Rand-Gitterpunkten eine radikale Richtungsänderung. Betrachtungen der Stromlinien haben ausserdem ergeben, dass die MWS0 dadurch eine starke Tendenz zu geschlossenen Stromlinien an der Meereis- und Kontinentkante aufweist.

Für die beiden Testgebiete in Abb. 30 ist dieser Effekt bereits zu erkennen. Die Teilabbildungen (a) und (b) zeigen zum Vergleich die Stromfunktion vor MWS für Weddell- und Rossmeer. Die Stromfunktion nach der MWS ist aus (c) und (d) zu ersehen. (e) und (f) zeigen das Ergebnis nach der MWS0. Dargestellt ist jeweils das der Berechnung zugrunde liegende Vektorfeld in m/s (schwarz vor der MWS, grau nach der MWS bzw. der MWS0) und die zugehörigen Stromlinien. Die Varianten mit MWS erzeugen erwartungsgemäss einige zusätzliche Bereiche mit geschlossenen Isobaren in Weddell- und Rossmeer, obwohl der Rossmeerausschnitt ohne MWS wie das Windfeld bei Stephens und Johnson (1978) augenscheinlich keinen Wirbel enthielt. Die unterschiedlichen Wertigkeiten der Stromfunktion stören bei der Zyklonenlokalisierung nicht. Relative Wirbelstärken lassen sich bei Verwendung von nur einer Methode dennoch ableiten.

Der Weddellmeer-Wirbel bleibt sowohl bei der MWS als auch bei der MWS0 erhalten. Westlich des Wirbels entsteht bei der MWS0 ein Bereich mit schwachen Gradienten, wo die MWS noch etwas stärker differenziert.

Auch für das Rossmeer gleichen sich die Ergebnisse der MWS-Varianten im Wesentlichen. Die MWS0 schliesst die Stromlinien am Eisrand jedoch bereits weiter südlich. Die Stromlinie mit dem Wert Null trennt das Testgebiet für die MWS und die MWS0 in einen nördlichen und südlichen Teil. Beiderseits ergeben sich mehrere Bereiche mit geschlossenen Stromlinien. Die MWS0 schliesst stärker als die MWS sämtliche Stromlinien wenig nördlich des Eisrandes, was zu einer unrealistischen Zyklonenhäufung nördlich des Eisrandes führt. Der Grund für dieses Verhalten liegt vermutlich in der Richtungsumkehr nach der MWS am Rand, wie zu Abb. 29 beschrieben.

Die bisherigen Ergebnisse zu MWS und MWS0 wurden zu einer dritten Variante der MWS kombiniert, die als ideale Mittelwertsubtraktion (**MWSI**) im Folgenden ausschliesslich verwendet wird. Dabei werden in die Berechnung der Mittelwerte die Null-Vektoren einbezogen, mit dem Vorteil, dass in jeden Mittelwert gleich viele Gitterpunkte eingehen. Von Gitterpunkten mit Driftgeschwindigkeit 0 werden aber keine Mittelwerte subtrahiert, was die unerwünschte Umkehr der Strömungsrichtung am Eisrand verhindert, und gleichzeitig Rechenaufwand spart.

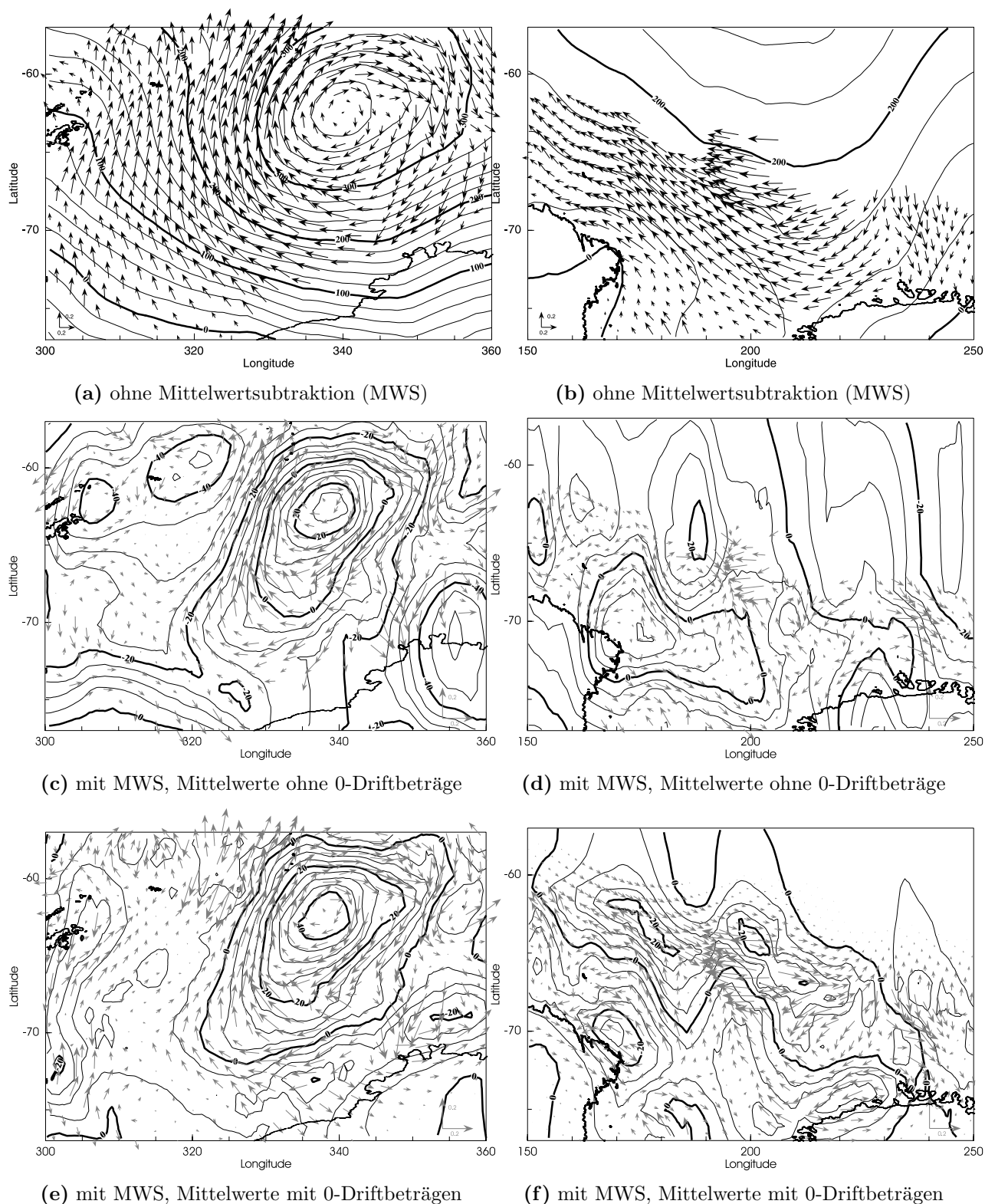


Abbildung 30: Stromfunktion Ψ (Einheit $10^2 \frac{m^2}{s}$) nach Fouriertransformationsmethode (FTM) vor und nach Mittelwertsubtraktion mit und ohne Nullwerte über 60 Breitengrade. Mittelungsgebiet mit Halbachsen $a = 20^\circ \cdot \sin \varphi$, $b = 4^\circ$. Weddell- (links) und Rossmeergebiet (rechts).

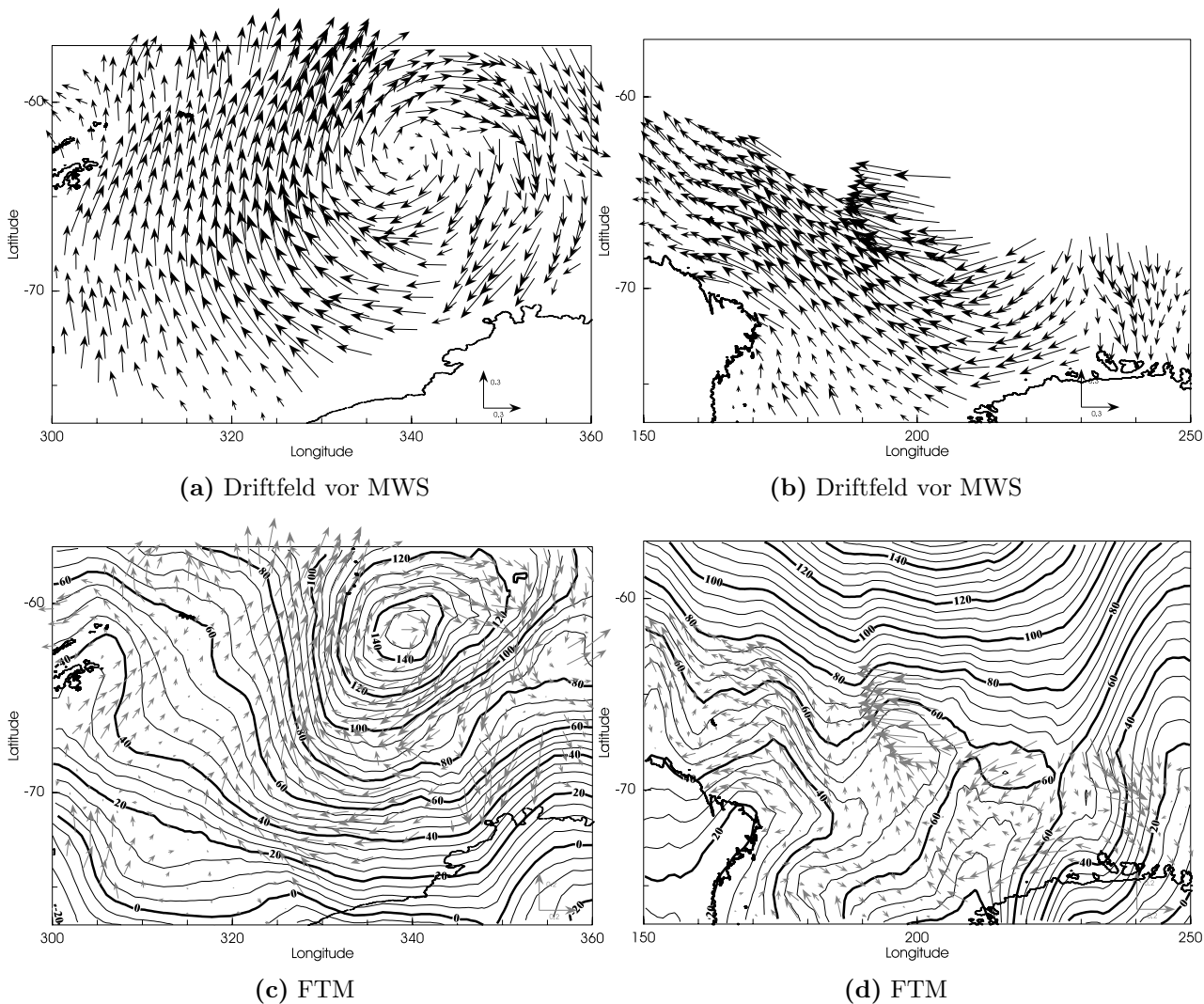


Abbildung 31: Stromlinien in $10^2 \frac{m^2}{s}$ nach Fouriertransformationsmethode (FTM) mit Mittelwertsabtraktion an allen Gitterpunkten mit Driftbetrag ungleich 0. In die Mittelwerte gehen die Vektoren mit Betrag 0 jedoch ein. Mittelungsgebiet mit Halbachsen $a = 20^\circ \cdot \sin \lambda$, $b = 4^\circ$; Weddell- (links) und Rossmeergebiet (rechts)

Abb. 31 zeigt die Ausgangsdriftfelder der beiden Testgebiete (Teilabb. a und b) sowie Drift und Stromfunktion nach der MWSI (Teilabb. b und c). Die FTM erzeugt nach wie vor zu stark zonale Stromlinien westlich des Wirbels. Die Drift im Rossmeer ist, bis auf einen Bereich entlang der $60 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ -Stromlinie bei 200° Länge, etwa parallel zu den Stromlinien. Die Stromfunktion ähnelt in beiden Testgebieten stark der Stromfunktion vor der MWSI, ist jedoch etwas differenzierter. Obwohl sie sich starken Richtungsänderungen im MWSI-Driftfeld noch immer nicht kleinräumig genug anpasst, wird sie sich in der folgenden Fallstudie als akzeptables Werkzeug erweisen. Mit der MWSI sollen die Optimierungsversuche hiermit abgeschlossen sein. Sinn der Einführung der MWS-Varianten war das Hervorheben von Wirbeln. Es konnte keine völlig zufriedenstellende Variante der MWS gefunden werden. Die MWSI-Stromlinien sind den Stromlinien ohne MWS in den wesentlichen Bestandteilen ähnlich, so dass einerseits nicht die Anzahl der zusätzlichen Wirbel begrenzt ist, andererseits deren Existenz aber sicherer ist als bei der Vielzahl zusätzlicher Wirbel nach MWS und MWS0. Die MWSI wird deshalb für die Betrachtungen in dieser Arbeit trotz einiger kleinerer Schwächen verwendet.

8.7 Grenzen und Fehler in SSM/I-Daten und Stromfunktion im Bezug auf die Verwendung zur Zyklonenlokalisierung

Dieses Kapitel beinhaltet eine Zusammenfassung aller Annahmen, die die Genauigkeit der automatischen Zyklonenlokalisierung aus SSM/I-Meereisdriftdaten begrenzen bzw. beeinflussen könnten, sowie eine Abschätzung, wie sie sich auf das Ergebnis auswirken.

Grenzen der Wirbelerkennung in SSM/I-Daten

Wie in Kap. 3.3 bereits erwähnt wird die Bewegung des Meereises nicht direkt erfasst, sondern aus Strahlungstemperaturen durch Zuordnen bestimmter Muster berechnet. Die Sensorauflösung begrenzt die Genauigkeiten, mit der die Position der Muster im Eis feststellbar ist, was sich für die Anwendung zur Zyklonenverfolgung gegenüber ECMWF-Daten aber nicht entscheidend auswirken dürfte.

Der zeitliche Abstand zwischen der Anfangs- und der Endposition eines jeden Suchmusters entspricht der Drift pro Tag. Kurzen Zeitabständen entsprechen kürzere Driftdistanzen und geringe Veränderungen im Erscheinungsbild der Signaturen, die begrenzte Sensorauflösung führt hier aber zu grösseren Fehlern (Kap. 3.3). Mit zunehmendem Driftweg fällt der Fehler bei der Distanzbestimmung weniger ins Gewicht, die Zuordnungssicherheit nimmt aber gleichzeitig wegen äusserlichen Veränderungen des Suchmusters ab. Die Wahl eines zeitlichen Abstandes von einem Tag zur Driftbestimmung führt zu Driftvektoren, die etwa die Bedeutung von Tagesmittelwerten haben. Ein bogenförmiger ist von einem geradlinigen Driftpfad mit denselben Anfangs- und Endpunkten nicht zu unterscheiden (Kwok et al., 1998).

Einschränkung durch Annahmen bei der Berechnung der Stromfunktion aus der Meereisdrift

In den ECMWF-Daten wurden Zyklonen als Vorticity-Extrema über Δp im Druckfeld gesucht und der Zusammenhang zur Meereisdrift über den Wind hergestellt. Über das Helmholtztheorem wurden die Eigenschaften des Meereisdriftfeldes in eine skalare Grösse, die Stromfunktion Ψ , überführt, in der Zyklonen als Maxima statt wie im Druckfeld als Minima auftreten. Unterschiede zwischen Stromfunktion und Druckfeld können sich aus der Vernachlässigung folgender Einflüsse ergeben:

- Durch den Wind als Driftrtrieb beeinträchtigen Tiefdruckgebiete die Meereisbewegung. Die Stromlinien zur Meereisdrift sind mit den Isobaren dann identisch, wenn der Eisdriftvektor betragsmässig proportional und richtungsmässig parallel zum geostrophischen Wind ist (vgl. Gleichungen (43) und (44)), und die Eisdrift die bei der Lösung der Poissongleichung verlangte Eigenschaft der Divergenzfreiheit besitzt. Tatsächlich wirkt aber auch die ageostrophische Windkomponente auf die Meereisdrift. Aufgrund des Unterschiedes zwischen geostrophischem Wind und tatsächlichem Wind ist nicht zu erwarten, dass die abgeleiteten Stromlinien zur Drift identisch mit den Isobaren sind. Grundsätzlich hängt die Abweichung zwischen der Bewegungsrichtung des Eises und der Luft auch von der Eisdicke, der Strömung, der Rauigkeit der Eisoberfläche und der Grössenordnung des Betrags des Windes ab was sich in Richtungsabweichungen zwischen 0° und 35° auswirkt (Schulze, 1995).
- Die Meereisdrift ist nicht divergenzfrei. In den betrachteten Beispielen besitzt die

Divergenz eine Grössenordnung von 10^{-7} bis 10^{-8} s^{-1} .

- Für die Lösung der Poissongleichung ist die Wahl der Randbedingungen von entscheidender Bedeutung. Es wurden jedoch für die Berechnung unverändert die Randbedingungen von Krishnamurti und Bounoua (1996) übernommen, die diese für die Stromfunktionsberechnung aus dem Windfeld konstruiert haben.

Ausserdem ist in den Abbildungen des vergangen Kapitels für das Rossmeer zu sehen gewesen, dass die Stromfunktion in Bereichen mit schmalen Meereisgürtel und stark zonalen Strömung oder in Fällen starker kleinräumiger Richtungsänderungen sich nicht gut an das Vektorfeld anpasst.

9 Fallstudie für den Zeitraum vom 02.-08.08.92

Die Auswirkungen von Zyklonen auf die Meereisbewegung werden im Folgenden eingehender für Zeiträume untersucht, bei denen die Druckfeldanalysen durch die zusätzlichen Daten von messenden Bojen besonders genau sein dürften. Für eine solche Studie bieten sich vor allem Daten aus dem Südwinterquartal (Juli, August, September) an, weil der Meereisgürtel in dieser Zeit am weitesten nach Norden reicht und vor allem im August besonders viele wandernde synoptische Systeme auftreten. Bojen werden überwiegend während spezieller Kampagnen ausgebracht. Solche fanden unter anderem in den Jahren 1992, 1995 und 1997 statt, für die auch Satelliten und ECMWF-Daten vorliegen. Nach Abb. 32 befinden sich die meisten Bojen für die Tage 193-245 im Jahr 1992 und die Tage 214-228 im Jahr 1995 im betrachteten Gebiet. Mit Hilfe der tagesgemittelten ECMWF-Druckfelder werden insbesondere starke Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien und zyklonaler Struktur in den Driftvektoren untersucht, die gleichzeitig über dem meereisbedecktem Gebiet liegen. Zusätzlich werden einige deutlich zuordenbare, schwächere oder offene Stromfunktionsmaxima verfolgt. Von den Maxima ohne Zuordnung im Druckfeld werden diejenigen diskutiert, die durch einen Wirbel im Meereis belegbar und folglich als Ungenauigkeit der ECMWF-Analysen zu interpretieren sind. Alle übrigen Lokalisierungsergebnisse werden als schwache Tiefdruckgebiete oder als Artefakte der Stromfunktion nicht weiter diskutiert.

Trotz der zusätzlichen Bojenmessungen erschwert die lückenhafte Datenlage die Untersuchung. Wie bereits im Vorangehenden erwähnt, werden die ECMWF-Daten in Druck und Wind in Gebieten ohne Messdaten durch Bojen, Schiffe oder AWS als unzuverlässig angenommen. Die Bojendaten gehen zum Teil auch in die verwendete Version der OI-Driftdaten mit ein, so dass grundsätzlich eine erhöhte Übereinstimmung zwischen ECMWF- und SSM/I-Daten in der Umgebung von Bojen anzunehmen ist. Dies konnte jedoch weder im obigen Beispiel noch im Folgenden verlässlich nachgewiesen werden.

Der Versuch, aus Literatur über Feldexperimente Zusatzinformationen über die Meereisdrift und die vorhandenen Zyklonen im Zeitraum der Fallstudie zu verwenden, scheiterte daran, dass Feldexperimente selten in den Wintermonaten stattfinden. Für diese Studie ist aber genau der Zeitraum zwischen Ende Juli und Anfang September aufgrund von Bojenbedeckung, Verfügbarkeit von Satellitendaten und der nördlichen Lage der Meereiskante besonders geeignet. In der gewählten Woche vom 2.-8. August gehen hauptsächlich Bojen des WWGS92-Feldexperimentes ein. Die Positionen der Zyklonen sind Ergebnis der Zyklonensuche mit der Routine nach Murray und Simmonds (1991a), die bei Anwendung auf das Druckfeld in mehreren Studien als sehr zuverlässig (Murray und Simmonds, 1991, und andere) beurteilt wird. Ein Vergleich der Ergebnisse einer uneingeschränkten Lokalisierung in den ECMWF-Druckfeldern und der Suche nach ausschliesslich starken Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien zeigt dennoch bzgl. der Positionen des Kerndrucks geringfügige Unterschiede in einer Grössenordnung von ± 50 SU.

Bei der Angabe zweier Zentrumswerte beziehen sich diese stets auf die Anfangs- und die Endposition des Wirbels auf seinem Verlagerungspfad. Grundsätzlich werden Positionen und Zentrumswerte nur erwähnt, wenn ihre Kenntnis zum Verständnis der Entwicklung der Gesamtsituation beiträgt. Ob ein Tief geschlossene Stromlinien besitzt oder nicht, entscheidet das Ergebnis der automatischen Lokalisierung auf Zyklonen mit dieser Eigenschaft. Die geschlossenen Stromlinien sind je nach Intervall der Stromliniendarstellung

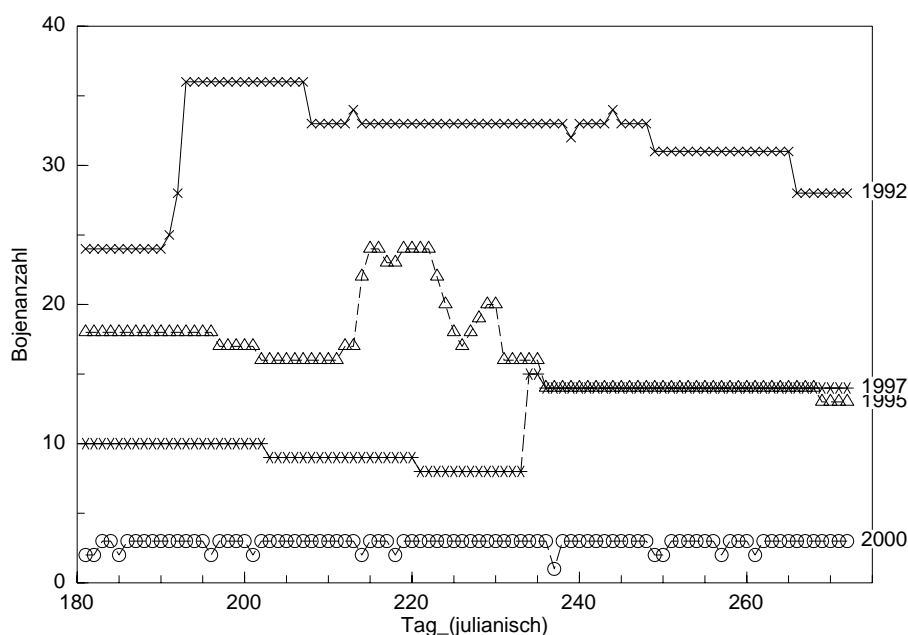


Abbildung 32: Anzahl von Messbojen im Ozean um die Antarktis für die Jahre 1992, 1995, und 1997

nicht unbedingt eingezeichnet. Die Stromfunktion nach MWSI besitzt aufgrund der geringeren Driftgeschwindigkeiten grundsätzlich niedrigere Werte als die Stromfunktion ohne Mittelwertsubtraktion.

9.1 Analyse und Diskussion zum 02.08.92

Die stärksten Wirbel in den Driftvektoren, den Druckfeldern und der Stromfunktion vor und nach der Mittelwertsubtraktion ergeben sich im Atlantik und dem westlichen Pazifik zwischen 13°W und 90°O sowie im nördlichen Rossmeer.

An einen Bereich mit hohem Druck zwischen 1010 hPa und 985 hPa von der antarktischen Halbinsel bis 30°W schliesst sich ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet an. Es erstreckt sich von 30°W bis 90°O und enthält vier starke Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien (Abb. 33). Zwei Tiefdruckgebiete mit weniger als 970 hPa Kerndruck fallen im westlichen Teil des langgestreckten Tiefdruckrückens bei 63°S mit einem Bereich geschlossener Stromlinien zusammen, der aus den Driftvektoren ebenfalls ersichtlich ist (Abb. 34). Dieser markante Driftwirbel zwischen 30°W und 50°O kommt grösstenteils durch die atmosphärische Strömung um die beiden Gruppen von Druckzentren um 10°W 65°S und 37°O 64°S innerhalb der beiden 970 hPa-Isobaren zustande. Die Ozeanströmung (Abb. 3) in diesem Gebiet wirkt verstärkend auf die zyklonale Bewegung des Meereises. Über dem Zentrum des Driftwirbels liegt das kräftigste der vier Stromfunktionsmaxima (505 SU). Es besitzt jedoch keine Druckfeldentsprechung. Um 0 UTC steht dieses Stromfunktionsmaximum unter Einfluss der atmosphärischen Strömung um das Druckzentrum bei 18°O 63.5°S , um 12 UTC liegt es genau zwischen zwei Wirbeln in der atmosphärischen Strömung, danach wird die Drift vom Windfeld des Druckzentrums bei 1°W (bzw. 4°W) (Abb. 36) beherrscht.

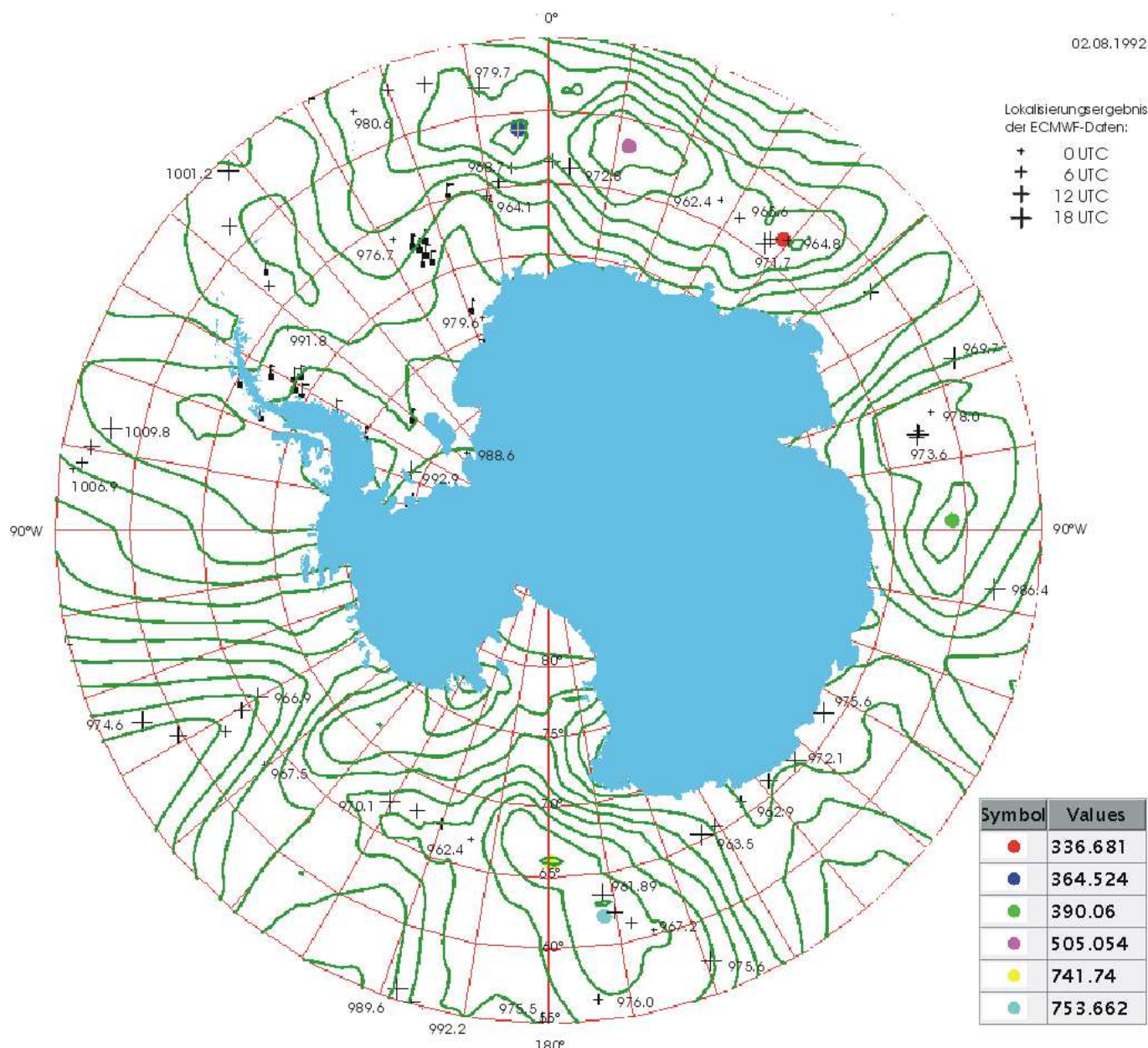


Abbildung 33: 2. August 1992. Ergebnis der Suche nach starken Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien. In der Regel sind jeweils die Start- und Endposition zu jedem Verlagerungspfad mit dem Zentrumsdruck in hPa beschriftet. Wo Pfade nicht ohne weiteres zu erkennen sind, wurden auch einige Positionen dazwischen kommentiert.

Die beiden anderen starken Stromfunktionsmaxima bei $3.5^{\circ}\text{W } 61.3^{\circ}\text{S}$ und $39^{\circ}\text{O } 63.2^{\circ}\text{S}$ gehören zu den Druckzentren innerhalb der beiden geschlossenen 970 hPa-Isobaren im mittleren Druckfeld. Das anfängliche Tief bei 40°W hat sich um 6 UTC in zwei Teile aufgespalten, wovon einer fast stationär bleibt, während der andere mit ca. 32 m/s rasch nach N/NO wandert. Gleichzeitig steigt sein Kerndruck von 962,4 hPa um 0 UTC auf 969,7 hPa um 18 UTC an. Das quasistationäre Tief ist mit 971,7 hPa Kerndruck schon vor 18 UTC schwächer als das sich verlagernde.

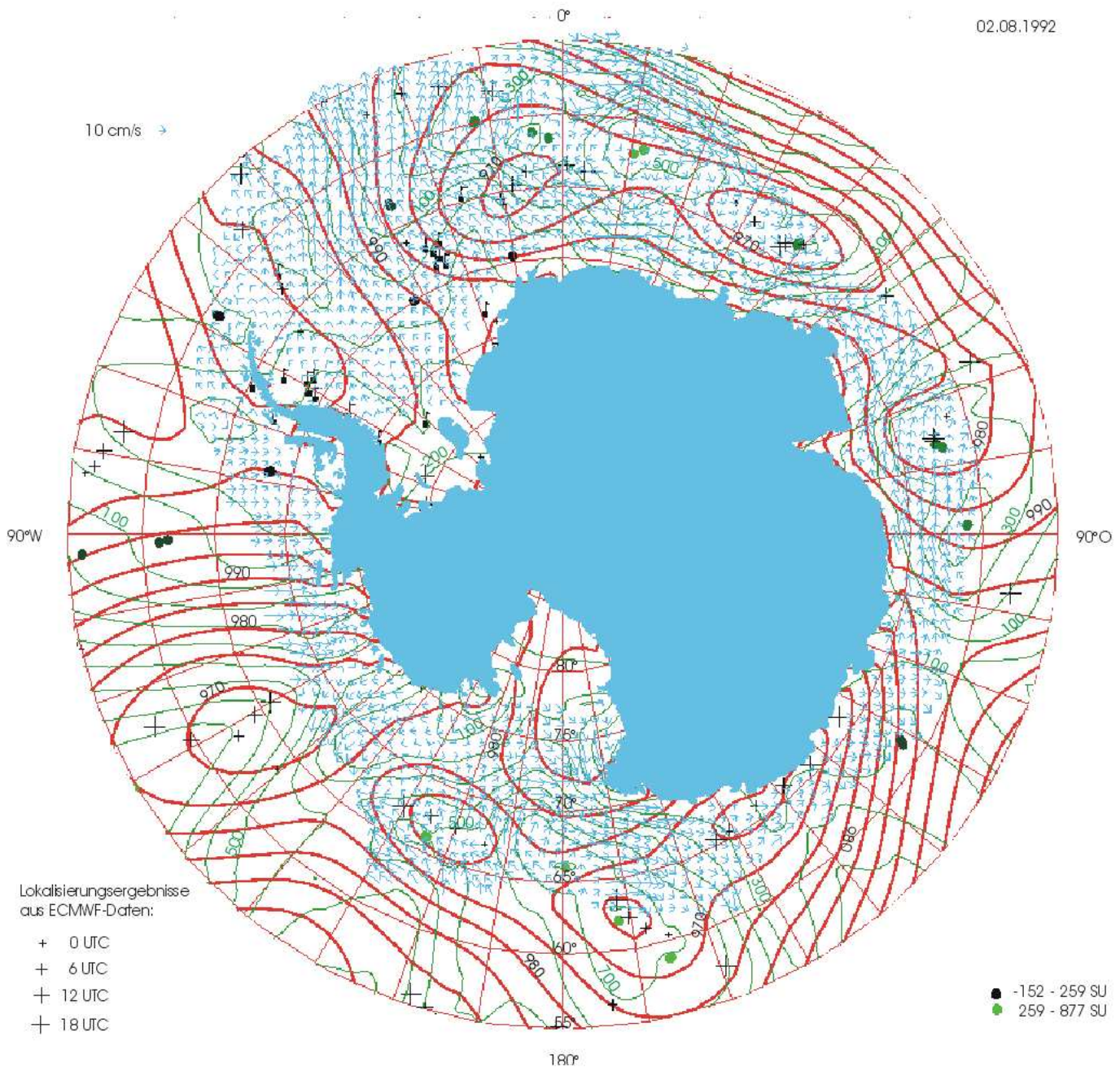


Abbildung 34: 2. August 1992. Meereisdriftvektoren, mittleres Druckfeld (rot) in hPa und Stromfunktion nach MWSI in SU ($10^2 m^2 s^{-1}$) (blau); ausserdem sind die Bojenpositionen (schwarze Fähnchen), die Maxima der Stromfunktion (Kreise) und die Lokalisierungsergebnisse aus 0, 6, 12, und 18 UTC-Druckfeldern (an Grösse zunehmende, schwarze Kreuze) eingezeichnet.

Eine analoge Entwicklung mit einem quasisationären vergehenden und einem sich verlagernden, sich intensivierenden Tiefdruckgebiet ergibt sich auch für den westlichen Wirbel in der Atmosphäre bei $10^\circ W$. Das zugehörige Stromfunktionsmaximum wird etwa 500 km nördlich der Druckzentren auf der Achse des Driftwirbels festgestellt. Die ECMWF-Analysen ergeben demnach eine etwas zu südliche Position für das Tief. Der gesamte Bereich zeichnet sich auch in den klimatologischen Druckmittelwerten des Winterquartals (Asymmetrie der antarktischen Tiefdruckrinne) als langgestrecktes Tiefdruckgebiet ab.

02.08.1992

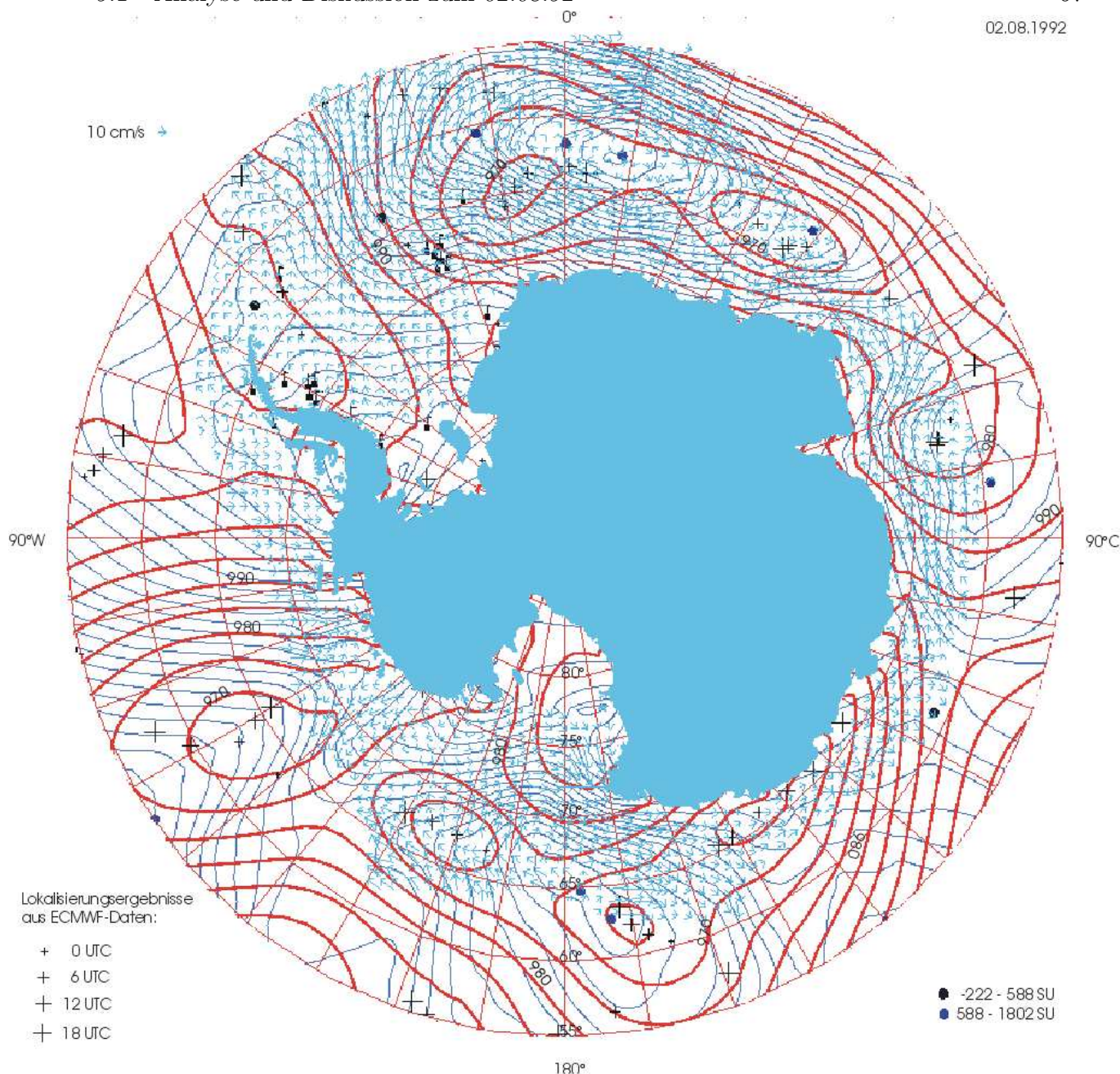


Abbildung 35: 2. August 1992. Meereisdriftvektoren, mittleres Druckfeld (rot) in hPa und Stromfunktion ohne MWS in SU ($1 \text{ SU} = 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) (blau); ausserdem sind Bojenpositionen (schwarze Fähnchen), Maxima der Stromfunktion (Kreise) und die Lokalisierungsergebnisse aus den 0, 6, 12, und 18 UTC-Druckfeldern (an Grösse zunehmende, schwarze Kreuze) eingezeichnet.

Ähnliches gilt für den Hochdruckrücken nördlich von Enderbyland. Er ist ebenfalls in den klimatologischen Druckmittelwerten enthalten und mit den entsprechenden niedrigen Stromfunktionswerten vor wie nach der MWS gut wiedergegeben.

Bei 88°O liegt nordwestlich von Prydzbay das westlichste der vier starken Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien. Die Druckzentren aller vier Termine korrespondieren beinahe exakt mit einem Nebenmaximum der MWSI-Stromfunktion, das vor der Mittelwertsubtraktion nicht auftritt (Abb. 35). Der Driftwirbel umschliesst MWSI-Haupt- und Nebenmaximum (Abb. 34). Die südliche zonale, vor Prydzbay schliesslich

nordostwärts gerichtete Eisbewegung folgt neben der atmosphärischen auch der Meeresströmung (Abb. 3).

Nach einem Bereich ohne erkennbaren Zusammenhang zwischen Stromfunktion und Druckfeldern ergeben sich die beiden stärksten aller Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien nahe des Polarkreises nördlich des Rossmeers. Das nördlichere und gleichzeitig stärkere der beiden Maxima liegt an der Eiskante. Der Wirbel in den Driftvektoren umfasst beide Maxima und ist an seiner Südostflanke der mittleren Ozeanströmung entgegengerichtet. Zum nördlicheren der beiden Stromfunktionsmaxima bei $171.8^{\circ}\text{O } 62^{\circ}\text{S}$ existiert ein Tiefdruckzentrum in allen vier ECMWF-Terminen, das sich mit einem Kerndruck von 964-967 hPa und einer Verlagerungsgeschwindigkeit von 15 m/s langsam südostwärts bewegt.

Die MWSI erzeugt zu dem Verlagerungspfad eines Tiefdruckgebietes im Druckfeld bei $155.6^{\circ}\text{W } 66.1^{\circ}\text{S}$ ein Stromfunktionsmaximum mit 474 SU. Es wurde vor der MWSI nicht festgestellt, weil die SSM/I-Driftvektoren dort tendenziell nicht zyklonal ausgerichtet sind. Das Tief besitzt in den ECMWF-Analysen geschlossene Isobaren mit zyklonalem Windfeld und füllt sich unter Verlagerung mit einer Geschwindigkeit von ca. 12 m/s rasch von 962,4 hPa um 0 UTC auf 970.1 hPa um 18 UTC auf. Da Artefakte mit gleicher Position in den ECMWF-Analysen und der Stromfunktion nach der MWSI sehr unwahrscheinlich sind, bestätigt dieser Fall, dass die Mittelwertsubtraktion sich zur Hervorhebung von Wirbeln gegen die niederfrequenten Driftbewegungsschwankungen eignet.

Sechs Tiefdruckzentren an der Küste vor Adelieland zwischen 6 und 18 UTC besitzen keine Entsprechungen im Driftfeld und der Stromfunktion. Die Druckminima sind mit Kernwerten von 963-975 hPa durchaus von signifikanter Stärke. Ob der Fehler in den ECMWF-Analysen oder der Stromfunktion liegt, kann ohne zusätzliche Information nicht geklärt werden. Die schwachen Stromfunktionsmaxima nach der MWSI (schwarz in Abb. 34) besitzen i.d.R. keine erkennbaren Driftwirbel, obwohl sie teilweise auch vor der MWSI in der Stromfunktion auftreten. Das schwache Maximum vor der MWSI in der Bellingshausensee ist nach Kap. 2 nicht unwahrscheinlich. Die beiden Maxima an der Spitze der antarktischen Halbinsel und nordöstlich von Kap Poinsett dagegen liegen in Gebieten, wo eher hoher Luftdruck zu erwarten ist.

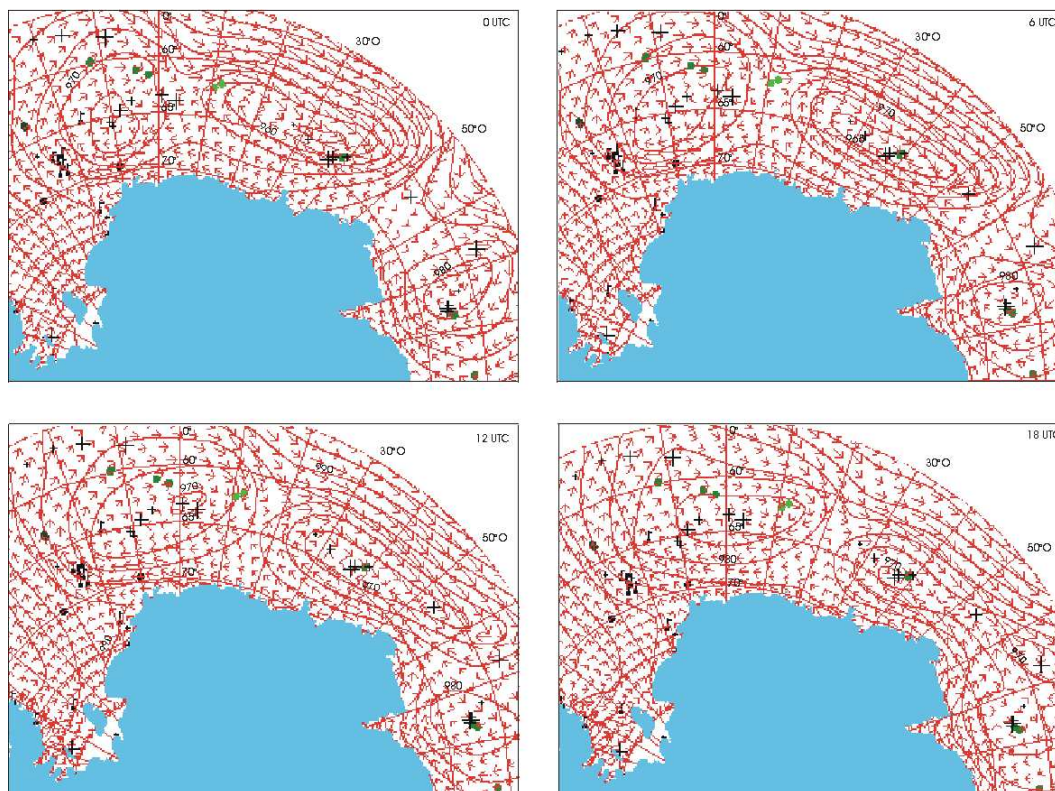


Abbildung 36: 2. August 1992. Druck- und Windverhältnisse für die Zyklone vor Königin-Maud-Land zu vier ECMWF-Terminen (rot); Kennzeichnung von Stromfunktionsmaxima, Druckzentren, und Bojenpositionen wie in Abb. 34.

9.2 Analyse und Diskussion zum 03.08.92

Auch am 3. August steht das Weddellmeer unter dem Einfluss eines Hochdruckrückens. Ein weiterer Hochdruckrücken spaltet vor Enderbyland den langgestreckten Tiefdruckgürtel vom 2. August in ein starkes Zentrum zwischen 0°O und 10°O und ein zweites im Norden vor Prydzbay auf. Das Tief nördlich des Rossmeers ist noch immer stark, jedoch mit geringerer räumlicher Ausdehnung. Im Druckfeld existiert ein neues Tief nördlich der Amundsensee mit einem Kerndruck von weniger als 975 hPa, jedoch vorerst ohne Stromfunktionsmaxima (Abb. 37).

Zunächst soll das Tief mit dem Zentrum zwischen 0°O und 10°O eingehender betrachtet werden (Abb. 38, Abb. 39). Um 0 UTC besteht es aus zwei starken Druckminima (Abb. 40). Das westliche mit einem Kerndruck von 973.1 hPa wandert unter Abschwächung auf 975.5 hPa westwärts auf das östlichere zu und verringert so die Ausdehnung des atmosphärischen Wirbels, zu dem beide gehören. Die Westwärtsverlagerung wird durch die Strömung um das Haupttief bei 3°O und einen bei 28°O nach Süden vordringenden Hochdruckrücken hervorgerufen. Das Haupttief entwickelt sich aufgrund von Schwächen der ECMWF-Analysen oder der Zyklonensuchroutine weder bzgl. des Kerndrucks (973.7 hPa um 0 UTC, 974.2 hPa um 6 UTC, 973.9 hPa um 12 UTC, 973.3 hPa um 18 UTC) noch bzgl. der Position kontinuierlich.

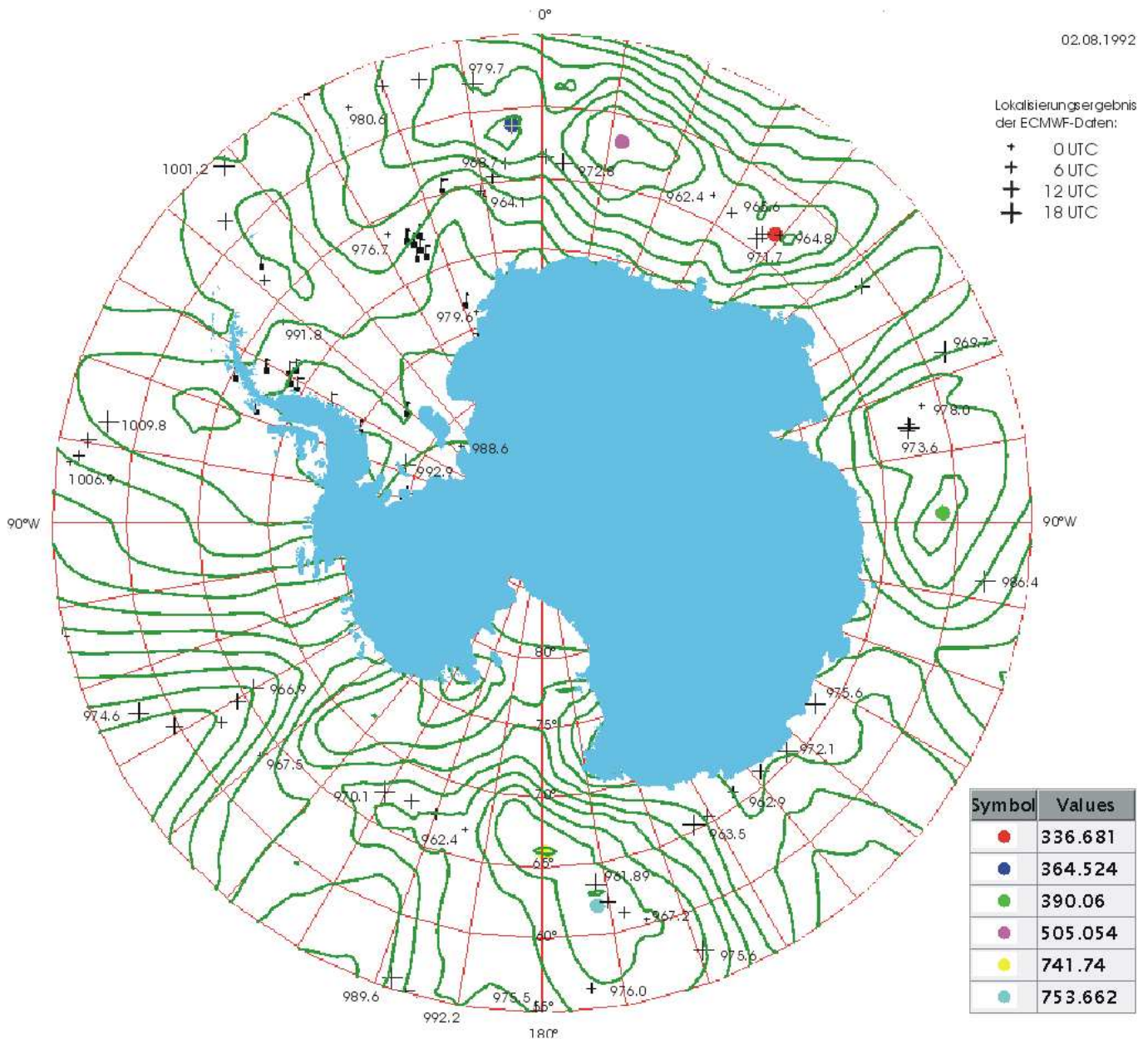


Abbildung 37: 3. August 1992. Dargestellte Grössen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

Auch die Ausdehnung des Wirbels in den Driftvektoren hat sich bei konstanter Position des Stromfunktionsmaximums in seinem Zentrum verringert. Zu dem fehlerhaft lokalisierten westlichen Druckzentrum existiert ein starkes Stromfunktionsmaximum (644 SU) mit geschlossenen Isobaren. Die westwärtsziehende Nebenzyklone im Druckfeld mit zwei weiteren Druckminima um 6 UTC und 18 UTC wird einem starken Maximum mit offenen Isobaren zugeordnet. Nach der MWSI ergibt sich ein zusätzliches Maximum mit einem Wert von 518 SU am Ende des Verlagerungspfades der Zyklone. Ein weiteres starkes Stromfunktionsmaximum (376 SU) mit geschlossenen Stromlinien über demselben Driftwirbel bei 5.3°W 58.6°S findet kein Gegenüber im Druckfeld. Der Vergleich mit Abb. 34 zeigt, dass seine Position in der Verlängerung des Verlagerungspfades eines Tiefdruckgebiets (979.7 hPa um 18 UTC) vom Vortag ohne zyklonale Winde oder geschlossene

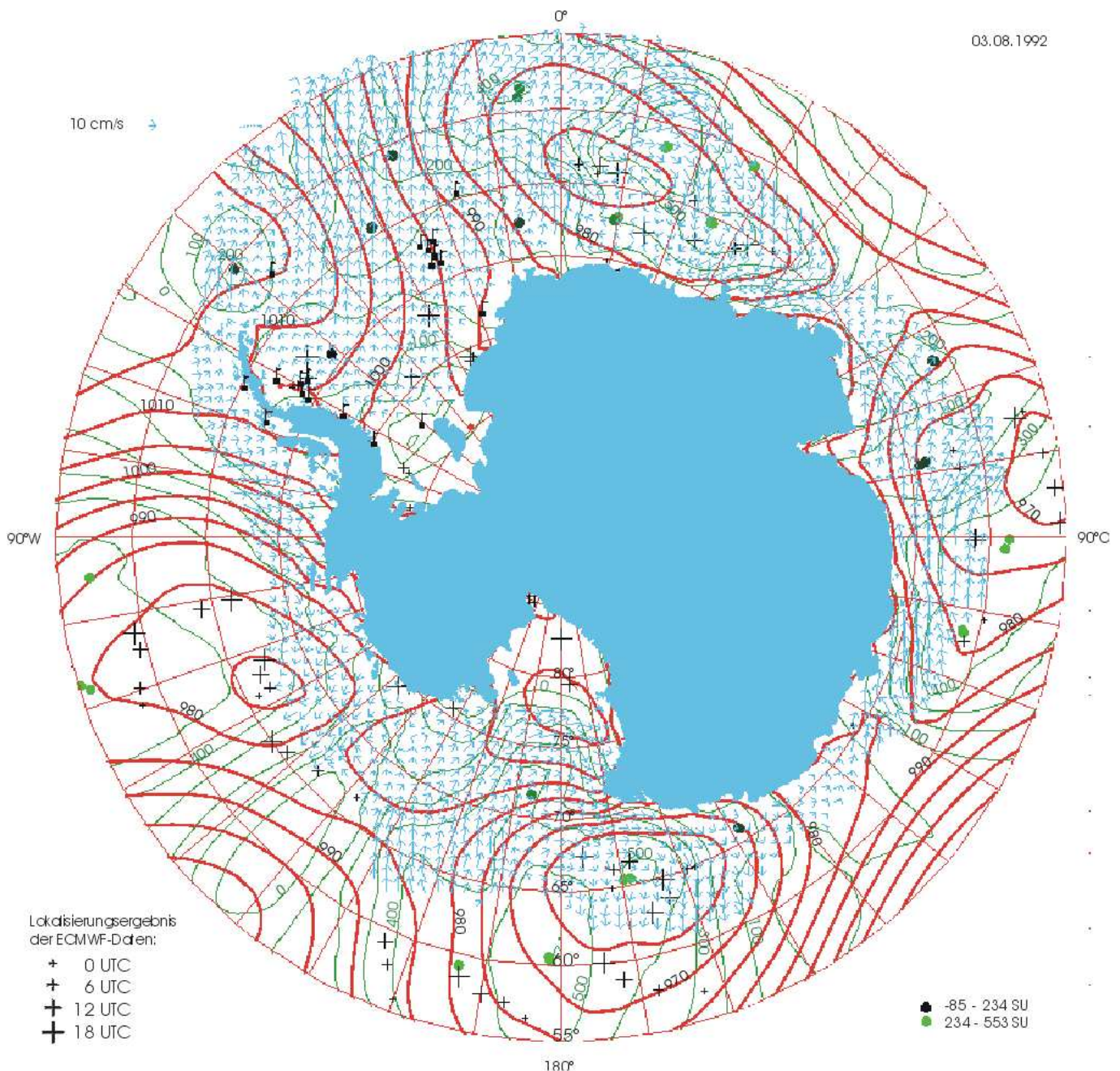


Abbildung 38: 3. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 34.

Isobaren in den ECMWF-Analysen liegt. Es handelt sich hier entweder um eine Ungenauigkeit in den ECMWF-Daten, oder um Nachwirkungen des Tiefs vom 2. August in der Meereisbewegung.

Der Hochdruckrücken vor Enderbyland hat sich vom 2. auf den 3. August abgeschwächt und gleichzeitig verbreitert. Dabei drängt er die Zyklone vor Prydzbay nach Norden zurück und trennt sie endgültig von der Zirkulation um den Wirbel vor Königin-Maud-Land ab. Das Tief, das sich am 2. August von 40°O 63°S aus unter Vertiefung auf 969.7 hPa (18 UTC) rasch nach Nord-Nordost verlagerte, setzt seinen Weg am 3. August mit halber Geschwindigkeit und geschlossenen Isobaren fort. Es vertieft sich weiter auf 963,8 hPa, und bildet das Hauptzentrum des atmosphärischen Wirbels vor Prydzbay. Zwischen seiner

03.08.1992

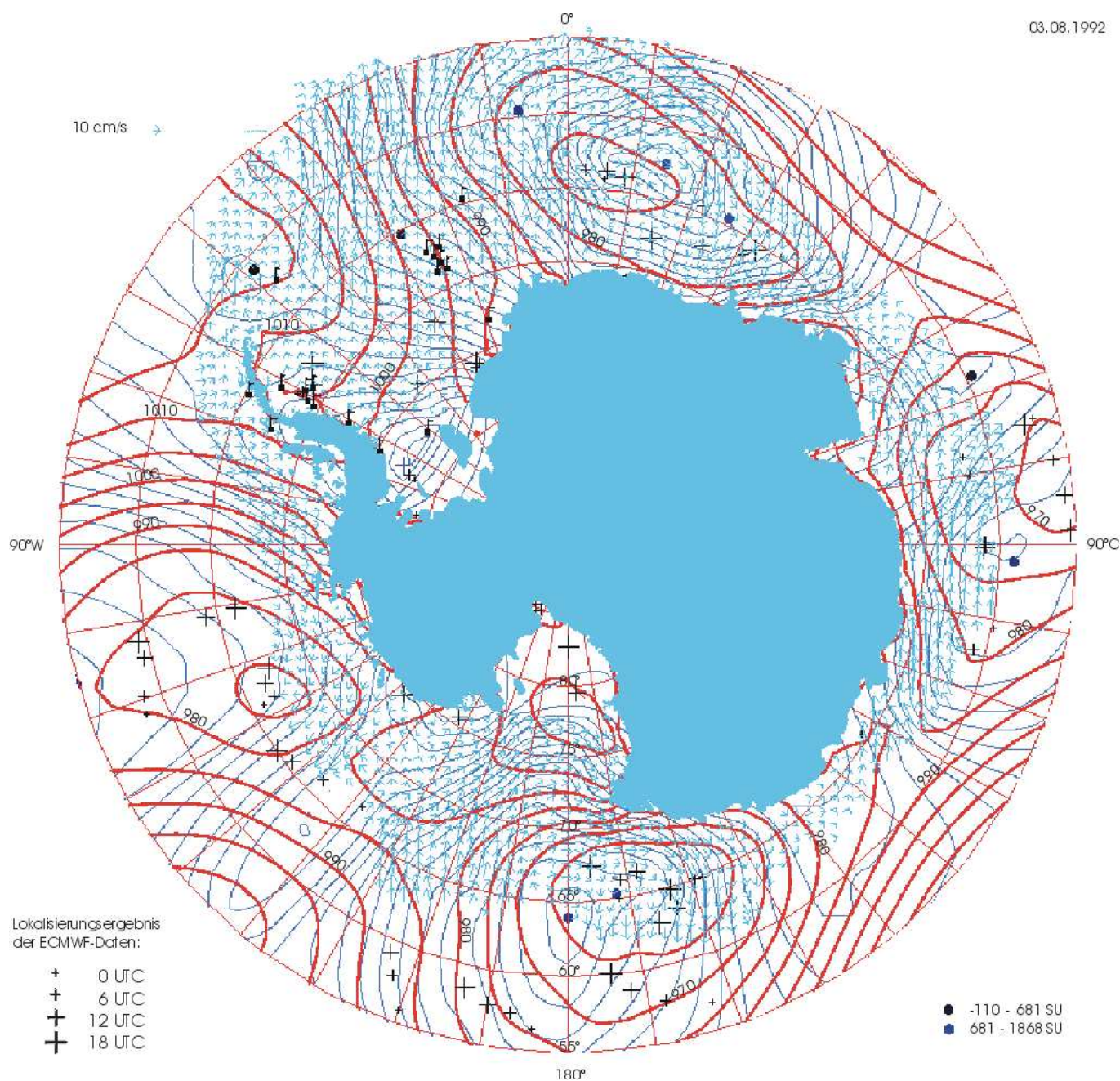


Abbildung 39: 3. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 35.

12 UTC und 18 UTC Position vom Vortag ergibt sich im Bereich des typischen Falkland-Verlagerungspfades (Kap. 2) nachträglich ein schwaches geschlossenes Stromfunktionsmaximum mit einer schwachen zyklonalen Eisbewegung.

Ein weiteres schwaches MWSI-Maximum liegt bei 80°O 64°S. Es ist nicht durch zyklonal orientierte Driftvektoren gekennzeichnet, wird aber um 0 UTC und 6 UTC durch ein Tiefdruckgebiet mit einem Kerndruck 972-970 hPa im ECMWF-Druckfeld belegt.

Der ehemalige Hauptkern des Tiefdruckgebietes vor Prydzbay vom 2. August und sein westliches Nebenmaximum haben sich nordostwärts verlagert. Sie besitzen nun beide geschlossenen Stromlinien und erzeugen eine zyklonale Meereisbewegung. Ihre Druckfeldentsprechung bilden die Nebenzentren zu dem oben genannten ECMWF-Tiefdruckgebietes

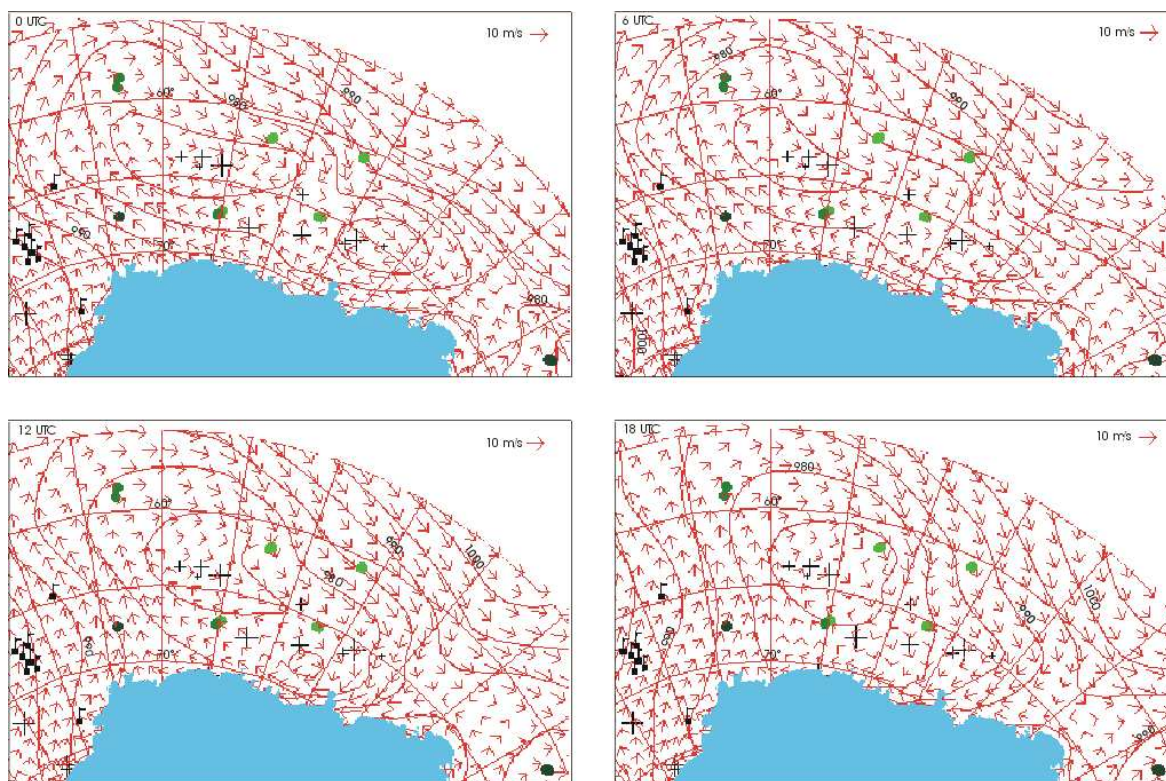


Abbildung 40: 3. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 36

bei $82^{\circ}\text{O } 56^{\circ}\text{S}$, so dass die Positionen des gesamten zyklonalen Systems in den ECMWF-Analysen und den SSM/I-Driftdaten stark voneinander abweichen.

Nördlich des Rossmeers zieht das starke Tiefdruckzentrum als Hauptminimum im Druckfeld vom 2. August zunächst südwärts, südlich von 62°S westwärts. Gleichzeitig verlagert sich das östlichste der Druckminima vom 2. August von Adelieland aus unter Vertiefung nord-nordostwärts, wo es mit zwei um 18 UTC entstehenden Zentren und dem Hauptminimum ein grossflächiges Tiefdruckgebiet mit tagesgemitteltem Zentrumsdruck von weniger als 965 hPa bildet. Die Stromfunktion zeigt vor und nach der Mittelwertsubtraktion ein starkes Tief ohne geschlossene Stromlinien zwischen dem Hauptminimum und dem Adelieland-Zentrum mit erkennbarer südlicher und westlicher Wirbelflanke in den Driftvektoren. Die Driftablenkung nach Norden durch die Küste von Victoria-Land an der Südflanke der Zyklone rechtfertigt ein weiteres starkes MWSI-Maximum bei $188^{\circ}\text{W } 72^{\circ}\text{S}$ ohne geschlossene Stromlinien. Das einzige geschlossene Stromfunktionsmaximum liegt bei $178.3^{\circ}\text{W } 60.6^{\circ}\text{S}$ 400 km nördlich der Eiskante und gehört zur westlichsten von drei starken Zyklonen, die das Haupttief (im Druckfeld) an seiner Ostflanke südostwärts führt. Das schwache, offene MWSI-Maximum ohne Driftwirbel bei 150°O direkt vor der Küste könnte eine Nachindikation der Familie von Küstenzyklonen vom 2. August sein.

In der nördlichen Amundsensee hat das bereits erwähnte Tief am 2. August im Druckfeld bei 245°W beinahe die Eiskante erreicht und erzeugt vor dem Abbot- und dem Getz-Schelfeis bereits die typische süd- bzw. nordwärtige Meereisbewegung. Aufgrund des schmalen Meereisgürtels und der asymmetrischen Form des Druckwirbels liegen die Stromfunktionsmaxima bei Weitem zu weit im Norden.

Das Tief an der Spitze der antarktischen Halbinsel vom 2. August wird auch am 3. Au-

gust in beiden Stromfunktionsvarianten trotz eines fehlenden korrespondierenden Wirbels in ECMWF-Druck und der Meereisdrift festgestellt. Ein weiteres schwaches, nicht in den Driftvektoren erkennbares Tief ist vor dem Larsen-Schelfeis mit einer Position 300 km östlich einer Gruppe von Bojen zu finden. Seine Lage sowie das Fehlen eines deutlichen Driftwirbels und geschlossener Isobaren lassen im Zusammenhang mit dem Hochdruckrücken über dem nordwestlichen Weddellmeer seine Ursache in Lee- oder Kaltluftzyklogenes vermuten.

9.3 Analyse und Diskussion zum 04.08.92

Am 4. August bestimmen dieselben vier Wirbel wie am Vortag vor Königin-Maud-Land, dem Shackelton-Schelfeis, nördlich des Rossmeers und vor dem Abbot-Schelfeis das tagesgemittelte Druckfeld. Ausser für die Zyklone vor dem Abbot-Schelfeis existiert zu allen ein starkes Stromfunktionsmaximum mit geschlossenen Stromlinien (Abb. 41). Erstmals wurden auch vier Maxima mit geschlossenen Stromlinien im Weddellmeer festgestellt, jedoch ohne Driftwirbel. Ihre Positionen in der Stromfunktion vor und nach der Mittelwertsubtraktion unterscheiden sich besonders für das Maximum bei $28^{\circ}\text{W } 69.5^{\circ}\text{S}$ beträchtlich. Bis auf das Maximum nordwestlich der Spitze der antarktischen Halbinsel liegen alle vier in der Nähe eines Zyklonenpfades im Druckfeld.

Der starke Wirbel mit geschlossenen Isobaren vom 3. August vor Königin-Maud-Land ist am 4. August sehr viel schwächer. Der ehemals deutliche Wirbel in den Driftvektoren ist noch nur an den Flanken durch seine küstensenkrechten Komponenten erkennbar, und wird von demselben Tief aufrechterhalten, das am 3. August bei $5^{\circ}\text{O } 64^{\circ}\text{S}$ fehlerhaft lokalisiert wurde. Letzteres verlagert sich zunächst bis $10^{\circ}\text{W } 66^{\circ}\text{S}$ südostwärts und füllt sich von 973.3 hPa am 3. August (18 UTC) auf 981.0 hPa um 12 UTC am 4. August auf. Die beiden 18-UTC-Tiefdruckminima bei $8.4^{\circ}\text{O } 67.7^{\circ}\text{S}$ und $17.0^{\circ}\text{O } 67.8^{\circ}\text{S}$ haben mit 971.6 hPa und 970.6 hPa einen zu niedrigen Zentrumsdruck, um den beiden Systemen vom 3. August anzugehören. Zum westlicheren gehört ein Stromfunktionsmaximum von 294 SU mit geschlossenen Stromlinien und einem kleinskaligen Wirbel in den Driftvektoren. Es wurde mit ähnlicher Position und einem höherem Stromfunktionswert bereits am 3. August als offenes Maximum festgestellt, jedoch erst nach der Mittelwertsubtraktion. Zwischen 10°O und Enderbyland liegt neben einigen schwer interpretierbaren Maxima ein weiteres starkes Maximum mit geschlossenen Isobaren, das am 5. August. an Bedeutung gewinnt (Abb. 42).

Der Hochdruckrücken vor Enderbyland dehnt sich bis vor Prydzbay aus, und führt dazwischen zu einem antizyklonalen Wirbel in der Meereisdrift. Das Tief, das am 3. August. vor Prydzbay zwischen 52°S und 55°S nordostwärts zog, verlagert sich nun mit abnehmender Geschwindigkeit südostwärts, und vertieft sich von 961.3 hPa auf 960.0 hPa. In der Verlängerung seines Verlagerungspfades liegen übereinstimmend ein zyklonaler Driftwirbel und das zugehörige Stromfunktionsmaximum. Die Verschiebung zwischen geschlossenen Isobaren und Stromlinien entsteht durch die Entfernung des atmosphärischen Wirbels von der Meereiskante.

Das Stromfunktionsmaximum im Rossmeer zeigt sich auch am 4. August stark mit geschlossenen Stromlinien. Driftwirbel und Stromfunktion sind ca. 100 km westwärts gegen den Wirbel im mittleren Druckfeld verschoben, der noch immer drei Tiefdruckgebiete an seiner Ostflanke südwärts führt. Diese erreichen am 4. August die Eiskante nicht, so dass

04.08.1992

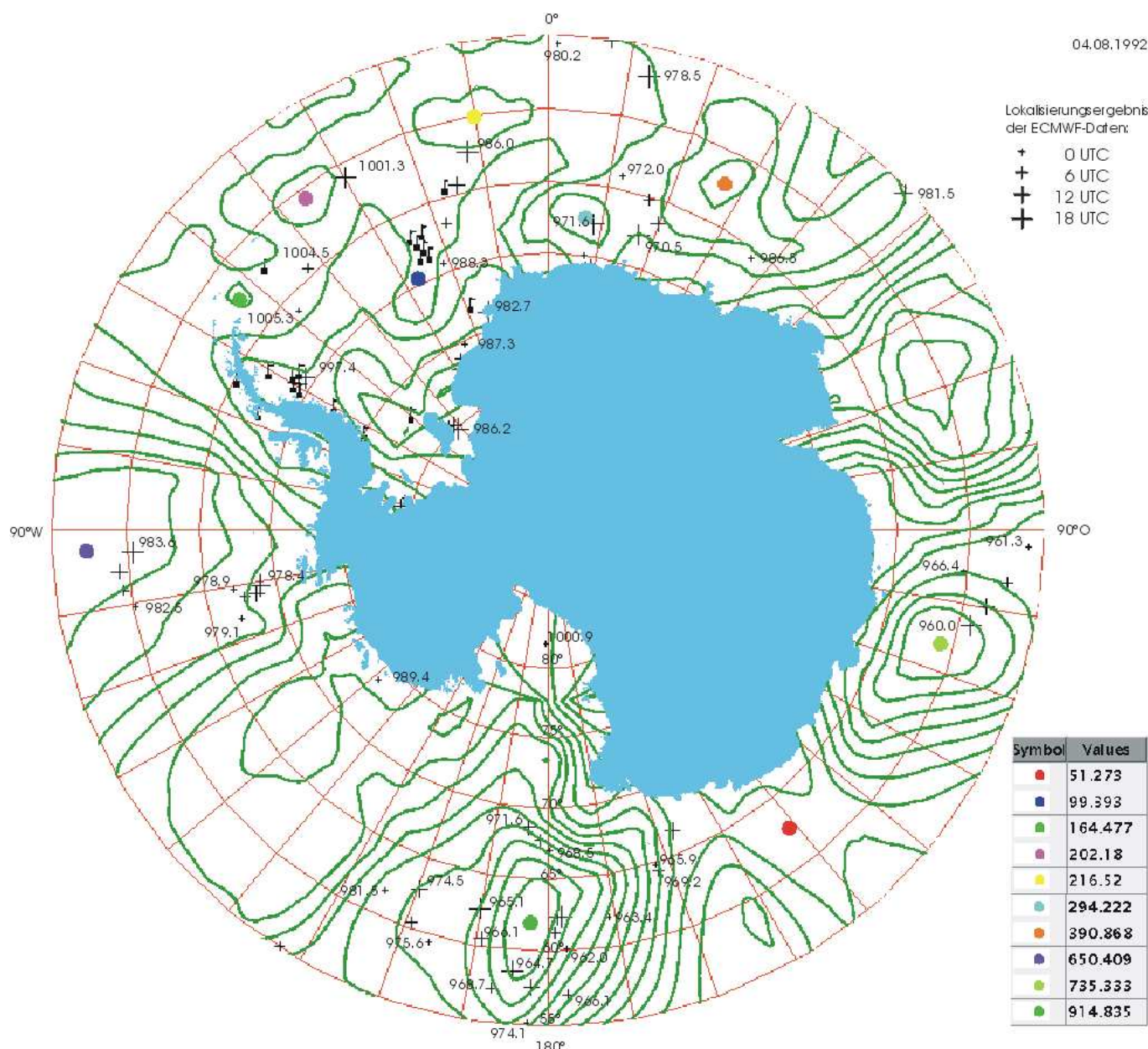


Abbildung 41: 4. August 1992. Dargestellte Grössen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

nur eines der drei zufällig als Stromfunktionsmaximum nach der MWSI in Erscheinung tritt. Das Haupttief entwickelt sich noch immer zyklonogenetisch von 962 hPa (0 UTC) auf 956.2 hPa (18 UTC) und erzeugt ein dementsprechend starkes Stromfunktionsmaximum (915 SU). Bereits am Vortag ergab sich bei 172°W 66°S ein MWSI-Nebenmaximum mit offenen Stromlinien. Am 4. August zeigt es sich selbst ohne die Mittelwertsubtraktion (Abb.43). Den zyklonalen Verlauf der Driftbewegung bewirkt überwiegend die orographische Umlenkung der atmosphärischen Strömung und der Meereisbewegung am den Ausläufern des Transantarktischen Gebirges bzw. an der Küste von Viktorialand. Das Tief vor dem Abbot-Schelfeis hat sich seit dem 3. August. der Meereiskante weit genug genähert, um vor und nach MWSI ein Stromfunktionsmaximum mit offenen Stromlinien und geeigneter Position hervorzurufen.

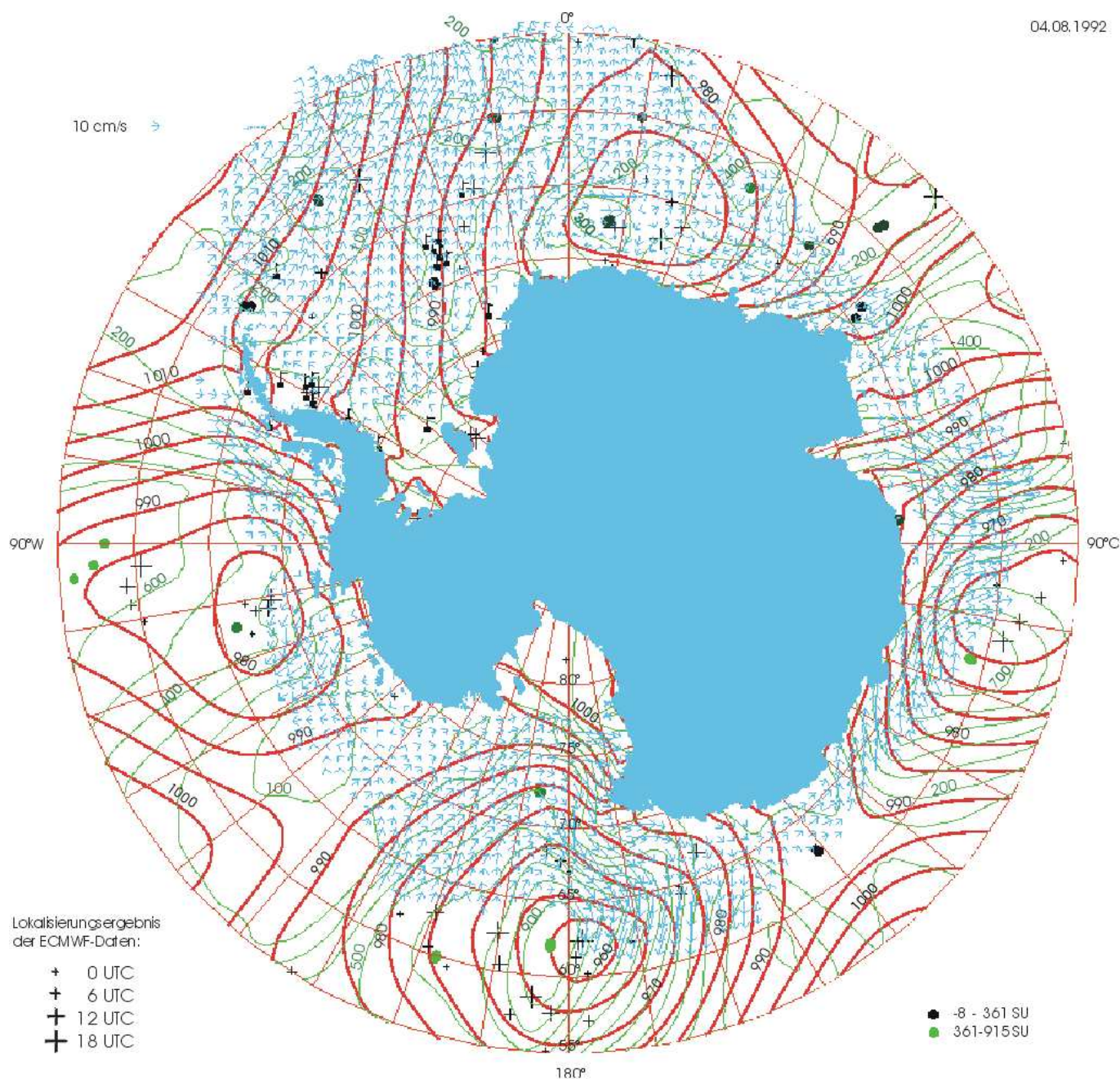


Abbildung 42: 4. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 34.

Ein geschlossenes Stromfunktionsmaximum kann aufgrund des schmalen Meereisgürtels auch an den folgenden Tagen nicht erkannt werden. Der Wert des Stromfunktionsmaximums erscheint mit 412 SU dem Kerndruck des Tiefs von im Mittel 978 hPa angemessen. Im Bellinghausenmeer ist durch Strömung um das Tiefdruckgebiet die Driftbewegung erstmals soweit homogen, dass Stromlinien und Isobaren gut übereinstimmen.

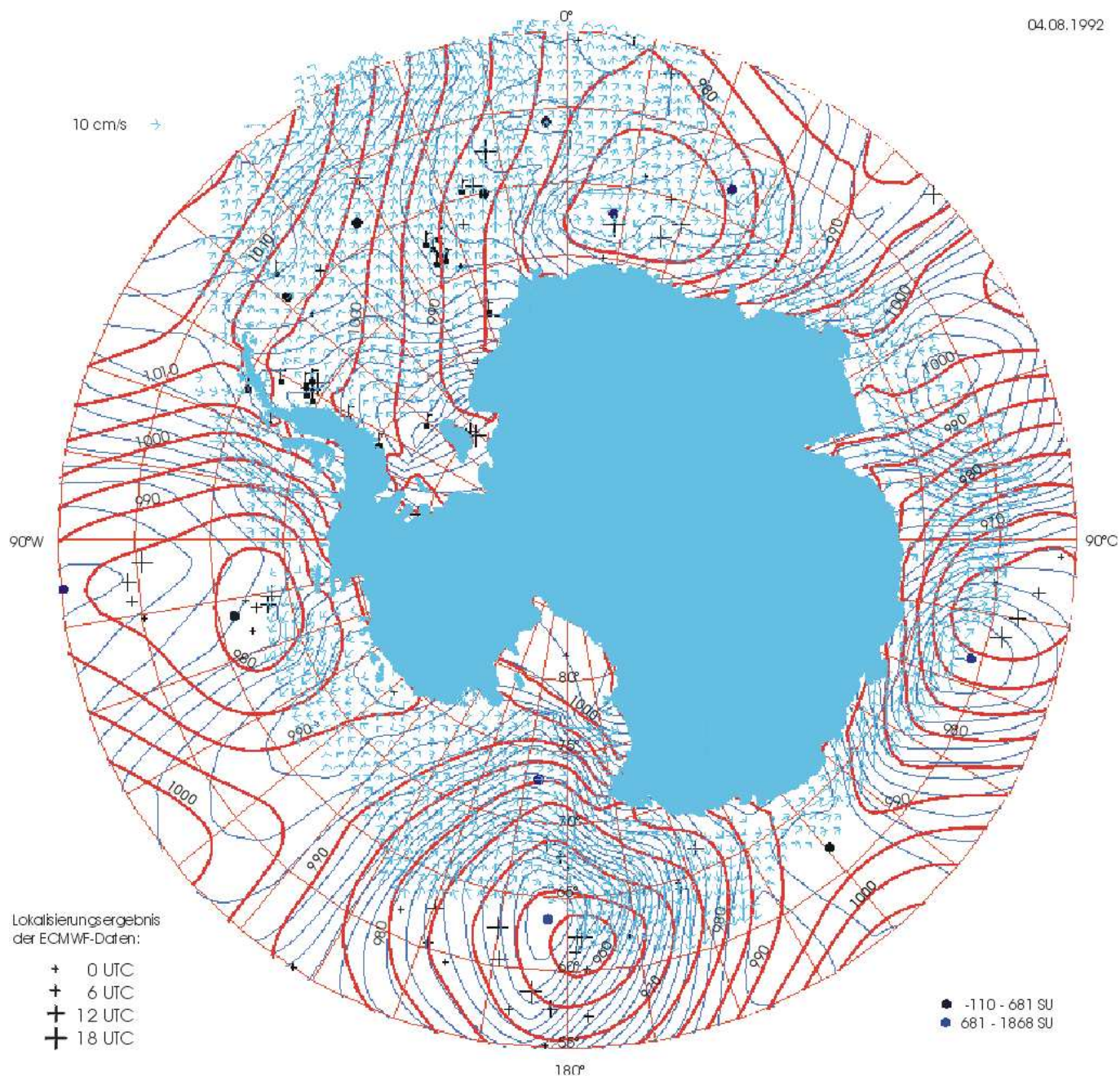


Abbildung 43: 4. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 35.

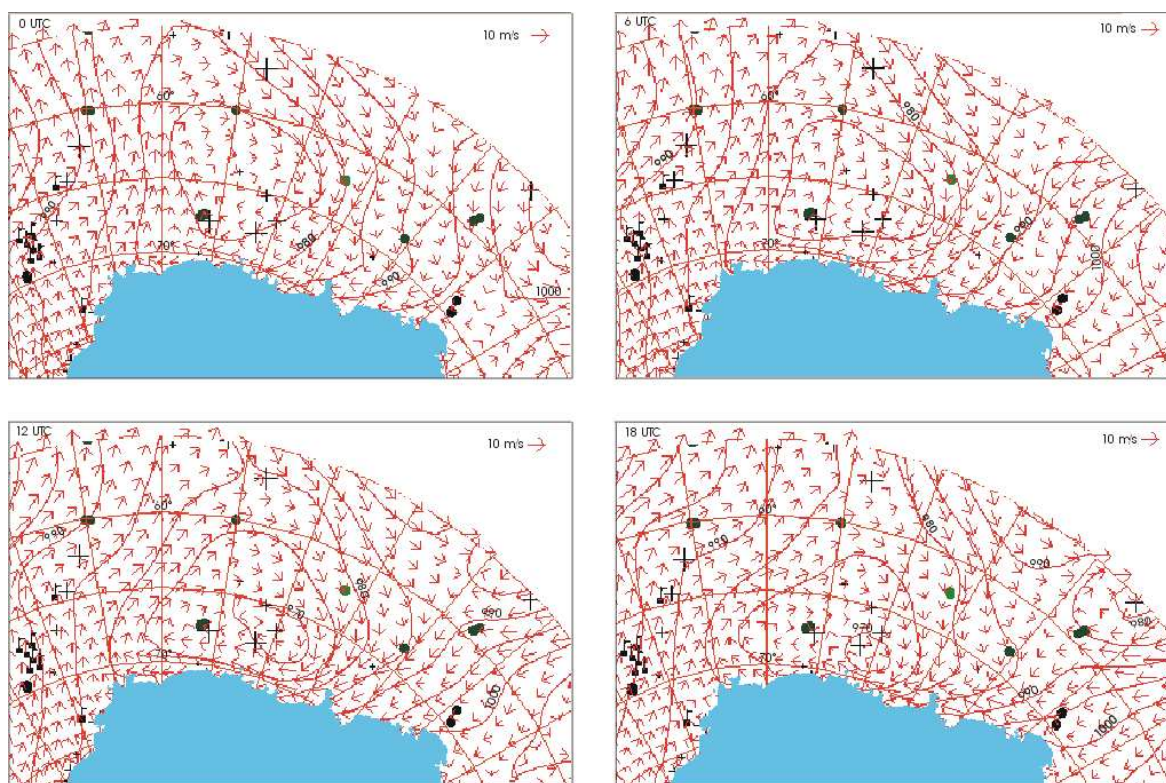


Abbildung 44: 4. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 36

9.4 Analyse und Diskussion zum 05.08.92

Am 5. August bleibt nur das nordwestlichste der Weddellmeertiefdruckgebiete erhalten (vgl. Abb. 45). Das Königin-Maud-Land-Tief und das Tief im Indischen Ozean können ebenfalls weiterverfolgt werden. Das Rossmeertief liegt erstmals zu weit nördlich der Eiskante, um ein starkes Stromfunktionsmaximum zu erzeugen.

Im Weddellmeer enthalten Druckfeld und Stromfunktion nach der MWSI südöstlich der Bojengruppe vor dem Larsen-Schelfeis eine Zyklone, die leesyklonogenetisch unter Einfluss der Strömung um die Zyklone vor dem Abbot-Schelfeis entstanden sein könnte. Das Tiefdruckgebiet mit einer Zugbahn von $20^{\circ}\text{W } 70^{\circ}\text{S}$ nach $10^{\circ}\text{W } 65^{\circ}\text{S}$ am 4. August setzt sich nordostwärts nach $4^{\circ}\text{W } 55^{\circ}\text{S}$ fort. Fast auf demselben Pfad folgt dem ersten ein zweiter Wirbel im Druckfeld, an dessen 0-UTC-Position ein MWSI-Stromfunktionsmaximum ohne Abdruck in den Driftvektoren liegt (Abb. 46). Zwei weitere Maxima vor der Mittelwertsubtraktion (bzw. drei nach MWSI) liegen auf einer Parallelen im Abstand von etwa 500 km zu diesem Verlagerungspfad (Abb. 47). Distanzen dieser Grössenordnung ergeben sich im Weddellmeer auch am 8. August zwischen dem atmosphärischen und dem Meerisdriftwirbel, so dass eine Zusammengehörigkeit nicht ausgeschlossen werden kann. Die grossen Positionsunterschiede vor und nach der MWSI, und das Fehlen eines Driftwirbels machen die Existenz der Stromfunktionsmaxima zweifelhaft. Das westlichere Maximum könnte auch ohne Einwirkung einer Zyklone aufgrund der zyklonalen Geschwindigkeitscherung in der Drift zustande gekommen sein.

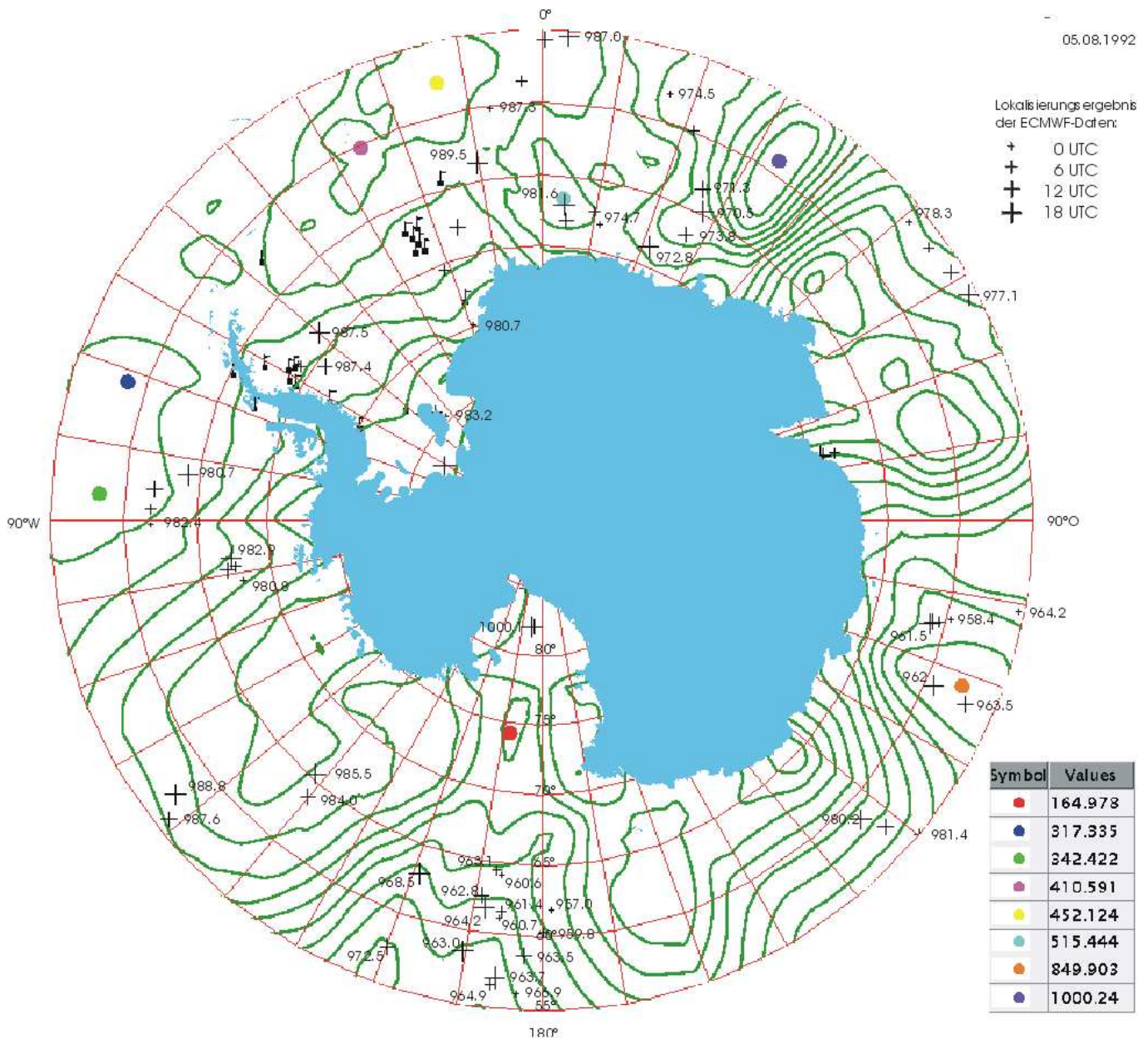


Abbildung 45: 5. August 1992. Dargestellte Grössen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

Auch das Stromfunktionsmaximum mit geschlossenen Isobaren bei $5^{\circ}\text{W } 66.2^{\circ}\text{S}$ besitzt keinen erkennbaren Wirbel in den Driftvektoren. Im Druckfeld ist zu allen vier Terminen an entsprechender Stelle ein Druckminimum lokalisierbar. Die vier Positionen und Zentrumswerte lassen auf eine entstehende (links, 12 UTC und 18 UTC) und einer vergehenden (rechts, 0 UTC und 6 UTC) Mesozyklone schliessen.

Östlich davon zieht ein Tief von $16.7^{\circ}\text{O } 58.1^{\circ}\text{S}$ süd-südostwärts nach $27.6^{\circ}\text{O } 64.8^{\circ}\text{S}$ und vertieft sich dabei kontinuierlich von 974.5 hPa auf 970.4 hPa. Ab 12 UTC dringt es aufgrund eines stärkeren neu entstanden Tiefs mit einem Kerndruck von 971.3 hPa bei $21.4^{\circ}\text{O } 68.7^{\circ}\text{S}$ nur noch langsam vor.

05.08.1992

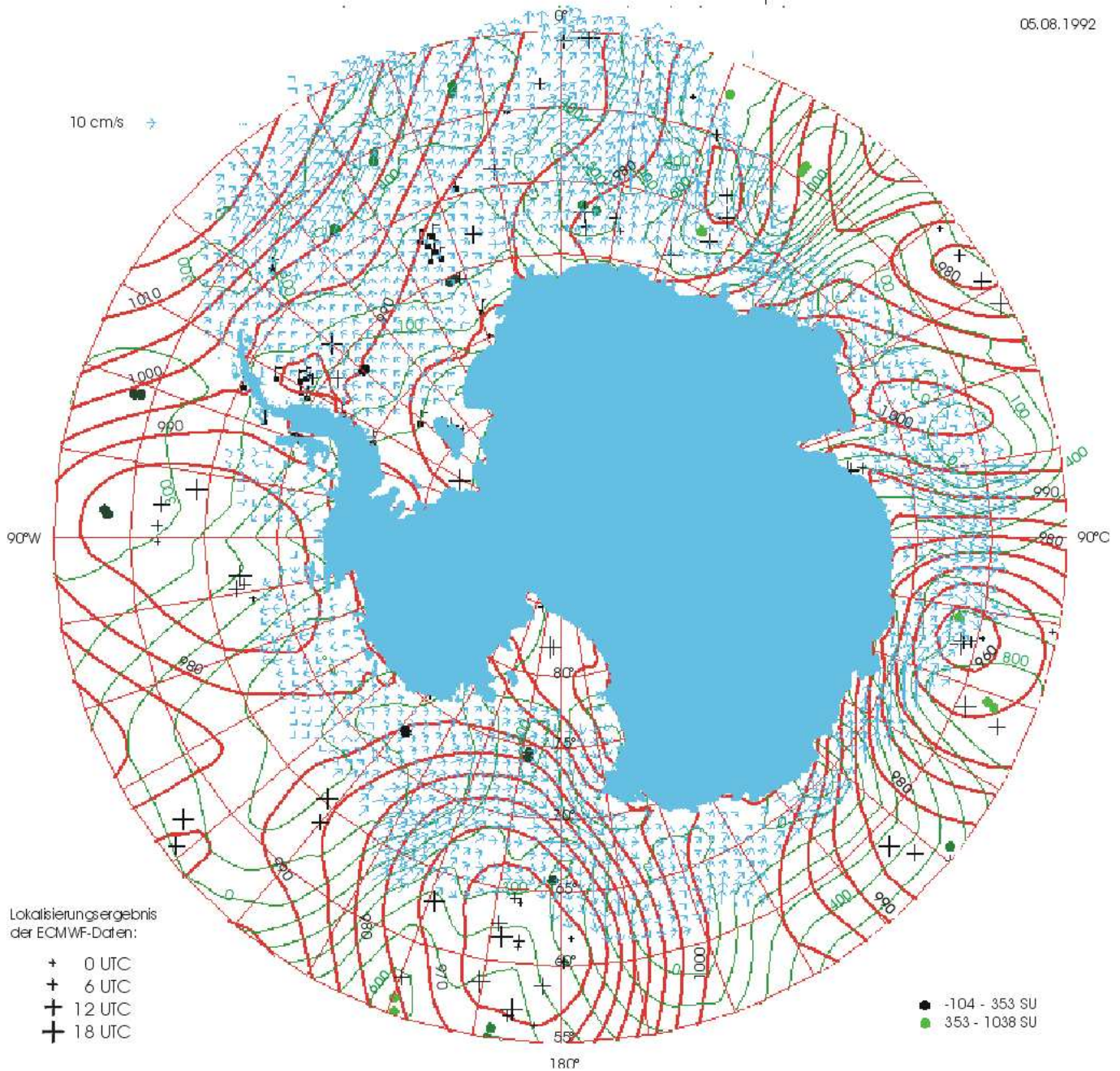


Abbildung 46: 5. August 1992. Dargestellte Größen und Symbolik wie Abb. 34.

Zwischen dem sich verlagernden und dem um 12 UTC erstmals auftretende Tief ergibt sich sowohl vor als auch nach Mittelwertsubtraktion ein starkes offenes Stromfunktionsmaximum mit eigener zyklonaler Driftbewegung innerhalb der Strömung um ein starkes Stromfunktionsmaximum bei $33.5^{\circ}\text{O } 69.2^{\circ}\text{S}$. Dieses starke Stromfunktionsmaximum ist der Vorläufer zu einem am folgenden Tag etwa 5° weiter südlich gefunden Maximum, welches dann auch einen Zusammenhang mit einem atmosphärischen Wirbel aufweist.

Der Hochdruckrücken der vergangenen Tage erstreckt sich am 5. August von ca. 50°O bis zur Westküste von Prydzbay, und enthält dort eine Antizyklone in der Atmosphäre und im Meereis.

05.08.1992

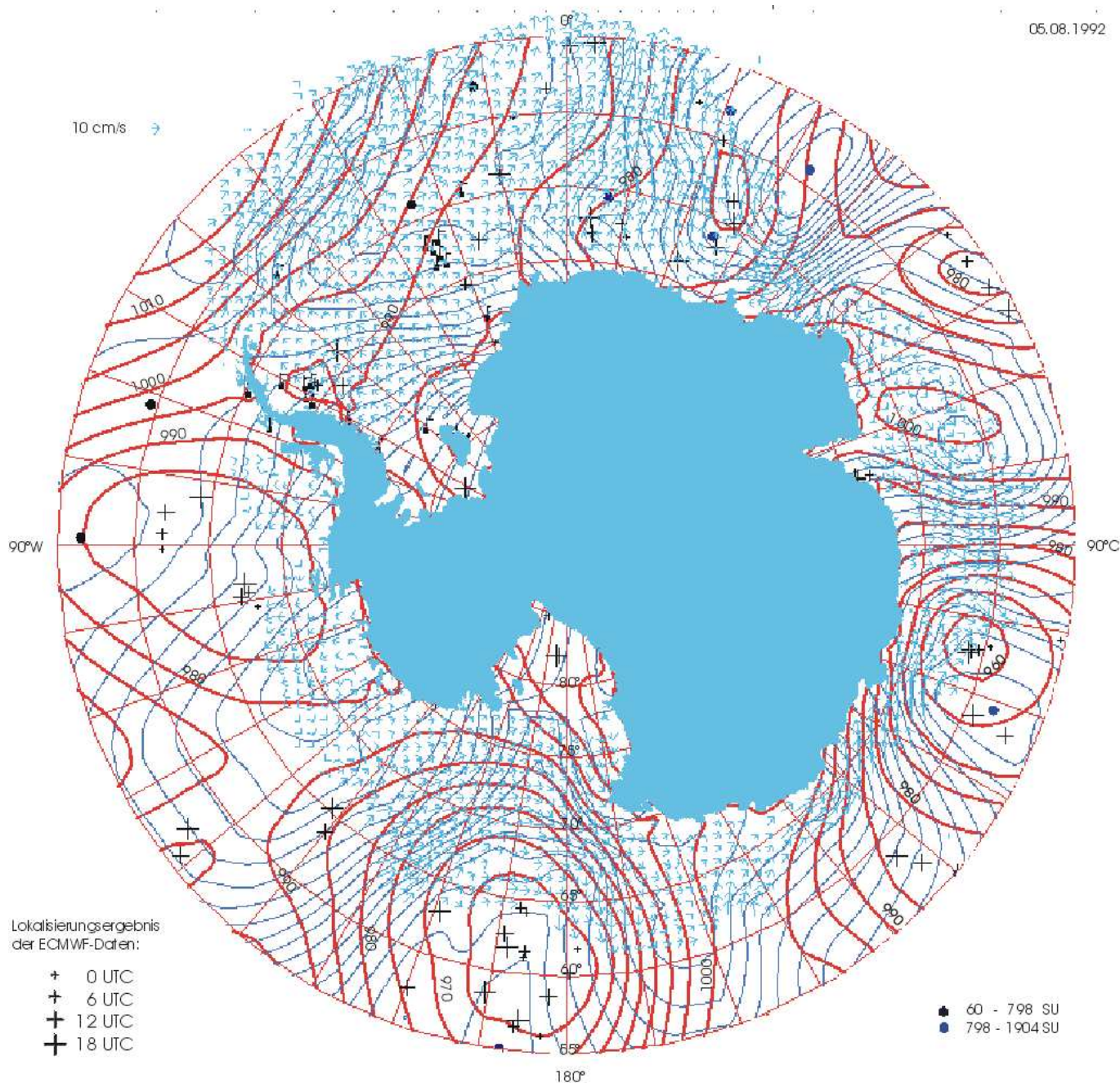


Abbildung 47: 5. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 35.

Das Tief, das am 4. August aus nordwestlicher Richtung zwischen Shackleton-Schelfeis und Kap Poinsett die Meereiskante erreicht, wird am 5. August quasistationär und verliert allmählich an Intensität (958.4 hPa auf 964.5 hPa zwischen 0 UTC und 18 UTC). Zusammen mit einem ähnlich starken bei 112,9°O südwärtsziehenden 12- und 18-UTC-Tief erzeugt es eine zyklonale Struktur in den Driftvektoren des schmalen meereisbedeckten Bereiches. Das 12- bis 18-UTC-Tief ist vor und nach MWSI stark mit geschlossenen Stromlinien lokalisierbar, während das quasistationäre erst nach Mittelwertsubtraktion als Nebenmaximum mit offenen Stromlinien auftritt.

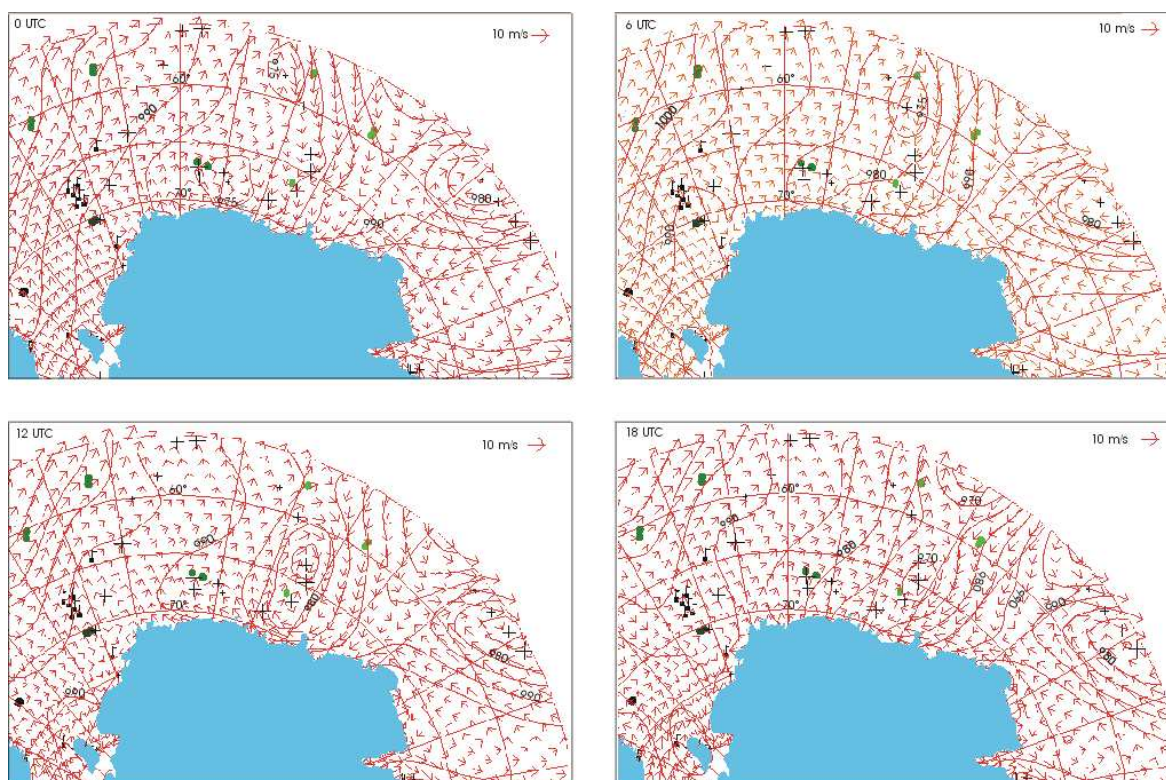


Abbildung 48: 5. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 36.

Trotz der grossen Entfernung zur Eiskante bringt die MWSI übereinstimmend mit den ECMWF-Analysen bei 130°O 55.5°S eine Zyklone hervor. Der sich östlich anschliessende Hochdruck bei 150°O - 160°O drängt das Rossmeertief allmählich soweit zurück, dass es nur noch nach MWSI ein schwaches, offenes Stromfunktionsmaximum erzeugt. Durch den Rückzug der Zyklone nach Norden nehmen die Driftgeschwindigkeiten im zentralen südlichen Rossmeer um das Nebenmaximum vom 3. und 4. August ab. Dadurch wird das Nebenmaximum schwächer und erhält durch die Abtrennung vom Hauptwirbel geschlossene Stromlinien.

Das Tief vor dem Abbot-Schelfeis füllt sich allmählich auf, und erzeugt nicht mehr genügend zyklonale Driftbewegung für die Erkennung eines Stromfunktionsmaximums in dem ohnehin spärlich vorhanden Meereis.

9.5 Analyse und Diskussion zum 06.08.92

Am 6. August sind weiterhin das Tief an der Eiskante bei 34°O , das Tief zwischen dem Shackelton-Schelfeis und Kap Poinsett und erneut das Rossmeertief als starke Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien lokalisierbar (Abb. 49). Von den übrigen, weniger kontinuierlichen Maxima wird im Folgenden nur der belegbare Anteil diskutiert.

Das Tief über dem indischen Ozean westlich von Enderbyland ist seit dem 3. August in der Stromfunktion und in den Driftvektoren erkennbar. Es liegt etwa 300 km südöstlich des Verlagerungspfad einer starken Zyklone im Druckfeld, die sich zwischen 0 UTC und 18 UTC von 955.7 hPa auf 953.2 hPa vertieft. Sie erzeugt zusammen mit einer schwächeren Zyklone ein starkes zyklonales Driftfeld.

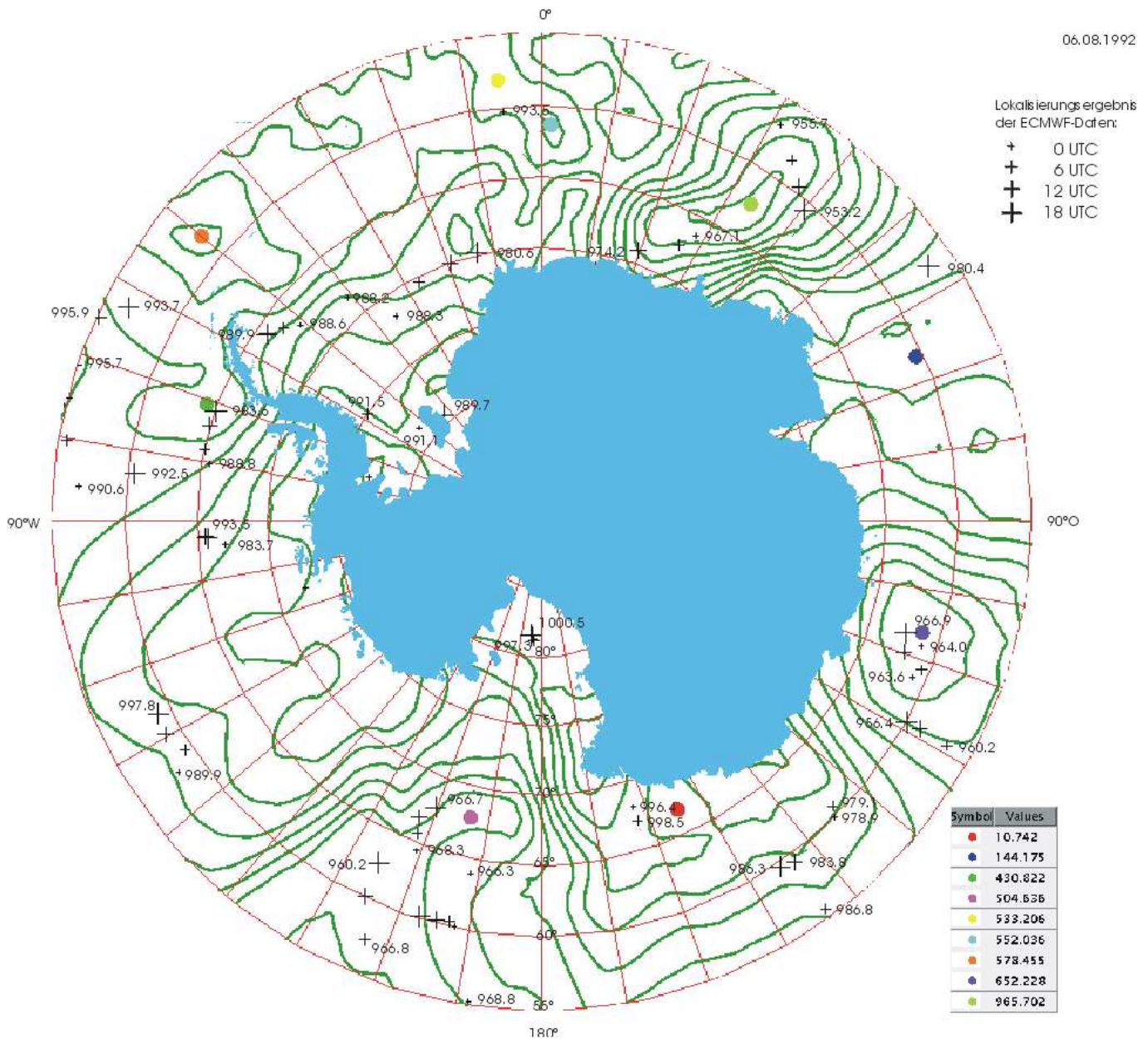


Abbildung 49: 6. August 1992. Dargestellte Grössen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

Die zweite Zyklone entfernt sich südwestwärts vom Hauptstromfunktionsmaximum und verliert mit der Annäherung an den Kontinent ihren tiefen Kerndruck. Deshalb wird das zugehörige Nebenmaximum in der Stromfunktion erst nach der MWSI an der 0 UTC-Position der ECMWF-Zyklone lokalisierbar, wo die stärksten Winde im Verlauf der Zyklonenverlagerung aufgetreten sind (Abb. 50). Da die Hauptzyklone im Norden ausserhalb des Eises bleibt und die Winde an ihrer Südflanke durch den zweiten Wirbel geschwächt werden, ergibt sich im Zusammenhang über den Zeitraum vom 4. bis 8. August für das Stromfunktionsmaximum ein um etwa 50 SU zu niedriger Wert.

06.08.1992

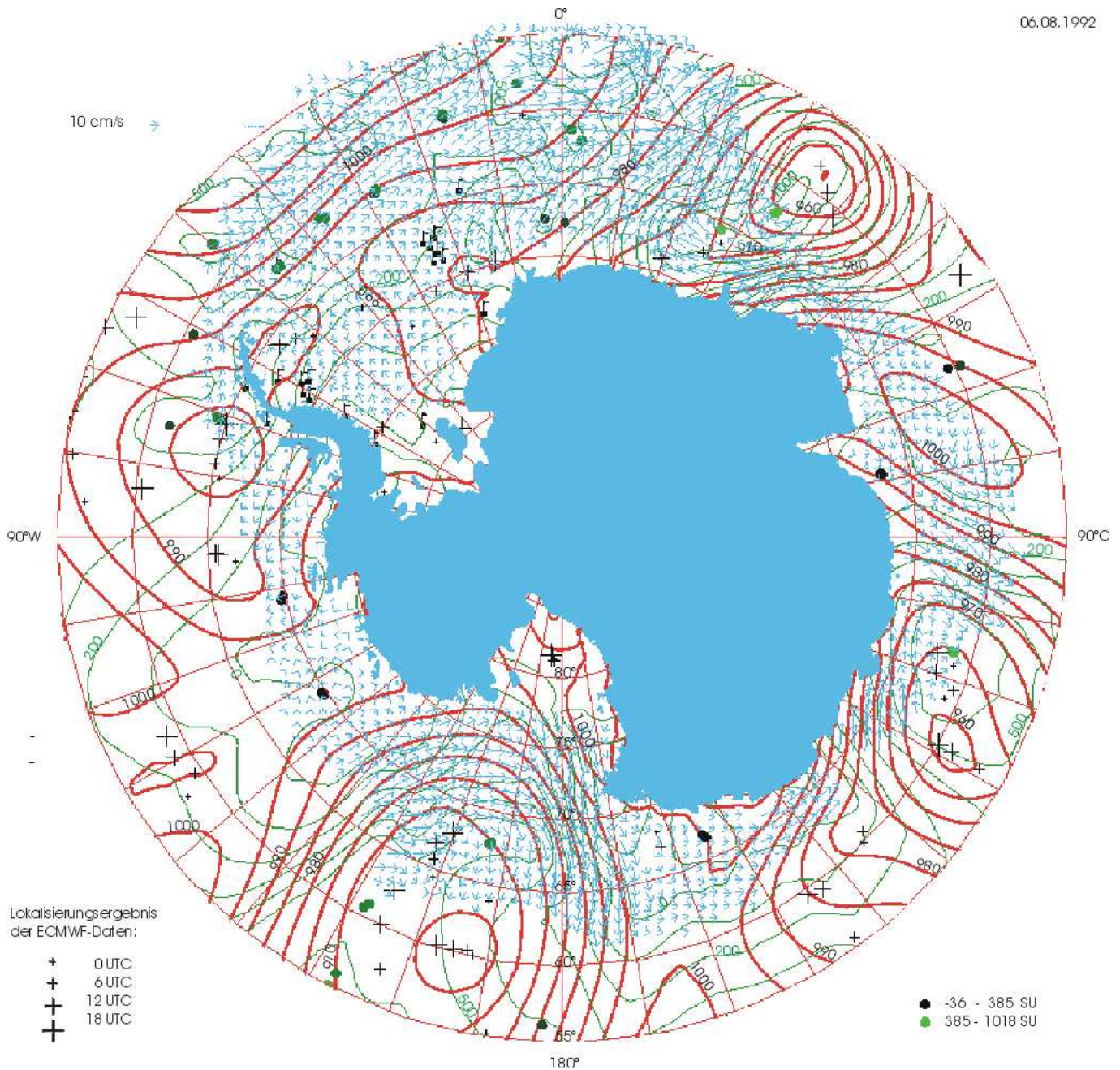


Abbildung 50: 6. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 34.

Die starke Zyklone, die sich vor Kap Poinsett bis 155°O ausdehnt, hat seit ihrem ersten Auftreten am 3. August stetig neue synoptische Wirbel von Norden herangeführt. Am 6. August umfasst der atmosphärische Wirbel vier Maxima, von denen die Stromfunktion nur das westlichste enthält (Abb. 52). Dieses Stromfunktionsmaximum ergibt sich dort, wo am Vortag das Hauptmaximum im Druckfeld lag, das sich am 6. August bereits 500 km weiter östlich befindet. Dieses ist mit 956.4 hPa um 18 UTC stärker als der Wirbel mit 966.9 hPa über dem Stromfunktionsmaximum. Der Grund für das Auftreten des Stromfunktionsmaximums an der Position des aktuell schwächeren der beiden atmosphärischen Tiefdruckgebiete ist, dass die Driftvektoren aufgrund der verstärkten Temperaturgegensätze (Kap. 2) und der Zyklonenwinde zwischen 150°O und 105°O küstenparallel

06.08.1992

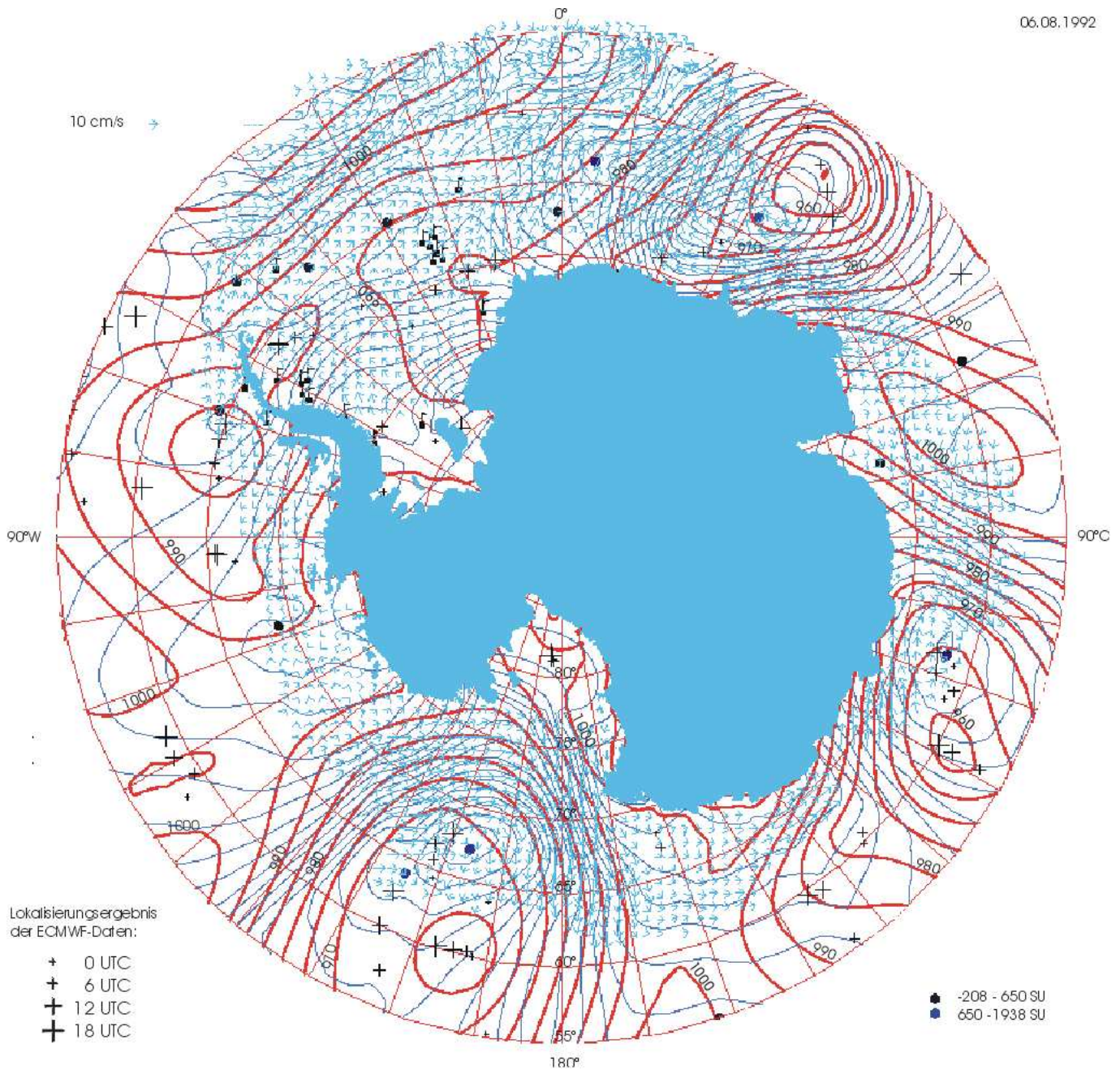


Abbildung 51: 6. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 35.

mit hohen Driftgeschwindigkeiten, aber nicht zyklonal angeordnet sind. Die für eine Zyklonenwestflanke typische meridionale Driftkomponente ist erstmals mehrere 100 km südwestlich des Druckzentrums zu finden. Das Stromfunktionsmaximum liegt folglich ebenfalls dort.

Im Rossmeer dringt eine starke Zyklone im Druckfeld mit einem Kerndruck von 966.7 hPa nach Süden vor, gesteuert von einem noch stärkeren Hauptzentrum mit Kerndruck 961.7 hPa bei 175°W 65°S mit einer Verlagerungsgeschwindigkeit von 2 m/s über meereisbedecktem Gebiet (Abb. 50 und Abb. 52). Das Stromfunktionsmaximum ergibt sich mit geschlossenen Stromlinien und einem Zentrumswert von 504 SU aufgrund der grossräumigen Driftbewe-

gung um das Hauptmaximum ca. 300 km zu weit südwestlich. Ein weiteres starkes Tief übernimmt ab 12 UTC die Rolle des Hauptmaximums, und erzeugt ein Nebenmaximum in der Stromfunktion mit offenen Isobaren nördlich des Eisrandes. Einige Driftvektoren belegen dessen eigenständige Zirkulation.

Westlich der antarktischen Halbinsel verlagert sich ein Tief entlang des 65. Breitenkreises ostwärts. Es erzeugt bereits vor der MWSI ein schwaches Stromfunktionsmaximum mit geschlossenen Stromlinien ohne Driftwirbel (Abb. 51). Zum selben grossen Wirbel in der Atmosphäre gehören eine Zyklone vor dem nördlichen Larsen-Schelfeis und das sich langsam auflösende Tief vor dem Abbot-Schelfeis. Dessen Position vom Vortag zeigt ein schwaches Stromfunktionsmaximum mit zugehörigem Driftwirbel an.

Eine Reihe von schwachen Stromfunktionsmaxima, die teilweise schon vor der MWSI gefunden werden, ist weder anhand atmosphärischer Wirbel noch durch Driftwirbel erklärbar. Eine Gruppe von sieben stärkeren Stromfunktionsmaxima entlang des 60. Breitenkreises zwischen antarktischer Halbinsel und Greenwichmeridian ist ebensowenig nachweisbar.

Die drei Wirbel zwischen 50°W und 25°W bei 62°S könnten ihre Ursache in der zyklonalen Scherung der Driftgeschwindigkeit im Übergangsbereich zwischen Weddellmeerzirkulation und ungestörter westlicher Anströmung haben.

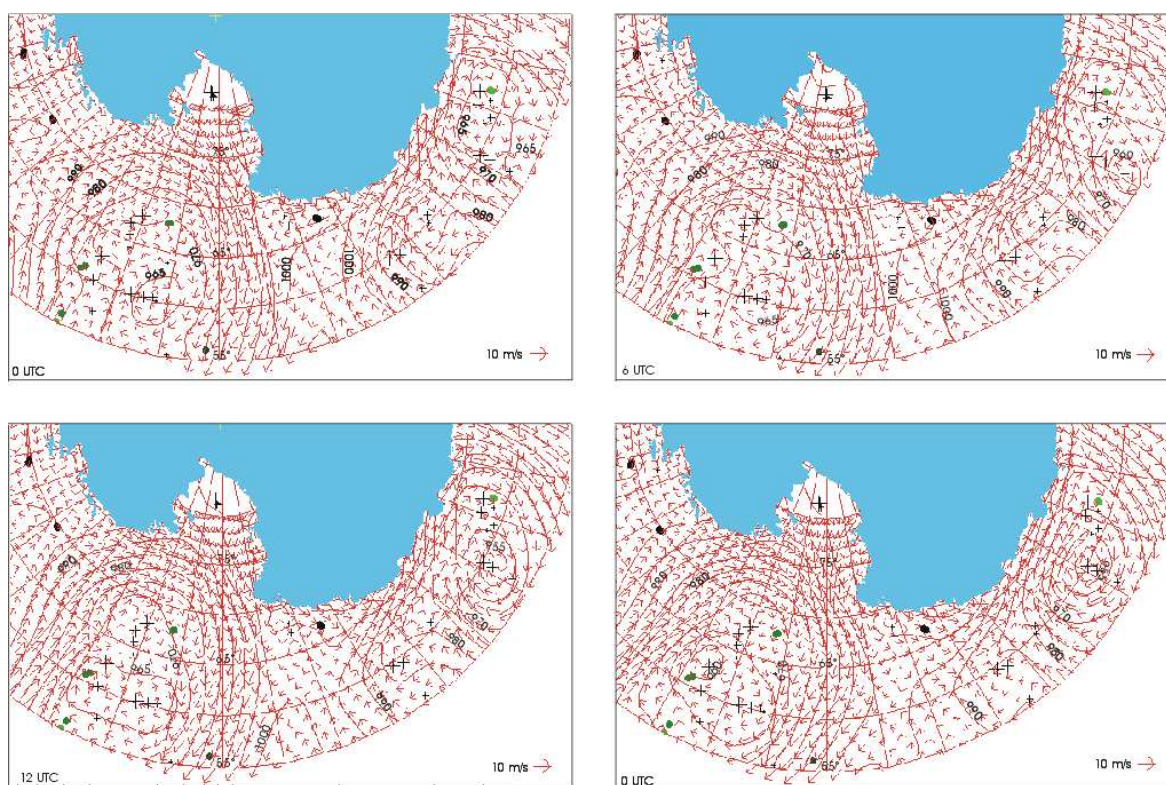


Abbildung 52: 6. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 36.

9.6 Analyse und Diskussion zum 07.08.92

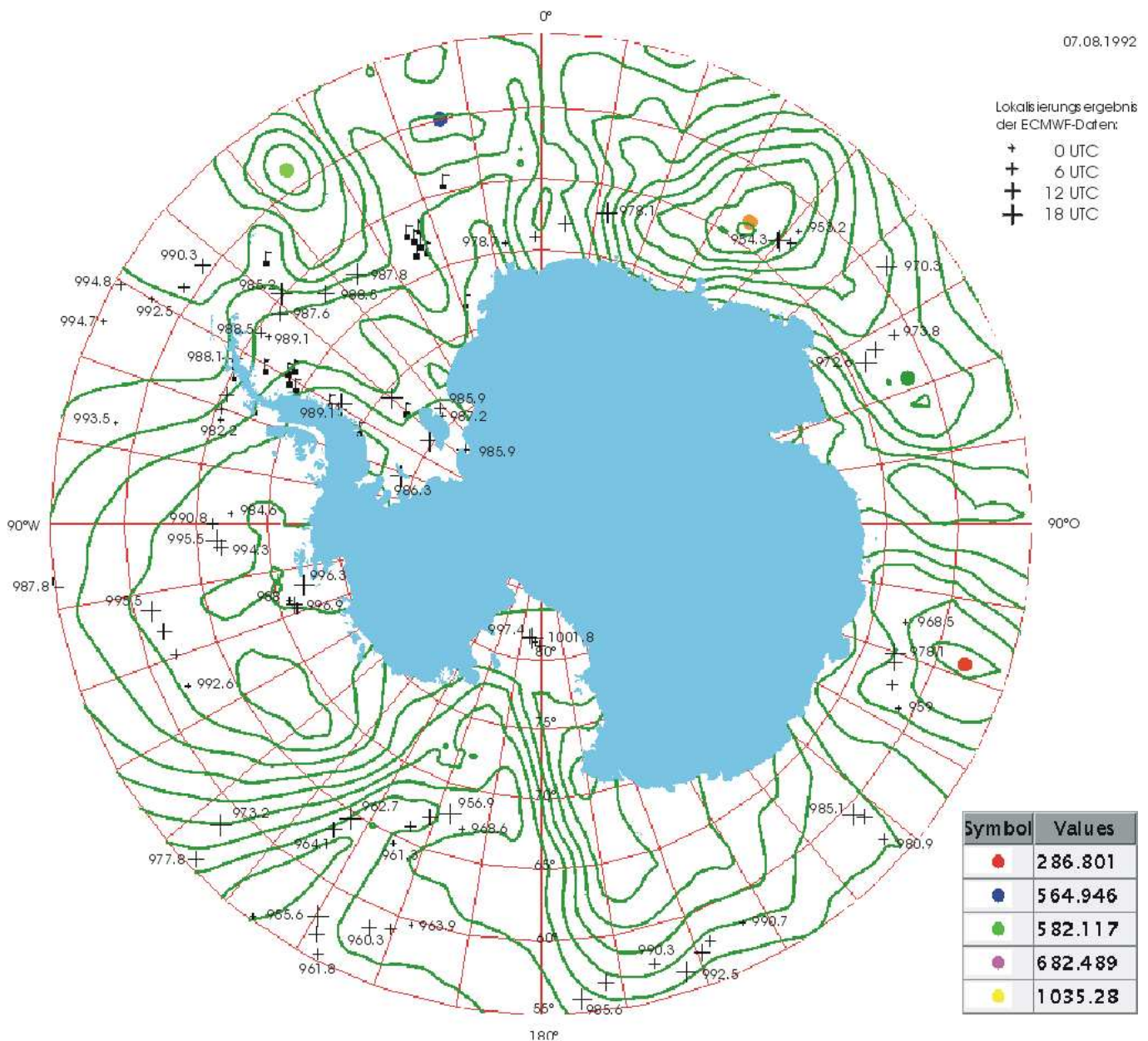


Abbildung 53: 7. August 1992. Dargestellte Grössen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

Am 7. August wurden die wenigsten geschlossenen Stromfunktionsmaxima innerhalb des Zeitraums der Fallstudie gefunden (Abb. 53). Die beiden Zyklonen westlich von Enderbyland und vor Kap Poinsett sind erhalten geblieben. Darüberhinaus ergeben sich zwei schwache Tiefdruckgebiete im Atlantik nördlich des Weddellmeers sowie ein Tief nordwestlich von Prydzbay.

Das Tief vor Enderbyland erreicht am 7. August seine stärkste Ausprägung bezüglich der Stromfunktion. Das zugehörige südostwärtsziehende starke Tief im Druckfeld hat die Eiskante erreicht, verlagert sich nur noch unwesentlich, und verliert langsam an Intensität.

07.08.1992

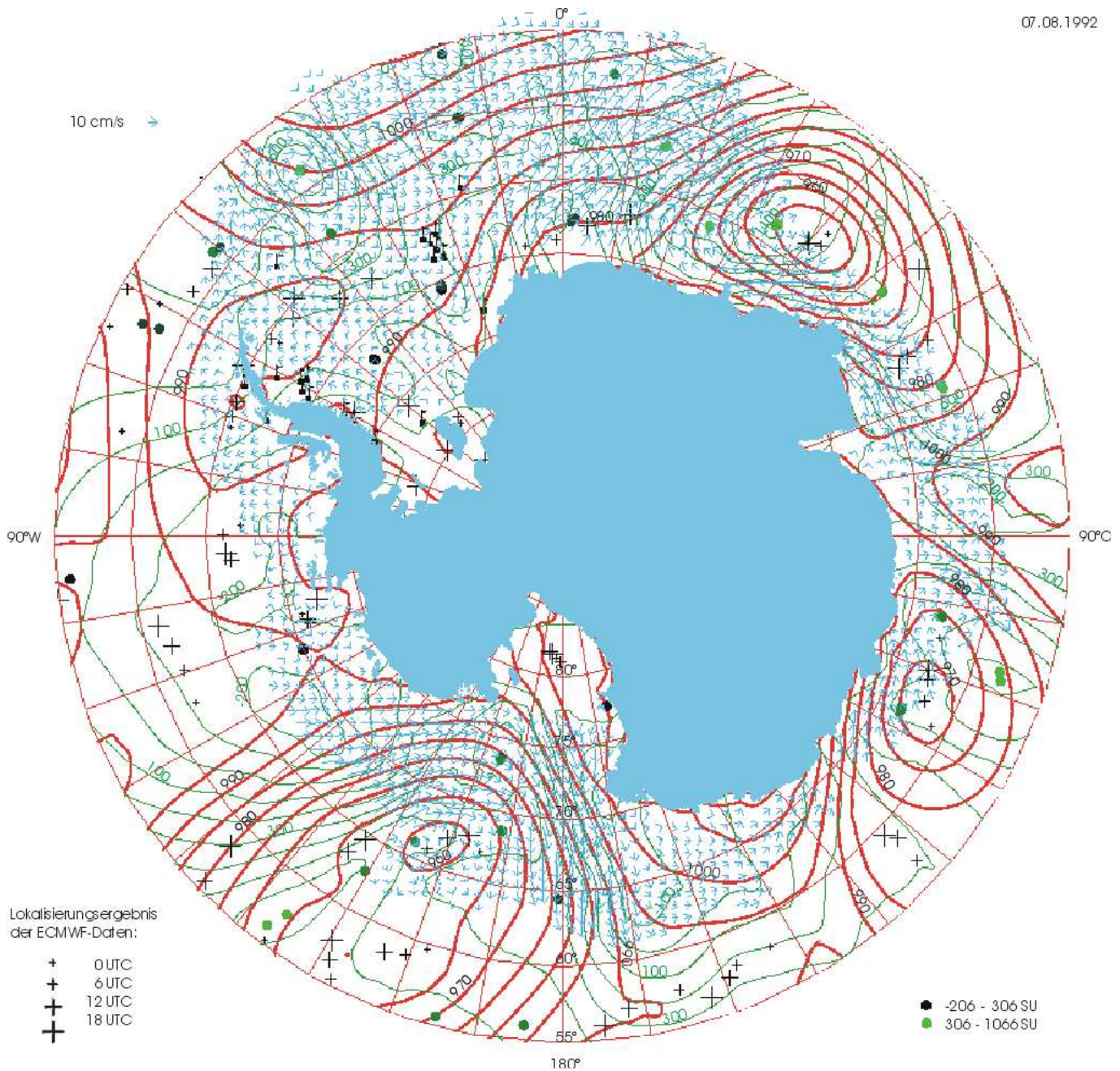


Abbildung 54: 7. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 34.

Der Driftwirbel ist unverändert deutlich. Das MWSI-Nebenmaximum vom Vortag hat von 988 SU auf 901 SU zugenommen, obwohl die Druckfeldentsprechung fehlt (Abb. 54). Der Wirbel in der Atmosphäre hat im Vergleich zum Vortag an Ausdehnung zugenommen und führt an seiner Ostflanke zwei Nebenzyklone nach Süden. Die zugehörigen Stromfunktionsmaxima liegen scheinbar unabhängig von der Verlagerung des jeweiligen Druckminimums an der Eiskante. Das westlichere der beiden Stromfunktionsmaxima besitzt einen eigenen Driftwirbel und geschlossene Stromlinien.

Das Tief vor Kap Poinsett besteht am 7. August aus zwei langlebigeren und einem 0 UTC Tief (Abb. 56). Letzteres setzt die Nebenzyklone vom Vortag fort. Das Hauptzentrum der Zyklone in der Atmosphäre vom Vortag hat sich südwestwärts verlagert und erzeugt

07.08.1992

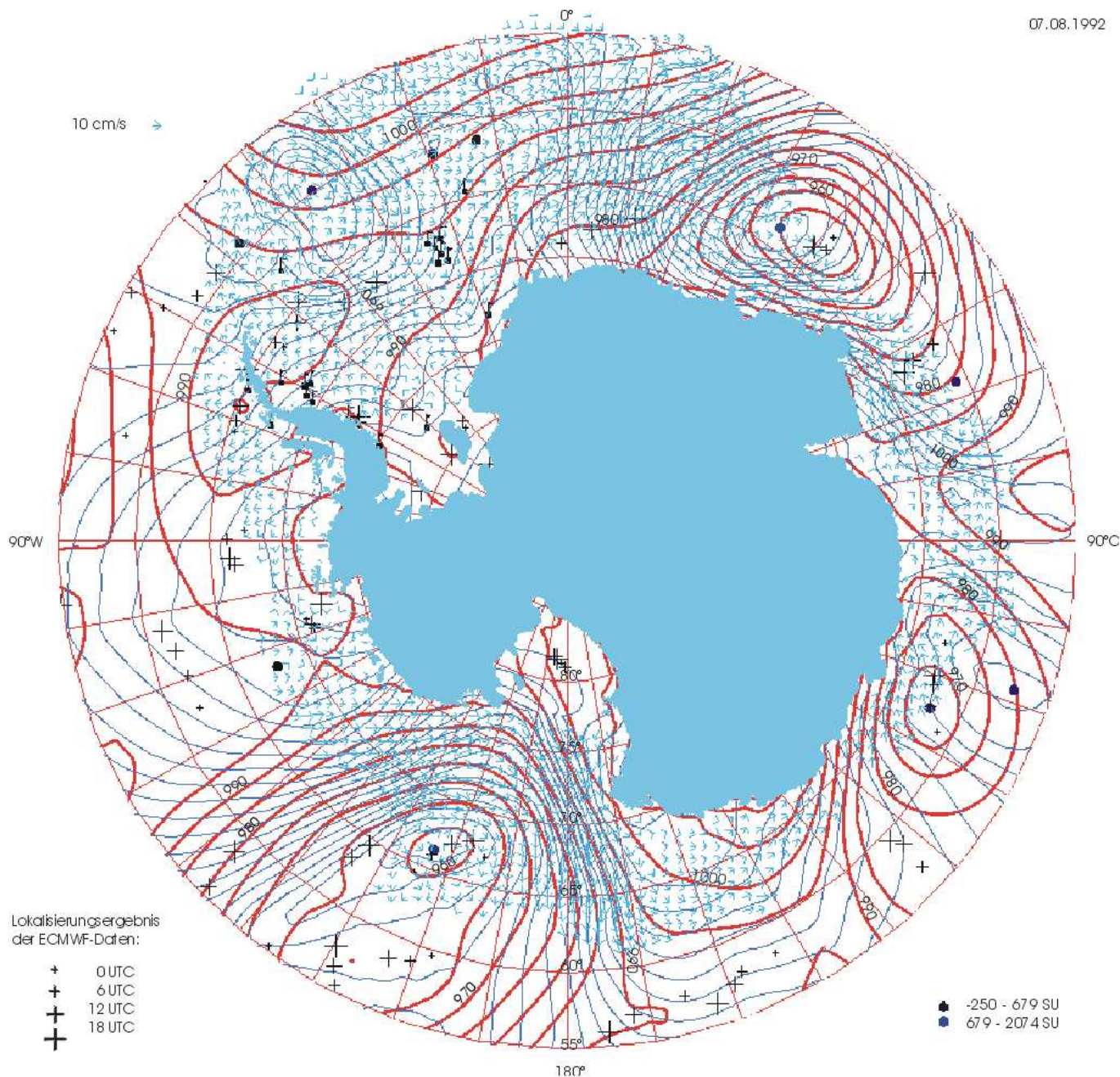


Abbildung 55: 7. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 35.

ebenfalls ein MWSI-Stromfunktionsmaximum und entsprechende Driftbewegungen. Das stärkste Stromfunktionsmaximum ergibt sich nördlich des Eisrandes bei 108°O und 54°S , und wird durch die Interpolation (Kap. 8.6) vermutlich überschätzt.

Das Meereis im Rossmeer steht noch immer unter dem Einfluss des grossskaligen Tiefdruckgebiets bei etwa 157°W 67°S . Der Kerndruck der Hauptzyklone vertieft sich bis 18 UTC auf 956.9 hPa und transportiert mehrere schwächere Zyklonen an seiner Ostflanke nach Süden. Ein Stromfunktionsmaximum mit geschlossenen Stromlinien wurde nicht festgestellt. Dem Hauptmaximum im Druck ist ein Stromfunktionsmaximum mit dem Wert 478 SU zuzuordnen. Die MWSI-Maxima nordöstlich und südwestlich davon haben ebenfalls kurzlebige Entsprechungen in der Atmosphäre. Im südlichen Weddellmeer er-

gib sich an fast derselben Position wie am 3., 4., und 5. August ein vermutlich durch die Orographie und die Meeresströmung hervorgerufenes Stromfunktionsmaximum. Vor dem Abbot-Schelfeis hat sich - vermutlich kaltluft- oder frontzyklogenetisch - eine neue Zyklone gebildet, die vor und nach der Mittelwertsubtraktion ein schwaches Stromfunktionsmaximum ohne das zugehörige zyklonale Driftmuster erzeugt (Abb. 55). Im Weddellmeeresektor ergeben sich eine Reihe schwacher und starker Stromfunktionsmaxima sowie Druckminima, die i. d. R. ohne Wirbel in der Drift und nicht untereinander kombinierbar sind. Eine Ausnahme bildet ein Maximum mit geschlossenen Stromlinien bei $35,8^{\circ}\text{W}$ $58,8^{\circ}\text{S}$ der Stärke 582 SU. Es liegt zusammen mit seinem südlicheren Nebenmaximum über einem deutlichen Driftwirbel ohne ein entsprechendes Minimum im Druckfeld. Ohne erkennbaren Wirbel in der Drift war das Paar aus Haupt- und Nebenmaximum mit ähnlichem Kerndruck bereits am Vortag bei 50°W in der Stromfunktion enthalten.

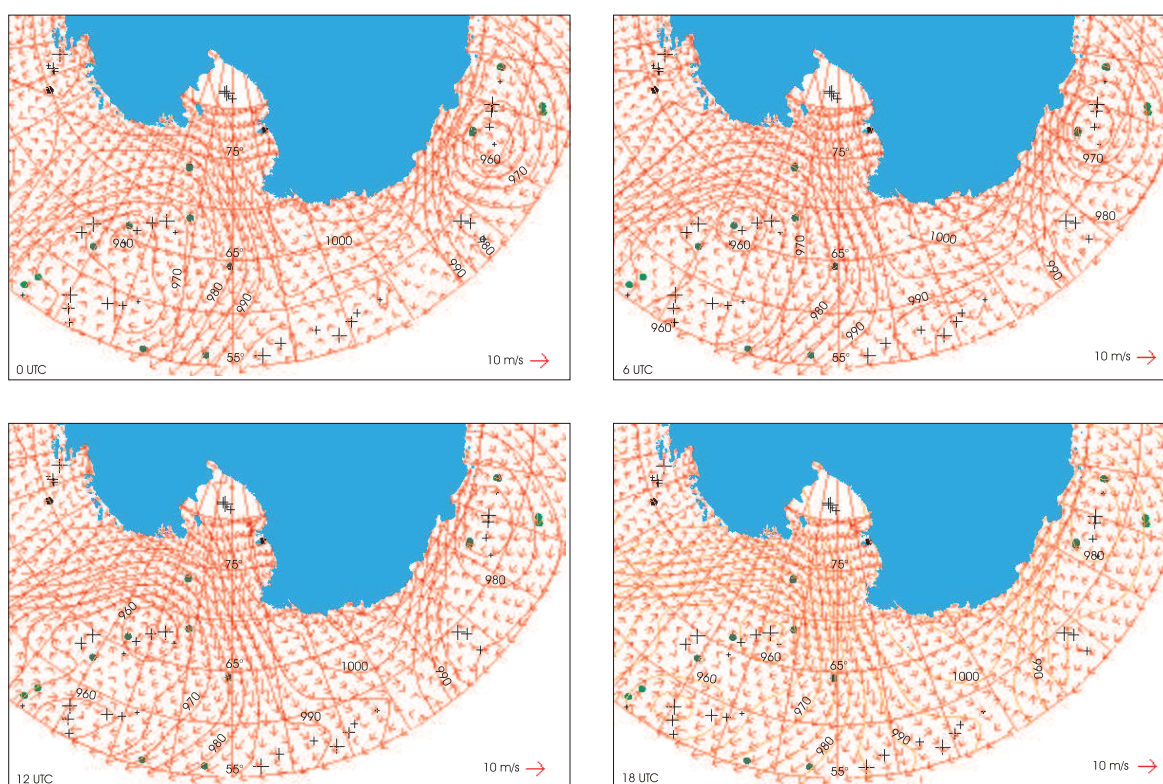


Abbildung 56: 7. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 36.

9.7 Analyse und Diskussion zum 08.08.92

Am 8. August haben sich die beiden starken geschlossenen Stromfunktionsmaxima vom Vortag im Weddellmeer extrem verstärkt und sich um weniger als 100 km nach Süden verlagert (Abb. 57, Abb. 58). Im Osten ist bei 15°W 63°S ein weiteres offenes Maximum hinzugekommen, das zusammen mit den beiden stärkeren eine grossflächige zyklonale Eisbewegung mit hohen Geschwindigkeiten erzeugt. Das Druckfeld enthält ebenfalls ein ausgedehntes dreipoliges Tiefdruckgebiet bei 35°W 59°S . Vor dem Larsen-Schelfeis und bei 72°S im südlichen Weddellmeer liegen zwei weitere schwache offene Stromfunktionsmaxima ohne Driftwirbel. Beide besitzen ein atmosphärisches Pendant und sind vermutlich

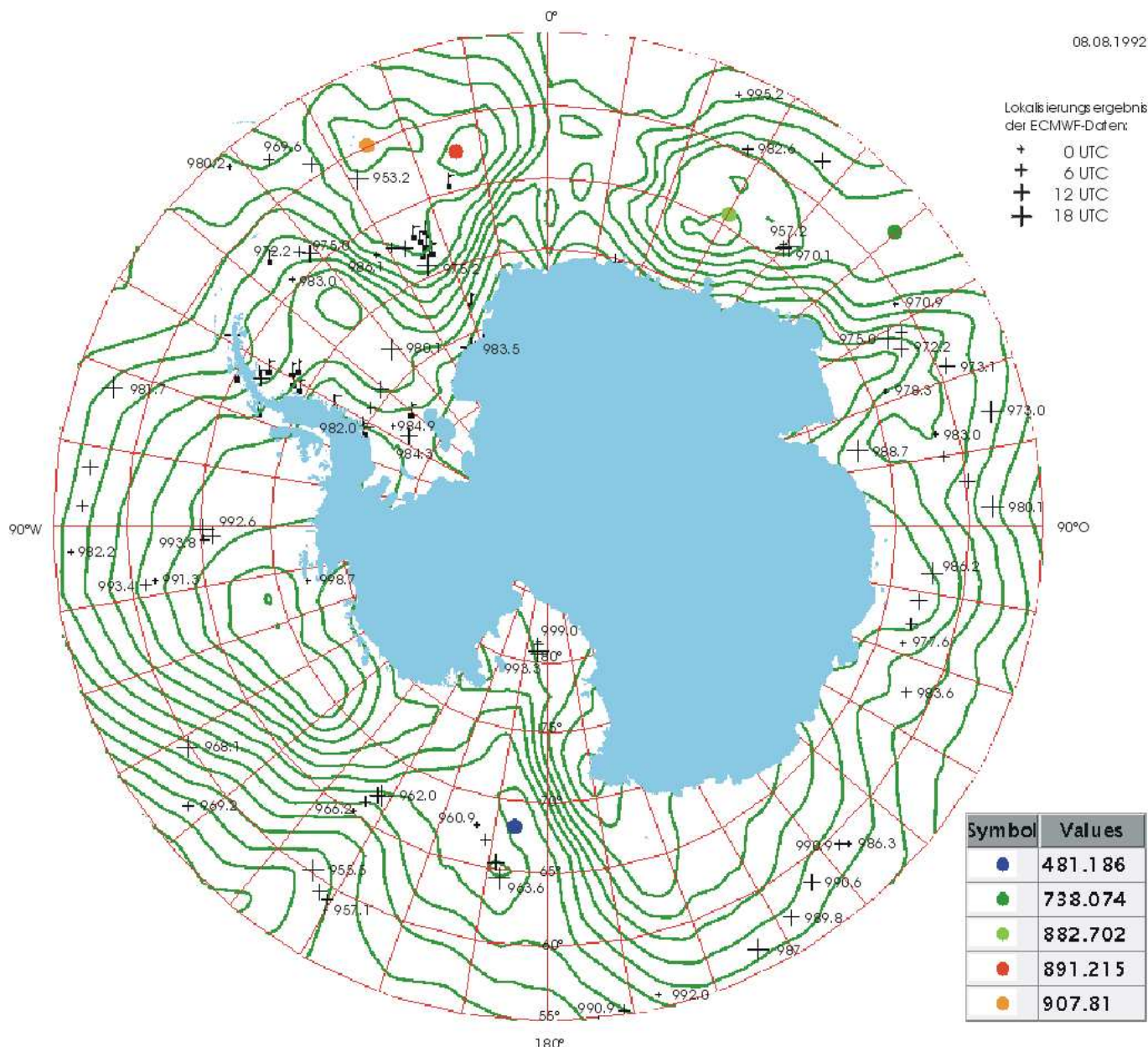


Abbildung 57: 8. August 1992. Dargestellte Größen, Symbolik, und Beschriftung wie in Abb. 33.

als mesoskalige Leezyklonen zu verstehen. Das Stromfunktionsmaximum an der Nordspitze der antarktischen Halbinsel kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit von der am 7. August die antarktische Halbinsel überwindenden Zyklone bei 65° Breite oder von einem 0-18 UTC-Druckminimum, ebenfalls vom 7. August, herrühren.

Um den Greenwich-Meridian setzt sich erstmals im gesamten untersuchten Zeitraum Hochdruck durch, der das im Weddellmeer neu entstandene starke Tief von dem vergehenden westlich von Enderbyland trennt. Dieses besitzt noch immer geschlossene Stromlinien, hat seine Distanz zu dem zugehörigen quasistationären Tief im Druckfeld aber auf 480 km vergrößert. Die stark zyklonale Eisbewegung belegt die Position des Stromfunktionsmaximums. Der atmosphärische Wirbel erstreckt sich von 20°O bis 85°O und enthält zahlreiche kleinere Zyklonen, die jedoch in den Driftvektoren und der Stromfunktion auch nach der MWSI nicht in Erscheinung treten.

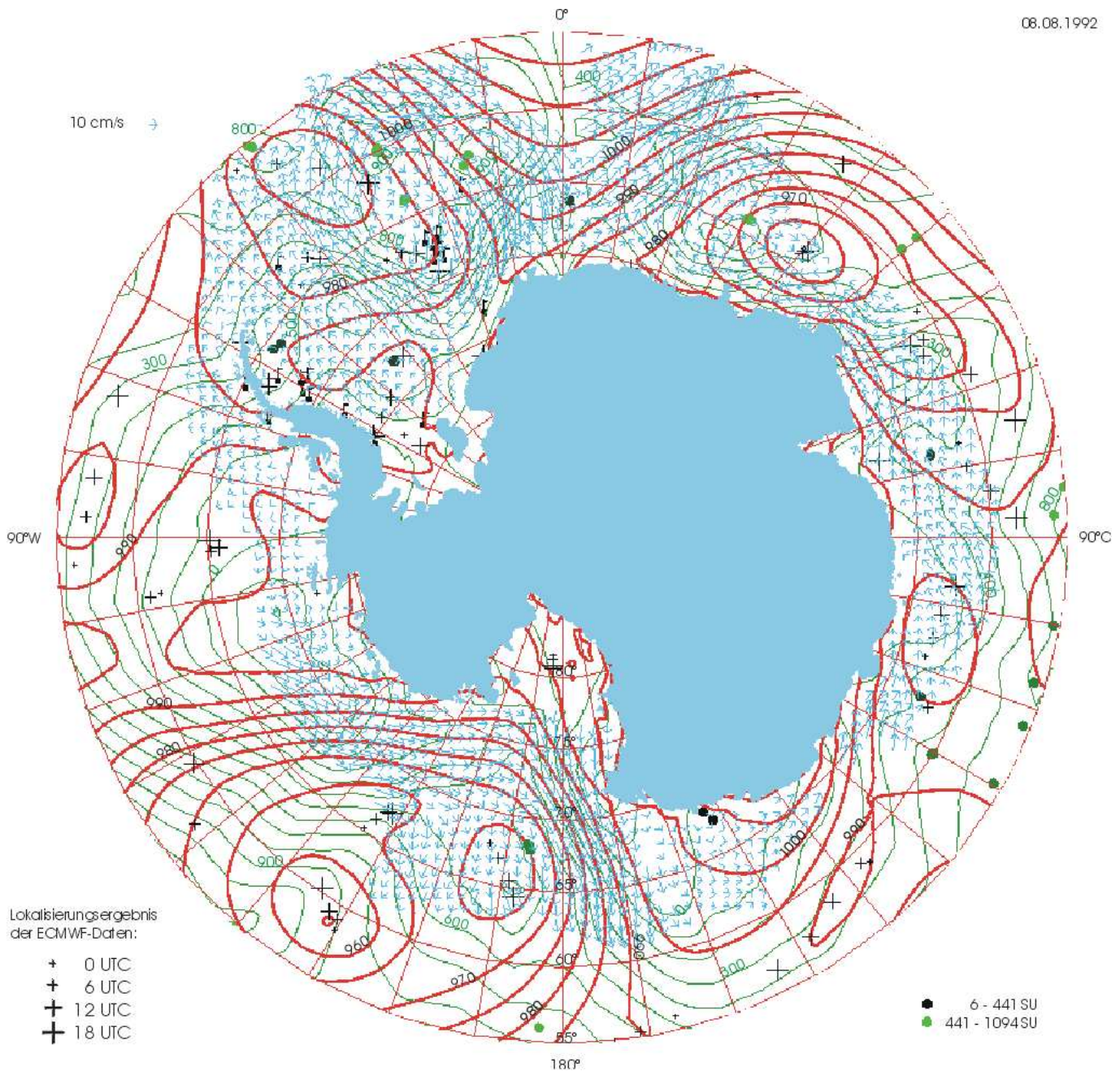


Abbildung 58: 8. August 1992. Dargestellte Grössen und Symbolik wie Abb. 34.

Auch die Zyklone vor Kap Poinsett vergeht allmählich. Das Hauptzentrum im Druckfeld verlagert sich westwärts und schwächt sich dabei rasch ab. Eine schwache Nebenzyklone um 6 UTC erzeugt ein MWSI-Maximum. Die Drift zeigt zu wenig zyklonale Struktur, als dass sie vor der MWSI gefunden werden könnte (Abb. 55).

Im Rossmeertief hat sich am 8. August bereits um 0 UTC eine sehr starke (957,9-955,5 hPa) sich vertiefende Zyklone als Hauptmaximum durchgesetzt. Sie zieht seit dem 7. August von Norden heran, und steuert das von 960.9 auf 963.0 hPa schwächer werdende ehemalige Haupttief (siehe Abb. 54) nordwestwärts. Das zugehörige schwache offene Stromfunktionsmaximum besitzt keinen erkennbaren Driftwirbel in der grossräumigen zyklonalen Strömung.

08.08.1992

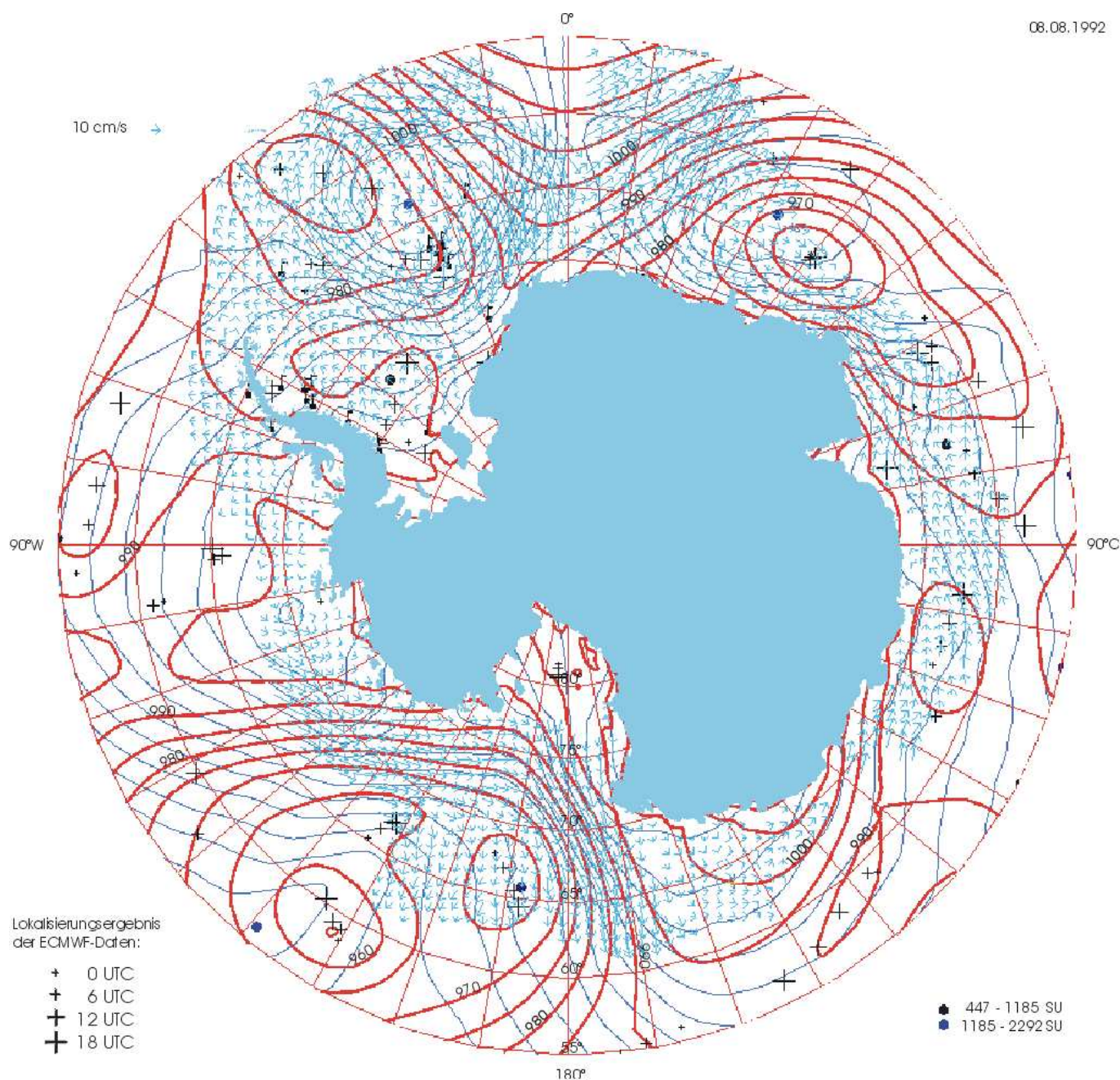


Abbildung 59: 8. August 1992. Die Stromlinien sind hier Ausnahmsweise mit Intervall $2 \cdot 10^2$ eingezeichnet. Sonst wie Abb. 35.

9.8 Zusammenfassung

Anhand einer einzigen Woche allgemeine Aussagen über die Eigenschaften der Stromfunktion bzgl. synoptischer und mesoskaliger Wirbel mit Lebensdauern bis zu 10 Tagen zu treffen, ist sicher gewagt. Es haben sich aber dennoch einige Gesetzmässigkeiten wenigstens für die Woche selbst abgezeichnet, die in weiteren Studien zu überprüfen sind.

Ein Stromfunktionsmaximum an der Eiskante kündigt teilweise das Nahen eines Tiefdruckgebiets an, wenn eine starke atmosphärische Zyklone am Folgetag den 55°-Breitenkreis rasch mit starker Südwärtskomponente überquert (5./6. August, Enderbylandtief). Zyklonen mit Verlagerungspfaden in der Nähe des Eisrandes werden von der Stromfunktion vor allem in Gebieten mit schmalen Meereisgürtel verstärkt als Stromfunktionsmaxima am Eisrand, und somit mit zu südwärtiger Position wiedergegeben (z.B. 7. August).

Im Ross- und besonders im Weddellmeer, den beiden stärksten Küsteneinschnitten, kommt es aufgrund der speziellen atmosphärischen und ozeanischen Strömungsverhältnisse und der Barrierewirkung von antarktischer Halbinsel bzw. Transantarktischen Gebirge oft zu schwer erklärbaren Stromfunktionsmaxima und atmosphärischen Tiefdruckgebieten. Es handelt sich dabei zum Teil um kurzlebige Mesozyklonen, die durch die grobe Auflösung der beiden Datensätze kaum erfasst werden können. Die Subtraktion klimatologischer Mittelwerte der Ozeanströmung sowie der Atmosphärischen Strömung wäre ein sinnvoller Ansatz, um solche Effekte zu beseitigen.

Küstennah findet man oft zu nur einem oder zwei ECMWF-Terminen auftretende Atmosphärische Wirbel (v. a. vom 2. bis 4. August), die meist ohne Stromfunktionsmaximum bleiben. Es ist ungeklärt, ob es sich hierbei um Lokalisierungsartefakte aufgrund der nicht parametrisierten Topographie handelt, oder ob dort tatsächlich Mesozyklonen erkannt wurden. Teilweise tritt am Folgetag an entsprechender Stelle ein schwaches Stromfunktionsmaximum ohne geschlossene Stromlinien auf. Generell wurde ein leichter Nachhineffekt der Driftbewegung beobachtet, ganz besonders in Fällen, wo das verursachende Tief am Vortag grössere Intensität besass als am betrachteten Tag. Deshalb und aufgrund der unterschiedlichen Distanz mehrerer Tiefdruckgebiete zum Eisrand (Kap Poisset-Tief, 5.-7. August, Rossmeertief 6. u. 7. August) kommt es in einigen Fällen zu Fehlinterpretationen bei der Unterscheidung zwischen Hauptmaxima mit meist geschlossenen Stromlinien und offenen Nebenmaxima. Insbesondere ergeben sich solche Schwierigkeiten im Zusammenhang mit starken, weitausgedehnten Tiefdruckgebieten die aus mehreren unterschiedlich starken Zentren bestehen. Sie erzeugen grossräumige Wirbel mit komplexen Driftverhältnissen im Kern, bzw. starke küstenparallel Strömung ohne zyklonale Struktur in Gebieten mit schmalen Meereisgürtel. Nebenmaxima ergeben sich in diesem Fall stets dort, wo sich die stärkste zyklonale Richtungsänderung in den Driftvektoren einstellt.

Eine selektive Zyklonensuche, die sich auf starke Systeme mit geschlossenen Isobaren beschränkt, erleichtert die Konzentration auf die wesentlichen Maxima bei der Interpretation der Stromfunktionsmaxima etwas. Die zusätzliche Beachtung einzelner offener Stromfunktionsmaxima ist aufgrund der oben genannten Fehler bei der Trennung in Haupt- und Nebenmaxima jedoch unverzichtbar. Einzelne offene schwache Wirbel entwickeln sich ausserdem oft am folgenden Tag zu geschlossenen weiter, und unterstützen so das Verständnis von Entwicklungen über mehrere Tage.

Für Nebenzyklonen bei atmosphärischen Wirbeln mit mehreren Zentren kann in der

Stromfunktion wahrscheinlich kein eigener geschlossener Driftwirbel erwartet werden, da den Nebenmaxima in den ECMWF-Analysen bzgl. ihres Windfeldes ein solcher ebenfalls nicht nachgewiesen werden konnte.

Die ursprünglich gesuchten von den ECMWF-Daten übersehenen Wirbel sind im Zusammenhang mit den angeführten Unsicherheiten bei der Interpretation der Stromfunktionsmaxima schwer von ungerechtfertigten Stromfunktionsmaxima zu unterscheiden. Evtl. sind die am Tag vor oder nach Auftreten eines ECMWF-Tiefs gefundenen Stromfunktionsmaxima als solche zu betrachten. Mit grosser Sicherheit handelt es sich bei dem Wirbel im nördlichen Weddellmeer am 6., 7., und 8. August um ein zusätzliches, reales Tiefdruckgebiet. Der zugehörige Driftwirbel und seine kontinuierliche zyklonenetische Entwicklung rechtfertigen seine Existenz, obwohl eine atmosphärische Entsprechung fehlt. Das Tief an der Spitze der antarktischen Halbinsel am 2., 3., und 4. August ist aufgrund seines kontinuierlichen Auftretens ebenfalls wahrscheinlich.

Im Zusammenhang mit den anfangs in Kap. 2 angeführten charakteristischen Merkmalen antarktischer Zyklonen haben die ECMWF-Druckminima unerwartet häufig westliche Verlagerungsrichtung in der Randströmung von stärkeren Tiefdruckgebieten, in Einzelfällen auch selbstständige Westwärtsverlagerung gezeigt. Die Stromfunktionsmaxima besitzen diese Besonderheit vermutlich deshalb nicht, weil die Westwärtsverlagerung in den ECMWF-Daten maximal einen Tag andauerte. dass die Stromfunktionsmaxima in solchen Fällen meist am Anfang des Verlagerungspfades liegen, hängt damit zusammen, dass Zyklonen mit west- oder nordwestwärtiger Verlagerungsrichtung in den betrachteten Fällen stets an Intensität verlieren.

Die bevorzugte Lage von Tiefdruckgebieten zwischen 60°S und 65°S konnte jedoch nachgewiesen werden. Ebenso wurde Erhöhung der küstenparallelen Driftkomponente durch küstennahe starke, langsam wandernde Zyklonen beobachtet. Starke vergehende Zyklonen mit mehreren Zentren vor der Nordwestantarktis, vor Kap Poissett, und dem Rossmeer haben Zyklonen meist auf den in Kap. 2 genannten bevorzugten Zyklonenzugbahnen herangeführt.

10 Lokalisierungsstatistik

10.1 Vergleich der Abstände zwischen Stromfunktionsmaxima und ECMWF-Druckminima

Die Lokalisierungsergebnisse aus der Stromfunktion zur Eisbewegung und den ECMWF-Druckfeldern werden im Folgenden statistisch untersucht. In obiger Fallstudie wurden Stromfunktionsmaxima und Druckminima einander bereits zugeordnet. Die Positionsabweichungen zwischen Stromfunktionsmaxima und Druckminima werden als Häufigkeitsverteilungen (Abb. 60 und 61) dargestellt. Die Zuordnung zwischen den Lokalisierungsergebnissen beider Größen erfolgt manuell, und ist in vielen Fällen nicht zweifelsfrei möglich. Sämtliche Paarbildungen können anhand der Tabellen im Anhang nachvollzogen werden. Da die manuelle Zusammenstellung solcher Datenreihen sehr zeitaufwendig ist, bezieht sich die Statistik nur auf den Zeitraum der Fallstudie. Zuerst werden Druckzentren zu allen starken Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Isobaren (siehe Abbildungen in Kapitel 9) gesucht. Anschliessend werden diejenigen schwachen und offenen Systeme mit aufgenommen, für die eine Zuordnung möglich ist. Diese Auswahl bedeutet nicht, dass schwache Stromfunktionsmaxima ohne Entsprechung im Druckfeld unwichtig sind. Für sie ist lediglich ein Abstand zu einem Druckmaximum nicht eindeutig berechenbar. Falls das zugeordnete Druckzentrum in mehr als einem der vier täglichen ECMWF-Druckfelder enthalten ist, wurden alle Positionen in die Tabelle aufgenommen und als Verlagerungspfad aufgefasst. Alle Stromfunktionsmaxima wurden mit Indikatoren für einige einfache Eigenschaften zwecks separater Untersuchung einzelner Gruppen versehen. Es wird unterschieden nach

- der Lage im Eis, an der Eiskante und ausserhalb,
- ob ein zyklonales Muster in den Driftvektoren erkennbar ist oder nicht und
- ob eine Zuordnung sicher, nicht sicher, oder überhaupt nicht möglich ist.

Die Abstände zwischen jedem Stromfunktionsmaximum und der nächstliegenden Zentrumsmarkierung ΔR_E werden in Klassen von 100 km Breite zusammengefasst (Abb. 60). So gibt beispielsweise die Höhe des ersten schwarzen Balkens die Anzahl aller Stromfunktionsmaxima (aus sieben Tagen) an, die vom jeweils zugehörigen Druckmaximum einen Abstand ΔR_E von weniger als 100 km besitzen (zweiter schwarzer Balken 100-200 km Abstand usw.). Die sieben farbigen Balken rechts eines jeden schwarzen Balkens erklären in analoger Weise, mit wievielen Zuordnungspaaren die einzelnen Tage zu dieser Anzahl beitragen. Teilabb. (b) zeigt in derselben Weise die Häufigkeitsverteilung der Abstände ΔR_M zwischen Position eines Stromfunktionsmaximums und der mittleren Position des Verlagerungspfades des zugehörigen Drucksystems.

Bei der Zuordnung der Stromfunktionsmaxima zum nächstliegenden Tiefdruckzentrum eines einzelnen ECMWF-Termins (Abb. 60 a) weichen die Positionen von Stromfunktionsmaxima und zugehörigen Druckminima mit Ausnahme eines einzigen Maximums um

nicht mehr als 800 km voneinander ab. Die Ausnahme ergibt sich am 8. August, wo im Weddellmeer ein ausgedehnter Wirbel in der Stromfunktion in grosser Entfernung von seinem Druckfeldpendant gefunden wurde. Aufgrund der charakteristischen Anordnung von jeweils drei Zentren ist die Zuordnung dennoch eindeutig (Abb. 58). Zwei der drei Zentren innerhalb dieses Wirbels liegen weniger als 600 km bzw. 800 km vom jeweiligen Tiefdruckzentrum entfernt. Das dritte hat mit über 1700 km einen extrem grossen Abstand zu seinem Gegenüber im Druckfeld.

In 18 von 56 untersuchten Fällen liegt der Wert von ΔR_E zwischen 100 km und 200 km. In zehn Fällen ist es geringer als 100 km, in zwölf Fällen unterscheiden sich die Positionen um 200 km bis 300 km. Somit ist in 71,5% aller Fälle das Stromfunktionsmaximum weniger als 300 km vom nächstliegenden Maximum in einem der vier Beobachtungstermine entfernt. Die Anzahl der $\Delta R < 300$ km wird im Folgenden als Mass für die Übereinstimmung zwischen Stromfunktionsmaxima und Tiefdruckzentren verwendet. Die ersten drei Abstandsgruppen 0-100 km, 100-200 km und 200-300 km werden als Gütekorridor bezeichnet.

Abb. 61 zeigt die Abweichungen ΔR_E zwischen Stromfunktionsmaxima und Tiefdruckgebieten im Druckfeld unter bestimmten Kriterien, um Fehlerquellen aufzudecken. Der Ausschluss aller Stromfunktionsmaxima, die nicht von erkennbar zyklonal orientierten Driftvektoren umgeben sind, reduziert die Stichprobe in etwa auf die Stromfunktionsmaxima vor Mittelwertsubtraktion (siehe Kap. 9). Das Maximum der Häufigkeitsverteilung verschiebt sich für Stromfunktionsmaxima mit Driftwirbeln zu geringeren Abständen zwischen Druck- und Stromfunktionsextrema hin. 32 Stromfunktionmaxima gehören zu Wirbeln in der Drift. Knapp 1/3 davon liegt näher als 100 km am entsprechenden Druckminimum, jeweils sieben haben Abstände zwischen 100 km und 200 km bzw. 200 km und 300 km zum nächsten Druckmaximum. Damit kann für 71,9% der Maxima zu einem der vier Beobachtungstermine ein Tief in weniger als 300 km Entfernung festgestellt werden. Maxima völlig ausserhalb des eisbedeckten Bereichs sind Ergebnisse aus interpolierten Driftvektoren, die nur einen kleinen Sektor der mutmasslichen Zyklone durch Daten stützen. Sie besitzen i.d.R. zufällige Stromfunktionswerte, können aber qualitativ die Strömung richtig wiedergeben, wo sich die atmosphärische Strömung nördlich der Eiskante nicht wesentlich ändert. Unter Ausschluss von Maxima nördlich der Eiskante reduziert sich die Stichprobe auf 46 Wirbel. Mit 67,4% der Zuordnungen sind Unterschiede von weniger als 300 km fast ebenso häufig wie in der Gesamtstatistik (Abb. 60 a). In Abb. 61 c wurden zusätzlich Stromfunktionsmaxima mit Lage an der Eiskante ausgeschlossen. Gezählt werden nur solche Maxima, die völlig innerhalb des Meereisgürtels liegen. Der Positionsunterschied ist für 65,5% der 29 Maxima kleiner als 300 km.

Von 35 eindeutig zuordenbaren Zyklonen lagen 30 (85,7%) näher als 300 km bei einem Tiefdruckzentrum. In den ΔR_E hängen Unsicherheiten in der Zuordnung demnach stark mit Abständen grösser als 300 km zwischen Druck- und Stromfunktionslokalisierung zusammen.

Für automatisch lokalisierte, starke Maxima mit geschlossenen Stromlinien, die der Betrachter eindeutig zuordnen kann, liegt der Schwerpunkt der Häufigkeitsverteilung erstmals nicht bei Positionsunterschieden von weniger als 200 km, sondern verteilt sich bis 400 km etwa gleichmässig. Starke Stromfunktionsmaxima hängen meist mit grossräumigeren Wirbeln zusammen, so dass auch Druckzentren in grösserer Entfernung noch über dem Driftwirbels liegen und damit für eine Zuordnung in Frage kommen. Dies führt zu

einer höheren Anzahl von Zuordnungen mit grossen Positionsunterschieden ΔR_E . Inwiefern die Distanzen zwischen Stromfunktionsmaxima und Druckminima aus dem zeitlichen Versatz zwischen ECMWF- und Satellitendaten resultieren, ist noch nicht geklärt. Von 26 starken Stromfunktionsmaxima mit geschlossenen Stromlinien liegen nur knapp die Hälfte (54%) näher als 300 km bei einem atmosphärischen Wirbel.

Aus den Häufigkeitsverteilungen für die einzelnen Tage (farbige Balken in Abb. 61 und Abb. 62) gehen vor allem der 2. und 5. August 1992 mit besonders hoher Wirbelanzahl innerhalb des Gütekorridores hervor. Besonders grosse Abstände wurden dagegen für den 4. und 8. August festgestellt.

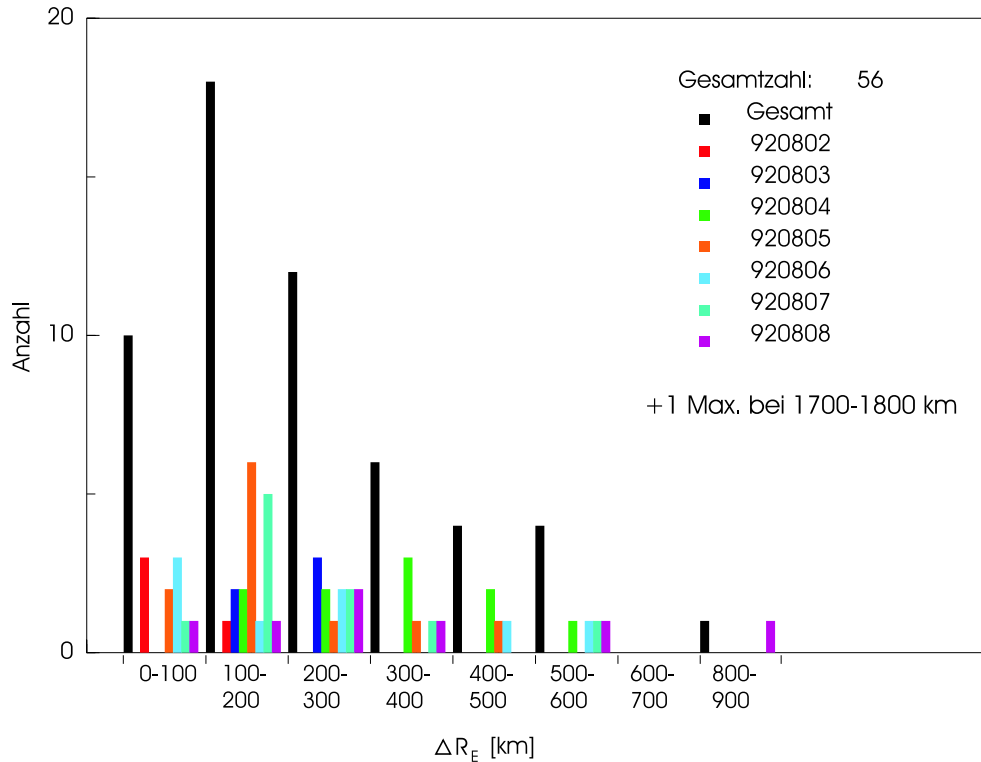
Die Statistik soll Artefakte in der MWSI-Stromfunktion aufdecken. Die Grenzen der Vergleiche zwischen Druck und Stromfunktion zeigen sich darin, dass nicht einmal für Wirbel nördlich der Eiskante signifikante Fehler in der Position der Stromfunktionsmaxima nachgewiesen werden konnten, obwohl solche sehr wahrscheinlich sind.

Bei der bisher verwendeten Zuordnung der Driftwirbel zum jeweils nächstliegenden Tiefdruckzentrum in einem einzigen ECMWF-Termin zeigt besonders deutlich die Unterschiede in der Übereinstimmung von ECMWF- und SSM/I-Daten von Gebiet zu Gebiet. Da aber eigentlich die zyklonalen Winde zu allen vier ECMWF-Terminen die Wirbel in eintägig aufgelösten SSM/I-Driftdaten verursachen, wird im Folgenden der Mittelwert aller Positionen, die der atmosphärische Wirbel in den vier ECMWF-Terminen einnimmt, dem einzelnen Stromfunktionsmaximum zugeordnet, und der zugehörige Abstand ΔR_M berechnet. Dieser Mittelwert kann als die mittlere Position des Verlagerungspfad des ECMWF-Wirbels betrachtet werden.

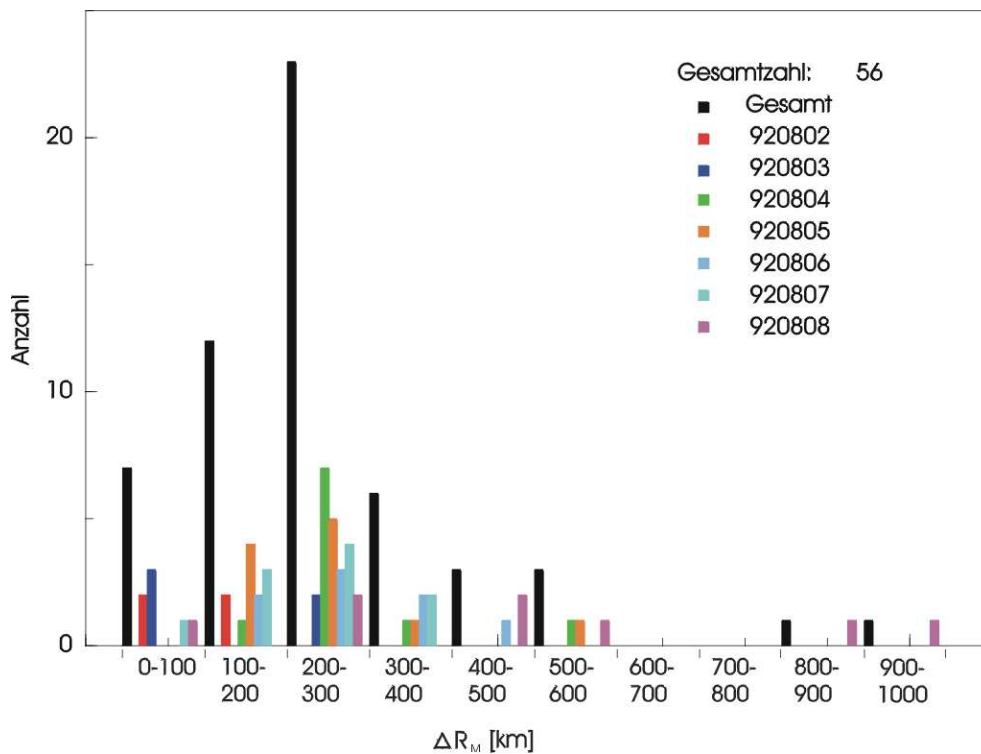
Das Ergebnis der Abstandsberechnung wird analog zu ΔR_E dargestellt. Da Zyklonen oft mehr als 1000 km innerhalb eines Tages zurücklegen und die Stromfunktionsmaxima nicht nur in der Mitte, sondern ebenso an Anfang und Ende der Verlagerungspfade festgestellt werden, sind in den zugehörigen Balkendiagrammen (Abb. 60 b, Abb. 62) die Häufigkeiten um 100 km zu grösseren ΔR_M hin verschoben. Der Schwerpunkt der Häufigkeitsverteilung für ΔR_E liegt bei 100-200 km. Das Maximum der Häufigkeitsverteilung für ΔR_M verschiebt sich vor allem aufgrund der schnell wandernden Zyklonen zu grösseren Abständen (200 km-300 km) hin. In 75% der behandelten Fälle ist ΔR_M kleiner als 300 km. Die Übereinstimmung zwischen Druck- und Stromfunktionsextrema ist damit sogar geringfügig höher als bei der Zuordnung zu nur einem Termin (vgl. ΔR_E). Ähnliches gilt für die Verteilungen Abb. 62 a - c, in denen der Reihe nach das Vorhandensein eines Wirbels im Eis, Lage im Eis und an der Eiskante, und schliesslich eine Lage völlig im Meereisbereich verlangt war. Das Maximum der Häufigkeitsverteilung für ΔR_M ist jeweils 100 km gegen das für ΔR_E zu grösseren Abständen hin verschoben. Der prozentuale Anteil von Zuordnungspaaren mit $\Delta R_M < 300$ km ist mit rund 70% kaum geringer als bei ΔR_E . In Teilabbildung 62 e ergibt sich anders als für ΔR_E ein deutliches Maximum zwischen 200 km und 300 km wie in allen ΔR_M -Verteilungen. Mit 61,5% liegen etwa 24% weniger Wirbel näher als 300 km bei einem Druckzentrum. Unter den starken geschlossenen Stromfunktionsmaxima mit eindeutiger Zuordnung (Abb. 62 f) liegen 40 von 46 Maxima (87%) näher als 300 km am entsprechenden Positionsmittelwert.

Es zeigt sich, dass die MWSI für die zuordenbaren Systeme zuverlässige Ergebnisse liefert, da die Abstände bei Ausschluss der Maxima ohne offensichtlichen Driftwirbel sogar zu einem etwas geringeren Anteil in den hier definierten Gütekorridor bis 300 km fallen. Eine Abhängigkeit der Lokalisierung aus der Stromfunktion von der Lage im Meereis ist zu erwarten, kann aber nicht festgestellt werden. Unter Beschränkung auf eine offensichtliche Zusammengehörigkeit zwischen Stromfunktionsmaximum und Tiefdruckzentrum lagen mit 85,8% der analysierten Paare deutlich mehr Werte von ΔR_E innerhalb des Gütekorridors, während sich für die Abstände zu den Verlagerungspfaden insgesamt (ΔR_M) der gegenteilige Effekt zeigt. Die Mittelwertzuordnung führt dagegen bzgl. starker geschlossener Maxima mit eindeutiger Zuordnung zu einer deutlichen Verringerung der Abstände (87% im Gütekorridor), wo die ΔR_E nur zu 54% im Gütekorridor liegen.

Allgemein sowie im Fall der meisten der verwendeten Ausschlusskriterien beträgt der Positionsunterschied zwischen Druck- und Stromfunktionszentrum für weit über die Hälfte (ca. 70%) der untersuchten Zuordnungspaare weniger als 300 km.

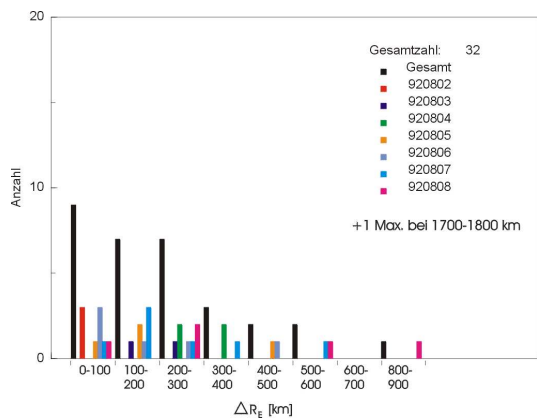


(a) Abstand zwischen Stromfunktionsmaxima und den jeweils nächstliegenden Druckminima

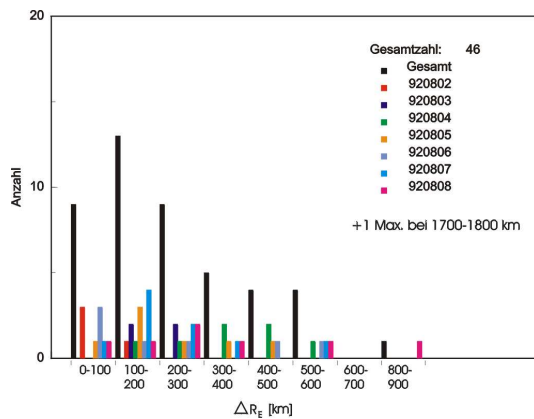


(b) Abstand zwischen Stromfunktionsmaxima und Mittelwert aller lokalisierten Positionen der zugeordneten Druckminima

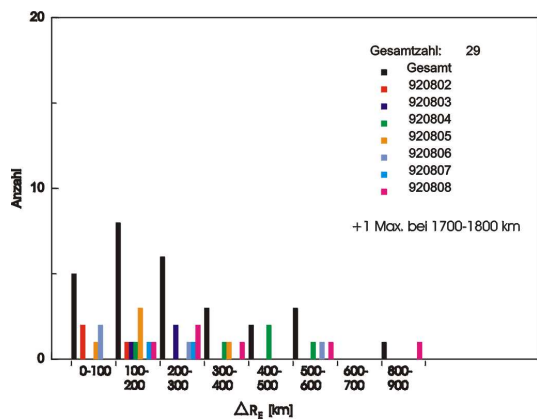
Abbildung 60: Häufigkeitsverteilung für die Abweichung zwischen Druckminima und Stromfunktionsmaxima für alle zuordenbaren Zyklonen



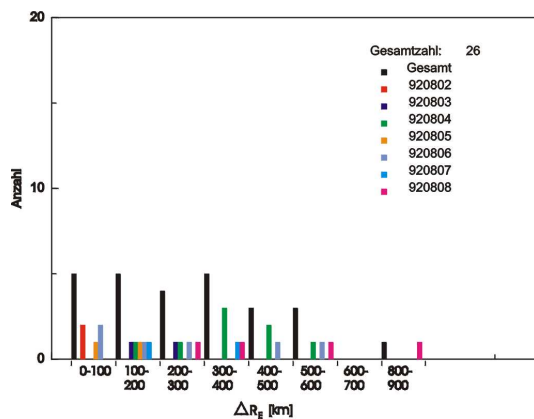
(a) mit erkennbar zyklonalem Muster in den Driftvektoren



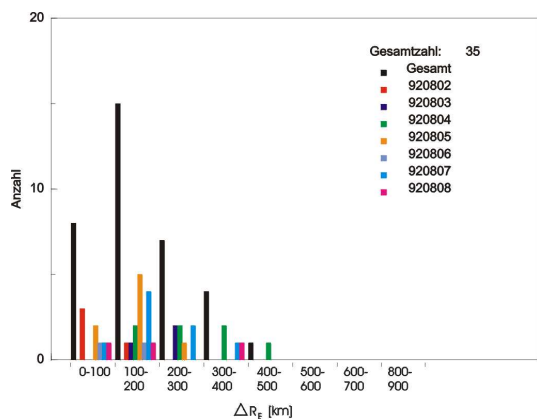
(b) im Meereisgebiet oder an der Meereiskante



(c) Stromfunktionsmaxima im Meereisgebiet

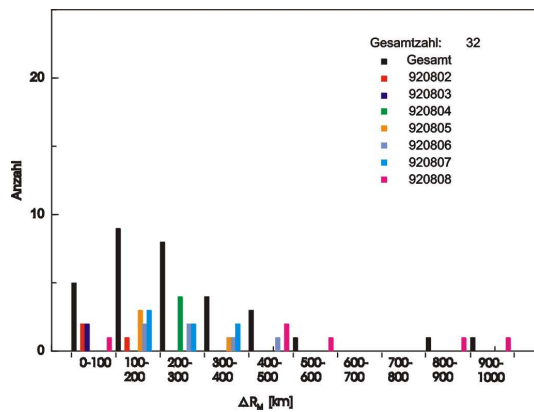


(d) nur eindeutig zuordenbare Systeme

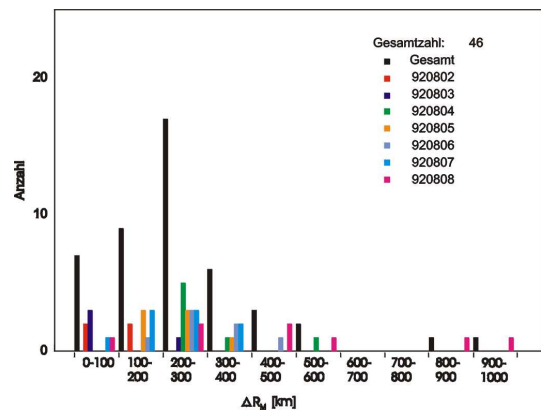


(e) nur starke Maxima mit geschlossenen Iso-baren, die eindeutig einem Zentrum im Druckfeld zugehören

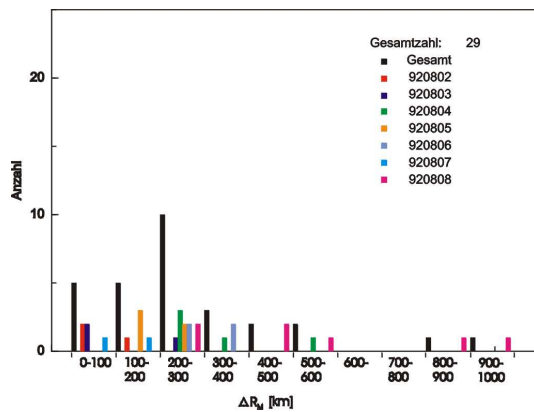
Abbildung 61: Häufigkeitsverteilung für die Abweichung zwischen Druckminima und Stromfunktionsmaxima für verschiedene ausgewählte Gruppen



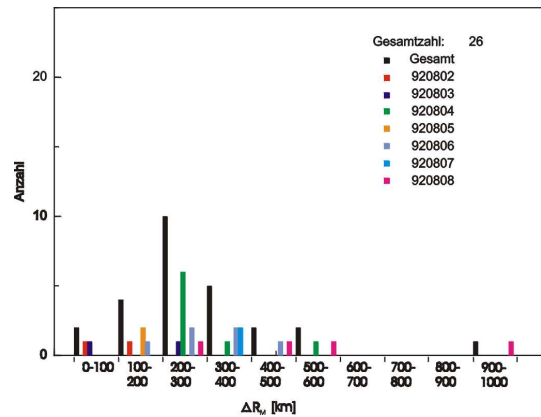
(a) mit erkennbar zyklonalem Muster in den Driftvektoren



(b) im Meeresgebiet oder an der Meereskante



(c) Stromfunktionsmaxima im Meeresgebiet



(d) nur eindeutig zuordenbare Systeme

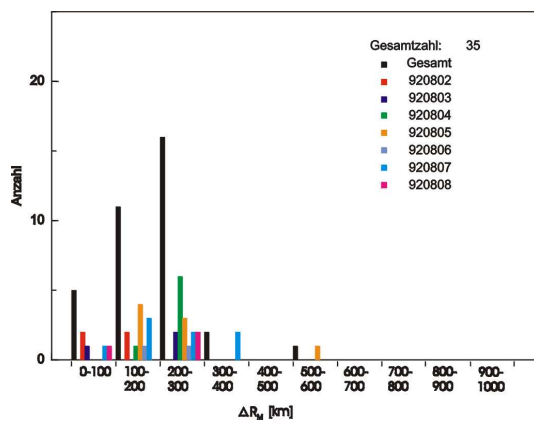
(e) nur starke Maxima mit geschlossenen Iso-
baren, die eindeutig einem Zentrum im
Druckfeld zugehören

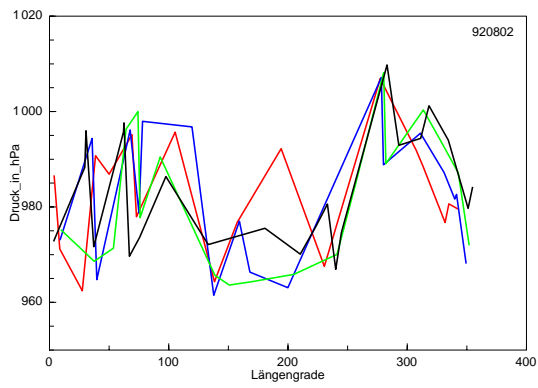
Abbildung 62: Häufigkeitsverteilung für die Abweichung zwischen 24-Stunden-Mittelwert der Position des zugeordneten atmosphärischen Wirbels und den Stromfunktionsmaxima für verschiedene ausgewählte Gruppen

10.2 Stromfunktion als relatives Mass für den Kerndruck

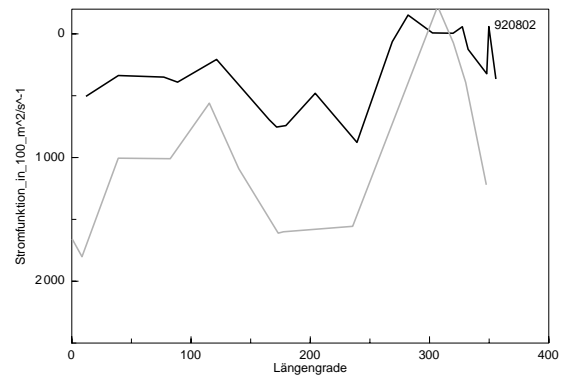
Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit der Stromfunktion zum Vektorfeld der Meereisdrift ein neuer Anhaltspunkt für die Suche nach Tiefdruckgebieten in der Atmosphäre entwickelt und getestet. Die Untersuchung im vorangehenden Kapitel zeigen, dass mit dem verwendeten Verfahren in 60-70% der untersuchten Fälle Übereinstimmungen auf 300 km genau mit Druckfeldanalysen des ECMWF erzielt werden. Neben der Positionsgenauigkeit soll überprüft werden, ob ein quantitativer Zusammenhang zwischen der Intensität der Eisrotation und den Zyklonen besteht. Hierfür werden die Maxima der Stromfunktion und der Kerndruck der atmosphärischen Systeme verglichen. Einen Überblick über den Zusammenhang liefert Abb. 63. Links ist für die Lokalisierungsergebnisse aller vier ECMWF-Termine der Kerndruck gegen die Längengradposition aufgetragen. Die rechte Hälfte der Abbildungen zeigt den Stromfunktionswert für alle Maxima gegenüber der Längengradposition vor und nach MWSI. Durch Mittelwertsubtraktion sind die Beträge der Driftvektoren, aus denen die Stromfunktion berechnet wird, und somit auch die Stromfunktionswerte niedriger als ohne Mittelwertsubtraktion. Die Abbildungen enthalten jeweils das vollständige Lokalisierungsergebnis zwischen 55°S und 77°S (auch über dem Kontinent). Die genaue Lage der Tiefdruckgebiete bzw. der Stromfunktionsmaxima kann über die Längenangabe den Abbildungen in Kap. 9 entnommen werden. Die Stromfunktionsmaxima sind mit inverser y-Achse aufgetragen, so dass der Kurvenverlauf direkt mit dem Druck vergleichbar ist. Ausführlich soll nur die MWSI-Stromfunktion diskutiert werden. Sie wird wie in der Fallstudie abgekürzt auf Stromfunktionseinheiten (SU) bezogen, wobei

$$\text{SU} = 100 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \quad (66)$$

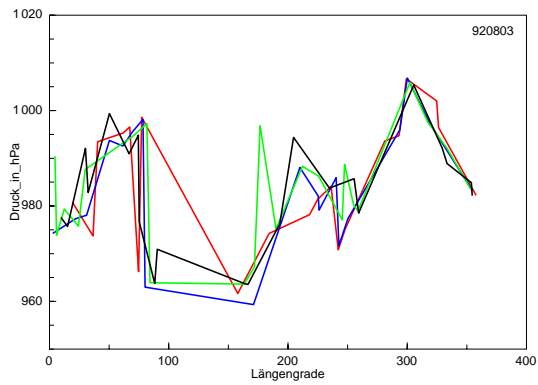
Für die betrachtete Stichprobe besitzt sie einen Wertebereich von etwa -200 SU bis über 1000 SU. Werte grösser 1100 SU liegen meist nördlich der Eiskante und beruhen auf interpolierten Driftbeträgen. Bereits die vier Kurven für die Tiefdruckzentren im Druck um 0, 6, 12 und 18 UTC zeigen untereinander Unterschiede im Verlauf, wo eine Zyklone nicht in allen vier Zeitpunkten festgestellt werden konnte. Die meisten Druckdiagramme lassen einen schwach von Westen nach Osten ansteigenden Trend vermuten. Die Stromfunktion nach MWSI unterscheidet sich wie bereits in den kartographischen Darstellungen (Kap. 9) nur durch zusätzliche Extrema von der Stromfunktion aus unveränderten Driftvektoren. Druck- und Stromfunktionskurven gleichen sich bzgl. Verlauf und Lage der Extrema weitgehend. Unterschiede im groben Verlauf beider Kurven entstehen hauptsächlich durch Tiefdruckgebiete mit extrem niedrigem Kerndruck, die nur sehr kontinentnah vorkommen, wo dickeres Eis die freie Eisdrift einschränkt, oder zwischen 55°S und 60°S nördlich der Meereiskante. Die grösste Ähnlichkeit zeigen die Stromfunktionswerte zum 18 UTC-Kerndruck. Besonders am 2. August ist bei 170° Länge auch der 12 UTC Einfluss deutlich. Tiefdruckeinfluss um 0 und 6 UTC setzt sich in der Stromfunktion offenbar kaum durch.



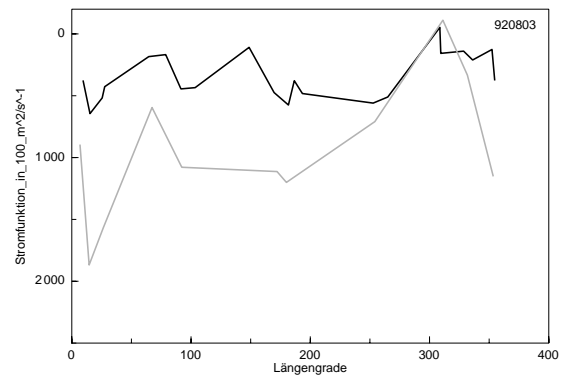
(a) ECMWF-Zentrumsdruck 02.08.1992



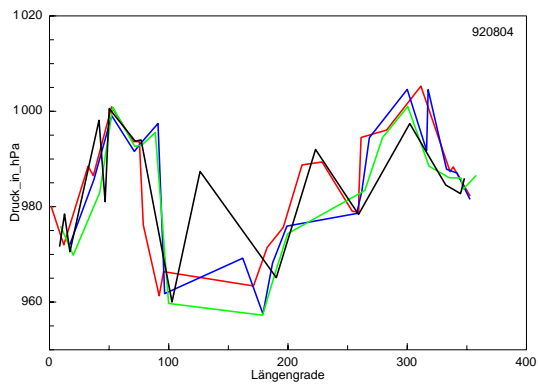
(b) Stromfunktionsmaxima 02.08.1992



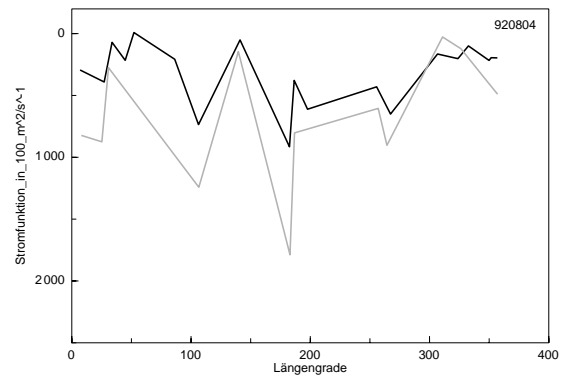
(c) ECMWF-Zentrumsdruck 03.08.1992



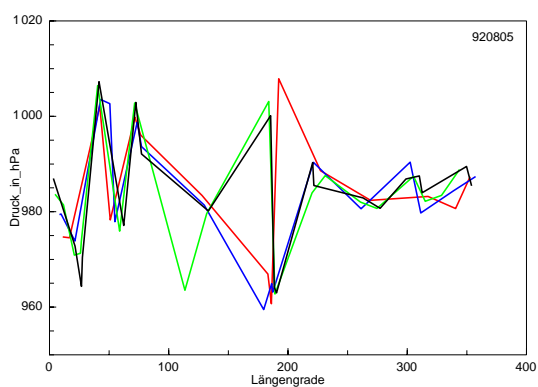
(d) Stromfunktionsmaxima 03.08.1992



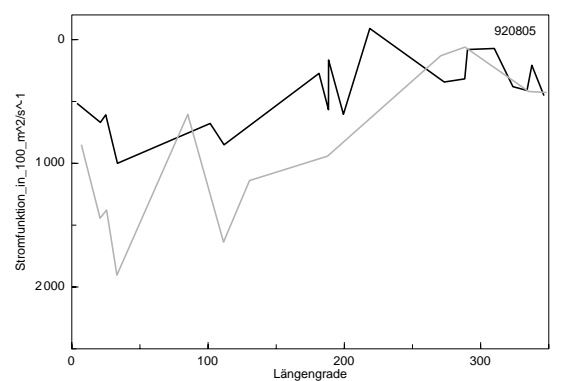
(e) ECMWF-Zentrumsdruck 04.08.1992



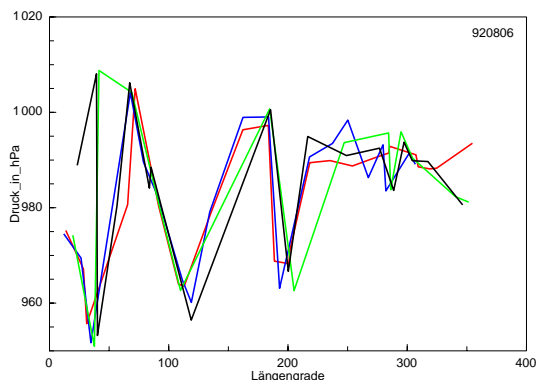
(f) Stromfunktionsmaxima 04.08.1992



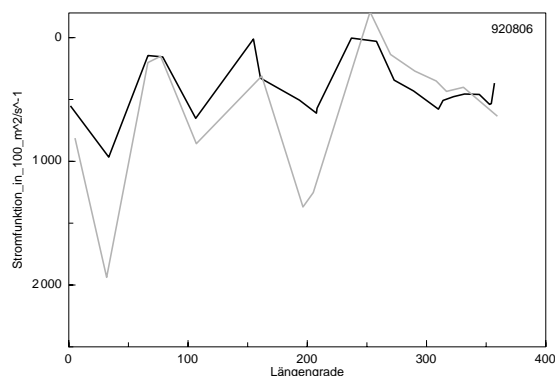
(g) ECMWF-Zentrumsdruck 05.08.1992



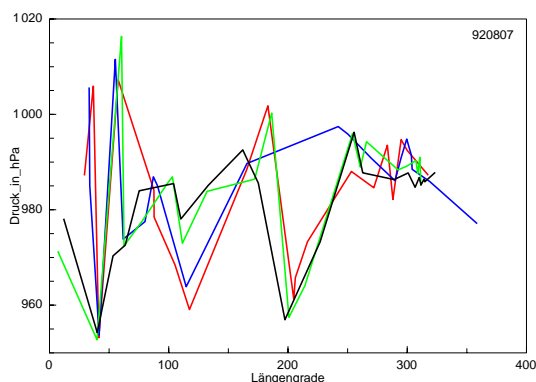
(h) Stromfunktionsmaxima 05.08.1992



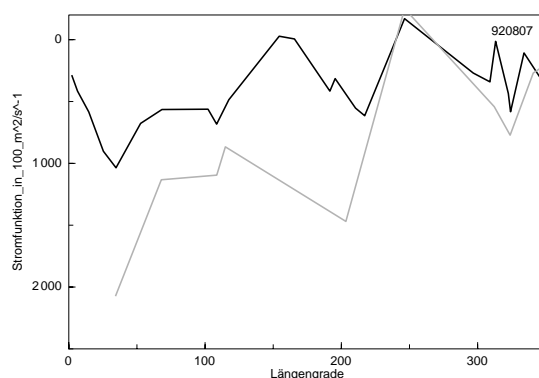
(i) ECMWF-Zentrumsdruck 06.08.1992



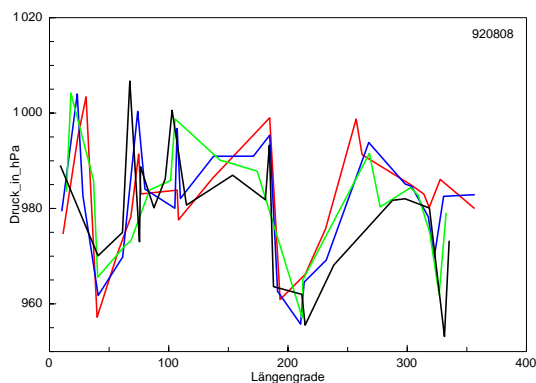
(j) Stromfunktionsmaxima 06.08.1992



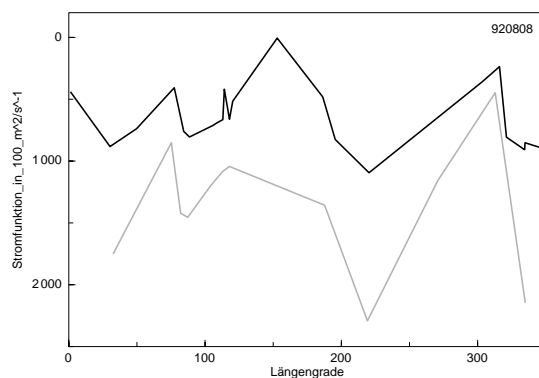
(k) ECMWF-Zentrumsdruck 07.08.1992



(l) Stromfunktionsmaxima 07.08.1992



(m) ECMWF-Zentrumsdruck 08.08.1992



(n) Stromfunktionsmaxima 08.08.1992

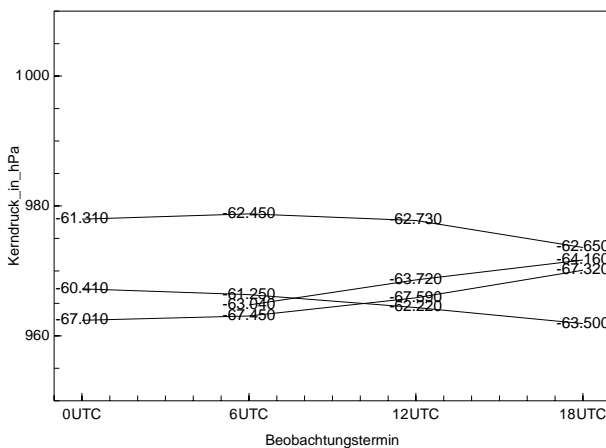
Abbildung 63: Kerndruck aller lokalisierten Wirbel (55°S - 90°S) in hPa in Abhängigkeit der Längengrad-Position, für alle vier ECMWF-Einzeltermine (links) und die Stromfunktion vor (grau) und nach der MWS (schwarz) in $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 0 UTC = rot, 6 UTC = blau, 12 UTC = grün, 18 UTC = schwarz

10.3 Breitenabhängigkeit der Entwicklung der Zentren von Tiefdruckgebieten

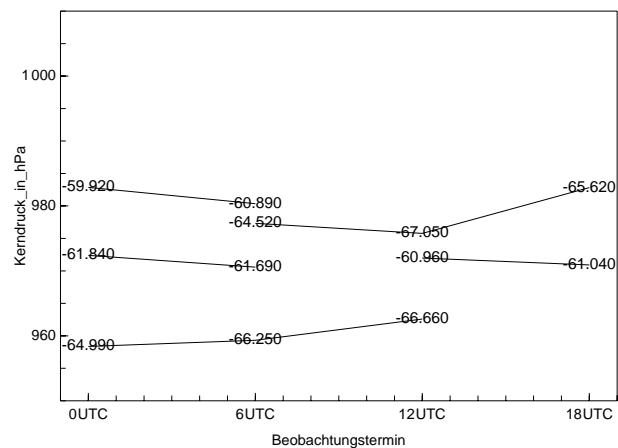
Obwohl in der Fallstudie (Kap. 9) ein besonderer Zusammenhang zu einem bestimmten UTC-Termin nicht offensichtlich war, hat das Auftragen von Zentrumsdruck bzw. Stromfunktionsmaxima über die Längenkoordinate einen solchen doch gezeigt. Anhand des Druckverlaufs jedes einzelnen Tiefs über die vier Termine wird nun untersucht, inwieweit die Ergebnisse der Zyklonensuchroutine im Druckfeld bzgl. des Kerndrucks einen konsequenten Verlauf zeigen. Mit den Darstellungen der Fallstudie wird zudem nach einem Unterschied in der Erkennung vergehender im Gegensatz zu sich vertiefenden Systemen gesucht. Die Zusammenstellung zu Verlagerungspfaden wurde bei der Zuordnung für die Balkendiagramme manuell durchgeführt (siehe Anhang).

Da die Entwicklung und Stärke von Tiefdruckgebieten nach Kap. 2 in Abhängigkeit von der Breite beurteilt werden muss, in der sie sich befinden, wurde der Druckverlauf jeder Kurve mit den zugehörigen Breitenkoordinaten beschriftet.

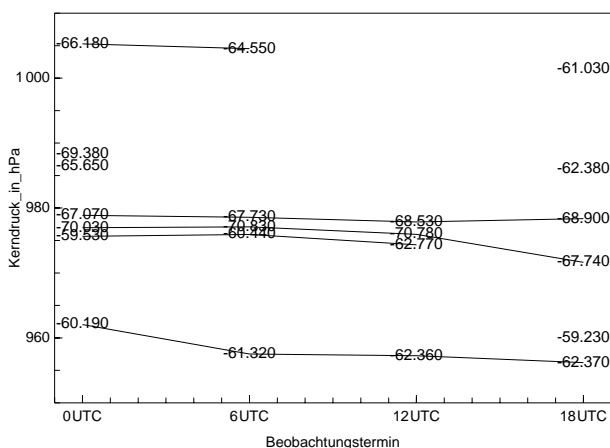
In den sieben Tagen der Fallstudie ergeben sich wesentliche Vertiefungen des Kerndrucks nur für Systeme, die sich bei der ersten Lokalisierung des jeweiligen Tages nördlich von ca. 64°S Breite befinden. Für hohe Breiten ab 65°S werden nach Süden hin zunehmend Vertiefungen beobachtet. Gegenbeispiele existieren nur mit geringfügigen Änderungen des Kerndrucks. Geringere Positionsabweichungen zwischen Drucklokalisierung und Stromfunktionsmaxima für Tiefdruckgebiete die zu mehr als einem Zeitpunkt gefunden wurden, konnten nicht nachgewiesen werden. Ebenso wenig wurde eine Abhängigkeit der Positionsabweichung vom Kerndruck bzw. der Breite festgestellt. Die drastischsten Druckentwicklungen zeigen Systeme nördlich von 60°S und südlich von 65°S . Dazwischen liegt in etwa die winterliche antarktische Tiefdruckrinne (Kap. 2), in der Zyklonen i.d.R. langsam mit oft noch tiefem Kerndruck und starken Winden vergehen. Besonders starke Zyklonenentwicklungen haben sich am 8. August ergeben, der mit relativ grossen Positionsabweichungen zwischen Druck- und Stromfunktionsextrema bereits in Kap. 10.1 auffiel. Die beiden Zyklonen, die sich am stärksten vertiefen, verlagern sich gleichzeitig sehr rasch (alle 6 Stunden um etwa 110 km (1 Breitengrad)).



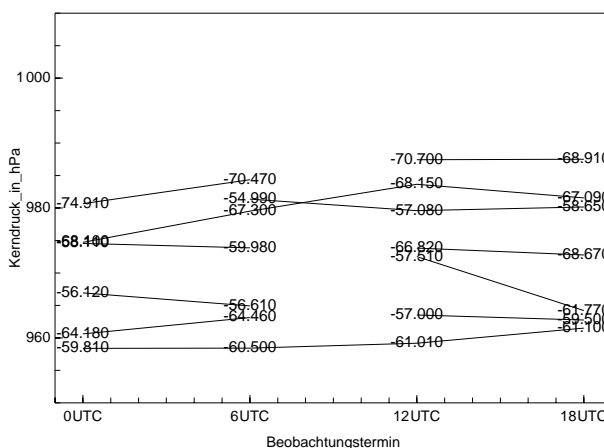
(a) 02.08.1992



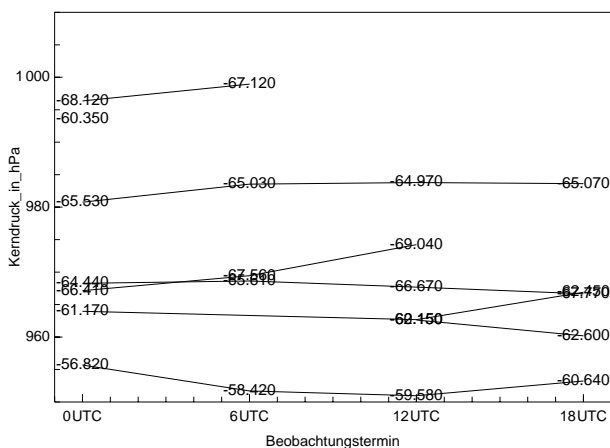
(b) 03.08.1992



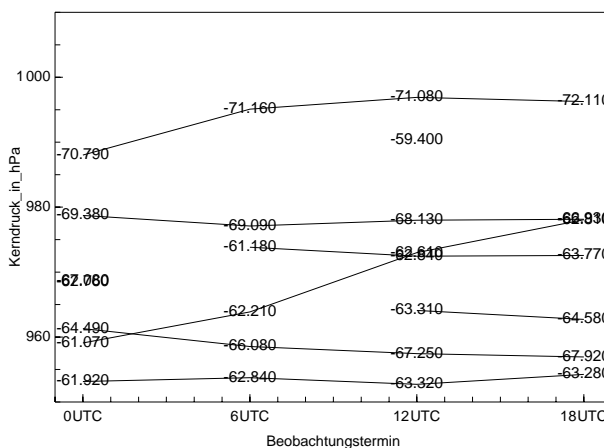
(c) 04.08.1992



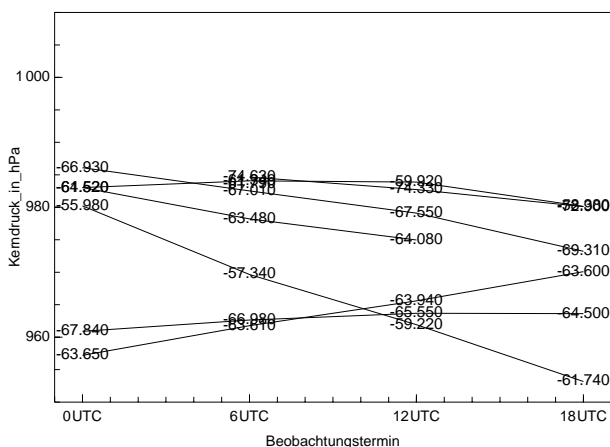
(d) 05.08.1992



(e) 06.08.1992



(f) 07.08.1992



(g) 08.08.1992

Abbildung 64: Druckverlauf der zuordenbaren Tiefdruckgebiete für jeden Tag der Fallstudie. Zu jedem Zeitpunkt, an dem die jeweilige Zyklone lokalisiert wurde, ist ihre Breitenposition in ° eingetragen

11 Zusammenfassung

Bereits in früheren Arbeiten wurde festgestellt, dass die Windsysteme wandernder synoptischer Wirbel als solche auch in der Meereisdrift wiederzufinden sind. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erkennung von wandernden Tiefdruckgebieten in der antarktischen Tiefdruckrinne aufgrund ihrer Erzeugung zyklonaler Wirbel in der Meereisbewegung. Die Geschwindigkeitsvektoren der Meereisdrift stammen aus SSM/I-Bildern (85 und 37 GHz-Kanal), die nach Kwok et al. (1998) verarbeitet sind. ECMWF-Analysen lieferten Informationen über Druck- und Windfeld in sechsstündigem Abstand. Als Qualitätsindikator für die ECMWF-Analysen und die Satellitendaten werden die Bojenpositionen aus dem IPAB-Archiv verwendet. Die Bojendrift geht über Interpolation in die SSM/I-Daten ein, Druck-, Wind- und Temperaturmessungen sind Stützstellen für die ECMWF-Analysen. Für beide Datensätze ist deshalb eine bessere Übereinstimmung zwischen Drift- und Windvektoren in den Gebieten mit Bojen zu erwarten. Der Vergleich ist schwierig, weil die zeitliche Zuordnung der Satellitendaten zu den vier ECMWF-Terminen nicht genau bekannt ist. Am geeignetsten erscheint es, neben den Windvektoren jedes einzelnen Termins auch einen Mittelwert des Windes mit den Driftvektoren zu vergleichen. Dennoch konnte eine bessere Übereinstimmung der beiden Datensätze durch Bojenmessungen nicht nachgewiesen werden.

Zunächst werden kurz einige klimatologische Merkmale von Zyklonen in der Antarktis dargestellt und die theoretischen Grundlagen der Meereisdrift erläutert. Durch die Simulation der Meereisbewegung unter dem Einfluss einer wandernden Zyklone soll eine Vorstellung über das zu erwartende Erscheinungsbild von wandernden Zyklonen im Meereis gewonnen werden. Dies ist vor allem notwendig, weil die SSM/I-Vektoren der Driftgeschwindigkeit sich aus der Positionsdifferenz bestimmter Signaturen in den Satellitenbildern pro 24 Stunden errechnen, und so weder als Trajektorien noch als momentane Driftgeschwindigkeiten verstanden werden dürfen.

Die stark vereinfachte Simulation der Meereisdrift unter Einfluss von Zyklonen mit geradliniger Zugbahn und konstanter Stärke ergibt, dass Zyklonen auch in den SSM/I-Daten als Wirbel erkennbar sind. Die Deutlichkeit des Abdrucks hängt von der Windstärke in der Zyklone gegenüber atmosphärischer Umgebungsströmung, Meeresströmung, Verlagerungsgeschwindigkeit der Zyklone, Zyklonendurchmesser sowie der betrachteten Zeitspanne ab. Nur für quasistationäre Systeme findet man wirklich einen kreisförmigen Wirbel. Mit zunehmender Verlagerungsgeschwindigkeit verändert der Abdruck sich zu einem Bereich von Geschwindigkeitsscherung mit je einer Wirbelhälfte an den Enden. Nach Subtraktion des Grundstroms vom Driftfeld hebt sich der Wirbel in der Drift stets deutlich ab.

Aus dem Helmholtztheorem lässt sich unter Annahme von Divergenzfreiheit eine Poissongleichung für die Stromfunktion Ψ aus dem Driftvektorfeld ableiten. Sie ist eine skalare Funktion, die im Zentrum von Wirbeln im Driftfeld je nach Rotationsrichtung Minima und Maxima besitzt. Zur Lösung der Poissongleichung werden zwei verschiedene Verfahren mit unterschiedlichen Randbedingungen getestet. Die Überrelaxationsmethode wird unter der Randbedingung der Massenflusserhaltung angewendet. Im Zusammenhang mit der Fouriertransformationsmethode eignen sich periodische Randbedingungen. Verfahren und Randbedingungen werden streng nach T. N. Krishnamurti und L. Bounoua (1996) angewendet. (Krishnamurti und Bounoua, 1996) verwenden beide Methoden zur Berechnung einer Stromfunktion aus Winddaten.

Für Berechnung der Stromfunktion in dieser Arbeit werden beide Verfahren mit Drift-daten, die auf eine Breitenausdehnung von 60° interpoliert wurden, auf ihre Sensibilität gegenüber Änderungen der Breitenausdehnung und Interpolation getestet. Dies ist nötig, weil die Randbedingung der Massenflusserhaltung in der Relaxationsmethode für die natürliche Breite des Meereisgürtels nicht erfüllt ist. Wie in der Simulation und Literatur als sinnvoll nachgewiesen, soll die Subtraktion von Mittelwerten bewirken, dass die vorhandenen Wirbel in den Driftvektoren sich deutlicher gegen die umgebende Strömung abheben.

Die günstigeren Eigenschaften bei der Anwendung auf die SSM/I-Daten besitzt die Fouriertransformationsmethode. Die Stromfunktion nach der Fouriertransformationsmethode weicht zwar für die interpolierten Daten im Fall eines grossskaligen Wirbels im Weddellmeer stärker von den Driftvektoren ab als die Stromfunktion nach der Relaxationsmethode, ihre Tendenz zu zonalen Isolinien gibt aber die überwiegend zonale Komponente der Drift besser wieder als die Relaxationsmethode. Wegen der Zonalität der Drift werden speziell elliptische regionale Mittelwerte mit zonalen und meridionalen Halbachsen in der Grössenordnung der synoptischen Systeme verwendet. Sie werden unter Einbeziehung von Gitterpunkten ohne Driftgeschwindigkeit (mit Wert 0) gebildet. Diese Gitterpunkte werden jedoch selbst nicht der Mittelwertsubtraktion unterzogen, um zu verhindern, dass die Stromlinien unabhängig vom Vorhandensein atmosphärischer Wirbel unmittelbar nördlich der Eiskante geschlossen werden. Die Stromfunktion gibt unter diesen Bedingungen den Strömungsverlauf einigermaßen gut wieder. Starke Richtungsänderungen in den Driftvektoren erscheinen in den Stromlinien geglättet. Gewisse Schwierigkeiten ergeben sich besonders in Gebieten mit schmalen Meereisbereich und divergenter Driftbewegung. In der so berechneten Stromfunktion und dem Druckfeld zu vier Beobachtungsterminen werden mit einer Routine nach (Murray und Simmonds, 1991a) Tiefdruckgebiete bzw. Stromfunktionsmaxima lokalisiert, und in einer Fallstudie über die Woche vom 2.-8. August 1992 verglichen. Anschliessend werden mit Hilfe von Diagrammen die Abstände zwischen korrespondierenden Stromfunktionsmaxima und Zentren im Druckfeld auf die Abhängigkeit von Lage im Meereis, den Zusammenhang mit einem Wirbel im Meereis, und die Sicherheit der manuell durchgeführten Zuordnung untersucht. Der Kerndruck und der Wert der Stromfunktionsmaxima sowie ihre zeitliche Entwicklung werden tageweise auf Besonderheiten und einen Zusammenhang mit der Übereinstimmungsgenauigkeit von Druckminima- und Stromfunktionsmaxima hin verglichen.

Es ergeben sich nicht nur in Gebieten mit schmalen Meereisgürtel erhebliche Abweichungen zwischen Stromlinien und Isobaren. Die Isobaren sind Stromlinien zum geostrophischen Wind, die Drift wird aber vom tatsächlichen Wind und einigen anderen Faktoren angetrieben. Abweichungen bis zu 30° sind deshalb bereits durch die Richtungsablenkung zwischen geostrophischem und tatsächlichem Wind zu erklären. Zusätzliche Unterschiede sind teilweise durch Meeresströmung und Divergenzeffekte zu begründen.

Bis auf die genannte Trägheit der Stromfunktion verlaufen Stromlinien und Driftvektoren in allen Bereichen mit einigermaßen homogener Strömung parallel. Zu offensichtlichen Wirbeln im Driftfeld werden stets auch Stromfunktionsmaxima festgestellt. Oft enthält die Stromfunktion mehr Nebenmaxima zu einem Wirbel als das Druckfeld. Nach der Mittelwertsubtraktion sind eine Reihe von Maxima zu finden, die in den Driftvektoren ohne MWSI nicht erkennbar und oft völlig ohne Druckfeldentsprechung sind. Beinahe alle starken Tiefdruckgebiete mit Lage im Meereis oder nicht allzuweit nördlich der Eiskante treten in der Stromfunktion auch mit geeignetem Kerndruck auf. Die Positionen

von Tiefdruckgebieten und Stromfunktionsmaxima weichen auch für starke Systeme um bis zu 800 km (in Einzelfällen bis 1800 km) voneinander ab. Ca. 70% der untersuchten Stromfunktionsmaxima stimmen im Bezug auf ihre Position genauer als 300 km mit dem Druckzentrum einem der vier ECMWF-Termine oder dem Mittelwert aus allen in den vier ECMWF-Terminen gefunden Positionen überein.

Ziel dieser Arbeit ist es vor allem, aus der Meereisdrift solche Tiefdruckgebiete zu lokalisieren, die in den ECMWF-Daten nicht enthalten sind. In diese Kategorie fallen in den sieben Tagen der Fallstudie nur schwache Stromfunktionsmaxima, die erst durch die Mittelwertsubtraktion in Erscheinung treten, und keinen erkennbaren Wirbel im Stromfeld besitzen. Dass es sich dabei nicht um Artefakte der Mittelwertsubtraktion handelt, kann nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden, ist aber aufgrund der Kontinuität, der Driftstruktur und klimatologischen Erkenntnissen in den meisten Fällen unwahrscheinlich. Zumindest Stromfunktionsmaxima in meereisbedecktem Gebiet (nicht an der Kante) in einiger Entfernung anderer starker Maxima sind zuverlässig, weil auch einige Paare aus Druck- und Stromfunktionslokalisierungsergebnissen vor der MWSI nicht durch erkennbare Driftwirbel belegbar sind.

Stromfunktionsmaxima nördlich der Eiskante beruhen auf Berechnungen aus interpolierten Driftvektoren, stimmen aber dennoch gut mit der Lage von Tiefdruckzentren im Druckfeld überein, so lange sich die Verhältnisse im Druckfeld nach Norden hin nicht zu drastisch ändern. Lediglich bzgl. des Kerndrucks nehmen in solchen Fällen die Unterschiede zum Druckfeld für Stromfunktionsmaxima nördlich des Eisrands zu.

Vom Zentrumswert eines Stromfunktionsmaximums auf den Kerndruck zu schliessen war nur qualitativ möglich, da die Stromfunktionsmaxima mit Werten zwischen $-200 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $1000 \cdot 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gegenüber den Druckminima einen gestreckten Wertebereich besitzen.

In dieser Arbeit ist es bereits gelungen, die Zuverlässigkeit der aus Driftvektoren bestimmten Stromfunktion soweit zu optimieren, dass sie mit dem Druckfeld in wesentlichen Punkten übereinstimmt, wobei zusätzliche Systeme mittels der Stromfunktion detektiert werden. Das Ergebnis kann sicher wesentlich verbessert werden, wenn die Meeresströmung oder gar sämtliche andere driftbeeinflussende Faktoren mit einer sensibleren Methode als der Subtraktion regionaler Mittelwerte eliminiert werden. Zur Qualitätsbeurteilung der Stromfunktion wäre eine zusätzliche parallele Untersuchung der Divergenzverhältnisse nützlich. Evtl. kann auch die Form und Grösse der regionalen Mittelwerte besser angepasst werden. Die Randbedingungen für die Poissiongleichung werden direkt aus der Literatur übernommen. Sie sind für die Berechnung einer Stromfunktion aus dem Windfeld geeignet, und deshalb mit Sicherheit auch für die hauptsächlich windgetriebene Meereisdrift annehmbar, aber nicht unbedingt optimal. Die Lokalisierungsroutine wurde aus zeitlichen Gründen mit denselben Einstellungen wie für das Druckfeld angewendet. Bei Feinjustierung dieser Parameter für das Driftfeld kann das Lokalisierungsergebnis besonders im Bezug auf die Position der Maxima und deren Klassifizierung in starke und schwache Systeme sicher verbessert werden. Mit oben genannter Unsicherheit bezüglich der Position kann aber auch mit dem bisher entwickelten Verfahren die Lage von Tiefdruckgebieten über Meereis erkannt und ihre Stärke anhand des Stromfunktionswertes qualitativ abgeschätzt werden.

Literatur

- Agnew, T. A. (1999). Development of a sea ice motion database from 85.5 GHz SSM/I Imagery. In *Proc. of CLIMAR'99*, Vancouver, Canada, pp. 158–164. WMO. Workshop on Advances in Marine Climatology, 8-15 September 1999.
- Agnew, T. A. und H. Le (1997). Estimation of Large Scale Sea Ice Motion from SSM/I 85.5 GHz Imagery. *Ann. of Glaciol.* 25, 305–311.
- Blümel, W. B. (1999). *Physische Geographie der Polargebiete*. Leipzig: Teubner Studienbücher.
- C. Kottmeier und H.-U. Stuckenberg (1986, 10). A Quasi-Geostrophic Flow Solution for the Circulation over Antarctica. *Beitr. Phys. Atmosph.* 59, 491–503.
- Carleton, A. (1983). Variations in Antarctic Sea Ice Conditions and Relationships with Southern Hemisphere Cyclonic Activity, Winters 1973-77. *Arch. Met. Geoph.Biocl., Ser. B* 32, 1–22.
- Carleton, A. M. (1985). Synoptic cryosphere-atmosphere interactions in the Northern Hemisphere from DMSP image analysis. *Int. J. Remote Sensing* 6, 239–261.
- Carleton, A. M. (1989). Antarctic sea-ice relationships with indices of the atmospheric circulation of the Southern Hemisphere. *Climate dynamics* 3, 207–220.
- Geiger, C. A. und M. R. Drinkwater (2001). Impact of temporal-spatio resolution on sea-ice drift and deformation. In J. Dempsey und H. Shen (Eds.), *IUTAM Symposium on Scaling Laws in Ice Mechanics and Dynamics*, Niederlande, pp. 407–416. Kluwer Academic Publishers.
- Godfred-Spenning, C. R. und I. Simmonds (1996). An Analysis of Antarctic Sea-Ice and extra-tropical cyclone Associations. *Int. J. Climatol.* 16, 1316–1332.
- Heinemann, G. (1995). *Polare Mesozyklonen*, Heft 45, *Bonner Meteorologische Abhandlungen*. Bonn: H. Kraus.
- Hoerber, H. (1991). Sea-ice dynamics in the Wedell Sea in winter. *Ann. Glaciol.* 15, 9–16.
- IPAB (2000a, Mai). International Program for Antarctic Bouys - IPAB 1995. <http://www.antcrc.utas.edu.au/antcrc/special/buoys/1995/index.html>.
- IPAB (2000b, Mai). International Program for Antarctic Bouys - IPAB 1997. <http://www.antcrc.utas.edu.au/antcrc/special/buoys/1997/index.html>.
- King, J. C. und J. Turner (1997). *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Kottmeier, C. (1988). Atmosphärische Strömungsvorgänge am Rande der Antarktis. Technical Report 33, Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover.
- Kottmeier, C., S. Ackley, E. Andreas, D. Crane, H. Hoerber, J. King, J. Launiainen, D. Limbert, D. Martinson, R. Roth, L. Sellmann, P. Wadhams und T. Vihma (1996, November). *Wind temperature and ice motion statistics in the Weddell Sea; A compilation based on data from drifting buoys, vessels, and operational weather analyses*. Postscript-Datei.

- Kottmeier, C., J. Olf, W. Frieden und R. Roth (1992). Wind Forcing and Ice Motion in the Weddell Sea Region. *J. Geoph. Res.* 97, 20,373–20,383.
- Kottmeier, C. und L. Sellmann (1996). Atmospheric and Oceanic Forcing of Weddell Sea ice motion. *J. Geoph. Res.* 101(C9), 20809–20824.
- Krishnamurti, T. und L. Bounoua (1996). *An Introduction to Numerical Weather Prediction*, Chapter 4, pp. 73–86. CRC Press.
- Kwok, R., A. Schweiger, D. A. Rothrock, S. Pang und C. Kottmeier (1998). Sea ice motion from satellite passive microwave imagery assessed with ERS SAR and buoy motions. *J. Geoph. Res.* 103, 8191–8214.
- Liljequist, G. A. (1984). *Allgemeine Meteorologie*. Braunschweig: Vieweg Verlag.
- Liu, J., D. G. Martinson, X. Yuan und D. Rind (2002). Evaluating Antarctic sea ice variability and its teleconnections in Global Climate Models. *Int. J. Climatol.* 22, 885–900.
- Martinson, D. G. und C. Wamser (1990). Ice drift and momentum exchange in winter Antarctic pack ice. *J. Geophys. Res.* 95, 1741–1755.
- Maslanik, J., T. Agnew, M. Drinkwater, W. Emery, C. Fowler, R. Kwok und A. Liu (1998). Summary of Ice-Motion Mapping Using Passive Microwave Data. http://nsidc.org/pubs/special/nsidc_special_report_8.pdf.
- Murray, R. J. und I. Simmonds (1991a). A numerical scheme for tracking cyclone centres from digital data. Part I: development and operation of the scheme. *Aust. Met. Mag.* 39, 155–166.
- Murray, R. J. und I. Simmonds (1991b). A numerical scheme for tracking cyclone centres from digital data. Part II: application to January and July general circulation model simulations. *Aust. Met. Mag.* 39, 167–180.
- NASA (1996). Special Sensor Microwave Imager (SSM/I). http://podaac.jpl.nasa.gov:2031/SENSOR_DOCS/ssmi.html.
email:kec@pacific.jpl.nasa.gov.
- NSIDC (2001). IPAB Antarctic Drifting Buoys - Documentation. http://nsidc.org/data/docs/daac/nsidc0084_ipab_antarctic_buoys.gd.html.
- Padman, L. und C. Kottmeier (2000). High frequency ice motion and divergence in the Weddell Sea. *J. Geoph. Res.* 15, 3379–3400.
- Pichler, H. (1997). *Dynamik der Atmosphäre*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag.
- R. Kwok, A. Schweiger, D. A. Rothrock, S. Pang und C. Kottmeier (1998). Assessment of sea ice motion from sequential passive microwave observations of ERS and buoy ice motions. *J. Geophys. Res.* 103(C4), 8191–8213.
- Schulze, O. (1995). Bewegungsanalysen zur Dynamik des Meereises im Weddell-See aus SAR-Szenen und meteorologischen Feldparametern des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage. Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Hannover.
- Schwerdtfeger, W. (1984). *Weather and Climate of the Antarctic*. Amsterdam: Elsevier Science Publishers B.V.

- Sellmann, L., C. Kottmeier und J. Lüdemann (1997). Berichte aus dem Fachbereich Physik, Meereisbojen und automatische Wetterstationen 1991 - 1996 / Datendokumentation. Technical Report 70, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Simmonds, I. (1996). Climatic Role of Southern Hemisphere Extratropical Cyclones and their Relationship with Sea-ice. *Papers and Proceedings of the Royal Society of Tasmania 130(2)*, 95–100.
- Simmonds, I. (1998). The Climate of the Antarctic Region. In J. Hobbs, J. Lindesay und H. Bridgman (Eds.), *Climates of the Southern Continents: Present, Past and Future*. John Wiley & Sons Ltd.
- Simmonds, I. und K. Keay (2000a). Mean Southern Hemisphere Extratropical Cyclone Behavior in the 40-year NCEP-NCAR Reanalysis. *Journal of Climate 13*, 873–885.
- Simmonds, I. und K. Keay (2000b). Variability of Southern Hemisphere Extratropical Cyclone Behavior, 1958-97. *Journal of Climate 13*, 550–561.
- Simmonds, I. und R. J. Murray (1999). Southern Extratropical Cyclone Behaviour in ECMWF Analyses during the FROST Special Observing Periods. *Weather and Forecasting 14*, 878–891.
- Simmonds, I., R. J. Murray und R. Leighton (1999). A refinement of cyclone tracking methods with data from FROST. *Aust. Met. Mag Special Edition*, 35–49.
- Sinclair, M. R. (1997). Objective Identification of Cyclones and Their Circulation Intensity, and Climatology. *Weath. Forecast. 12*, 595–612.
- Snyder, J. (1982). Map Projections Used by the U.S. Geological Survey. *Geological Survey Bulletin 1532*, 313pp.
- Stephens, J. J. und K. W. Johnson (1978). Rotational and Divergent Wind Potentials. *Month. Weath. Rev. 106*, 1452–57.
- Thorndike, A. S. und R. Colony (1982). Sea Ice Motion in Response to Geostrophic Winds. *J. Geoph. Res. 87*, 5845–5852.
- Turner, J., G. J. Marshall und T. A. Lachlan-Cope (1998). Analysis of synoptic-scale low pressure systems within the Antarctic Peninsula sector of the circumpolar trough. *Int. J. Climatol. 18*, 253–280.
- Watkins, A. B. und I. Simmonds (1998). Relationships between Antarctic sea ice concentration, wind stress and temperature temporal variability, and their changes with distance from the coast. *Annals of Glaciol. 27*, 409–412.

A Anhang

A.1 Tabellen zur Fallstudie - Zuordnung zwischen Stromfunktionsmaxima und ECMWF-Tiefdruckgebieten

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC in [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
355.634	-61.251	364.524	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
11.882	-61.959	505.054	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
39.047	-63.212	336.681	2	1	12	0	0	0
						39.660	-63.040	964.760
						37.410	-63.720	968.610
						37.100	-64.160	971.670
88.716	-61.066	390.060	1	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
179.520	-65.981	741.740	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
171.781	-61.978	753.662	1	1	12	165.180	-60.410	967.230
						168.090	-61.250	966.340
						170.140	-62.220	964.350
						171.550	-63.500	961.890
76.518	-62.594	378.877	2	1	22	72.920	-61.310	977.960
						75.030	-62.450	978.780
						75.990	-62.730	977.760
						75.520	-62.650	973.610
204.444	-66.105	474.044	2	0	22	194.080	-67.010	962.390
						199.900	-67.450	963.060
						205.050	-67.590	965.860
						210.310	-67.320	970.100

Tabelle 1: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 02.08.92. Eis: 0 = nördlich der Eiskante, 1 = Eiskante, 2 = innerhalb des Meereisgebiets; Abdruck: 0 = keine zyklonale Ausrichtung der SSM/I-Vektoren, 1 = zyklonale Ausrichtung mindestens schwach erkennbar; Zuordnung, erste Ziffer: 1 = starkes Maximum mit geschlossenen Stromlinien, 2 = keine geschlossenen Stromlinien. Zuordnung, zweite Ziffer: 0 = Zuordnung nicht möglich, 1 = Zuordnung unsicher, 2 = Zuordnung sicher möglich.

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
354.660	-58.601	376.225	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
15.249	-61.649	644.123	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
309.409	-60.467	156.987	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
64.508	-61.275	183.502	1	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
91.552	-59.030	444.462	0	0	12	0	0	0
						0	0	0
						90.020	-60.960	971.970
						90.380	-61.040	970.910
103.420	-61.087	434.088	1	0	12	101.070	-59.920	982.860
						104.430	-60.890	980.350
						0	0	0
						0	0	0
181.665	-60.579	574.856	0	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
25.800	-65.477	562.901	2	1	21	0	0	0
						21.740	-64.520	977.320
						24.210	-67.050	975.770
						32.410	-65.620	982.830
78.373	-63.860	198.976	2	0	22	77.410	-61.840	972.400
						80.160	-61.690	970.570
						0	0	0
						0	0	0
168.591	-65.466	486.994	2	1	21	171.820	-64.990	958.370
						171.060	-66.250	959.320
						168.120	-66.660	962.580
						0	0	0

Tabelle 2: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 03.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
349.906	-60.156	216.520	2	0	12	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
27.124	-62.310	390.868	2	1	10	348.000	-62.380	985.960
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
323.817	-60.776	202.180	2	0	11	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
6.919	-67.455	294.222	2	0	12	330.120	-61.030	1001.340
						7.380	-70.030	976.960
						8.200	-70.830	977.090
						9.250	-70.780	975.950
306.714	-62.570	164.477	2	0	11	8.420	-67.740	971.630
						311.460	-66.180	1005.280
						317.540	-64.550	1004.530
						0	0	0
332.678	-69.679	99.393	2	0	12	0	0	0
						338.540	-69.380	988.340
						0	0	0
						0	0	0
255.553	-66.113	412.116	0	1	12	0	0	0
						259.390	-67.070	978.870
						257.610	-67.730	978.570
						257.660	-68.530	977.860
106.241	-60.914	735.333	1	1	11	259.170	-68.900	978.370
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
141.071	-62.604	51.273	1	1	10	102.740	-59.230	960.030
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
182.545	-61.908	914.835	0	1	12	0	0	0
						177.390	-60.190	962.050
						178.960	-61.320	957.510
						178.650	-62.360	957.260
39.060	-63.415	323.602	1	1	22	177.990	-62.370	956.200
						36.740	-65.650	986.510
						0	0	0
						0	0	0
197.735	-59.852	597.656	0	0	22	0	0	0
						196.050	-59.530	975.650
						199.120	-60.440	975.920
						199.720	-62.770	974.340
						0	0	0

Tabelle 3: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 04.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
346.496	-57.860	452.124	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
334.038	-60.310	410.591	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
3.848	-66.711	515.444	2	1	12	11.040	-68.100	974.710
						9.710	-67.300	979.520
						4.660	-68.150	983.660
						4.170	-67.090	981.560
33.498	-59.168	1000.245	0	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
288.387	-58.749	317.335	0	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
273.310	-58.278	342.422	0	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
111.696	-57.654	849.903	0	1	12	0	0	0
						0	0	0
						113.580	-57.000	963.530
						112.920	-59.500	962.750
188.398	-74.198	164.978	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
336.565	-70.451	166.002	2	0	22	340.540	-74.910	980.660
						338.760	-70.470	984.360
						0	0	0
						0	0	0
24.910	-66.386	671.493	2	0	22	0	0	0
						0	0	0
						26.670	-66.820	973.820
						21.390	-68.670	972.770
101.608	-61.570	694.501	2	1	22	103.640	-59.810	958.390
						104.380	-60.500	958.420
						104.590	-61.010	959.190
						105.000	-61.100	961.510
128.596	-55.585	523.200	0	0	22	0	0	0
						129.770	-54.990	981.360
						131.800	-57.080	979.600
						133.240	-58.650	980.150
181.281	-65.805	268.294	1	1	21	186.350	-64.180	960.610
						187.240	-64.460	963.140
						0	0	0
						0	0	0
188.133	-55.621	541.743	0	0	21	183.140	-56.120	966.930
						186.330	-56.610	964.930
						0	0	0
						0	0	0
199.816	-56.033	584.549	0	0	22	0	0	0
						0	0	0
						199.830	-57.510	972.520
						188.420	-61.770	964.210
310.515	-71.817	39.617	2	0	21	0	0	0
						0	0	0
						305.280	-70.700	987.430
						310.170	-68.910	987.510
20.949	-57.218	669.099	1	0	22	16.700	-58.110	974.540
						21.270	-59.980	973.860
						0	0	0
						0	0	0

Tabelle 4: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 05.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
354.325	-58.209	533.206	2	0	11	354.670	-60.350	993.520
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
1.365	-61.420	552.036	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
33.503	-62.582	965.702	1	1	11	31.150	-56.820	955.680
						34.700	-58.420	951.690
						37.640	-59.580	950.960
						40.220	-60.640	953.220
309.950	-58.168	578.455	1	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
66.371	-60.537	144.175	1	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
289.159	-64.325	430.822	1	1	12	279.750	-65.530	980.770
						282.100	-65.030	983.540
						286.130	-64.970	983.780
						288.660	-65.070	983.610
106.443	-61.347	652.228	1	1	12	108.210	-61.170	963.970
						0	0	0
						109.850	-62.150	962.670
						107.090	-62.450	966.890
154.808	-66.739	10.742	2	0	11	162.200	-68.120	996.350
						162.230	-67.120	998.940
						0	0	0
						0	0	0
193.403	-67.752	504.636	2	1	11	200.740	-64.440	968.270
						201.730	-65.610	968.630
						202.480	-66.670	967.680
						200.290	-67.770	966.670
27.378	-65.578	988.115	2	1	21	28.420	-66.410	967.140
						26.420	-67.560	969.440
						19.550	-69.040	974.230
						0	0	0
208.169	-60.663	570.901	0	1	21	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						205.150	-60.150	962.620
						205.480	-62.600	960.190

Tabelle 5: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 06.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-18 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
345.873	-60.039	286.801	2	0	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
324.162	-58.759	582.117	2	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
34.644	-63.536	1035.280	1	1	12	41.29	-61.920	953.160
						41.620	-62.840	953.730
						39.810	-63.320	952.720
						40.030	-63.280	954.250
68.383	-61.606	564.946	1	1	12	0	0	0
						61.790	-61.180	973.820
						62.470	-62.840	972.450
						63.510	-63.770	972.570
108.441	-58.009	682.489	0	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
309.057	-58.757	340.661	1	1	22	0	0	0
						0	0	0
						307.300	-59.400	990.290
						0	0	0
2.110	-67.669	286.139	2	0	22	-7.390	-69.380	978.730
						-1.350	-69.090	977.100
						4.520	-68.130	977.980
						11.880	-66.930	978.140
102.177	-63.031	579.799	2	1	22	105.200	-62.760	968.480
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
116.881	-63.463	494.948	1	1	22	117.370	-61.070	959.090
						114.640	-62.210	963.870
						111.470	-62.610	972.990
						110.160	-62.810	978.070
205.673	-66.125	478.032	1	1	22	204.880	-64.490	961.290
						203.430	-66.080	958.530
						200.810	-67.250	957.440
						197.410	-67.920	956.940
191.608	-68.749	415.862	1	0	21	194.600	-67.080	968.560
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
210.435	-62.747	553.076	0	0	22	0	0	0
						0	0	0
						214.210	-63.310	964.090
						213.000	-64.580	962.710
246.357	-70.014	-170.315	1	1	21	253.180	-70.790	988.020
						251.000	-71.160	995.090
						251.860	-71.080	996.900
						255.510	-72.110	996.260

Tabelle 6: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 07.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Stromfunktion nach MWS [SU]			Merkmale des Maximums			Druck 0-6 UTC [hPa]		
lon	lat	Ψ	Eis	Abdr.	Zuord.	lon	lat	p
334.531	-60.010	907.810	2	1	11	318.430	-55.980	980.220
						322.600	-57.340	969.660
						326.700	-59.220	961.930
						331.220	-61.740	953.180
346.143	-62.464	891.215	2	1	11	327.660	-66.930	986.090
						330.510	-67.010	982.530
						332.680	-67.550	979.100
						335.220	-69.310	973.230
30.213	-64.224	882.702	2	1	11	39.900	-63.650	957.200
						40.840	-63.610	961.770
						40.370	-63.940	965.590
						40.680	-63.600	970.090
49.774	-57.763	738.074	0	1	10	0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
						0	0	0
186.314	-68.134	481.186	2	0	12	193.380	-67.840	960.910
						191.250	-66.980	962.640
						188.820	-65.550	963.680
						187.860	-64.500	963.630
335.033	-63.866	893.772	2	1	21	313.980	-64.520	983.030
						317.750	-63.480	978.210
						318.880	-64.080	974.960
						0	0	0
316.355	-72.788	289.136	2	0	22	0	0	0
						303.580	-74.630	984.660
						309.180	-74.330	982.730
						318.590	-72.900	980.100
77.542	-63.585	372.966	2	1	21	76.710	-61.520	983.040
						80.040	-61.340	984.070
						83.940	-59.920	983.880
						87.580	-58.380	980.140
114.112	-62.553	418.915	1	1	22	0	0	0
						114.940	-61.790	983.550
						0	0	0
						0	0	0

Tabelle 7: Datenauswahl und Zuordnung für Fallstudientag 08.08.92. Kodierung der Merkmale wie in Tab. 1

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier für die sehr entgegenkommende Vergabe dieses Themas, und sein Interesse an den Ergebnissen und dem Fortgang dieser Arbeit. Darüberhinaus danke ich ihm für zahlreiche Ratschläge, und das sofortige geduldige Beantworten meiner Fragen.

Herrn Prof. Dr. Beheng danke ich für die Übernahme des Koreferats, seine tatkräftige Unterstützung meiner Suche nach einem geeigneten Lösungsverfahren für die Poissonsgleichung, und seine Anregungen zu den mathematischen Grundlagen dieser Arbeit.

Ebenso bedeutsam für das Gelingen dieser Arbeit war die Hilfe von Kevin Keay (Universität Melbourne), der mir die Zyklonensuchroutine nach (Murray und Simmonds, 1991a) zur Verfügung gestellt und meine diesbezüglichen Fragen stets umgehend und sehr ausführlich beantwortet hat.

Die in dieser Arbeit verwendeten ECMWF-Daten stammen vom Alfred-Wegener-Institut in Bremerhaven, die SSM/I-Daten von der Polar Science Group der Jet Propulsion Laboratories (JPL) der NASA. In diesem Zusammenhang danke ich den zuständigen Mitarbeitern Wolfgang Cohrs (AWI) und Mark R. Drinkwater (JPL) für zahlreiche Auskünfte im Hinblick auf die Daten.

Weiter danke ich Carolin Schmitt und Julia Schmoeckel, die mir bei der Arbeit mit der GIS-Software, allgemein bei Problemen mit Hard- und Software und zahlreichen meteorologischen, physikalischen, mathematischen und motivationstechnischen Hürden, und schliesslich beim Korrekturlesen hilfreich zur Seite standen.

Carolin Schmitt danke ich im besonderen dafür, dass sie ihr Wissen über die SSM/I-Daten und besagte GIS-Software so grosszügig mit mir geteilt hat.

Darüberhinaus danke ich meinem Zimmergenossen Alexander Lowag, der stets für Diskussionen fachlicher und persönlicher Art zur Verfügung stand. und Petra Huck, die den Grossteil der Literatur für mich beschafft hat.

Desweiteren möchte ich den Mitarbeitern des IMK für Ratschläge und Unterstützung aller Art danken. Auch allen Freunden und Bekannten, die durch ihre moralische Unterstützung und Ratschläge aller Art, sowie durch Korrekturlesen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Schliesslich danke ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und immer an mich geglaubt haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin damit einverstanden, dass diese Arbeit in die Bibliothek eingestellt wird und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 14. September 2003