

**Synoptische, diagnostische und numerische
Untersuchungen der Intensitätsänderungen
von tropischen Wirbelstürmen und
Monsuntiefs**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von

Reinhard Michael Hell
aus
Rosenheim

München, den 29. September 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. R. K. Smith

2. Gutachter: Prof. Dr. J. Egger

Tag der mündlichen Prüfung: 19. 07. 2000

Kurzfassung

Die Intensitätsänderungen eines australischen Monsuntiefs und der Taifune Flo (1990) und Ed (1990) wurden mit Hilfe von operationellen Analysen, diagnostischen Studien und numerischen Modellrechnungen untersucht. Die Analysen basierten auf Gitterdaten vom tropischen Analysesystem des australischen Wetterbüros (BMRC), vom Datenarchiv des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) und vom Experiment zur Zugbahn tropischer Zyklone von 1990 (TCM-90). Die TCM-90-Analysen wurden vom Japanischen Wetterdienst (JMA) und vom Nationalen Zentrum für Umweltvorhersage (NCEP) erstellt und enthielten Taifunkeimzellen des Geophysikalischen Labors für Fließdynamik (GFDL) und des Japanischen Wetterdienstes.

Das Monsuntief entwickelte sich im Februar 1994 über Nordwestaustralien. Nach seiner Entstehung im Monsuntrog verweilte es für mehrere Tage fast stationär über King Sound. Danach zog es langsam südwestwärts entlang der westaustralischen Küste und schwächte sich schließlich über dem Meer ab. Diese Monsuntiefentwicklung wurde an Hand von Zeit-Höhen-Diagrammen verschiedener kinematischer Größen und an Hand der PV-Quelle, die erstmals in der PV-Gleichung berücksichtigt wurde, veranschaulicht. Charakteristisch für diese diagnostischen Felder war der deutlich erkennbare Einfluß der konvektiven und diabatischen Prozesse auf die Monsuntiefentwicklung. Die Strukturen des australischen Monsuntiefs waren sehr ähnlich zu den Strukturen bei indischen Monsuntiefs. Die Entstehung des Monsuntiefs fand zur gleichen Zeit statt wie der Vorbeizug eines Höhentrops und eines Antizyklons in der unteren Troposphäre südlich des Tiefs. In wie weit die Entstehung durch diese beiden Wetterstörungen beeinflusst wurde, konnte nicht endgültig geklärt werden.

Zur Untersuchung der Intensitätsänderungen von tropischen Wirbelstürmen und Monsuntiefs wurde die allgemeine Gleichung der mittleren, tangentialen Windgeschwindigkeit in wirbelfolgenden Zylinderkoordinaten verwendet. In dieser Gleichung lassen sich die symmetrischen, die aufgelöst-asymmetrischen und die unaufgelöst-asymmetrischen (subskaligen) Beiträge vollständig voneinander trennen. Mit ihr können die Tangentialwindänderungen in Abhängigkeit von den Größen Fluß der absoluten Vorticity, Drehimpulsfluß, PV-Fluß oder Eliassen-Palm-Flußdivergenz angegeben werden. Die jeweiligen Eddyflüsse dieser Größen wurden miteinander verglichen. Die Auswirkungen der Konvektion auf die Intensitätsänderungen sowie die Wechselwirkungen eines Monsuntiefs mit Trögen und Rücken der oberen Troposphäre wurden untersucht. Diagnostische Analysen aus Beobachtungsdaten vom australischen Monsuntief zeigten, daß alle Terme der Tangentialwindgleichung mit Ausnahme des Verlagerungsterms für die Intensitätsänderungen von tropischen Wirbelstürmen und Monsuntiefs von Bedeutung waren. Dies schloß insbesondere die subskaligen Terme mit ein, deren Beiträge vornehmlich von Prozessen in Zusammenhang mit hochreichender Konvektion herrührten.

In der unteren und mittleren Troposphäre war die zyklonale Intensivierung des Monsuntiefs vor allem auf die Flüsse der absoluten Vorticity (einwärts gerichtete, zyklonale Flüsse der relativen und planetaren Vorticity bzw. den entsprechenden Termen des Eliassen-Palm-Flusses, des radialen PV-Flusses oder des Drehimpulsflusses) und die vertikale Advektion des Tangentialwindes zurückzuführen. In der oberen Troposphäre erfolgte die zyklonale Tangentialwindänderung vorwiegend aufgrund des Flusses der relativen Vorticity (des auswärts gerichteten, antizyklonalen Flusses der relativer Vorticity), der vertikalen Advektion des Tangentialwindes und der subskaligen Effekte. Die entsprechende Tendenz zur Abschwächung des Antizyklons in der oberen Troposphäre und die kanalisierte, weit ausgedehnte Ausflußströmung waren deutliche Anzeichen für die einsetzende Verstärkung des Monsuntiefs. Das Einwärtswandern der Maxima des PV-Flusses durch Eddies in der oberen Troposphäre

spiegelte die Annäherung von PV-Anomalien in Zusammenhang mit vorbeiziehenden Höhenströmungen wider. Die Konvektion des Monsuntiefs verstärkte sich vor den herannahenden PV-Anomalien aufgrund der reduzierten, statischen Stabilität und aufgrund des Staubsaugereffekts. Auch das Monsuntief konnte sich dadurch intensivieren.

Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der Ergebnisse wurden die diagnostischen Felder, berechnet aus den BMRC-Analysen, mit jenen Feldern verglichen, die aus den ECMWF-Analysen bestimmt wurden. Die Strukturen der über einen Tag gemittelten symmetrischen, aufgelöst-asymmetrischen und unaufgelöst-asymmetrischen Beiträge stimmten trotz der hohen täglichen Variationen verhältnismäßig gut überein. Die Abbildungen der ECMWF-Analysen zeigten jedoch aufgrund des geringeren Gitterabstands des Analysemodells mehr Details mit ausgeprägteren Extrema.

Die Intensitätsänderungen der Taifune Flo und Ed wurden mit dem Europa- und Deutschlandmodell des Deutschen Wetterdienstes untersucht. Auch diese Taifune wurden stark von hochreichender Konvektion beeinflusst. Die Sensitivität der Modellvorhersagen auf unterschiedliche Anfangsbedingungen, Taifunkeimzellen, Modellauflösungen und physikalische Parameterisierungen wurde überprüft und die großskaligen und subskaligen Asymmetrieffekte berechnet.

Die beiden Taifune Flo und Ed entstanden östlich von Guam und zogen in nordwestliche bzw. westliche Richtung. Während des Beobachtungszeitraums waren sie etwa 1700 km voneinander entfernt in einen Monsuntrog eingebettet. Ab dem 15. September 1990 entwickelte sich Flo sehr schnell zu einem Supertaifun und zog nach dem Abdrehen Richtung Japan. Bevor sich Ed nahe der vietnamesischen Küste abschwächte, vollführte er eine unübliche, südwestliche Zugbewegung.

Die Auswirkungen der großskaligen und subskaligen Asymmetrien auf die Intensität des Taifuns Flo waren trotz der benachbarten TUTT-Zelle nicht groß und konnten die starke Eintiefungsphase ab dem 15. September nicht erklären. Auch wurde kein Einwärts- oder Auswärtswandern von maximalen oder minimalen Flüssen der absoluten Vorticity durch Eddies analysiert. Die Vorhersagen der Asymmetrieffekte gaben unabhängig von der Gitterauflösung und der in der Startanalyse verwendeten Taifunkeimzelle verwertbare Hinweise über die Art und Stärke dieser Asymmetrieffekte. Wie beim australischen Monsuntief waren die subskaligen Effekte und die vertikale Advektion von Impuls nicht vernachlässigbar.

Das Europa- und das Deutschlandmodell zeigten für beide Taifune ein mäßiges Vorhersagevermögen in Bezug auf Intensitätsänderungen. Die Ausgangsdatenfelder, die eingepflanzten Keimzellen, die Modellauflösung und die physikalischen Parameterisierungen hatten einen signifikanten Einfluß auf die Intensitätsvorhersagen. Die Randwerte wirkten sich hingegen kaum auf die Intensitätsprognosen aus. Verglichen mit operationellen Vorhersagemodellen besaßen die beiden Modelle ein gutes Vorhersagevermögen für Zugbahnen. Die Zugbahnvorhersagen waren nahezu unabhängig von der Gitterauflösung und der verwendeten Cumulus-, Strahlungs- und Diffusionsparameterisierung. Abweichungen in der Zugbahn entstanden vor allem durch unterschiedliche Randbedingungen und Ausgangsanalysen, einschließlich der verwendeten Taifunkeimzellen. Die Modellauflösung, die verwendete Ausgangsanalyse und die eingepflanzte Keimzelle hatten kaum einen Einfluß auf die Verteilung und Größe der Regengebiete. Die verwendete Keimzelle und die Modellauflösung wirkten sich hingegen merklich auf die kernnahen Niederschlagsmengen aus. Die Intensität der Modelltaifune war mit der Stärke der kernnahen Niederschläge und der Stärke der Konvektion korreliert. Über das gesamte Taifungebiet gemittelt waren die Unterschiede in der Regenmenge bei unterschiedlicher Modellauflösung hingegen gering.

Abstract

The intensity changes of an Australian monsoon depression and typhoons *Flo* (1990) and *Ed* (1990) are investigated using operational analyses, diagnostic studies, and numerical model calculations. The analyses are based on gridded data from the Australian Bureau of Meteorology's (BMRC's) Tropical Analysis System, the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) data archive, and the 1990 Tropical Cyclone Motion experiment (TCM-90). The TCM-90 analyses are provided by the Japan Meteorological Agency and the National Centers for Environmental Prediction and incorporate typhoon boguses of the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory and the Japan Meteorological Agency.

The monsoon depression developed over northwestern Australia in February 1994. After remaining quasi-stationary for several days after its formation in the monsoon trough, the depression drifted slowly southwestwards along the coast of Western Australia and eventually weakened. The evolution is exemplified by time-height cross-sections of various kinematic quantities as well as the apparent source of potential vorticity, which has been taken into account in the PV equation for the first time. A prominent feature of these diagnostic fields is the impact of convective and diabatic processes on the development. The structure of the depression is very similar to those of the few monsoon depressions that have been documented over the Indian subcontinent. The formation of the depression coincided with the passage of an upper-level middle-latitude trough and a low-level anticyclone to the south, but the extent to which the genesis was influenced by these disturbances is unclear.

The equation for the mean tangential wind in a storm-following cylindrical coordinate system is applied to investigate the intensity changes of tropical cyclones and monsoon depressions. In this equation, the symmetric, the resolved asymmetric and the subgrid-scale contributions are fully separated. The tangential wind changes can be interpreted in terms of absolute vorticity flux, angular momentum flux, PV flux or the Eliassen-Palm flux-divergence. The corresponding eddy fluxes are compared, and the impact of convection on the intensity changes as well as the interaction between a monsoon depression and upper-level troughs and ridges is investigated. Analyses of observational data for a monsoon depression that formed near the coast of northwestern Australia in February 1994 show that all terms in the tangential wind equation are important, except for the drift term. These important terms include above all the subgrid-scale terms which are presumed to be largely due to processes associated with deep convection.

In the lower and middle troposphere, the main terms contributing to the intensification of the monsoon depression are the radial absolute vorticity fluxes (cyclonic inward fluxes of relative and planetary vorticity; or the corresponding terms that include the Eliassen-Palm fluxes, the radial PV-fluxes, or the angular momentum fluxes) and the vertical advection of tangential wind. In the upper troposphere, the cyclonic tangential wind change can be attributed mainly to the relative vorticity fluxes (anticyclonic outward fluxes of relative vorticity), the vertical advection of tangential wind, and the subgrid-scale contributions. The weakening tendency of the upper-level anticyclone associated with these effects and the channelled, widespread outflow are related to the strengthening of the monsoon depression. The inward movement of the eddy PV-flux-maxima in the upper troposphere reflects the approach of PV anomalies associated with passing mid-latitude troughs. We hypothesize that the convection near the monsoon depression is enhanced in front of the approaching PV anomalies by the reduction of static stability and by the vacuum cleaner effect, and that this influences the intensification of the depression.

As a check on the robustness of the findings, the results using BMRC analyses are compared with those using ECMWF analyses. Despite the high diurnal variability, the patterns of the daily-mean symmetric, resolved-asymmetric and unresolved-asymmetric contributions agree relatively well, although the figures from the higher resolution ECMWF analyses show more details with more distinct peaks.

The intensity changes of typhoons Flo and Ed, which were strongly influenced by deep convection, have been investigated using the Europa- and the Deutschland-Modell of the Deutscher Wetterdienst. The sensitivity of model forecasts to different initial conditions, typhoon boguses, model resolution and physical parameterizations has been examined.

The typhoons Flo and Ed developed east of Guam and drifted northwest and westward, respectively. During the observation period, they were embedded in the monsoon trough and were about 1700 km apart. After 15 September 1990, Flo intensified rapidly to supertyphoon strength and recurved towards Japan. Before weakening over the coast of Vietnam, Ed undertook an unusual, southwestward drift.

The effects of the large-scale and subgrid-scale asymmetries on the intensity of Typhoon Flo were not significant despite the nearby TUTT-cell and could not explain the intense deepening phase after 15 September. An inward or outward drift of maximal or minimal absolute eddy-vorticity fluxes was not analysed. The predictions of the asymmetry effects give useful hints about the kind and strength of the effects independently of the grid-resolution and the typhoon bogus incorporated in the start analysis. As in the case of the Australian monsoon depression, the vertical advection of momentum and the subgrid-scale effects are not negligible.

For the two typhoons, the Europa- and the Deutschland-Modell showed a modest forecast skill for intensity change. The initial data fields, the incorporated boguses, the model resolution, and the physical parameterizations have a significant influence on the intensity forecasts. The boundary values barely affect the intensity prediction. Compared to operational forecast models, the two models have good skill in predicting typhoon tracks. The track prediction is nearly independent of the grid resolution and the cumulus, radiation and diffusion parameterization applied. Variations in track arise primarily from different boundary conditions and initial analyses including the typhoon boguses used. The model resolution, the initial analysis used, and the typhoon bogus incorporated have nearly no influence on the distribution and size of the rain areas. However, the typhoon bogus used and the model resolution strongly affect the amount of core region precipitation. The intensity of the model typhoons is correlated with the precipitation intensity and the strength of convection. Averaged over the entire typhoon area, the differences in the amount of rain for the two model resolutions is small, however.

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>SEITE</u>
KURZFASSUNG	3
ABSTRACT	5
INHALTSVERZEICHNIS	7
<i>Kapitel 1</i> EINLEITUNG UND LITERATURZUSAMMENFASSUNG	11
<i>Kapitel 2</i> DATENSÄTZE, TAIFUNKEIMZELLEN UND MODELL- BESCHREIBUNGEN	31
 TEIL I: THEORIE	
<i>Kapitel 3</i> DIE GLEICHUNG FÜR DIE MITTLERE, TANGENTIALE ZIRKULATION	41
3.1 Die tangentielle Windgleichung mit vier verschiedenen Transporttermen	42
3.2 Die Asymmetrieterme und die Differenz zwischen dem azimuthalen und dem mit der Pseudodichte gewichteten Mittel	47
3.3 Die subskaligen Beiträge zur Tangentialgeschwindigkeitsänderung	50
 TEIL II: DIAGNOSTISCHE STUDIEN AN EINEM MONSUNTIEF ÜBER NORDWESTAUSTRALIEN	
<i>Kapitel 4</i> SYNOPTISCHE BESCHREIBUNG	53
<i>Kapitel 5</i> DIE SYMMETRISCHEN UND ASYMMETRISCHEN FELDER	62
5.1 Symmetrische Zirkulation	62
5.2 Asymmetrische Struktur	66
<i>Kapitel 6</i> DIAGNOSTISCHE UNTERSUCHUNG DER TANGENTIALWIND- ÄNDERUNGEN	67
6.1 Die vertikale und radiale Struktur der Beiträge zur Tangentialwind- änderung	67
6.2 Die symmetrischen und die asymmetrischen Beiträge zur Tangentialwind- änderung	71
6.3 Die zeitliche Entwicklung der Beiträge zur Tangentialwindänderung	72
6.3.1 Die großskaligen Asymmetrieeffekte	73
6.3.2 Die subskaligen Asymmetrieeffekte	79
6.3.3 Die diabatischen und konvektiven Prozesse	80
(a) Die Vertikaladvektion durch diabatische Erwärmung	80
(b) Die subskaligen und diabatischen Prozesse der Cumuluskonvektion	81
6.3.4 Der Gesamteffekt der asymmetrischen Strömung	82
6.4 Winkelabhängige Variation	83

<i>Kapitel 7</i>	ERGEBNISVERGLEICH ZWISCHEN DEM BMRC-ANALYSESYSTEM UND DEM ECMWF-ANALYSESYSTEM	86
------------------	--	-----------

<i>Kapitel 8</i>	POTENTIELLE VORTICITYBILANZ	88
------------------	------------------------------------	-----------

TEIL III: MODELLIERUNG DES SUPERTAIFUNS FLO

<i>Kapitel 9</i>	SYNOPTISCHE BESCHREIBUNG	93
------------------	---------------------------------	-----------

<i>Kapitel 10</i>	PHASE I DES COMPARE-EXPERIMENTS: VERGLEICH ZWISCHEN DEN ANALYSEN UND DEN MODELLVORHERSAGEN	96
-------------------	---	-----------

10.1	Analyse der Bodendruck- und Geopotentialfelder (Vergleich der NCEP- und der JMA-Analysen)	97
10.1.1	Untere Troposphäre	97
10.1.2	Obere Troposphäre	99
10.2	Prognose der Bodendruck- und Geopotentialfelder	100
10.2.1	Untere Troposphäre	100
10.2.2	Obere Troposphäre	102
10.3	Windgeschwindigkeit	104
10.4	Die Beiträge zur Tangentialwindänderung	106
10.5	Zugbahn und Zuggeschwindigkeit	111
10.6	Einfluß der physikalischen Parameterisierungen	114
10.7	Aktualität der Startanalyse	116
10.8	Niederschlag	117

<i>Kapitel 11</i>	PHASE II DES COMPARE-EXPERIMENTS: MODELLÄUFE MIT GFDL-KEIMZELLE	124
-------------------	--	------------

11.1	Kerndruck	125
11.2	Obere Troposphäre	128
11.3	Einfluß der Asymmetrien in der oberen Troposphäre auf die Intensität	130
11.3.1	Der Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies	130
11.3.2	Der subskalige Asymmetrieeffekt	132
11.4	Zugbahn und Zuggeschwindigkeit	133
11.5	Einfluß der Randwerte	135
11.6	Einfluß der Cumulusparameterisierung	136
11.7	Niederschlag	137

<i>Kapitel 12</i>	ZUSAMMENFASSUNG	145
-------------------	------------------------	------------

ANHANG:

HERLEITUNG DER GLEICHUNGEN UND ÄQUIVALENZ DER A_H-TERME	155
A) Herleitung über die Vorticitygleichung	155
B) Herleitung über den absoluten Drehimpuls	156
C) Die Beziehungen zwischen den A_H -Termen	157
D) Tangentialwindgleichung bei quasigeostrophischer Näherung	159
SYMBOLVERZEICHNIS	161
AKRONYME DER ANALYSEN UND MODELLVORHERSAGEN	163
LITERATURVERZEICHNIS	164
DANKSAGUNG	171
LEBENS LAUF	172

1. Einleitung und Literaturzusammenfassung

Welche Wetterbedingungen starke und schnelle Intensitätsänderungen tropischer Wirbelstürme und Monsuntiefs verursachen, ist noch weitgehend ungeklärt. Eine oft gestellte Frage ist, auf welche Weise eine Sturmentwicklung von TUTT-Zellen¹, benachbarten Hoch- und Tiefdrucksystemen sowie von Höhentroggen und -rücken mittlerer Breiten (engl: mid-latitude troughs and ridges) beeinflusst wird. Seit der schnellen und unerwarteten Intensivierung der Hurrikane Elena und Opal - jeweils während der Annäherung eines Höhentroggen - richtet sich das Interesse insbesondere auf die Wechselwirkung zwischen tropischen Zyklonen und Höhentroggen (engl.: tropical cyclone-trough interaction). Eine Möglichkeit zur Charakterisierung dieser Wechselwirkung bietet die Berechnung der Flüsse der potentiellen Vorticity durch Eddies (engl.: eddy potential vorticity fluxes)² bzw. der dazu äquivalenten Größen. Zu diesen äquivalenten Größen gehören der Fluß der absoluten Vorticity, die Advektion des absoluten Drehimpulses und die Eliassen-Palm-Flußdivergenz. In der vorliegenden Arbeit werden diese Größen auf eine einheitliche Form gebracht (Kap. 3). Die Intensitätsänderungen der tropischen Zyklone können mit diesen vier Größen unterschiedlich interpretiert werden. Die verschiedenen Interpretationsmöglichkeiten werden in den Kapiteln 3 und 6 diskutiert. Der Einfluß konvektiver und diabatischer Prozesse auf die dynamische Entwicklung eines Wirbelsturms wird unter Verwendung der subskaligen Terme der Tangentialwindgleichung abgeschätzt. Dieser Einfluß wird außerdem mit Hilfe der Bilanzgleichung der potentiellen Vorticity (PV) untersucht. Hierfür werden die scheinbaren PV-Quellen in die Bilanzgleichung explizit miteinbezogen. Durch numerische Modellrechnungen lassen sich einzelne Prozesse, die zu Intensitäts- bzw. Tangentialwindänderungen führen, isolieren und auf die Größe ihrer Wirkung hin untersuchen.

Monsuntiefs

Wie in der Vorveröffentlichung (Hell und Smith, 1998) beschrieben, "sind Monsuntiefs wichtige Wetterelemente des australischen Sommermonsuns und sorgen für große Niederschlagsmengen während der Monsunsaison. Trotzdem wurden bisher nur verhältnismäßig wenige Monsuntiefs untersucht und es gibt keine detaillierte Klimatologie über die Entstehung der Monsuntiefs. Eine kurze Beschreibung ihrer typischen Merkmale liefert der Artikel von Davidson und Holland (1987), der auch über die Entwicklung zweier besonders ausgeprägter Monsuntiefs Auskunft gibt. Die beiden Autoren registrieren pro Jahr rund fünf

¹ TUTT = tropical upper tropospheric trough (tropischer Höhentrog)

² Eddies sind großskalige Asymmetrien in der Umgebung tropischer Wirbelstürme (oder in der Strömung um die Nord- und Südpole).

Monsuntiefs, wobei meist ein oder zwei Monsuntiefs für mehrere Tage das Wettergeschehen über Australien bestimmen. Wie tropische Wirbelstürme besitzen Monsuntiefs in der mittleren und oberen Troposphäre einen warmen Kern. Maximale Tangentialwinde erreichen die Monsuntiefs in der unteren Troposphäre. In den äußeren Bereichen ähnelt der strukturelle Aufbau der Monsuntiefs dem Aufbau der tropischen Zyklone. Einige Monsuntiefs gehen sogar aus tropischen Zyklonen hervor (McBride und Keenan, 1982). Die primäre Zirkulation von Monsuntiefs kann bodennahe Windgeschwindigkeiten von über 20 ms^{-1} erreichen. Die Windgeschwindigkeiten liegen damit fast im Bereich schwacher tropischer Zyklone (engl.: minimal tropical cyclones). Falls Monsuntiefs über Meeresgebiete mit warmen Oberflächentemperaturen ziehen, können sich diese zu tropische Zyklone entwickeln (Foster und Lyons, 1984; McBride und Keenan, 1982).”

Die dynamische und thermodynamische Entwicklung sowie die Zugbahn eines australischen Monsuntiefs sind von Dengler und Smith (1998), Hell und Smith (1998), Hell (1999) und Weber und Smith (2000) analysiert und modelliert worden. Die Untersuchungen von indischen Monsuntiefs vor 1977 sind von Sikka (1977) zusammengefaßt worden. Weitere, etwas später erschienene Studien über indische Monsuntiefs stammen von Daggupaty und Sikka (1977), Warner (1984) und Douglas (1992a, b).

Tropische Zyklone

”Tropische Zyklone sind”, wie in Hell (1998a, b) beschrieben, ”mesoskalige Tiefdrucksysteme über tropischen und subtropischen Gewässern mit maximalen Windgeschwindigkeiten von über 33 m/s. Sie besitzen warme Kerne³, aber keine Frontensysteme. Im Kern und in den Regenbändern findet kräftige und hochreichende Konvektion statt. Regionale Namen für tropische Zyklone sind Taifune und Hurrikane. Als Taifune werden tropische Zyklone im Nordwestpazifik westlich der Datumsgrenze bezeichnet und als Hurrikane die tropischen Zyklone westlich und östlich von Amerika.

Tropische Zyklone entstehen über Ozeanen mit Wassertemperaturen über $26,5^{\circ}\text{C}$. Dies zeigt, daß die Flüsse an latenter und sensibler Wärme von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre für die Zyklonentwicklung sehr wichtig sind. Innerhalb von 5°S und 5°N können aufgrund des zu geringen Corioliseffekts dieser Region keine tropischen Zyklone entstehen.

Die meisten Taifune und Hurrikane besitzen eine hohe Zylindersymmetrie im Druckfeld und in der Bewölkung. Im Rotationszentrum bildet sich häufig ein fast wolkenfreies Auge mit einem Durchmesser von 20 - 50 km. Die Wolken lösen sich im Auge aufgrund absinkender Luftbewegungen auf. Um dieses Auge herum befindet sich die Augenwand, die

³ Gebiet innerhalb von etwa 100 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum (engl.: core)

aus hochreichender Cumulonimbusbewölkung besteht. Die stärksten Tangentialwinde und die stärksten Niederschläge beobachtet man innerhalb dieser Augenwand. Nahe der Wolkenbasis der Augenwand erreichen die tropischen Zyklone Windgeschwindigkeiten bis zu 100 m/s. Die Niederschlagsraten können im Kern über 100 mm/h betragen. Diese als Super-Taifune bzw. Superhurrikane bezeichneten Wirbelstürme erreichen Kerndrücke unter 920 hPa.

Außerhalb des Kerns sind die heftigsten Regenfälle und die kräftigsten Winde auf die spiralförmig angeordneten Regenbänder konzentriert. Die Regenbänder befinden sich während der gesamten Lebensdauer des Zyklons in nahezu gleichbleibenden Abständen vom Wirbelzentrum. Die stärksten Niederschläge in den Regenbändern und der Wolkenwand herrschen auf der Nordhalbkugel (Südhalbkugel) gewöhnlich im vorderen rechten (linken) Quadranten bezogen auf das Sturmzentrum und auf die Zugrichtung des Zyklons. Die kräftigen Aufwinde in den Regengebieten werden von radialen, einwärts gerichteten Flüssen an Feuchte und Masse unterhalb der Wolkenbasis gespeist. Der Ausfluß weg von den Aufwindgebieten erfolgt in den obersten Troposphärenschichten und ist am großen Cirrenamboß erkennbar.

Die äquivalentpotentielle Temperatur der in Bodennähe einwärts strömenden Luft erhöht sich auf dem Weg Richtung Wirbelzentrum. Diese kontinuierliche Temperaturzunahme erfolgt aufgrund der Flüsse an Wasserdampf und Enthalpie. Durch die kräftigen Winde und die aufgepeitschte See sind diese Flüsse von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre besonders stark. Beim feuchtadiabatischen Aufsteigen der Luft bleibt die äquivalentpotentielle Temperatur nahezu konstant. Aufgrund der reichlich freiwerdenden latenten Wärme während des Aufsteigens und wegen der (trocken-) adiabatischen Erwärmung während des kompensierenden Absinkens in der Umgebung der Aufwinde zeigt die Temperaturverteilung im Kern eine positive Anomalie von 10 bis 15 K. Diese Temperaturanomalie ist über fast den gesamten Troposphärenbereich hinweg (etwa 900 bis 200 hPa) beobachtbar.

Aufgrund der Temperaturverteilung im Kern werden gemäß der thermischen Windgleichung die stärksten Winde nahe der Wolkenbasis beobachtet. Oberhalb der Wolkenbasis nehmen die Windgeschwindigkeiten mit zunehmender Höhe schnell ab. In der oberen Atmosphäre ist das Windfeld üblicherweise sehr asymmetrisch bezüglich des Wirbelzentrums. Eine Ursache für die Asymmetrien ist die Advektion planetarer Vorticity von höheren zu niedrigeren Breiten. Weitere Störungen der Asymmetrie ergeben sich aus vorbeiziehenden Trögen und TUTT-Zellen." Für umfangreichere Informationen über tropische Zyklone siehe z. B. Pielke (1990).

Intensitätsänderungen

Zur Untersuchung der dynamischen und thermodynamischen Entwicklung eines tropischen Wirbelsturms oder jeder anderen Art von Wirbel (sowie der zirkumpolaren Wirbelströmung) stehen mehrere diagnostische Berechnungsmöglichkeiten zur Verfügung. Diese äquivalenten Berechnungen geben Aufschluß über die zeitlichen Änderungen der mittleren Tangentialwinde. Die Bestimmung der Tangentialwinde erfolgt jeweils relativ zum Wirbelzentrum. Die zeitlichen Änderungen der Tangentialwinde können mit Hilfe der Drehimpulsbilanz (z. B. Palmén und Riehl, 1957; Pfeffer, 1958; Tuleya und Kurihara, 1975; Challa und Pfeffer, 1980; Holland, 1983; Skubis und Molinari, 1987), der Bilanz der absoluten Vorticity (z. B. Smith et al., 1995; Davidson, 1995a, b), der Bilanz der potentiellen Vorticity (z. B. Molinari et al., 1995; Hell und Smith, 1998) oder der Flußdivergenzgleichung von Eliassen und Palm (z. B. Molinari et al., 1995) berechnet werden. Analoge Berechnungsansätze zur Untersuchung der *zonal* gemittelten Zirkulation sind in den Artikeln von Holton (1992), Andrews et al. (1987) und Tung (1986) beschrieben. Die Zusammenführung der vier Berechnungsmöglichkeiten zu einer gemeinsamen Größengleichung wird in Kapitel 3 vollzogen. Die in der Literatur und nachfolgend beschriebenen Ergebnisse sind dementsprechend unabhängig von der gewählten Berechnungsart. Bei tropischen Zyklonen oder tropischen Sturmtiefs ist aufgrund der Verlagerungsbewegung der Wirbel die Verwendung eines wirbelfolgenden Koordinatensystems notwendig. Die Flüsse aufgrund unaufgelöster Prozesse (wie Konvektion) liefern einen signifikanten Beitrag zur Tangentialwindänderung. Daher werden diese Flüsse bei den hier durchgeführten Untersuchungen ebenso wie die Flüsse aufgrund großskaliger Prozesse (wie jene, die mit großskaligen Strömungen zusammenhängen) berücksichtigt.

Die ersten Veröffentlichungen zur Drehimpulsbilanz tropischer Zyklone stammen von Palmén und Riehl (1957) und Pfeffer (1958). Sie schätzten die symmetrischen und asymmetrischen Beiträge zum Drehimpulstransport (engl.: angular momentum transport) in der Nähe von Hurrikanen ab. Neuere Arbeiten über Drehimpulsbilanzen wurden von Challa und Pfeffer (1980) und von Holland (1983) veröffentlicht. Challa und Pfeffer simulierten die Auswirkungen der Drehimpulsflüsse durch Eddies auf die Intensität von Modellhurrikanen (Eddies sind großskalige, asymmetrische Störungen). Holland stellte die Gleichungen der Drehimpulsbilanz für Eulersche- und Lagrange-Zylinderkoordinaten (engl.: Eulerian and Lagrangian cylindrical coordinates) mit dem Wirbelzentrum als Koordinatenursprung auf. Zur Untersuchung der Energieflüsse durch Eddies in meridionaler und vertikaler Richtung führten Eliassen und Palm (1960) einen zweidimensionalen Flußvektor ein, der den Drehimpuls als erste und den Wärmefluß als zweite Komponente enthält. Mit diesem Flußvektor konnte das Strömungsmuster aufgrund der großskaligen Eddies in der radialen und meri-

dionalen Richtung näherungsweise⁴ bestimmt werden. Durch die Einführung des transformierten Eulerschen Mittels unter Verwendung der residualen Windgeschwindigkeiten übertragen Andrews und McIntyre (1976, 1978) die Vorteile der Formulierung des Eliassen-Palm-Flusses in isentropen Koordinaten (u. a. Isolierung der residualen, adiabatischen Luftbewegungen) auf die Formulierung in kartesischen Koordinaten. Im Falle quasi-geostrophischer Luftbewegungen erscheinen dann die Beiträge der asymmetrischen Strömung nur mehr in der Bewegungsgleichung und nicht mehr in der thermodynamischen Gleichung. Molinari et al. (1995) formulierten die Tangentialwindgleichung in Abhängigkeit von den Eliassen-Palm-Flüssen für wirbelfolgende Zylinderkoordinaten. Sie verwendeten diese Gleichung zur Interpretation von Intensitätsänderungen tropischer Zyklone aufgrund großskaliger Asymmetrien in deren Umgebung. In der gleichen Veröffentlichung beschrieben Molinari et al. auch die Flüsse der potentiellen Vorticity, die nahezu äquivalent zur Eliassen-Palm-Flußdivergenz sind. Die zeitliche Entwicklung der potentiellen Vorticityverteilung in einem achsensymmetrischen, hurrikanähnlichen Wirbel wurde von Schubert und Alworth (1987) und Möller und Smith (1994) mit einem numerischen Modell berechnet, das als Horizontalkomponente den potentiellen Radius⁵ besitzt. Smith et al. (1995) untersuchten die Entwicklung der symmetrischen Zirkulation eines barotropen Modellwirbels auf einer Beta-Ebene und berechneten hierzu die Vorticityflüsse.⁶

Schnelle Intensitätsänderungen tropischer Sturmtiefs sind oft mit großen, asymmetrischen Störungen in Zusammenhang mit Höhentroggen und -rücken verbunden (Challa et al., 1998; Molinari et al., 1998, 1993; Shi et al., 1997, 1990; DeMaria et al., 1993; Montgomery und Farrell, 1993; Pfeffer und Challa, 1992; Rodgers et al., 1991; Molinari und Vollaro, 1990, 1989; Davidson et al., 1990; Challa und Pfeffer, 1990; Merrill, 1988; Holland und Merrill, 1984; McBride, 1981). Die in diesen Studien verwendeten Tangentialwindgleichungen und die darin enthaltenen Terme stehen, wie oben erwähnt, in enger Beziehung zueinander. In Kapitel 3 wird eine Beziehung zwischen diesen azimuthal gemittelten Gleichungen und den dazugehörigen Termen hergestellt. Nachfolgend werden die Ergebnisse dieser Veröffentlichungen zusammengefaßt und erklärt.

⁴ gemäß der meistens verwendeten, quasigeostrophischen Näherung

⁵ Der potentielle Radius ist definiert durch $R = (r^2 + 2rvf^{-1})^{-2}$, wobei f der Coriolisparameter, v die Tangentialgeschwindigkeit und r der radiale Abstand vom Wirbelzentrum ist (siehe z. B. Möller und Smith, 1994).

⁶ Man beachte jedoch, daß in dem Artikel von Smith et al. (1995) die Bezeichnung "Fluß der absoluten Vorticity" für die falschen Terme verwendet wird und daher in dieser Arbeit anders definiert ist. Die von Smith et al. mit dem Ausdruck "Fluß der absoluten Vorticity" bezeichneten Terme stellen vielmehr die Effekte in Zusammenhang mit der planetaren Vorticity dar.

Drehimpulsbilanz bei asymmetrischer Strömung um die Tiefdrucksysteme

In der Zusammenstellung von sich entwickelnden und sich nicht entwickelnden tropischen Stürmen stellte McBride (1981) unter Verwendung der Drehimpulsbilanz fest, daß bei den sich entwickelnden Stürmen ein beträchtlicher Anteil des Drehimpulsimports von den Asymmetrien herrührte. Der Import von relativem Drehimpuls war bei stärker werdenden Stürmen zwei- bis dreimal so groß als bei schwächer werdenden Stürmen. Die Daten zeigten, daß bei stärker werdenden Stürmen der kräftige, einwärts gerichtete Impulsfluß durch Eddies gut organisiert war bzw. über weite Gebiete hinweg ähnlich groß war. Dagegen war der Impulsfluß durch Eddies in Stürmen, die sich nicht verstärkten, kaum organisiert. Die zweidimensionalen Modellierungsstudien von Pfeffer und Challa (1981) mit vorgegebenen Impulsflüssen in der oberen Troposphäre ergaben, daß sich die entwickelnden Wirbel im Vorhurrikanstadium (engl.: prehurricane phase) durch die beschleunigende Wirkung der Flüsse durch Eddies rasch verstärkten und bereits innerhalb von vier Tagen Hurrikanstärke erreichten. Ohne die Flüsse durch Eddies in der oberen Atmosphäre konnten sich dieselben Wirbel hingegen nicht zu Hurrikanen intensivieren. Außerdem war die Umwandlung der kinetischen Energie der asymmetrischen Strömung in kinetische Energie der mittleren Hurrikanzirkulation bei Modellrechnungen mit Impulsflüssen durch Eddies viel stärker als bei Modellrechnungen ohne diese Impulsflüsse. Diese Ergebnisse wurden von den dreidimensionalen Modellierungsstudien von Challa und Pfeffer (1990) und Pfeffer und Challa (1992) unter Verwendung des gleichen Datensatzes bestätigt. Die beiden Wissenschaftler schlossen daraus, daß die symmetrischen Prozesse nicht ausschlaggebend dafür waren, welche der vielen tropischen Störungen sich zu Hurrikanen weiterentwickelten und welche nicht. Meistens waren es die asymmetrischen Prozesse in Zusammenhang mit großskaligen Eddies, die günstige thermodynamischen Bedingungen für die fortwährende Intensivierung der Störungen bis zur Hurrikanstärke bereitstellten.

Auswirkung der radialen Strömung auf die Intensität

Pfeffer und Challa (1992) stellten bei ihren Modellierungsstudien fest, daß die Wärme- und Drehimpulsflüsse der großskaligen Eddies radiale Zirkulationen über ausgedehnte Ozeangebiete hinweg anregten. In der unteren Troposphäre fand Einströmen und in der oberen Troposphäre Ausströmen statt. Die einströmende Luft nahm latente Wärme von der warmen Meeresoberfläche auf und reicherete sie in Kernnähe an. Durch Cumuluskonvektion wurde die latente Wärme freigesetzt, was die radiale Zirkulation verstärkte.

Die vertikale Struktur des radialen Windfelds tropischer Wirbelstürme wurde von Holland und Merrill (1984) bestimmt. Ihre Beobachtung war, daß das über alle untersuchten Wirbelstürme gemittelte Windfeld nahe dem 200 hPa-Niveau einen horizontal ausgedehnten

Bereich mit Ausströmen und zwei Bereiche mit Einströmen besaß. Das primäre Einströmen fand dabei nahe der Erdoberfläche und das sekundäre Einströmen bei etwa 400 hPa (≈ 335 K) statt. Das primäre Einströmen in den unteren Niveaus sorgte für eine Zufuhr von Drehimpuls, die den Impulsverlust durch Bodenreibung ausglich (vgl. Holland, 1983). Das primäre Einströmen sorgte nach Ooyama (1964) und Charney und Eliassen (1964) auch für ein Konvergieren der Feuchte in Richtung der kernnahen Konvektion. Den Untersuchungen von Holland und Merrill (1984) zufolge half das vertikal ausgedehnte Einströmen eine starke, zyklonale Strömung mit wenig Windscherung in der mittleren Troposphäre aufrecht zu erhalten. Oft beobachtete man zugleich einen Intensitätsanstieg und eine Reduzierung des Radius des maximalen Winds (engl.: radius of maximum wind). Die maximale Windgeschwindigkeit erhöhte sich aufgrund der weitgehenden Drehimpulserhaltung bei Annäherung der radial und tangential strömenden Luft an das Wirbelzentrum. Insbesondere in Kernnähe führte eine geringfügige Umverteilung des Drehimpulses von außen nach innen bzw. von innen nach außen zu großen Tangentialwindänderungen.

Ooyama (1982) merkte hierzu jedoch an, daß das durch Reibung hervorgerufene Einströmen in der dünnen, bodennahen Grenzschicht keine direkte Ursache für eine Intensivierung der Primärzirkulation sein dürfte. Bei seinen Modellrechnungen verschärfte sich der radiale Druckgradient, der das reibungsbedingte Einströmen antrieb, nur, wenn sich zugleich die Zirkulation über eine tiefe Schicht hinweg verstärkte. Da der absolute Drehimpuls der einströmenden Luft nahezu konstant blieb, konnte sich die Primärzirkulation ohne großen Energieaufwand verstärken, sobald das radiale Einströmen über eine tiefe Schicht hinweg stattfand. Damit jedoch Einströmen stattfinden konnte, mußte Luft im Kern aufsteigen und nahe der Tropopause abfließen. Die thermodynamische Energie, die für das Heben der Luft im Kern benötigt wurde, war laut Ooyama (1982) wesentlich geringer als die kinetische Energie, die für eine Verstärkung der Tangentialwinde erforderlich war.

Von Molinari und Vollaro (1990) wurde die vertikale Struktur des Hurrikans Elena und sein Reagieren auf Umgebungseinflüsse untersucht. Einströmen fand insbesondere bei einem Radius von 500 km und über eine tiefe Schicht hinweg statt, welche sich vom Boden bis zur mittleren Troposphäre erstreckte. Ausströmen erfolgte hingegen in einer dünnen Schicht nahe 200 hPa. Das Gebiet mit erzwungener Hebung im Zentrum des Hurrikans wurde allmählich immer kleiner. Es hatte aber stets eine radiale Ausdehnung von mindestens 1000 km. Mit der Zeit verlagerte sich die maximale Beschleunigung der primären Zirkulation von der oberen Troposphäre in die mittlere und untere Troposphäre. Der Grund hierfür war der vertikale Impulstransport durch Konvektion. Die Konvektion und die dazugehörigen diabatischen Quellen wurden sehr wahrscheinlich durch einen Trog verstärkt, der sich dem Hurrikan Elena näherte. Darüber hinaus führte der Trog zu einer Impulsflußkonvergenz und einer Verringerung der Trägheitsstabilität in der oberen Tropo-

sphäre. Im 200 hPa-Niveau traten sogar Trägheitsinstabilitäten auf. Die Tangentialgeschwindigkeit war somit in diesem Niveau zu hoch für das Gradientwind-Gleichgewicht. Auch die vertikale Windscherung war nicht mehr ausbalanciert und die zyklonale Windscherung war für den vorhandenen warmen Kern zu schwach (bzw. der Kern war zu warm für die momentane Windscherung). Die sekundäre Zirkulation, die zur Wiederherstellung des Gleichgewichts benötigt wurde, verringerte die Beschleunigung der primären Zirkulation im 200 hPa-Niveau durch Auswärtstransport zyklonalen Impulses. Die sekundäre Zirkulation verstärkte auch die primäre Zirkulation in mittleren Niveaus und kühlte den Kernbereich durch Aufwinde.

Ohne einen weit hinausreichenden Ausfluß in der oberen Troposphäre würde laut Holland und Merrill (1984) die absinkende Luft im Abwindgebiet der sekundären Zirkulation die kernnahe Konvektion unterdrücken. Auch würde die absinkende Luft durch adiabatische Erwärmung den radialen Temperatur- und Druckgradienten verringern. Sehr ähnliche Beobachtungen machten auch Frank (1982) und Holland (1984a-c) bei Untersuchungen zur Struktur und Klimatologie tropischer Zyklone im Westpazifik und Arabischen Meer (Frank) sowie im Südwestpazifik und bei Australien (Holland).

Drehimpulsfluß

In einem weiteren Artikel von Molinari und Vollaro (1989) wurden die externen Einflüsse auf die Hurrikanintensität in der Ausflußschicht unter Verwendung der Drehimpulsflüsse durch Eddies beschrieben. Bei Hurrikan Elena fanden sie eine hohe Korrelation zwischen den Drehimpulsflüssen in großer Entfernung vom Wirbelkern und den jeweils 27 – 33 Stunden später registrierten Druckänderungen im Sturmzentrum. Der Impulsfluß aufgrund der Asymmetrien war außerhalb 800 km Radius größer als der Impulsfluß aufgrund der mittleren, azimuthalen Strömung. Ein verstärkter Ausfluß in Zusammenhang mit verstärkter Konvektion im Sturmkern reduzierte für 48 Stunden die Trägheitsstabilität in der Ausflußschicht (bis zu einem radialen Abstand von 1500 km). Das Ausflußmaximum trat näher beim Sturmzentrum auf als das Maximum der Impulsquelle der Eddies (engl.: eddy momentum source). Während der nächsten 24 Stunden wanderte das Ausflußmaximum zusammen mit dem Maximum der Impulsquelle radial einwärts. Stets wurden innerhalb des Ausflußmaximums aufwärts gerichtete Luftströme beobachtet. Nachdem das Ausflußmaximum den Sturmkern erreicht hatte, nahm der Druck für mehrere Stunden mit einer hohen Druckfallrate ab. Molinari und Vollaro (op. cit.) vermerkten, daß eine Impulsquelle vor allem in drei Regionen zu beobachten war: (a) in der nordwestlichen Strömung auf der Rückseite des Trogs (dort wurde zyklonal gerichteter Impuls zugeführt), (b) in der west-südwestlichen Strömung auf der Vorderseite des Trogs (hier wurde antizyklonal gerichteter Impuls abtransportiert) und (c) im Gebiet des Ausflußjets südlich des Sturms (dort wurde

antizyklonal gerichteter Impuls abtransportiert). Das Einwärtswandern der Impulsquellen erfolgte entsprechend der Annäherung des Höhentrogs an den Hurrikan Elena. Vor der Eintiefungsphase erfolgte die Impulszunahme im Hurrikan hauptsächlich durch den Trog. Molinari und Vollaro zogen daraus den Schluß, daß die Intensitätsvorhersagen durch die Berechnung der Impulsflüsse durch Eddies verbessert werden könnten. Die Impulsflüsse geben nämlich, unabhängig von der Komplexität der Wechselwirkungen, den azimutal gemittelten (Gesamt-)Effekt der Sturmumgebung an. Diese Schlußfolgerung wird durch die Berechnungen in der vorliegenden Arbeit unterstützt. In den Kapiteln 6, 7, 10 und 11 werden die Flüsse in der Nähe des Taifuns Flo (1990) und in der Nähe eines australischen Monsuntiefs von 1994 aus Analysen und Modellvorhersagen berechnet.

Konvergenz des Drehimpulsflusses durch Eddies

Davidson und Holland (1987) und Davidson et al. (1990) führten Fallstudien über zwei australische Monsuntiefs und zwei tropische Zyklone (Irma und Jason, beide 1987) durch. Während der Intensivierungsphasen dieser Zyklone beobachteten sie Höhenträge westlich der Zyklone. Die Höhenträge führten aufgrund der von ihnen initiierten, asymmetrischen Strömungen zu großen Drehimpulsimporten in weitem Abstand vom Wirbelzentrum (etwa 1200 km). Starke Konvergenzen des Drehimpulsflusses durch Eddies konnten jedoch nur in der oberen Troposphäre registriert werden. Davidson und Holland stellten fest, daß die Extrema der Konvergenz des Drehimpulsflusses durch Eddies (KDE; engl.: eddy angular momentum flux convergence) während der Entstehung der Tiefs einwärts wanderten. Die beiden Autoren waren der Meinung, daß die umgebungsbedingten Flüsse die Divergenz in der oberen Troposphäre und die konvektive Aktivität über dem Entstehungsgebiet verstärkten. Dadurch würde auch die Zyklonentwicklung in der unteren Troposphäre angeregt. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß die verstärkte Divergenz und Konvektion lediglich Symptome einer fortschreitenden Zyklonentwicklung sein könnten.

Für alle benannten Hurrikane zwischen 1989 und 1991 berechneten DeMaria et al. (1993) die Konvergenzen des Drehimpulsflusses durch Eddies (KDE) im 200 hPa-Niveau. Sie registrierten, daß Perioden verstärkter KDE innerhalb von 1500 km etwa alle fünf Tage auftraten und zwar immer dann, wenn die Zyklone mit Höhentrogen oder Kältetiefs wechselwirkten. Ein KDE-Maximum entstand meist in einem radialen Abstand zwischen 1000 und 1500 km und wanderte dann im Laufe der Zeit radial einwärts. Die Ereignisse mit verstärkter KDE dauerten etwa ein bis drei Tage. Alle Stürme ohne eine Phase mit verstärkter KDE blieben für mindestens drei Tage auf dem Niveau eines tropischen Sturms (Allison und Iris, beide 1989; und Diana, Edouard, Fran und Hortense, jeweils 1990). In etwa einem Drittel der Fälle intensivierte sich der Sturm gleich nach der Phase verstärkter KDE. In der Mehrzahl der Fälle, in denen sich der Sturm nicht intensivierte, erhöhte sich

gleich nach der Phase der verstärkten KDE die vertikale Windscherung⁷ oder der Sturm zog über kaltes Wasser. Als statistisch signifikant (mit einer 95 prozentigen Sicherheit) erwies sich die Beziehung zwischen der KDE innerhalb von 600 km und der Intensitätsänderung während der nächsten 48 Stunden. Diese Beziehung konnte jedoch nur gewonnen werden, nachdem eine mehrfache Regression angewendet wurde. Mit Hilfe der Regression wurden die Effekte der vertikalen Windscherung und der Meeresoberflächentemperatur herausgerechnet. Bei den sich schnell intensivierenden Stürmen war die KDE in sechs von zehn Fällen verstärkt und die vertikale Windscherung gering. Daraus schlossen DeMaria et al., daß die Lage der Anomalien bezüglich der tropischen Stürme ausschlaggebend dafür war, ob die Wechselwirkung zwischen den Stürmen und den Anomalien förderlich für die Sturmentwicklung war oder hemmend. (Anomalien, die sich den Stürmen von Westen her näherten, verstärkten die Stürme. Nach Osten abziehende Anomalien schwächten die Stürme.) Die theoretischen Überlegungen in Abschnitt 6.4 werden mit Hilfe der Vorticityflüsse darlegen, wie sich die Lage der Anomalien auf die Sturmintensität auswirkt. Die Auswertungen zum australischen Monsuntief und zum Taifun Flo sind Fallbeispiele hierzu (siehe Teil II und III).

Impuls-, Wärme- und Feuchteflüsse durch Eddies

Challa et al. (1998) untersuchten die Bedeutung der Impuls- und Wärmeflüsse durch Eddies für die Hurrikanentwicklung. Dazu modellierten sie eine sich entwickelnde und eine sich nicht entwickelnde tropische Störung (Taifun Tip bzw. tropischer Sturm Faye, beide 1979). Aus den Modellergebnissen analysierten sie die Unterschiede in den Flußverteilungen. Der auffälligste Unterschied in den Anfangszuständen von Tip und Faye war der entgegengesetzte Drehimpulsfluß durch Eddies mit maximalen Amplituden bei etwa 200 hPa und radialen Abständen von mehr als 1000 km. Die Impuls- und Wärmeflüsse durch Eddies regten die Taifunentwicklung an oder unterdrückten diese, je nach der Strömungsrichtung der von Eddies angetriebenen sekundären Zirkulation. Die Zirkulation war bei Taifun Tip in der unteren Troposphäre über eine große Entfernung hinweg einwärts gerichtet. Im Kern war sie aufwärts gerichtet und in der oberen Troposphäre auswärts gerichtet. Bei der tropischen Störung Faye war die Strömungsrichtung aufgrund der Eddyflüsse hingegen genau entgegengesetzt. In der Frühphase der Simulation beobachtete man bei Taifun Tip einen im Mittel einwärts gerichteten Fluß an spezifischer Feuchte (engl.: net inward flux of specific humidity). Dieser Fluß war hauptsächlich auf den achsen-

⁷ Die vertikale Windscherung ist definiert als die Differenz der horizontalen Windgeschwindigkeiten zwischen der unteren und oberen Troposphäre innerhalb eines radialen Abstands vom Wirbelzentrum von etwa vier Breitengraden (Pielke, 1990, S. 45). Die genaue mathematische Fassung dieser Definition ist (je nach Erfordernis) von einem Wissenschaftler zum anderen unterschiedlich.

symmetrischen Beitrag des Feuchteflusses zurückzuführen. Ein im Mittel auswärts gerichteter Fluß an spezifischer Feuchte (engl.: net outward flux of specific humidity) war bei Faye vornehmlich auf den asymmetrischen Beitrag des Feuchteflusses zurückzuführen. Am Anfang der Simulationen wurde in den Kernen von Fay und Tip keine latente Wärme freigesetzt. Nach jeweils 30-minütiger Integration setzte das Freiwerden latenter Wärme im Kern von Tip, aber nicht im Kern von Faye ein. Daraus schlossen Challa et al., daß die anfängliche Konvektion nicht aufgrund freiwerdender latenter Wärme stattfand. Vielmehr war das Freiwerden der latenten Wärme ein Ergebnis des einwärts gerichteten Feuchteflusses. Dieser Feuchtefluß ergab sich aufgrund der Reibung und der von Eddies ausgelösten sekundären Zirkulation. Sowohl bei Tip als auch bei Faye war der Feuchtefluß durch Reibung kleiner als der Feuchtefluß durch Eddies.

Typische Strömungscharakteristika

Um die Auswirkungen der Asymmetrien bzw. Eddies auf die Hurrikanintensität abzuschätzen, verglich Merrill (1988) die Umgebungsströmungen von sich intensivierenden und sich nicht intensivierenden Hurrikanen. Für seine zusammenstellende Studie (engl.: composite study) verwendete er ein rotierbares Koordinatensystem, das jeweils relativ zum Ausflußjet ausgerichtet wurde. Durch das Drehen des Koordinatensystems konnte Merrill die Asymmetrien in der oberen Troposphäre bewahren. Der Vergleich zwischen den sich intensivierenden und sich nicht intensivierenden Hurrikanen zeigte die folgenden Strömungscharakteristika im Hurrikangebiet:

- Die vertikale Windscherung ist für sich intensivierende Hurrikane, besonders in einem radialen Abstand von 1000 km und mehr, geringer als für sich nicht intensivierende Hurrikane.
- Sich intensivierende Hurrikane befinden sich gewöhnlich unterhalb der Achse eines subtropischen Rückens. Sich nicht intensivierende Hurrikane liegen hingegen meist unterhalb einer einheitlich Richtung Südwesten orientierten Strömung. (Die Nähe zu einem Antizyklon ist im allgemeinen für eine Hurrikanentwicklung förderlich, weil ein Antizyklon oft mit geringer vertikaler Windscherung verbunden ist.)
- Verstärkte Konfluenz beobachtet man westlich und nordwestlich von sich nicht intensivierenden Hurrikanen.
- Sich nicht intensivierende Hurrikane haben eine stärkere mittlere Umgebungsströmung als sich intensivierende Hurrikane.
- Sich intensivierende Hurrikane haben ein weiter und geradliniger hinausreichendes Stromlinienmuster als sich nicht intensivierende Hurrikane, die ein nahezu geschlos-

senes Stromlinienmuster des Ausflusses besitzen (d. h. sich nicht intensivierende Hurrikane haben im Vergleich zu sich intensivierenden Hurrikanen kleinere $u/|v|$ -Werte, wobei u die Radial- und v die Tangentialgeschwindigkeit ist).

- Der azimuthal gemittelte Ausfluß ist bei sich intensivierenden Hurrikanen stärker als bei sich nicht intensivierenden Hurrikanen.
- Die höchsten Werte der Ausflußgeschwindigkeiten sind bei sich intensivierenden Hurrikanen radial über einen größeren Bereich verteilt als bei sich nicht intensivierenden Hurrikanen. Breite Zonen starker Winde befinden sich bei sich intensivierenden Hurrikanen jeweils auf den äußeren Seiten der Achsen der Ausflußjets.
- Bei sich intensivierenden Hurrikanen sind die Importe von relativem Drehimpuls durch Eddies geringer und die Importe von mittlerem, relativem Drehimpuls größer als bei sich nicht intensivierenden Hurrikanen. Importe von relativem Drehimpuls durch Eddies stehen oft in Zusammenhang mit Wechselwirkungen zwischen Hurrikanen und starken Westwinden polwärts der Hurrikane.
- Die Importe von relativem Drehimpuls durch Eddies sind bei sich intensivierenden Hurrikanen größer als bei sich nicht intensivierenden Hurrikanen. Die Importe von relativem Drehimpuls korrelieren außerdem gut mit den Stärken der azimuthal gemittelten Ausflüsse.
- Die Strömung in der oberen Troposphäre ist bei sich intensivierenden Hurrikanen weniger antizyklonal als bei sich nicht intensivierenden Hurrikanen.

Ausflußjets und Konvektion

Um die Konvektion und Zirkulation in der Umgebung tropischer Zyklone während der Wechselwirkung mit Höhentritten zu untersuchen, verwendeten Rodgers et al. (1991) Indikatoren, die von Satelliten aus beobachtbar waren (Cirrusbewölkung, Wasserdampf und Ozon). Die Wissenschaftler bemerkten, daß der Ausfluß der tropischen Zyklone Florence (1988) und Irene (1981) stärker wurde, sobald der Ausfluß durch näherkommende Höhentritte in Jets kanalisiert war. Als die Höhentritte wieder abzogen, schwächte sich der Ausfluß wieder ab. Die Satellitenbeobachtungen zeigten weiter, daß die Konvektion stärker war, solange der Ausfluß kanalisiert und beschleunigt war. Die Verstärkung der Konvektion erfolgte aufgrund der aufsteigenden Luftbewegungen, entsprechend der thermisch direkten Zirkulation im Gebiet der Ausflußjets. Eine Intensivierung der tropischen Zyklone beobachtete man nach der Verstärkung der Konvektion innerhalb eines radialen Abstands von 250 km (siehe auch Steranka et al., 1986). Die Experimente mit dem NRL-Modell⁸ von

⁸ Naval Research Laboratory limited-area numerical prediction system

Rodgers et al. (1991) ließen jedoch erkennen, daß sich die Stärke der Ausflußjets nur wenig auf die Sturmintensität auswirkte. Stärkere Ausflußjets sorgten aber für stärkere Niederschläge im Aufwindgebiet der mit den Jets verbundenen sekundären Zirkulation. Sobald sich der Einströmbereich der Ausflußjets mehr Richtung Kern ausdehnte, vereinigte sich die mit dem Jet verbundene Zirkulation mit der konvektiv angetriebenen Zirkulation im Kern. Rodgers et al. nahmen daher an, daß dieser Mechanismus die Konvektion nordwestlich der Wirbelzentren auslöste. Die numerischen Berechnungen von Shi et al. (1990) unterstützten diese Ansicht:

Shi et al. (1990) stellten fest, daß sekundäre Zirkulationen um den Jet des modellierten Hurrikan Florence angeregt wurden. Verantwortlich hierfür waren die konvergenten und divergenten Luftströme im Eintritts- bzw. Austrittsbereich des Ausflußkanals (engl.: outflow channel). Die thermisch direkte, sekundäre Zirkulation im Eintrittsbereich hatte ein Aufwindgebiet auf der antizyklonalen Seite der Windscherung (d. h. auf der dem Zyklonkern zugewandten Seite) und ein Abwindgebiet auf der zyklonalen Seite der Windscherung. Eine auswärts gerichtete Strömung beobachtete man oberhalb des Jets und eine radiale einwärts gerichtete Strömung unterhalb davon. Die thermisch indirekte, sekundäre Zirkulation im Austrittsbereich war deutlich schwächer und genau entgegengesetzt orientiert zur thermisch indirekten, sekundären Zirkulation im Eintrittsbereich. Shi et al. nahmen an, daß die beiden sekundären Zirkulationen hochreichende Konvektion auslösten. Die hochreichende Konvektion koppelte die Dynamik der oberen Troposphäre mit jener der unteren Troposphäre. Die von Shi et al. ausgewertete Drehimpulsbilanz zeigte, daß der horizontale Impulsfluß durch Eddies (in welchem sich die Effekte des Jets weitgehend widerspiegeln) genauso wichtig war wie der mittlere, horizontale Impulsfluß.

Gleichungen von Eliassen und Palm und Bilanz der potentiellen Vorticity

Eliassen-Wirbelgleichung und Trägheitsstabilität

Holland und Merrill (1984) erforschten unter Verwendung der linearen, diagnostischen Form der balancierten Eliassen-Wirbelgleichung wie ein Zyklon mit seiner Umgebung wechselwirkte. Ihre Auswertung der Beobachtungsdaten mit Hilfe dieser Gleichung ließ erkennen, daß sich (1) die Wechselwirkungen in der oberen Troposphäre direkt auf die Intensitätsänderungen der untersuchten, tropischen Zyklone auswirkten und daß (2) die Wechselwirkungen in der unteren Troposphäre direkt zu Größenänderungen der Zyklone führten. Die Höhe der Trägheitsstabilität bestimmte dabei weitgehend die unterschiedlich großen Reaktionen auf diese nichtlinearen Wechselwirkungen. Die Variation der Trägheitsstabilität hatte eine Bandbreite von mehr als drei Größenordnungen, die von einem sehr stabilen Kern bis zu einer nur wenig stabilen, äußeren Zirkulation reichte. Bis in große

Entfernung vom Wirbelzentrum war die untere Troposphäre sehr stabil, während die obere Troposphäre nur schwach stabil war. Daher waren - wie bei den Sturmtiefs in der vorliegenden Arbeit - lange, radial ausgerichtete Trajektorien in der oberen Troposphäre möglich. Die Kraftwirkung aus der weiteren Umgebung der Wirbel konnte bis nahe an die Wirbelkerne heran registriert werden. Da die Trägheitsstabilität auf den Äquator zugewandten Seiten der Wirbel schwächer war, entwickelten sich die Ausflußjets vornehmlich auf diesen Seiten. Kurzzeitige Konvektionsereignisse im Bereich der Ausflußjets lösten die beschleunigte Jetentwicklung aus.

Eliassen-Wirbelmodell und PV-Anomalien

Ein balanciertes Eliassen-Wirbelmodell wurde von Montgomery und Farrell (1993) verwendet. Damit untersuchten sie den Einfluß von Störungen in der oberen Troposphäre auf Zyklonentwicklungen. Ihre numerischen Berechnungen ergaben, daß starke aufsteigende Strömungen benötigt wurden, um das thermodynamische Gleichgewicht in den Niederschlagsgebieten der Zyklone aufrecht zu erhalten. Kräftige Aufwinde führten zu einer vertikalen Wirbelstreckung in den unteren Niveaus, zu einer starken, horizontalen Wirbelkontraktion in den mittleren und unteren Niveaus und zur Konzentration bodennaher PV. Die hochreichende Konvektion in feuchtneutraler Umgebung sorgte für starke, vertikale Koppelungen zwischen den PV-Anomalien in der oberen Troposphäre (den Störungen) und den PV-Anomalien in der unteren und mittleren Troposphäre (den tropischen Zyklonen). Als Montgomery und Farrell im Gegensatz zu den eben erwähnten Modellrechnungen nur trockene Dynamik zuließen, waren die Kopplungen zwischen den Strömungen der oberen Troposphäre und den Strömungen der unteren Troposphäre äußerst gering. Bei trockener Dynamik entwickelten sich die tropischen Zyklone kaum weiter. Wenn die beiden Wissenschaftler (wie Ooyama, 1969, und Sundqvist, 1970) den Entrainmenteffekt⁹ im Modell berücksichtigten, war das radiale Einströmen in den mittleren Niveaus verstärkt. Die Corioliskraft, die auf diese radialen Strömungen einwirkte, hatte dann einen noch stärkeren, bodennahen Wirbel zur Folge. Weiter bemerkten Montgomery und Farrell, daß die oberen PV-Anomalien die Zyklonentwicklungen selbst bei schwacher Baroklinität der oberen Troposphäre und fehlender Baroklinität in Bodennähe einleiteten. Die Berechnung der azimuthal gemittelten Eliassen-Palm-Flüsse ergab, daß die Zyklonentwicklungen durch balanciertes Wechselwirken der oberen und unteren PV-Anomalien ausgelöst wurden. Dieses balancierte Wechselwirken stellte weitgehend einen langsamen Prozeß dar. Im Gegensatz dazu war die feuchte Konvektion ein schneller Prozeß. Montgomery und Farrell waren dennoch der Ansicht, daß die Konvektion wegen der Einbettung in den langsamen Prozeß wichtig für die Zyklonentwicklungen war.

⁹ sowohl bei trockener als auch bei feuchter Dynamik

Eliassen-Palm-Flußdivergenz und Fluß der potentiellen Vorticity

Die Wechselwirkung zwischen Hurrikan Elena (1985) und einer baroklinen Welle wurde von Molinari et al. (1995) sowohl mit Hilfe der Flüsse der potentiellen Vorticity als auch mit Hilfe der Eliassen-Palm-Flüsse unter Verwendung von Zylinderkoordinaten untersucht. Der Hurrikan verstärkte sich am schnellsten, nachdem sich in der oberen Troposphäre eine schmale PV-Anomalie (eines Höhentrogs) über das Wirbelzentrum in der unteren Troposphäre geschoben hatte. Die starke Hurrikankonvektion baute die PV-Anomalie schnell ab und verhinderte gleichzeitig, daß die PV-Anomalie über den Hurrikan hinwegzog, was die Intensivierung hätte umkehren können. Die synoptikskalige Welle, d. h. der Höhentrog, der sich dem Hurrikan Elena näherte, wurde während der Wechselwirkung mit dem Ausflußantizyklon beträchtlich deformiert. Die PV-Anomalie in der oberen Troposphäre war, als sie schließlich nahe an den Hurrikan herankam, nicht mehr synoptikskalig, sondern eher von der Größenordnung des Hurrikans. Die Eindringtiefe war demzufolge sehr gering. Die vertikale Windscherung verringerte sich über eine tiefe Schicht hinweg. Eine synoptikskalige Anomalie wäre hingegen mit einer starken, vertikalen Windscherung verbunden gewesen, die eine Verstärkung des Hurrikans verhindert hätte. Große zeitliche Änderungen der mittleren, tangentialen Windgeschwindigkeit korrelierten gut mit großen PV-Flüssen durch Eddies (engl.: eddy PV fluxes) in der oberen Troposphäre. Die starke Wechselwirkung zwischen dem Ausflußantizyklon und dem Höhentrog war für einen starken Einwärtsfluß an zyklonaler PV verantwortlich, der die mittlere Strömung des Ausflußantizyklons schwächte. Ganz analoge Ergebnisse werden auch die Untersuchungen zum australischen Monsuntief in der vorliegenden Arbeit erbringen. Die zum PV-Fluß der Eddies nahezu äquivalente Eliassen-Palm-Flußdivergenz hatte vor der erneuten Verstärkung des Hurrikans Elena ihre maximalen Divergenzen in der oberen Troposphäre (bei etwa 345 K), im gleichen radialen Abstand wie der Ausflußjet (d. h. bei etwa 700 km). Als sich der verformende Trog dem Hurrikan Elena näherte, dehnte sich das Gebiet mit großen Flüssen durch Eddies über einen weiten, radialen Bereich hinweg aus. Die Eliassen-Palm-Flußvektoren waren innerhalb von 1000 km nahezu horizontal ausgerichtet. Dies zeigt beispielhaft, daß die Drehimpulsflüsse durch Eddies (engl.: eddy angular momentum fluxes) im Höhenbereich der maximalen Flußdivergenz wesentlich größere Beiträge zu den Intensitätsänderungen von Hurrikanen liefern, als die Wärmeflüsse durch Eddies (engl.: eddy heat flux). In Abschnitt 3.2 wird dies theoretisch begründet. Beim Vergleich der Eliassen-Palm-Flußdivergenz mit dem Drehimpulsfluß bei tropischen Zyklonen stellte Molinari et al. (1995, S. 3599) fest, daß die Felder dieser Größen sehr ähnlich sind und daß die Eliassen-Palm-Flußdivergenz auch dann einen Vorhersagewert für Intensitätsänderungen von Hurrikanen besitzt, wenn die Wärmeflußdivergenz vernachlässigt wird. Die Ableitungen

in dieser Arbeit werden zeigen, daß dies auch für sehr symmetrische Zyklone gilt (siehe Abschnitt 3.1).

Ähnliche Ergebnisse wie für Hurrikan Elena erhielten Molinari et al. (1998) auch für den tropischen Sturm Danny (1985), der mit einer synoptikskaligen, positiven PV-Anomalie in der oberen Troposphäre wechselwirkte. Die größten Auswirkungen der Asymmetrien auf die Hurrikanintensität - berechnet mit Hilfe der Eliassen-Palm-Flußdivergenz - traten auch bei Danny in der Ausflußschicht auf. Oberhalb und unterhalb der Ausflußschicht nahmen diese Auswirkungen rasch ab. Die Asymmetrieeffekte spiegelten (a) die integrierte Wirkung der Relativbewegung zwischen PV-Anomalie und Hurrikan, (b) die Wechselwirkung des synoptikskaligen Trogs mit dem Ausflußantizyklon und (c) das Brechen der synoptikskaligen Welle wider. Molinari et al. nahmen an, daß die positiven PV-Anomalien in der oberen und unteren Troposphäre¹⁰ über die Rückkoppelung zwischen Verdunstung und Wind in Bodennähe den Hurrikan verstärkten. Aufgrund der konvektiven Prozesse wurde potentielle Vorticity aus der oberen PV-Anomalie in die untere Troposphäre transportiert, was ebenso den tropischen Sturm verstärkte. Eine signifikante Steigerung der diabatischen Erwärmung ergab sich erst, nachdem der tropische Zyklon, der im Kern eine geringe statische Stabilität besaß, unter die obere PV-Anomalie gewandert war. Die diabatischen Erwärmungsprozesse bauten PV in der oberen Troposphäre ab. Der Einfluß der vertikalen Windscherung bewirkte¹¹ zunächst ein näheres Zusammenrücken der oberen und unteren positiven PV-Anomalien und sorgte danach dafür, daß sich die niedrigen potentiellen Vorticitywerte des Ausflußantizyklons vom Wirbelzentrum wegbewegten. Die blockierende Wirkung des Ausflußantizyklons trug zur Abschnürung und zur Größenreduktion der oberen, positiven PV-Anomalie bei und verringerte dadurch das vertikale Eindringvermögen der oberen PV-Anomalie. Während sich die obere Anomalie dem Zyklon näherte, verschärfte sich auch der PV-Gradient zwischen den beiden Wettersystemen der oberen Troposphäre in einer Höhe von rund 350 K. Als die positive PV-Anomalie des tropischen Sturms unter diesen Gradienten wanderte, nahmen der PV-Fluß der Eddies und die tangentialen Windgeschwindigkeiten stark zu. Nahe 350 K trug sowohl die gegenseitige Verformung der starken Anomalien als auch die relative Annäherung der Anomalien zum großen PV-Fluß durch Eddies bei.

Große PV-Gradienten

Die Entwicklung tropischer Zyklone während der Präsenz großer PV-Gradienten in der oberen Troposphäre wurde von Molinari et al. (1997) beschrieben. Die wichtigste Beobachtung von Molinari et al. war, daß während des Sommers von 1991 die Stärke des

¹⁰ d. h. die zyklonalen Zirkulationen des Höhentrogs und des Hurrikans

¹¹ durch das schnellere Ziehen der oberen PV-Anomalie gegenüber der unteren PV-Anomalie

negativen, meridionalen PV-Gradienten in der Karibik (zwischen 310 K und 320 K) und die stromabwärts stattfindende Entwicklung tropischer Zyklone im Ostpazifik auffallend gut korreliert waren. Die Entwicklung des meridionalen PV-Gradienten schien über die Entwicklung einer Östlichen Welle (engl.: easterly wave) - die aufgrund einer instabilen Atmosphäre bezüglich des Charney-Stern-Kriteriums entstand - mit der Madden-Julian-Oszillation in Zusammenhang zu stehen. Östliche Wellen entstehen in Breiten, in denen das Vorzeichen des PV-Gradienten wechselt, und führen oft zur Entstehung tropischer Zyklone. Skubis und Molinari (1987) studierten die Auswirkungen auf die Wirbelintensität während der Sturmverlagerung in Gebiete mit stärkeren Impulsgradienten. Sie beobachteten eine schnelle Abnahme der Hurrikanintensität von Eloise (1975) aufgrund der Sturmverlagerung in ein Gebiet mit geringerem, zyklonalem Impuls.

Mit operationellen Modellen erstellte Vorhersagen der Intensitätsänderungen tropischer Zyklone

Wie in den Berichten¹² an den Deutschen Wetterdienst (Hell, 1998a, b) erörtert wurde, "war eine der ersten Veröffentlichungen, die von der Verwendbarkeit operationell eingesetzter Mehrschicht-Vorhersagemodelle für die Prognose von Hurrikanen bzw. Taifunen handelt, die von Dell'Osso und Bengtsson (1985). Die Autoren untersuchten die Entwicklung von Supertaifun Tip (1979) mit dem operationell verwendeten ECMWF-Modell¹³, das damals eine Gitterauflösung von 1,875° hatte, und mit dem ELAM-Modell¹⁴, das eine horizontale Auflösung von etwa 0,47° besaß. Taifun Tip erreichte den niedrigsten, jemals beobachteten Bodendruck von 870 hPa und hatte eine Rekordausdehnung von rund 2000 km (bestimmt durch die letzte, geschlossene Isobare). Der Kerndruck fiel ab dem 9. Oktober 1979 in 48 Stunden um mehr als 90 hPa und erreichte am Boden maximale Windgeschwindigkeiten von 85 m/s. Der simulierte Taifun entwickelte sich mit einem Druckfall von 37 hPa/48 h im ELAM-Modell und 21 hPa/48 h im gröbermaschigen ECMWF-Modell etwas weniger dramatisch. In 3-Tagesvorhersagen erreichte das höher auflösende Modell einen minimalen Druck von 947 hPa und maximale Winde von 55 m/s, und das niedriger auflösende Modell 977 hPa und 35 m/s. Die ELAM-Vorhersage zeigte zwei spiralförmige Regenbänder und nahe dem Taifunzentrum einen in 24 Stunden aufsummierten maximalen Niederschlag von über 400 mm. Das ELAM-Modell bildete eine für Taifune typische Struktur aus, mit einem warmen Kern, der eine maximale potentielle Temperatur-anomalie von 17 K aufwies.

¹² Die Berichte an den Deutschen Wetterdienst sind wie die Vorveröffentlichung (Hell und Smith, 1998) Textteile aus dieser Doktorarbeit.

¹³ ECMWF = European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage)

¹⁴ "Limited Area"-Version des ECMWF-Modells

Iwasaki et al. (1987) versuchten mit einem Taifunmodell, das eine horizontale Gitterauflösung von 50 km hatte, die Entwicklung und die Bewegung von mehreren Taifunen des Jahres 1985 nachzuvollziehen. Das Modell errechnete komplexe Niederschlagsverteilungen, die gut mit den Wolkenbeobachtungen von Satelliten aus übereinstimmten. Die Autoren wiesen darauf hin, daß bei der Simulation von Taifunen ein besonderes Augenmerk auf die Qualität der vorhergesagten Felder des übergeordneten Modells (engl.: background model), in welches das hochauflösendere Taifunmodell eingebettet wird, gelegt werden sollte.

Die Ergebnisse von Krishnamurti et al. (1989) mit einem globalen Modell zeigten, daß die Taifunvorhersagen besser wurden, wenn (a) die Flüsse der Bodenschicht angemessen aufgelöst wurden, (b) detailreiche Ausgangsanalysen benützt wurden, (c) Modelle mit sehr hoher horizontaler Auflösung Verwendung fanden und (d) die physikalische Grenzschicht-Parameterisierung, die Cumulus-Parameterisierung und die Parameterisierung der Strahlungsprozesse im Modell verbessert wurden. Verbesserung der Parameterisierung bedeutete in der Arbeit von Krishnamurti et al. jeweils die Verwendung der damals neuesten Versionen gegenüber den ursprünglichen Versionen der untersuchten Parameterisierungen (Kuo-Verfahren, Methode der schwachen konvektiven Anpassung, Betts-Miller-Anpassungsverfahren, Arakawa-Schubert-Cumulusparameterisierung).

In den Arbeiten von Hell und Smith (1998) und Hell (1997) wurde das operationell eingesetzte tropische Analysesystem des "Australian Bureau of Meteorology" zur Untersuchung eines australischen Monsuntiefs, das sich im Februar 1994 über der Nordwestküste Australiens entwickelte, verwendet. Das Monsuntief formierte sich innerhalb des Monsuntrogs sehr schnell zu einem starken Sturmtief mit maximalen Tangentialwinden von über 25 m/s in 850 hPa. Modellsimulationen zeigten, daß sich dieses Tief ohne die Beeinflussung durch Land sehr wahrscheinlich zu einem tropischen Zyklon weiterentwickelt hätte (siehe Dengler und Smith, 1998). Die von Hell und Smith durchgeführten Untersuchungen verdeutlichten die Wichtigkeit der diabatischen und konvektiven Prozesse für die Entstehung eines derartigen tropischen Tiefdrucksystems."

Vorausschau

In dieser Arbeit sollen nun die Intensitätsänderungen eines australischen Monsuntiefs von 1994 und der Taifune Flo und Ed (beide 1990) genau untersucht werden. Dazu werden operationelle Beobachtungsdaten, diagnostische Analysedaten und die Ergebnisse aus numerischen Modellrechnungen ausgewertet. Zusätzlich werden vier verschiedene Berechnungsmöglichkeiten für die tangentialen Windgeschwindigkeitsänderungen vorgestellt und die enge Beziehung zwischen den entsprechenden Größen dargelegt. Es wird gezeigt, daß

bei azimuthaler Mittelung der Fluß der absoluten Vorticity, der PV-Fluß, die Advektion des Drehimpulses und die Größen, die den Eliassen-Palm-Fluß enthalten, ohne jede Näherung äquivalent sind. In früheren Arbeiten wurden die "komplexen" Größen Eliassen-Palm-Flußdivergenz, Fluß der potentiellen Vorticity und Drehimpulsfluß für die Berechnung der Tangentialwindänderungen verwendet (siehe oben), während in dieser Arbeit die "einfach" bestimmbare und interpretierbare Größe Fluß der absoluten Vorticity besonders hervorgehoben werden soll. Der Fluß der absoluten Vorticity wurde in Zusammenhang mit den anderen Transporttermen bisher nicht genannt und für tropische Wirbelsysteme bisher nicht berechnet. Er besitzt den gleichen Aussagewert wie die anderen Transportterme.

Um die Intensitätsänderungen aufgrund kleinskaliger, atmosphärischer Bewegungen - wie Luftströme in Zusammenhang mit feuchter Konvektion - untersuchen zu können, wird ein Mittelungsoperator definiert, mit dem jede beliebige Größe in drei Anteile aufgespalten werden kann. Der erste Anteil ist der vom Modell explizit aufgelöste, mittlere Anteil, der zweite der vom Modell explizit aufgelöste, asymmetrische Anteil und der dritte ist der nicht explizit aufgelöste, asymmetrische Anteil, welcher sich aus den Analysen zu aufeinander folgenden Zeiten als Rest ergibt. Auch in den vier Gleichungen für die tangential Geschwindigkeitsänderung können die Effekte dieser Anteile von einander getrennt werden. Der nicht explizit aufgelöste Anteil wurde bisher nicht in der Gleichung für den Tangentialwind berücksichtigt und dementsprechend bisher noch nicht berechnet.

Die leicht unterschiedlichen Befunde und Interpretationen, entsprechend den aufgelöst asymmetrischen Transporttermen der vier äquivalenten Berechnungsverfahren, werden verglichen. Für die verschiedenen Atmosphärenbereiche soll die Stärke der symmetrischen und asymmetrischen Flüsse bzw. Flußterme ermittelt werden. Der zeitliche Verlauf des synoptikaligen Wettergeschehens wird geschildert und die Strukturen in den dynamischen und thermodynamischen Feldern werden dargestellt. Andere Aspekte der Entwicklung des australischen Monsuntiefs sind in der Fallstudie von Hell und Smith (1998) beschrieben.

Die synoptischen Auswertungen werden ergeben, daß sich zur Zeit der schnellen und unerwarteten Entwicklung des Supertaifuns Flo kein Höhentrog nordwestlich des Taifuns befunden hat. Die Abbildungen der asymmetrischen Anteile werden daher keine verstärkten Flüsse durch Eddies zeigen. Neben diesen großskaligen Flüssen spielen also auch andere Einflüsse - wie konvektive Prozesse und Umgebungsströmungen durch benachbarte TUTT-Zellen und Taifune - eine bedeutende Rolle. Diese Einflüsse sollen durch synoptische Beobachtungen und durch numerische Modellrechnungen, zur Abschätzung der Vorhersagbarkeit dieser Einflüsse, untersucht werden.

Wie in Hell (1998a, b) beschrieben, "basiert das operationelle Europa-/Deutschland-Modell (EM/DM), das für die Modellierung der Taifune Flo und Ed verwendet wird, in

seiner physikalischen Ausstattung weitgehend auf den in Mitteleuropa bewährten Ansätzen. Die Bewertung der physikalischen Parameterisierungen in anderen Klimaregionen steht jedoch noch aus. Aus diesem Grund sollen außerdem die Parameterisierungen des EM/DM über tropischen Ozeanen untersucht und die Vorhersagegenauigkeit für tropische Zyklone geprüft werden. Insbesondere soll die Modellabhängigkeit der Intensitäts- und Zugbahnvorhersagen untersucht werden.

Zur Durchführung der numerischen Experimente wurde vom japanischen Wetterdienst (Japan Meteorological Agency, JMA) ein Datenband mit Anfangs- und Randdaten des Supertaifuns Flo und des Taifuns Ed (14.09. - 17.09.1990) zur Verfügung gestellt. Das Datenband enthält zwei Datensätze mit Analysen. Der erste Datensatz basiert auf dem Globalmodell der JMA und der zweite auf dem regionalen ETA-Modell des NCEP (National Center for Environmental Prediction; vormals NMC). In die Analysedaten sind von Dr. Kurihara am GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, USA) Taifunkeimzellen (engl.: typhoon bogus) so integriert worden, daß die Strukturen der Taifune den Satellitenbeobachtungen und den TCM90-Beobachtungen möglichst gut entsprechen.

Ausgehend von den beiden Datensätzen werden 72 Std.-Vorhersagen mit dem EM (Maschenweite etwa 55 km) und dem DM (Maschenweite etwa 28 km) durchgeführt. Die Ergebnisse der EM/DM-Vorhersagen werden graphisch ausgewertet und im Hinblick auf die Rolle der Konvektion, der subskaligen Flüsse und der großskaligen Asymmetrien untersucht. Dabei wird auch die Sensitivität der Vorhersagen auf die Maschenweite des Modells und auf die unterschiedlichen Rand- und Anfangsbedingungen geprüft.”

2. Datensätze, Taifunkeinzellen und Modellbeschreibungen

Wie in der Studie von Davidson und Holland (1987) basieren die diagnostischen Studien, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, vor allem auf den Daten des tropischen Echtzeit-Analysesystems des "Australian Bureau of Meteorology". Laut Hell und Smith (Vorveröffentlichung von 1998) "sind zur Zeit des hier untersuchten Monsuntiefs die Analysen mit Hilfe einer überarbeiteten Version des univariaten, statistischen Interpolations- und Adaptionssystems von Mills und Seaman (1990) erstellt worden. Als Basisfelder für den Vorhersage-Analyse-Zyklus sind die sechs- und zwölfstündigen Vorhersagen des BMRC¹-Globalmodells verwendet worden (Bourke et al. 1989). Daher verfügen die Analysen über einige Vorteile aus der vierdimensionalen Datenassimilation (wie z. B. zeitliche Kontinuität, dynamisches Gleichgewicht und Advektion von Information in datenarme Gebiete) bei gleichzeitiger Miteinbeziehung kleinskaliger Strukturen aus dem Standardbeobachtungsnetz. Das Interpolationsverfahren berücksichtigt das statistische Verhalten der Beobachtungsdaten und trägt der unterschiedlichen Qualität der Beobachtungsdaten und Basisfelder Rechnung. Das Verfahren zur Adaption zwischen den Masse- und Windfeldern (engl.: mass wind blending) wird benützt um in den subtropischen, gemäßigten und polaren Breiten die Luftmassen und den Wind aneinander zu koppeln. Dabei stimmt man die Massenverteilung geostrophisch auf die Windinkremente ab oder bringt umgekehrt die Windinkremente geostrophisch mit der Massenverteilung in Einklang. Dies erfolgt je nach dem welche Größe lokal für die Analyse zur Verfügung steht. Zwischen 25° und 10° Breite wird die Adaption zum Äquator hin sanft ausgeblendet." Das gleiche Analysesystem und eine gleichwertige Datengrundlage ist auch bei der Untersuchung der Wärme- und Feuchtebilanzen von Hell und Smith (1998) verwendet worden.

Der zweite Datensatz, der zur Qualitätskontrolle der operationellen Analysedaten dient, stammt aus dem ECMWF/WCRP Level III-A Global Atmospheric Data Archive. Das Assimilationssystem, das den Daten zur Zeit des Monsuntiefs zugrunde gelegen ist, benutzt eine multivariate, optimale Interpolationsanalyse, eine nichtlineare Normalmodeninitialisierung und ein hochauflösendes Spektralmodell, das jeweils eine Schätzwertvorhersage (first-guess field prediction) für die nachfolgende Analyse bereitstellt. Das Vorhersagemodell hat eine horizontale Dreiecksabhackung bei einer Wellenzahl von 213 (T213) und besitzt 31 Schichten in der Vertikalen. In Bodennähe folgen diese Schichten dem Geländeprofil. Die Konvektion wird mit Hilfe des Tiedtke-Verfahrens (Tiedtke et al., 1988) parameterisiert und die diabatische Initialisierung erfolgt über die parameterisierte diabatische Erwärmung (Wergen, 1988). Das Strahlungsschema berücksichtigt den Tagesgang der Strahlung und die Wechselwirkung der Strahlung mit der vom Modell berechneten Bewöl-

¹ Bureau of Meteorology Research Centre

kung. Die Daten werden alle sechs Stunden assimiliert und stehen als nichtinitialisierte 0,5625°-Analysen zur Verfügung. Eine nähere Beschreibung der ECMWF-Datensätze findet sich in ECMWF (1994).

Eine Begutachtung der Brauchbarkeit dieser Datensätze für Fallstudien von tropischen Zyklonen und deren Umgebung ist von Molinari et al. (1992) vorgenommen worden. Ihr Fazit ist, daß die ECMWF-Analysen in küstennahen Gebieten wie der Karibik oder dem Golf von Mexiko genügend Informationen enthalten, um Fallstudien in der Art wie sie in dieser Arbeit beschrieben werden durchführen zu können. Die Sensitivität der ECMWF-Analysen und Vorhersagen auf die verwendete Cumulusparameterisierung und Modellauflösung ist für die Tropen von Kanamitsu (1985) sowie Reed et al. (1988) und für tropische Zyklonen von Puri und Miller (1990) untersucht worden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Analysen und Vorhersagen signifikant auf die Verteilung der konvektiven Erwärmung, die sich entsprechend der verwendeten Cumulusparameterisierung und Modellauflösung ergibt, reagieren.

Die Ausgangsdaten für die Untersuchung der Taifune Flo und Ed, die vom japanischen Wetterdienst (JMA) für das COMPARE-Projekt (Comparison of Mesoscale Prediction and Research Experiments) zusammengestellt wurden, basieren auf den Daten des internationalen "Tropical Cyclone Motion Experiment" (TCM-90), das im Jahr 1990 über dem Nordwestpazifik durchgeführt wurde (Elsberry, 1990). Das TCM-90-Experiment fand in Verbindung mit den drei Feldexperimenten SPECTRUM, TYPHOON-90 und TATEX statt und hatte das Ziel, die Bewegungen und Intensitätsänderungen von Taifunen mit Hilfe der üblichen, synoptischen Wetterbeobachtungen und durch zusätzliche, spezielle Messungen besser zu verstehen. Die speziellen Beobachtungen umfassen Vertikalsondierungen über der Insel Saipan, Vertikalsondierungen von zwei japanischen und vier russischen Schiffen aus, Flugzeugmessungen der NASA² nahe dem 200 hPa-Niveau, Windsondierungen mit Fallsonden, Bojen der U. S. Navy, ECMWF-TOVS³ und Satellitenbeobachtungen für Wolkenbewegungswinde (cloud motion winds, CMWs).

Der erste Datensatz zur Untersuchung der Taifune Flo und Ed ist von NCEP⁴ unter Verwendung ihres Regionalmodells⁵, das eine horizontale Auflösung von 48 km und 38 vertikale Schichten besitzt, erstellt worden. Der zweite Datensatz, der die Analysen des japanischen Wetterdienstes (JMA) enthält, ist vom meteorologischen Forschungsinstitut

² National Aeronautics and Space Administration

³ TOVS = TIROS Operational Vertical Sounder (Satellitendaten des polar umlaufenden Satelliten TIROS, der Mikrowellenstrahlung durch Wolken hindurch mit Hilfe einer Mikrowellen-Sondierungseinheit (MSU, Microwave Sounding Unit) empfängt).

⁴ National Centers for Environmental Prediction

⁵ Step-Mountain Eta-Coordinate Regional Assimilation Model

(Meteorological Research Institute, MRI) aufbereitet worden. Diese Analysen sind mit Hilfe des T213 Globalmodells⁶ des MRI unter Verwendung von 30 vertikalen Schichten berechnet worden.

Der NCEP-Datensatz steht zum einen als nichtinitialisierte Analyse und zum anderen als eine mit einer künstlichen Taifunkeimzelle (GFDL-Keimzelle⁷) aufbereitete Analyse zur Verfügung. Der JMA-Datensatz besteht aus zwei mit Taifunkeimzellen initialisierten Analysen, wobei die erste Analyse eine JMA-Keimzelle und die zweite eine GFDL-Keimzelle enthält.

Unter einer Taifunkeimzelle (engl.: typhoon bogus) versteht man einen idealisierten, künstlichen Wirbel, dessen horizontale und vertikale Struktur (u. a. horizontale Ausdehnung und Windgeschwindigkeit) dem beobachteten Wirbelsturm angepaßt wird und der in die großskalige Umgebungsströmung eingebettet wird. Bei der geringen Dichte des üblichen Meßnetzes würde ohne eine Taifunkeimzelle das mesoskalige Phänomen eines tropischen Zyklons in den Analysen zu geglättet erscheinen. Gute Bahn- und Intensitätsvorhersagen wären damit nicht zu erwarten.

Die beiden Taifunkeimzellen für die Modellrechnungen zu Flo und Ed werden mit zwei prinzipiell unterschiedlichen Methoden erstellt. Die erste Keimzelle, die vom japanischen Wetterdienst (JMA) operationell eingesetzt wird, basiert auf der empirischen Herangehensweise eine Keimzelle zu konstruieren; d. h., wenige Beobachtungsdaten wie (hier) Zentrumposition, Zuggeschwindigkeit, Kerndruck und Radius des 15 ms^{-1} -Winds (R_{15}) legen den idealisierten Modelltaifun fest. Die zweite Taifunkeimzelle wurde am GFDL entwickelt und verwendet ein dynamisches Erstellungsverfahren, d. h. ein Verfahren, das ein numerisches Modell verwendet, um einen realitätsnahen Taifun zu erhalten.

Die JMA-Keimzelle, die von Iwasaki et al. (1987) und Davidson et al. (1993) beschrieben worden ist, wird nach der Erstellung durch eine gewichtete Superposition in die ursprüngliche Ausgangsanalyse (die noch ohne Taifunkeimzelle aus den Beobachtungsdaten berechnet worden ist) eingebettet. Die Gewichtung erfolgt für die jeweiligen Feldvariablen f entsprechend der Formel

$$f = w(r) f_M + (1 - w(r)) f_E, \quad \text{wobei} \quad w(r) = \begin{cases} 1 & \text{für } r < R_{z_i} \quad (\text{innerer Bereich}) \\ \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{r - R_{z_i}}{R_{z_o} - R_{z_i}}\right) & \text{für } R_{z_i} < r < R_{z_o} \\ 0 & \text{für } r > R_{z_o} \quad (\text{äußerer Bereich}) \end{cases}$$

die radiusabhängige Gewichtungsfunktion ist. f_M und f_E sind die Feldvariablen der Taifun-

⁶ Hybrid p- σ Coordinate Global Assimilation Model

⁷ GFDL = Geophysical Fluid Dynamics Laboratory

keimzelle und der objektiven Analyse. R_{Zi} und R_{Zo} repräsentieren die inneren und äußeren Radien der Übergangszone von reinen Taifunkeimzellen- zu reinen Umgebungsdaten, wobei $R_{Zo} = \min(2R_{15}, R_{15} + 300 \text{ km})$ und $R_{Zi} = 0,5 R_{Zo}$ ist. Die Berechnung der Umgebungswerte (Index E) zur Bestimmung des idealisierten Modelltaifuns erfolgt durch eine Flächenmittelung über einen Ring mit den äußeren und inneren Radien $R_o = \max(2R_{15}, 500 \text{ km})$ und $R_i = \min(0,6 R_o, 500 \text{ km})$. Die Meeresoberflächentemperatur zur Bestimmung des Modelltaifuns ergibt sich aus dem mittleren Wert innerhalb von R_i .

Die radiale Verteilung des Bodendrucks $p(r)$ der Taifunkeimzelle wird entsprechend der empirischen Formel von Fujita (1952) mit

$$p(r) = p_E - \Delta p (1 + (r / R_o)^2)^{-0,5}$$

festgelegt, wobei p_E den Bodendruck der Umgebung angibt, der wie eben beschrieben durch die Flächenmittelung über den Ring von R_i bis R_o ermittelt wird. $\Delta p = p_E - p_c$ ist die Differenz zwischen dem Umgebungsdruck p_E und dem Kerndruck p_c . (Bei großen, radialen Druckgradienten, die bei zu geringer Gitterauflösung nicht vom numerischen Modell wiedergegeben werden können, wird der Druck p so wenig wie möglich unter Erhaltung des Produkts $\Delta p R_o$ erhöht.)

Die Wolkenobergrenze wird definiert durch die Höhe, in der sich das vertikale Temperaturprofil der Umgebung mit der Feuchtadiabate ausgehend vom Wert an der Oberfläche schneidet. Ein Ausflußantizyklon wird dann an der Wolkenobergrenze (Druck p_a) vorgegeben durch die Abweichung D der geopotentiellen Höhe vom Umgebungswert:

$$D(r, p_a) = \begin{cases} ar^2 + b & \text{für } r < R_{Di} \\ cr + d & \text{für } R_{Di} < r < R_{Dm} \\ e(r - R_{Do})^2 & \text{für } R_{Dm} < r < R_{Do} \end{cases}$$

wobei die Radien R_{Di} , R_{Dm} und R_{Do} den inneren, den mittleren und den äußeren Radius für die Charakterisierung des Ausflußantizyklons, dessen Stärke durch den Parameter b bestimmt wird, darstellen. Die übrigen Parameter a , c , d und e werden so gewählt, daß sich ein kontinuierlicher und glatter Verlauf der Funktion $D(r)$ ergibt. Die Radien R_{Di} , R_{Dm} und R_{Do} sind proportional zu R_{15} , und es wird angenommen, daß der Antizyklon in der mittleren Stratosphäre (bei $p_{ms} = 20 \text{ hPa}$) verschwindet:

$$D(r, p_{ms}) = 0.$$

Die D -Werte für alle anderen Niveaus⁸ werden folgendermaßen interpoliert:

$$D(r, p) = \alpha(r)D(0, p) + \beta(r).$$

⁸ neben den D -Werten bei p_a und p_{ms} , die bereits aus den oberen beiden Gleichungen feststehen

$\alpha(r)$ und $\beta(r)$ bestimmen sich hierbei aus den Randbedingungen, die durch den Bodendruck (Fujita-Formel) und die D-Werte an der Wolkenobergrenze bei p_a bzw. in der mittleren Stratosphäre bei p_{ms} gegeben sind. Das vertikale Profil der D-Werte im Zentrum, $D(0, p)$, berechnet sich aus der Temperaturdifferenz $T(0, p) - T_E(p)$, wobei das vertikale Temperaturprofil im Zentrum, $T(0, p)$, bis zur Wolkenobergrenze festgelegt wird durch

$$T(0, p) = C_1(T_C(p) - T_E(p)) + T_E(p)$$

mit Umgebungstemperatur T_E und Wolkentemperatur T_C (Feuchtadiabate ausgehend von der Oberflächentemperatur). Die Konstante C_1 berechnet sich so, daß die Temperaturabweichung mit dem D-Wert an der Wolkenobergrenze zusammenpaßt. Das Temperaturprofil ist konsistent mit der Cumulus-Parameterisierung im JMA-Modell. Oberhalb der Wolkenobergrenze wird die Temperaturabweichung als parabolisch bzgl. $\ln p$ angesehen:

$$T(0, p) - T_E(p) = C_2(\ln p - \ln p_{ms})(\ln p - \ln p_a),$$

wobei sich C_2 mit Hilfe der hydrostatischen Gleichung und den D-Werten $D(0, p_a)$ und $D(0, p_{ms})$ ergibt. Unter Verwendung der Gradientwind-Beziehung berechnet sich dann aus den Werten $D(r, p)$ der tangentielle Wind.

Die Divergenz in der Grenzschicht aufgrund von Bodenreibung und die Radialwindkomponente der sekundären Zirkulation wird näherungsweise bestimmt aus den statischen Bewegungsgleichungen ohne vertikale und radiale Advektion,

$$\begin{aligned} -\frac{v^2}{r} - vf + \frac{\partial \Phi}{\partial r} + C_d |\mathbf{v}| u &= 0 \\ \frac{uv}{r} + uf + C_d |\mathbf{v}| v &= 0 \end{aligned},$$

wobei u die radiale und v und die tangentielle Geschwindigkeit darstellen, \mathbf{v} ist der horizontale Geschwindigkeitsvektor, f der Coriolisparameter, Φ die geopotentielle Höhe und C_d ist der Reibungskoeffizient. In der oberen Troposphäre wird angenommen, daß der Ausfluß die bodennahe Konvergenz kompensiert. Schließlich wird zu diesen idealisierten Windgeschwindigkeiten die mittlere Verlagerungsgeschwindigkeit des Taifuns in den letzten sechs Stunden addiert. Die relative Feuchte im Zyklon schätzt man in der unteren Troposphäre auf 90% ab.

Der zweite, hier verwendete Modellwirbel ist die dynamisch erzeugte GFDL-Keimzelle, die von Kurihara et al. (1993, 1995 und 1998) sowie Bender et al. (1993) und Ross und Kurihara (1992) beschrieben worden ist.

Bei der vom GFDL gewählten Methode wird ein tropischer Zyklon in der Startanalyse durch einen mit der Physik des Vorhersagemodells verträglichen Modellwirbel ersetzt:

Startanalyse = globale Analyse – analysierter Wirbel + idealisierter GFDL-Wirbel

Die Entfernung des analysierten Wirbels erfolgt dabei in zwei Schritten. Als erstes wird mit Hilfe eines räumlichen Dreipunktfilters (Kurihara et al., 1993) die Analyse in zwei Felder aufgeteilt:

$$\text{globale Analyse} = \text{Basisfeld} + \text{Störung.}$$

Als zweites wird die Störung mit Hilfe eines zylindrischen Filters (siehe Kurihara et al., 1993) aufgespalten in den analysierten Wirbel und in eine Komponente, die nicht zum Taifun gehört:

$$\text{Störung} = \text{analysierter Wirbel} + \text{nicht zum Taifun gehörende Komponente.}$$

Die nicht zum Taifun gehörende Komponente kann wieder zum Basisfeld hinzugeschlagen werden, so daß man daraus das Umgebungsfeld erhält:

$$\text{Umgebungsfeld} = \text{Basisfeld} + \text{nicht zum Taifun gehörende Komponente.}$$

Der Wirbel, der den analysierten Zyklon ersetzen soll, baut sich aus zwei Anteilen, einem symmetrischen und einem asymmetrischen, zusammen. Der symmetrische Anteil wird mit Hilfe der axialsymmetrischen Version des GFDL-Hurrikanmodells berechnet, und der asymmetrische Anteil leitet sich aus dem Ergebnis dieser Berechnung ab.

Um einen realitätsnahen Wirbel zu erhalten wird ein Zielprofil für den Tangentialwind vorgegeben, an das sich das Windfeld während der Zeitintegration annähern soll. Die Beobachtungsdaten werden benützt um das Windprofil am Oberrand der Grenzschicht zu bestimmen. Hierzu werden die beobachteten, um den Umgebungswert reduzierten Bodenwinde mit dem empirischen Faktor 1,35 multipliziert und der mit 1,1 multiplizierte Maximalwind $v_{\max}(r_{\max})$ um die Größe $\Delta v_{\max} = 0,1 \text{ ms}^{-1} + (1000 \text{ hPa} - p_c)/50 \text{ hPa s m}^{-1} + (r_b - 600 \text{ hPa})/400 \text{ hPa s m}^{-1}$ verringert, wobei p_c der Kerndruck ist, r_{\max} ist der Radius des maximalen Tangentialwinds, $r_b = 2r_{\text{out}}$ und r_{out} ist der Radius der äußersten, geschlossenen Isobare. Fehlende Beobachtungen im Außenbereich des Zyklons (zwischen r_a und r_b , mit $r_a < r_b$) werden durch die Formel $v(r) = v_{\text{obs}}(r_a) (r_a/r)^A \cdot [(r_b-r)/(r_b-r_a)]^B$ ersetzt, wobei r_a der Radius der äußersten Beobachtung v_{obs} ist und für A und B Werte zwischen 1 und 0,6 gewählt werden (siehe Kurihara et al., 1993). Diese Winddaten werden nun in die vier Quadranten, Nordost, Nordwest, Südost und Südwest, eingeteilt und für jeden Quadranten eine Interpolation mit den idealisierten Profilen des Rankine-Wirbels (innerhalb r_{\max}) und des Holland-Wirbels (außerhalb r_{\max}) durchgeführt (für Details siehe Kurihara et al., 1993). Aus diesen vier Windprofilen, die zum symmetrischen Profil $v_G(r)$ am Oberrand der Grenzschicht gemittelt werden, erhält man schließlich das vertikale und radiale Zielprofil $v_{\text{tar}}(r, \sigma)$ mit Hilfe der Formel

$$v_{\text{tar}}(r, \sigma) = f(\sigma)v_G(r),$$

wobei $f(\sigma)$ eine vertikal abhängige Funktion mit den Werten 1,0, 0,97, 0,88, 0,82, 0,65 und 0,35 für $\sigma=0,85, 0,7, 0,5, 0,4, 0,3$ und 0,2 ist. (Mit dieser Formel können auch Beobachtungen aus der freien Atmosphäre für die Analyse des Windprofils am Oberrand der Grenzschicht miteinbezogen werden.)

Die Zeitintegration des axialsymmetrischen Modells geht von einem Atmosphärenzustand der Ruhe aus, bei dem die Radial- und Tangentialwinde gleich 0 ms^{-1} sind und die Temperatur-, Feuchte- und Druckfelder horizontal konstant sind, mit den entsprechenden Werten des Basisfeldes im Zentrum des Wirbels. Die Annäherung der Modellvorhersage an das Zielprofil erfolgt dann in jeweils zwei Schritten pro Zeitschritt, die eine kurze und eine lange Zeitskala besitzen. Das Referenzprofil des Tangentialwindes⁹ v_R , an das der Modellwind bei jedem Zeitschritt angenähert wird, verstärkt sich innerhalb des Integrationszeitraums bis zu den Werten des Zielprofils v_{tar} entsprechend der Formel $v_R = v_{\text{tar}} \exp(1-\tau/t)$, mit der langen Zeitskala $\tau = 60$ Std. Nach jedem Zeitschritt wird dann der Modellwind v durch den neu angepaßten Wind $v_n = (v_R + \gamma v) / (1 + \gamma)$ ersetzt und damit die Zeitintegration fortgesetzt (kurze Zeitskala), wobei der Gewichtungsfaktor γ die Stärke der Anpassung angibt. Eine starke Anpassung erfolgt in den unteren Troposphärenniveaus und nahe dem Sturmzentrum, während eine schwache Anpassung in den oberen Niveaus und in weiter Entfernung vom Sturmzentrum stattfindet (die genauen Werte findet man in Kurihara et al., 1993). Falls die Bodendruckdifferenz zwischen dem Zentrum und dem Radius r_b in der 59 Std.-Vorhersage geringer ist als $\min(3 \text{ hPa}, 1 \text{ hPa} + 0,04(p_{\text{out}} - p_c))$, mit dem Druck p_{out} der äußersten, geschlossenen Isobare, und falls der Wirbel Hurrikanstärke erreicht hat, dann wird die Zeitintegration in der letzten Stunde ohne jegliche Anpassung an ein Referenz- oder Zielprofil durchgeführt.

Das so erhaltene symmetrische Windfeld wird nun benützt um das asymmetrische Windfeld auszurechnen. Die Berechnung erfolgt über eine vereinfachte, barotrope Vorticitygleichung, die nach der Wellenzahlen zwei abgeschnitten ist. Die Komponenten dieser Gleichung lauten:

$$\begin{aligned} \partial \zeta_0 / \partial t &= -(\mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta_1)_0 - (\mathbf{v}_2 \cdot \nabla \zeta_2)_0 + (\mathbf{c} \cdot \nabla \zeta_1)_0 - \beta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{v}_1)_0 \\ \partial \zeta_1 / \partial t &= -\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \zeta_1 - \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta_0 - (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta_2)_1 - (\mathbf{v}_2 \cdot \nabla \zeta_1)_1 + \mathbf{c} \cdot \nabla \zeta_0 + (\mathbf{c} \cdot \nabla \zeta_2)_1 - \beta \mathbf{j} \cdot \mathbf{v}_0 \\ &\quad - \beta(\mathbf{j} \cdot \nabla \mathbf{v}_2)_1 \\ \partial \zeta_2 / \partial t &= -\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \zeta_2 - \mathbf{v}_2 \cdot \nabla \zeta_0 - (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta_1)_2 + (\mathbf{c} \cdot \nabla \zeta_1)_2 - \beta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{v}_1)_2 \end{aligned}$$

wobei ein Index die jeweilige Wellenzahl angibt, \mathbf{c} die Verlagerungsgeschwindigkeit ist, ζ die relative Vorticity repräsentiert, \mathbf{j} den Einheitsvektor Richtung Norden darstellt und β für den Breitengradienten des Coriolisparameters steht. Das symmetrische Windfelder am

⁹ Die Felder des radialen Windes, der Temperatur, der Feuchte und des Bodendrucks dürfen sich frei entwickeln.

Oberrand der Grenzschicht dient als Ausgangsfeld für die Zeitintegration des Vorticityfeldes, aus dem nach der Vorhersage die asymmetrischen Geschwindigkeitskomponenten dieses Niveaus $\mathbf{v}_A(r, \varphi)$ berechnet werden. Die Bestimmung der Geschwindigkeiten in anderen Höhen erfolgt mit Hilfe der Formel $\mathbf{v}(r, \varphi, \sigma) = f(\sigma)\mathbf{v}_A(r, \varphi)$, die das gleiche $f(\sigma)$ wie oben enthält. Aus diesen Geschwindigkeiten ergibt sich dann das Vorticityfeld in den entsprechenden Höhen. Die Zeitintegration der asymmetrischen Felder beträgt je nach Stärke des Zyklons 18 oder 36 Std. (für genauere Details siehe Ross und Kurihara, 1992).

Die so berechnete Keimzelle wird dann an der tatsächlich beobachteten Position (entsprechend dem NMC-Report) zum Umgebungsfeld hinzuaddiert. Um Ungleichgewichte zwischen dem Wind- und dem Massefeld zu minimieren, werden schließlich der Bodendruck und die Temperatur in der freien Atmosphäre mit Hilfe einer Gleichgewichtsgleichung neu initialisiert (siehe Kurihara et al., 1993).

Für weitere Informationen über die verwendeten COMPARE-Datensätze, in die diese beiden Taifunkeimzellen (JMA-Keimzelle und GFDL-Keimzelle) eingepflanzt worden sind, sei auf den Artikel von Nagata (1997) verwiesen.

Die Modellrechnungen zu den Taifunen Flo und Ed in Zusammenhang mit dem COMPARE-Projekt wurden mit dem Europa- und dem Deutschlandmodell (EM bzw. DM) durchgeführt. Die beiden Regionalmodelle besitzen rotierte, sphärische Koordinaten und unterscheiden sich nur in der horizontalen Auflösung, wobei hier für das EM ein Gitterabstand von $0,5^\circ$ und für das DM ein Gitterabstand von $0,25^\circ$ gewählt wurde. In der Vertikalen verwendet das EM/DM ein hybrides System mit 27 Schichten (9 innerhalb der planetaren Grenzschicht), das in Bodennähe wie ein σ -System dem Geländeprofil folgt und oberhalb eines definierten Niveaus (220 hPa) in ein reines p-System übergeht. Die Gleichungen sind primitiv und hydrostatisch, und die zeitliche Diskretisierung ist semi-implizit.

Der skalige Niederschlag, der bei Übersättigung in einem Gitterpunkt auftritt, wird mit Hilfe eines mikrophysikalischen Bulkverfahrens (Kessler, 1969; Lin et al., 1983) parameterisiert. Bei diesem führt die Niederschlagsbildung entsprechend dem Bergeron-Findeisen-Prozeß über die Eisphase. Das Parameterisierungsverfahren berücksichtigt die Wechselwirkung zwischen Wasserdampf, Wolkenwasser, Regen und Eis. Die dabei in Betracht gezogenen Prozesse sind die Autokonversion, die Kondensation und Verdunstung von Wolkenwasser, die Akkreszenz, die Verdunstung von Regen, die Nukleation von Schnee aus der unterkühlten Wolkenwasserphase, das Depositionswachstum von Schnee bzw. die Sublimation, sowie das Bereifen von Schnee, das Shedding und das Schmelzen von Schnee. Mit dem Verfahren werden instationäre Effekte der Wolkenbildung und -auflösung sowie das Ziehen der Wolken erfaßt. Die Stärke der Regen- und Schneefälle werden diagnostisch unter der Annahme stationärer Bedingungen und unter Vernachlässigung von Advektion bestimmt.

Die Konvektion und der konvektive Niederschlag wird mit dem Massenflußverfahren von Tiedtke (1989) parameterisiert. Bei diesem Verfahren wird das konvektive Wolkenensemble mit einem stationären, eindimensionalen Bulkmodell beschrieben und zwischen hochreichender, flacher und von mittleren Niveaus ausgehender Konvektion unterschieden. Die Schließung zur Bestimmung der Massenflüsse erfolgt über die Koppelungen zwischen hochreichender Konvektion und großskaliger Massenkonzergenz, zwischen mittlerer Konvektion und großskaliger Massenkonzergenz, sowie zwischen flacher Konvektion und Feuchtezufuhr durch Verdunstung am Erdboden oder über Wasser. Die cumuluskaligen Aufwinde und Abwinde werden hierbei berücksichtigt, aber nicht die durch Konvektion angeregte, mesoskalige Zirkulation. Die berücksichtigten Prozesse sind Kondensation oder Deposition im Aufwindbereich, Verdunstung von Niederschlag im Abwindbereich, Niederschlagsbildung im Aufwindbereich, Verdunstung von Wolkenwasser in der Umgebung und Verdunstung des Niederschlags unterhalb der Wolkenbasis. Für die Bestimmung des konvektiven Regens wird vorausgesetzt, daß die Feuchtebilanz in jeder vertikalen Säule ausgeglichen ist (Säulengleichgewicht).

Zur Vermeidung von numerischem Lärm wird die implizite Normalmoden-Initialisierungsmethode von Temperton (1988) und eine der Diskretisierung entsprechende Horizontaldiffusion von Impuls, Wärme und Feuchte (DWD, 1995) verwendet. Die Vertikaldiffusion wird in der Prandtl-Schicht mit der von Louis (1979) modifizierten Dyer-Businger-Beziehung und in der Ekman-Schicht und der freien Atmosphäre mit dem Schließungsverfahren zweiter Ordnung und Hierarchie von Mellor und Yamada (1974) parameterisiert. Die Strahlungsparameterisierung und das Bodenmodell sind, wie von Ritter und Geleyn (1992) bzw. Jacobsen und Heise (1982) beschrieben, programmiert. Für weitere Details siehe Majewski (1991), DWD (1995) und Edelmann und Majewski (1993).

Teil I: Theorie

3. Die Gleichung für die mittlere, tangentielle Zirkulation

Wie in der Einleitung beschrieben, sind von den dort zitierten Autoren die Tangentialwindänderungen von tropischen Wirbelstürmen mit vielen verschiedenen Größen, z. B. Drehimpulsfluß, Eliassen-Palm-Flußdivergenz, Fluß der potentiellen Vorticity, etc., untersucht worden. In diesem Kapitel soll nun gezeigt werden, daß diese Größen auf eine gemeinsame Form gebracht bzw. als äquivalente Terme in der Gleichung für den Tangentialwind geschrieben werden können. In die Gruppe dieser äquivalenten Größen, welche die Tangentialwindänderungen aufgrund horizontaler Transporte angeben, soll durch diese Studie die Größe "Fluß der absoluten Vorticity" mitaufgenommen werden. Der Fluß der absoluten Vorticity wurde bisher noch nicht in diesem Zusammenhang genannt und für tropische Wirbelsysteme wurde er so noch nicht berechnet. Die Tangentialwindgleichung, die mit diesen vier Flußgrößen geschrieben werden kann, ist dementsprechend auf vier verschiedene Arten herleitbar: über die Vorticitygleichung, über die Gleichung für den absoluten Drehimpuls und zweimal über die Gleichung für den relativen Drehimpuls zusammen mit der Kontinuitätsgleichung. Die Version der Tangentialwindgleichung mit dem Fluß der absoluten Vorticity wird sich als die am einfachsten zu berechnende und als die am wenigsten fehlerbehaftetste Form erweisen.

Es wird gezeigt werden, daß der (normierte) Fluß der absoluten Vorticity in isentropen Koordinaten die nicht entsprechend Euler transformierte Form (Transformed Eulerian Mean, siehe Holton, 1992, S. 323) des Flusses der potentiellen Vorticity darstellt. Die Euler-Transformation von der mittleren, sekundären Zirkulation zur "residualen", sekundären Zirkulation läßt die asymmetrische Temperaturänderung aus der thermodynamischen Gleichung formal verschwinden, und in der Bewegungsgleichung infolge der Transformation einen asymmetrischen, thermischen Beitrag erscheinen. Falls die horizontalen Variationen der Pseudodichte klein im Vergleich zum azimutalen Mittel der Pseudodichte sind, wie über den tropischen Ozeanen, oder wenn der Wirbel sehr symmetrisch ist, erweisen sich die Unterschiede zwischen den transformierten und den nicht transformierten Geschwindigkeiten in θ -Koordinaten als vernachlässigbar gering. Die Transformation, die in der Tangentialwindgleichung zu Termen mit nur grob berechenbaren, vertikalen Gradienten führt, ist daher nicht notwendig. Der Aussagewert dieser Terme über die Größe der Tangentialwindänderungen ist also mit und ohne Transformation der gleiche. Die symmetrischen und die asymmetrischen Anteile des horizontalen Transportterms erweisen sich

zusammen als unabhängig von einer Euler-Transformation; d. h. der Wert des gesamten, horizontalen Transportterms ändert sich durch eine Euler-Transformation nicht. Dasselbe gilt für den vertikalen Advektionsterm.

Die subskaligen Prozesse werden in dieser Arbeit explizit in die Gleichung für die Tangentialwindänderung miteinbezogen (Abschnitt 3.3). Diese subskaligen Prozesse können in der Gleichung als eigenständige Terme isoliert und als Rest berechnet werden. Derartige Untersuchungen wurden bisher ebenso noch nicht durchgeführt.

3.1 Die tangentielle Windgleichung mit vier verschiedenen Transporttermen

Wie bereits in der Vorveröffentlichung, Hell (1999)¹, beschrieben, "läßt sich die Gleichung für die azimuthal gemittelte Tangentialgeschwindigkeit \bar{v}_T in einem wirbelfolgenden Zylinderkoordinatensystem (r, φ, χ) in der Form

$$\bar{v}_T = -A_H - \overline{\dot{\chi} v_\chi} - \widehat{c} f' + \overline{F^\varphi} \quad (1)$$

angeben. Hierbei ist T die Zeit (im wirbelfolgenden Koordinatensystem²), r der radiale Abstand vom Wirbelzentrum, φ der Azimutwinkel, $\dot{\chi}$ die materielle Ableitung von χ , f der Coriolisparameter und F^φ die Azimutalkomponente einer beliebigen Beschleunigung durch äußere Kräfte wie z. B. durch Bodenreibung. $\widehat{c} = |\mathbf{c}| \cos[\tan^{-1}(c_2/c_1) - \varphi]$ ist die radiale Komponente der Geschwindigkeit des Wirbelzentrums $\mathbf{c} = (c_1, c_2, 0)$, wobei c_1 die Ost- und c_2 die Nordkomponente darstellt und A_H ist ein Ausdruck für einen Horizontaltransport, der wie unten beschrieben eine Reihe von verschiedenen Formen annehmen kann, die sich nur in der Formulierung mit den Größen, Fluß der absoluten Vorticity, Fluß der potentiellen Vorticity, Drehimpulsfluß und Eliassen-Palm-Flußdivergenz, voneinander unterscheiden (siehe unten). Der Querbalken über den jeweiligen Ausdrücken kennzeichnet eine azimuthale Mittelung um das Wirbelzentrum herum, ein Apostroph an einem Ausdruck gibt die Abweichung vom azimuthalen Mittel an, und ein tiefergestellter Buchstabe steht für eine partielle Ableitung nach der mit dem Buchstaben bezeichneten Größe. Beispiele für χ sind die potentielle Temperatur θ , der Druck p und der logarithmische Druck $-H \ln(p/p_s)$ mit H als Skalenhöhe und p_s als Standardreferenzdruck, der üblicherweise 1000 hPa beträgt. Mit guter Näherung gilt Gl. (1) auch für kartesische Koordinaten, denn für geringe horizontale Variationen des spezifischen Volumens α und/oder des Drucks p (z. B. bei einem sehr symmetrischen Wirbel) ist der in Gl. (1) zusätzlich auftretende Term $r^{-1} \overline{\alpha' p'_\varphi}$ vernachlässigbar klein.

¹ gekürzte Fassung

² Die Zeit im nicht wirbelfolgenden Koordinatensystem wird mit t bezeichnet. Es gilt zwar $T = t$, jedoch unterscheiden sich die beiden lokalen, zeitlichen Ableitungen voneinander: $\partial / \partial T = \partial / \partial t + \mathbf{c} \cdot \nabla$.

Der Ausdruck auf der linken Seite der Gl. (1) ist die Änderungsrate der mittleren Tangentialgeschwindigkeit. Der Ausdruck $\overline{\dot{\chi}v_\chi}$ auf der rechten Seite repräsentiert die mittlere Tangentialbeschleunigung des Windes aufgrund der Vertikaladvektion von tangentialem Impuls (vertikal im χ -Koordinatensystem). Der Ausdruck $\overline{\dot{c}f'}$, der von der Bewegung des Koordinatensystems her stammt, kann als die Änderungsrate der planetaren Vorticity im Bezugssystem des sich bewegenden Wirbels interpretiert werden.³ Man bezeichnet ihn als den "Verlagerungsterm". Der Ausdruck $\overline{F^\varphi}$ steht für die mittleren Auswirkungen der äußeren Kräfte. Mögliche Formen des A_H -Terms ergeben sich aus der Art und Weise wie Gl. (1) hergeleitet wird bzw. die verwendete Form richtet sich nach der gewünschten Interpretation.

Eine mögliche Repräsentation des A_H -Terms ist die Darstellung als Fluß der absoluten Vorticity⁴:

$$(I) \quad A_H = \overline{u\eta} . \quad (2a)$$

In dieser Form spiegelt A_H wider, wie stark sich horizontale Vorticitytransporte auf die Intensitätsänderungen von Wirbelstürmen auswirken. Hierbei ist u die radiale Geschwindigkeitskomponente und $\eta = \zeta + f = r^{-1}(rv)_r - r^{-1}u_\varphi + f$ die absolute Vorticity, wobei ζ die relative Vorticity darstellt. Diese Version erhält man nach einer Flächenmittelung der Vorticitygleichung, der Anwendung des Stokesschen Theorems und der Division durch 2π (siehe Anhang A). Daraufhin stellt $-A_H$ die mittlere Tangentialbeschleunigung aufgrund des mittleren, radialen Flusses der absoluten Vorticity dar. Sowohl dieser Term, als auch der vertikale Advektionsterm der Gl. (1) können in seinen mittleren und seinen asymmetrischen Anteil aufgeteilt werden; beispielsweise:

$$A_H = \overline{u\eta} = \bar{u} \bar{\eta} + \overline{u'\eta'} . \quad (2b)$$

Eine weitere, identische Darstellung des A_H -Terms in Gl. (1) gibt diesen Term in Abhängigkeit vom relativen Drehimpuls pro Masseneinheit rv wieder:

$$(IIa) \quad A_H = \overline{u[r^{-1}(rv)_r + f]} . \quad (3a)$$

³ Man beachte, daß (näherungsweise) $\overline{\dot{c}f'} = r\bar{\partial}f / \partial T$ ist.

⁴ Genauer gesagt stellt $\overline{u\eta}$ im jeweiligen Koordinatensystem den mit der generalisierten Dichte normierten Fluß der absoluten Vorticity dar. In Druckkoordinaten wird z. B. mit der generalisierten Dichte g^{-1} normiert, wobei g die Gravitationsbeschleunigung repräsentiert.

A_H kann in dieser Form auch aufgefaßt werden als die mittlere Tangentialbeschleunigung aufgrund der radialen Advektion von absolutem Drehimpuls (pro Masseneinheit). In Druckkoordinaten kann (3a) mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung ebensogut in Abhängigkeit vom Fluß des relativen Drehimpulses geschrieben werden:

$$(IIb) \quad A_H = r^{-2} \overline{urv} + r^{-1} [\overline{urv}]_r + \overline{uf} + r^{-1} \overline{\omega_p rv} , \quad (3b)$$

wobei ω die Vertikalgeschwindigkeit im Druckkoordinatensystem ist. Gl. (1) multipliziert mit r lautet dann

$$\overline{M}_T = (\overline{rv})_T = -r^{-1} \overline{urv} - [\overline{urv}]_r - [\overline{\omega rv}]_p - r \overline{uf} - r \overline{cf}' + r \overline{F}^\lambda , \quad (4)$$

wobei $M = rv + r^2 f_0 / 2$ den absoluten Drehimpuls (pro Masseneinheit) bezüglich des Sturmzentrums darstellt, wenn man die Krümmung der Erde und deren Bewegung im All vernachlässigt. f_0 repräsentiert den Standard-Coriolisparameter im Sturmzentrum. Die Gleichung (4) integriert über die Masse⁵ innerhalb eines radialen Abstands r vom Wirbelzentrum und zwischen zwei Druckflächen wird z. B. von Holland (1983) für die Berechnung der Intensitätsänderungen von tropischen Zyklonen durch Drehimpulstransporte der symmetrischen und der asymmetrischen Strömung verwendet.

Auf die Ausdrücke (3) in der mittleren Tangentialwindgleichung bzw. auf Gl. (4) kommt man u. a., wenn man die Gleichung für den azimuthal-gemittelten absoluten Drehimpuls durch r dividiert und danach azimuthal um das Wirbelzentrum herum mittelt (siehe Anhang B).

Die dritte Art den A_H -Term mit unterschiedlichen, physikalischen Größen darzustellen, bietet die Verwendung der bei adiabatischer und reibungsfreier Bewegung erhaltenen Größe "potentielle Vorticity" (siehe Hoskins et al. (1985) für nähere Erläuterungen zu dieser Größe):

$$(III) \quad A_H = g^{-1} \overline{\sigma} < uP > . \quad (5a)$$

P verkörpert hier die Ertelsche potentielle Vorticity (PV), die in θ -Koordinaten definiert ist durch $P = -g(f + \mathbf{k} \cdot \nabla_\theta \times \mathbf{v}) / (\partial p / \partial \theta)$, wobei \mathbf{k} den vertikalen Einheitsvektor und \mathbf{v} den Horizontalgeschwindigkeitsvektor darstellen. $\sigma = -\partial p / \partial \theta$ repräsentiert die Pseudodichte und g die Gravitationsbeschleunigung. Die Gleichung ist für isentrope Koordinaten angegeben. Spitzwinklige Klammern bezeichnen eine mit der Pseudodichte gewichtete Mittelung (engl.: pseudodensity-weighted mean), die durch $< \psi > \equiv \overline{\sigma \psi} / \overline{\sigma}$ definiert ist. ψ stellt hier-

⁵ d. h. Integration über das mit der Dichte multiplizierte Volumen

bei eine beliebige Größe oder einen beliebigen, mathematischen Ausdruck dar. Die Abweichung von diesem Mittel wird mit einem Stern gekennzeichnet, ψ^* . Somit gilt $\psi = \langle \psi \rangle + \psi^*$. Auch mit diesem gewichteten Mittel läßt sich der A_H -Term, analog wie in Gl. (2b), in einen symmetrischen und in einen asymmetrischen Anteil aufteilen:

$$A_H = g^{-1} \bar{\sigma} \langle uP \rangle = g^{-1} \bar{\sigma} \langle u \rangle \langle P \rangle + g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle \quad (5b)$$

Der Nutzen der Verwendung des gewichteten Mittels wird im Abschnitt 3.2 erläutert. Gl. (5) gibt die mittlere Tangentialbeschleunigung infolge des mittleren, radialen PV-Flusses wieder. Den Ausdruck für A_H in der Form von Gl. (5) erhält man auf die gleiche Weise wie für Gl. (2) oder durch eine Addition der mit $\bar{\sigma}$ multiplizierten, azimutal-gemittelten Gleichung des relativen Drehimpulses und der mit $r\bar{v}$ multiplizierten, azimutal gemittelten Kontinuitätsgleichung (siehe Molinari et al., 1995).

Die Vorteile der PV-Flußversion des A_H -Terms liegen u. a. in den Erhaltungseigenschaften der PV und am vornehmlich⁶ horizontalen Transport der PV in isentropen Koordinaten. Bei adiabatischer, reibungsfreier Strömung ist die potentielle Vorticity materiell erhalten, d. h.

$$\frac{DP}{DT} = \frac{DP}{Dt} = 0 \quad (6)$$

Die Multiplikation von Gl. (6) mit σ und die Addition der mit P multiplizierten Kontinuitätsgleichung führt auf die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sigma P) = -\nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} P) \quad (7a)$$

in "Flußform"⁷, oder alternativ dazu auf die Gleichung

$$\frac{D}{Dt}(\sigma P) = -\sigma P \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (7b)$$

wobei \mathbf{u} der dreidimensionale Windvektor ist. Gleichung (7a) ist die adiabatische, reibungsfreie Form der Gl. (2.4) in Haynes und McIntyre (1987). Entsprechend volumenintegrierter Formen dieser Gleichungen (7a) und (7b) ist keine Nettoerzeugung von Vorticity innerhalb einer Schicht, die von zwei isentropen Flächen begrenzt wird, möglich. Des weiteren findet

⁶ Bei diabatischen Prozessen und/oder Reibung folgt die Strömung nicht exakt den isentropen Flächen, und es gilt $DP/Dt = -\rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{Y}$, wobei $\mathbf{Y} = -\theta \boldsymbol{\eta} + \nabla \theta \times \mathbf{K}$ ist und \mathbf{K} die Rotation der Reibungskraft pro Masseneinheit darstellt.

⁷ In isentropen Koordinaten ist diese Gleichung identisch mit der Vorticitygleichung.

(für eine adiabatische und reibungsfreie Strömung) kein Nettotransport von potentieller Vorticity quer zu einer isentropen Fläche statt. Eine Anreicherung von PV kann somit nur durch Transportprozesse entlang isentroper Flächen stattfinden. Man bemerke, daß der Term auf der rechten Seite von Gl. (7a) die Divergenz des (dreidimensionalen) PV-Flusses ist, wenn man ihn durch g dividiert. Eine azimutale Mittelung um den Koordinatenursprung reduziert die Gleichung (7a) auf die einfache Form

$$(\overline{\sigma P})_t = -\nabla_{\varphi\theta} \cdot (\overline{\sigma u P}), \quad (8)$$

wobei u die Radialgeschwindigkeit im nicht wirbelfolgenden Koordinatensystem ist. Der A_H -Term in Gl. (5a) kann auf eine sehr ähnliche Form gebracht werden, die jedoch für ein wirbelfolgendes Koordinatensystem gilt:

$$(III) \quad g^{-1} \overline{\sigma} \langle u P \rangle = g^{-1} \overline{\sigma u P}, \quad (9)$$

Die Größe der PV gibt Aufschluß über die Stärke der horizontalen Strömung. Konvergenzen und Divergenzen zeigen an wie stark sich die Intensität eines Wirbelsturms ändert. Dies erweitert die Interpretation der Untersuchungen von Intensitätsänderungen mit Hilfe des A_H -Terms.

Die vierte Möglichkeit, den A_H -Term der Gl. (1) darzustellen, beinhaltet die Eliassen-Palm-Flußdivergenz, die wie unten erklärt wird den weitaus größten Beitrag zum asymmetrischen Anteil von A_H liefert:

$$(IV) \quad A_H = r^{-1} \langle u[(r\bar{v})_r + r\dot{f}] \rangle - (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} + \overline{\sigma^{-1}(\sigma'v')_r} + \overline{\sigma^{-1}(\sigma\theta)'v'_\theta} + \underbrace{\left(\overline{\sigma^{-1}\sigma'\dot{\theta}'v'_\theta} - \dot{\theta}'v'_\theta \right)}_{-\dot{\theta}^*v'_\theta}, \quad (10)$$

wobei $\mathbf{F} = [-r(\overline{\sigma u})'v', \overline{p'\Psi'_\varphi}]$ der Eliassen-Palm-Flußvektor und Ψ die Montgomery-Stromfunktion ist. Diese Form ist ebenso für isentrope Koordinaten angegeben. Die Ableitung erfolgt über die Gleichung für den relativen Drehimpuls in Flußform (siehe Molinari et al., 1995)⁸. Die Gleichheit von Gl. (10) und Gl. (2), (3) bzw. (5) wird im Anhang C bewiesen.⁹

⁸ Diese relativ komplizierte Gestalt des A_H -Terms, die sogar eine zeitliche Ableitung aufweist, ergibt sich aufgrund der Berechnung mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung, die (außer in Druck- oder Log-p-Koordinaten) eine zeitliche Ableitung enthält. Die Art und Weise der Berechnung des A_H -Terms wird lediglich von der Fragestellung und von der möglichen Genauigkeit beeinflusst. Die asymmetrischen Terme außer dem Eliassen-Palm-Flußterm sind i. d. R. (bzw. unter bestimmten Bedingungen (siehe unten)) vernachlässigbar (siehe auch Anhang D).

Der EP-Flußvektor liegt in der r - θ -Ebene und besitzt als Radialkomponente den Drehimpulsfluß durch Eddies und als Vertikalkomponente den Wärmefluß durch Eddies. (Als Eddies werden die großskaligen, asymmetrischen Störungen bezeichnet.)

Molinari et al. (1995) verwendete die Gleichungen (1) mit (5) und (1) mit (10) zur Bestimmung der Intensitätsänderungen von Hurrikan Elena aufgrund von Asymmetrien infolge eines brechenden Höhentrogs. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird und wie die Beobachtungen dieser Fallstudie sowie jene von Molinari et al. verdeutlichen, liefert die Wärmeflußdivergenz durch Eddies bei tropischen Tiefs nur einen sehr kleinen Beitrag zur gesamten EP-Flußdivergenz. Außerdem sind die asymmetrischen Terme außer dem Eliassen-Palm-Flußterm in Gl. (10) im Vergleich zum symmetrischen und dem Eliassen-Palm-Flußterm verhältnismäßig klein, falls die horizontalen Variationen σ' der Pseudodichte klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind, wie über den tropischen Ozeanen¹⁰, und/oder wenn der Wirbel sehr symmetrisch ist, wie im Kernbereich eines tropischen Wirbelsturms. Die asymmetrischen Terme außer der Eliassen-Palm-Flußdivergenz können unter diesen Bedingungen vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 3.2 und 6.3.1; sowie Molinari et al., 1995).

Kurz zusammengefaßt können also die Intensitätsänderungen aufgrund des A_H -Beitrags mit dem Fluß der absoluten Vorticity, dem Fluß der potentiellen Vorticity, dem Drehimpulsfluß oder der EP-Flußdivergenz in Beziehung gebracht werden.

3.2 Die Asymmetrieterme und die Differenz zwischen dem azimuthalen und dem mit der Pseudodichte gewichteten Mittel

Die Differenz zwischen dem azimuthalen Mittel $\bar{\psi}$ und dem mit der Pseudodichte gewichteten Mittel $\langle \psi \rangle$ einer bestimmten Variable bzw. eines bestimmten mathematischen Ausdrucks ψ läßt sich explizit berechnen. Das Gleiche gilt für die Differenz zwischen den Abweichungen (ψ' und ψ^*) von ψ bezogen auf diese beiden Mittel. Diese Differenzen sind quadratisch in der Größe der azimuthalen Abweichung, d. h.

⁹ Die Beziehung zwischen dem Fluß der potentiellen Vorticity und der Eliassen-Palm-Flußdivergenz ist für den quasi-geostrophischen Fall schon seit längerem bekannt (siehe Holton (1992; Gl. 10.26)). Für den allgemeineren Fall mit primitiven Ausgangsgleichungen siehe Molinari et al. (1995) oder Tung (1986). In dieser Arbeit wurden die Gleichungen von Molinari et al. (1995) und die Gleichungen (1) mit (2) und (1) mit (3) auf die A_H -Form gebracht.

¹⁰ In den Tropen sind, insbesondere über den sehr gleichmäßig temperierten Ozeanen, die horizontalen Temperaturvariationen gering. Somit sind auch die horizontalen Variationen der Pseudodichte σ , die eine Funktion der Temperatur θ ist [$\sigma = -(\theta_p)^{-1}$], gering.

$$\langle \psi \rangle - \bar{\psi} = \psi' - \psi^* = \frac{\overline{\sigma' \psi'}}{\bar{\sigma}} = \frac{\overline{\sigma'}}{\bar{\sigma}} \psi . \quad (11)$$

Falls die horizontalen Variationen σ' der Pseudodichte klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind, wie über den tropischen Ozeanen, oder wenn der Wirbel sehr symmetrisch ist, wie im Kernbereich eines tropischen Wirbelsturms, dann sind diese Differenzen klein.

Wie man aus Gl. (9) sieht, kann man den Fluß der potentiellen Vorticity sowohl mit Hilfe des azimutalen Mittels als auch mit Hilfe des gewichteten Mittels schreiben. Die Darstellungen des A_H -Terms, die den Eliassen-Palm-Fluß bzw. den PV-Fluß enthalten, benützen das mit der Pseudodichte gewichtete Mittel. U. a. liegt der Sinn der Verwendung des Eliassen-Palm-Flusses darin, durch eine geeignete Eulersche Transformation der vertikalen und radialen (bzw. zonalen) Geschwindigkeiten die asymmetrischen Temperaturänderungen formal aus der thermodynamischen Gleichung verschwinden zu lassen (vgl. Gl. 12 mit Gl. 13). Zum Ausgleich sollen in der Bewegungsgleichung die kinetischen und die thermischen Asymmetrieffekte zum Großteil¹¹ in einem Term, dem Eliassen-Palm-Flußterm, vereinigt werden.

Die azimutal gemittelte, thermische Gleichung lautet (mit Q als Erwärmungsrate):

$$(\bar{\sigma}\theta)_t + r^{-1}(r \bar{\sigma}\bar{u} + r \overline{(\sigma\theta)'u'})_r + (\bar{\sigma}\bar{\theta} + \overline{(\sigma\theta)'\dot{\theta}'})_\theta = \bar{\sigma}Q . \quad (12)$$

Da wegen Gl. (11) $\langle u \rangle = \bar{u} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{\sigma' u'}$ und $\langle \dot{\theta} \rangle = \bar{\theta} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{\sigma' \dot{\theta}'}$, kann Gl. (12) auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$(\bar{\sigma}\theta)_t + r^{-1}(r \bar{\sigma}\langle u \rangle)_r + (\bar{\sigma}\bar{\theta} + \langle \dot{\theta} \rangle)_\theta = \bar{\sigma}Q \quad (13)$$

Folglich sind in isentropen Koordinaten die neuen Euler-transformierten Geschwindigkeiten der "residualen", sekundären Zirkulation gerade die mit der Pseudodichte gewichteten, mittleren Windgeschwindigkeiten $\langle u \rangle$ und $\langle \dot{\theta} \rangle$. Sie geben die mittlere (residuale) Zirkulation an, die nicht durch adiabatische Bewegungen und nicht durch die asymmetrische Wärme flußdivergenz kompensiert wird (vgl. Holton, 1992; Abschnitt 10.2.2). Durch diese "Transformation" der Geschwindigkeiten (von \bar{u} und $\bar{\theta}$ nach $\langle u \rangle$ bzw. $\langle \dot{\theta} \rangle$) verschwinden formal auch die asymmetrischen Beiträge aus der Kontinuitätsgleichung:

$$(\bar{\sigma})_t + r^{-1}(r \bar{\sigma} \langle u \rangle)_r + (\bar{\sigma} \langle \dot{\theta} \rangle)_\theta = 0 \quad (14)$$

¹¹ Im quasi-geostrophischen Fall, in Druck- oder Log-p-Koordinaten sind die Asymmetrieffekte zur Gänze im Eliassen-Palm-Flußterm vereinigt, ansonsten nur näherungsweise.

Der symmetrische Anteil der Gl. (5) sowie der Gl. (10) lautet mit den transformierten Geschwindigkeiten:

$$r^{-1} \langle u \rangle (r\bar{v})_r + \langle u \rangle \bar{f}. \quad (15a)$$

Dieser kann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$r^{-1} \langle u[(r\bar{v})_r + rf] \rangle = g^{-1} \bar{\sigma} \langle u \rangle \langle P \rangle = \langle u \rangle \bar{\eta}. \quad (15b)$$

Der Euler-transformierte, symmetrische Anteil des PV-Flusses ist also gleich dem Euler-transformierten, symmetrischen Anteil des (normierten) Flusses der absoluten Vorticity. Der asymmetrische Anteil zu A_H ist in transformierter Form gegeben durch

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle = \overline{u^* \eta} = -(r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u)'} f' + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma' v)'}_r + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma \theta)' v'}_\theta - \overline{\dot{\theta}^* v'_\theta}. \quad (16)$$

Wie man aus den Gl. (5b), (15b) und (16) ableiten kann, bleibt der A_H -Term unabhängig von der "Transformation" der Geschwindigkeiten erhalten, jedoch werden die symmetrischen und asymmetrischen Anteile unterschiedlich¹² aufgeteilt:

$$A_H = g^{-1} \bar{\sigma} \langle uP \rangle = g^{-1} \overline{\sigma u P} = \overline{u \eta} = \begin{cases} = \left\{ \begin{array}{l} g^{-1} \bar{\sigma} \langle u \rangle \langle P \rangle \\ \langle u \rangle \bar{\eta} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle \\ \overline{u^* \eta} \end{array} \right\} \\ = \left\{ \begin{array}{l} g^{-1} \bar{u} \overline{\sigma P} \\ \bar{u} \bar{\eta} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} g^{-1} \overline{u' (\sigma P)'} \\ \overline{u' \eta'} \end{array} \right\} \end{cases}. \quad (17)$$

Wie auch schon Gl. (9) zeigte, kann also der radiale PV-Fluß auf beide Arten, der transformierten und der nicht transformierten, dargestellt werden. Diese beiden Arten unterscheiden sich in θ -Koordinaten lediglich im verwendeten Mittelungsverfahren. Beim ersten Ausdruck in Gl. (9) bzw. in der oberen Hälfte der Gl. (17) wurde das gewichtete Mittelungsverfahren und beim zweiten und dritten Ausdruck in Gl. (9) bzw. in der unteren Hälfte der Gl. (17) das azimutale Mittelungsverfahren angewendet.

Analog bleibt auch der vertikale Advektionsterm unabhängig von der Transformation erhalten¹³ und die symmetrischen und asymmetrischen Anteile lauten je nach verwendeter Vertikalgeschwindigkeit:

¹² Siehe Gl. (11). Für beliebige a und b folgt aus Gl.(11) außerdem:

$$\langle a \rangle \langle b \rangle - \bar{a} \bar{b} = \bar{a} \frac{\overline{\sigma' b'}}{\bar{\sigma}} + \bar{b} \frac{\overline{\sigma' a'}}{\bar{\sigma}} + \frac{\overline{\sigma' a'} \overline{\sigma' b'}}{\bar{\sigma} \bar{\sigma}} \quad \text{und} \quad \overline{a' b'} - \langle a^* b^* \rangle = \bar{a} \frac{\overline{\sigma' b'}}{\bar{\sigma}} + \bar{b} \frac{\overline{\sigma' a'}}{\bar{\sigma}} + \frac{\overline{\sigma' a'} \overline{\sigma' b'}}{\bar{\sigma} \bar{\sigma}} - \frac{\overline{\sigma' (ab)'}}{\bar{\sigma}},$$

wobei die rechten Seiten i. d. R. nicht verschwinden. Bei geringer horizontaler Variation von σ sind die rechten Seiten jedoch vernachlässigbar klein.

$$\overline{\dot{\theta} v_{\theta}} = \begin{cases} = \langle \dot{\theta} \rangle \bar{v}_{\theta} + \overline{\dot{\theta}^* v_{\theta}} \\ = \bar{\dot{\theta}} \bar{v}_{\theta} + \overline{\dot{\theta}' v_{\theta}'} \end{cases} . \quad (18)$$

Falls die horizontalen Variationen σ' der Pseudodichte klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind oder wenn der Wirbel sehr symmetrisch ist folgt wegen Gl. (11), daß die Unterschiede zwischen den beiden symmetrischen sowie zwischen den beiden asymmetrischen Anteilen des A_H -Terms (je nach verwendeter Mittelung der Geschwindigkeiten) jeweils klein sind. Das gleiche gilt für die Anteile des vertikalen Advektionsterms. In isentropen Koordinaten kann man sich also bei gleichem Aussagewert die Eulersche Transformation zu residualen Geschwindigkeiten ersparen. Die asymmetrischen Beiträge zu den Termen der Gl. (2), (3), (5) und (10), z. B., sind somit nahezu gleich (siehe auch Anhang C), d. h.

$$\overline{u'\eta'} = r^{-1} \overline{u'(rv')_r} + \overline{u'f'} \cong g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle \cong -(r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} . \quad (19)$$

Zusätzlich zur geringen Differenz zwischen den letzten zwei Termen und den ersten zwei Termen aufgrund der Verwendung bzw. Nichtverwendung der transformierten Geschwindigkeiten (erstes "≅" Zeichen in Gl. (19)), besteht eine weitere kleine Differenz (zweites "≅" Zeichen) zwischen dem PV-Fluß durch Eddies und der EP-Flußdivergenz, die von der Vernachlässigung der asymmetrischen Terme außer dem EP-Flußdivergenzterm in Gl. (10) bzw. (16) herrührt. Man beachte, daß $(\overline{p'\Psi'_{\phi}})_{\theta} = -\overline{\sigma'\Psi'_{\phi}}$ ist. Daher ist auch der Beitrag der Wärme-flußdivergenz zur EP-Flußdivergenz (gegenüber dem Beitrag der Drehimpuls-flußdivergenz) vernachlässigbar, wenn die horizontalen Variationen der Pseudodichte klein sind und/oder der Wirbel sehr symmetrisch ist. Von praktischer Bedeutung für die Berechnung der Eddyterme¹⁴ von Gl. (19) ist, daß die ersten beiden Terme, im Gegensatz zu den letzten beiden, keine vertikalen Ableitungen enthalten und somit bei der Berechnung weniger fehleranfällig sind. Eine Näherung wie bei der Abschätzung des asymmetrischen Anteils zu A_H mit Hilfe der EP-Flußdivergenz ist für die ersten drei Terme nicht notwendig.

3.3 Die subskaligen Beiträge zur Tangentialgeschwindigkeitsänderung

Zur Untersuchung der Auswirkungen der subskaligen (vom jeweiligen Modellgitter nicht aufgelösten) Prozesse, wie konvektive Feuchteflüsse, kann ein kombiniertes Mittel

¹³ d. h. der Wert des vertikalen Advektionsterms ist auch nach einer Euler-Transformation genauso groß wie vorher

¹⁴ auch Asymmetrieterme genannt (azimutal gemittelte Auswirkung durch Asymmetrien)

bestehend aus einem Reynoldsmittel und einem azimutalen Mittel eingeführt werden. Der kombinierte Mittelungsoperator, vorläufig mit $\{ \}$ bezeichnet, wird entsprechend definiert durch

$$\{\psi\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{V\Delta t} \int_{V\Delta t} \psi dV dt \right) d\phi, \quad (20)$$

wobei V das Volumen und Δt die Zeit ist, über die das Reynoldsmittel angewendet wird; und dV und dt bezeichnen das Volumen- und das Zeitinkrement. Wenn dieser Operator anstatt des azimutalen Mittels Verwendung findet, haben die Gleichungen (1) - (3) und (5) ebenso die selbe Gestalt wie vorher. Das gleiche trifft für Gl. (10) zu, sobald die jeweiligen Mittelwerts- und Asymmetrieterme wie in Gl. (2b) bzw. (5b) addiert werden. Daher wird für den Mittelungsoperator die bisherige Notation mit einem Querbalken über der jeweiligen Größe (anstatt der geschweiften Klammern) wiederum verwendet.

Jede Größe ψ kann nun in ihr kombiniertes azimutales Reynoldsmittel $\bar{\psi}$, in ihre vom Gitter aufgelöste Abweichung¹⁵ ψ' und in ihre vom Gitter nicht aufgelöste Abweichung $\tilde{\psi}$ aufgeteilt werden: $\psi = \bar{\psi} + \psi' + \tilde{\psi}$. Mit diesem Mittelungsverfahren lassen sich auch die Beiträge von jedem Term der Tangentialwindgleichung aufspalten in die Anteile, die von der symmetrischen Strömung, von den gitteraufgelösten Abweichungen davon und von den gitterunaufgelösten Asymmetrien herkommen. In isentropen Koordinaten schreibt sich dann zum Beispiel Gl. (1) unter Verwendung von Gl. (2) folgendermaßen:¹⁶

$$\bar{v}_T = -\bar{u}\bar{\eta} - \bar{\theta}\bar{v}_\theta - \bar{u}'\eta' - \bar{\theta}'v'_\theta - \bar{u}\tilde{\zeta} - \bar{\theta}\tilde{v}_\theta - \bar{c}f' + \bar{F}^\phi, \quad (21)$$

wobei ζ die relative Vorticity ist. In dieser Gleichung sind die symmetrischen, die aufgelöst asymmetrischen und die subskaligen Beiträge vollständig voneinander getrennt. Dies ist nur in der Schreibweise der Gl. (2) bzw. (3) möglich. Die subskaligen Beiträge ergeben sich bei der Berechnung der Gleichung (21) zusammen als Rest aus Analysen zu aufeinander folgenden Zeiten.

¹⁵ Im Zuge der neuen Definition des Mittelungsoperators bezeichnet der Apostroph von nun an (nur mehr) den aufgelösten, asymmetrischen Beitrag.

¹⁶ Man beachte, daß für beliebige a und b die Korrelationsterme $\overline{a\tilde{b}}$ verschwinden, da a' in den Gitterboxen, in denen das Reynoldsmittel angewendet wird, jeweils konstant ist; und daher vor das Reynolds-

integral gezogen werden kann: $\overline{a\tilde{b}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{V\Delta t} \int_{V\Delta t} a\tilde{b} dV dt \right) d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a \underbrace{\left(\frac{1}{V\Delta t} \int_{V\Delta t} \tilde{b} dV dt \right)}_{=0} d\phi = 0$.

Die Umgebungseinflüsse auf die Wirbelintensität, wie z. B. Wechselwirkungen eines Wirbels mit Höhenträgen oder benachbarten Hochs und Tiefs, können durch eine Analyse der asymmetrischen Anteile in Gl. (21) untersucht werden. Die Auswirkungen der Cumulus-konvektion und der aufgelöst diabatischen Prozesse auf die mittlere Tangentialwind-Beschleunigung spiegeln sich im wesentlichen in der Summe aus dem unaufgelösten Fluß der radialen Vorticity und jenen drei Termen wider, die von der diabatischen Erwärmung $\dot{\theta}$ abhängen. Die Qualität eines Cumulus-Parameterisierungsverfahrens kann unter anderem durch einen Vergleich der unaufgelösten Termfelder, erstellt aus reinen Beobachtungsdaten und aus vorhergesagten Modelldaten, überprüft werden (siehe Teil III).”

Teil II: Diagnostische Studien an einem Monsuntief über Nordwestaustralien

4. Synoptische Beschreibung

Wie in Hell und Smith (1998) beschrieben¹, „konnte sich die Zirkulation des australischen Sommermonsuns nach einer Monsununterbrechung, die bis zum 12. Februar 1994 dauerte, gut ausbilden. Die Monsunströmung, die den Äquator überquerte, war nach dem 13. Februar stärker als normal mit Nordwinden in der unteren Troposphäre und Südwinden in der oberen Troposphäre. Die Nordwinde waren vertikal nach oben weiter ausgedehnt als zur Monsunzeit üblich. Die Südwinde repräsentierten die Rückströmung der Monsunzirkulation. Der subtropische Rücken der Südhemisphäre war in seiner üblichen, langfristigen Position und die verstärkte Monsunkonvektion spiegelte die anhaltende Monsunaktivität über Nordaustralien mit überdurchschnittlich starken Regenfällen wieder.

Das hier untersuchte Monsuntief entwickelte sich und verweilte während seiner gesamten Lebensdauer nahe der Nordwestküste von Australien. Die synoptische Situation in der Zeit vom 14. bis zum 24. Februar ist in Abb. 1 durch eine Abfolge von Bodendruckkarten wiedergegeben. Abb. 2 zeigt vom 10. bis zum 15. Februar die zeitliche Entwicklung des Luftdrucks am Ort der späteren Monsuntiefentstehung und ab dem 15. die Luftdruckentwicklung im Zentrum des Monsuntiefs. Die Eintiefung des Monsuntiefs ereignete sich nach der Ausbildung des Monsuntrogs, in den das Tief eingebettet war. Vom 13. bis zum 15. Februar 1994 war die Eintiefungsrate gering und zeigte ein gleichmäßiges Verhalten. Danach war die Eintiefung schnell und unerwartet. Das erste Auftreten von geschlossenen Isobaren in der relevanten Region beobachtete man am 15. Februar um 1800 UTC, und mit diesem ersten Auftreten wird der „Entstehungszeitpunkt“ definiert.² In den vier darauffolgenden Tagen verweilte das Monsuntief nahezu stationär über Kind Sound und wanderte danach südwestwärts entlang der Monsunscherlinie. Das Zentrum des Monsuntiefs blieb dabei nahe der Nordwestküste Australiens. Diese Zugbahn unterscheidet sich deutlich von den schnelleren Südostwärtsbewegungen der beiden von Davidson und Holland (1987) beschriebenen Monsuntiefs und der Südostwärtsbewegung jenes Monsuntiefs, das sich nach einer Auflösungsphase wieder verstärken konnte und von Zhao und Mills (1991) untersucht wurde.

¹ Die Ausführungen wurden durch die Beschreibungen für isentrope Koordinaten geringfügig ergänzt.

² Obwohl eine derartige Definition vom Isobarenabstand abhängt und nicht Galilei-invariant ist, genügt sie für die hier durchgeführten Untersuchungen.

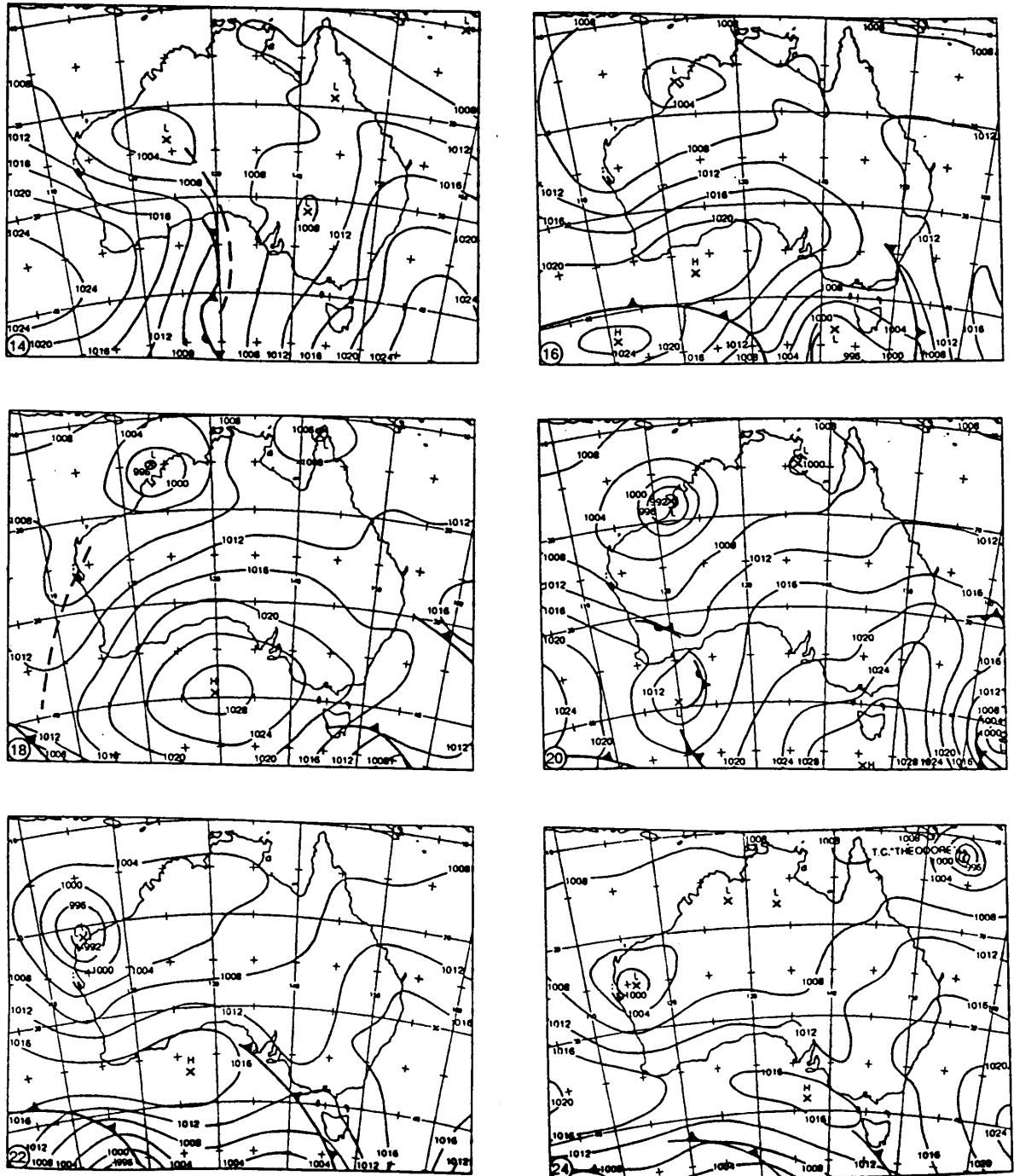


Abb. 1 Bodenwetterkarten der synoptischen Situation zwischen dem 14. und 24. Februar 1994. Dargestellt ist der Druck auf Meeressniveau an jedem zweiten Tag jeweils um 0000 UTC (Linienabstand 4 hPa). Man erkennt die zunächst stationäre Entwicklung des Monsuntiefs über King Sound (etwa 17°S, 123°O) und die Südwestwärtsverlagerung nach dem 19. Februar 1994.

Die synoptische Situation am 17. Februar um 0000 UTC, zu einer Zeit als sich das Monsuntief in seiner Entstehungsphase befand, ist in Abb. 3 dargestellt. Auf Meeresniveau (Abb. 3a) und im 850 hPa-Niveau (Abb. 3b) hatte das Tief eine horizontale Ausdehnung von etwa 1000 km oder 10 Breitengraden. Dies konnte anhand der äußersten, symmetrisch geschlossenen Isobare oder Isohypse abgeschätzt werden. Wie der Vergleich mit anderen Fallstudien in der Literatur zeigte (siehe z. B. Sikka, 1977), ist diese Größe typisch für ein Monsuntief. Das Tief war außerdem in einen deutlich größeren Monsuntrog eingebettet, der sich über ganz Nordaustralien erstreckte. Ein zweites, erwähnenswertes Wetterphänomen war zu dieser Zeit ein Antizyklon mit seinem Zentrum über Südastralien (siehe Boden- und 850 hPa-Karte). Im Gebiet zwischen diesen beiden Wettersystemen war die östliche Strömung, verglichen mit den Luftströmen gleicher Breite aber anderer Länge, verstärkt (siehe Abb. 3b). Der Antizyklon wanderte während der Entwicklungsphase des Monsuntiefs, die vom 15. bis zum 17. Februar dauerte, Richtung Osten und damit südlich am Monsuntief vorbei.

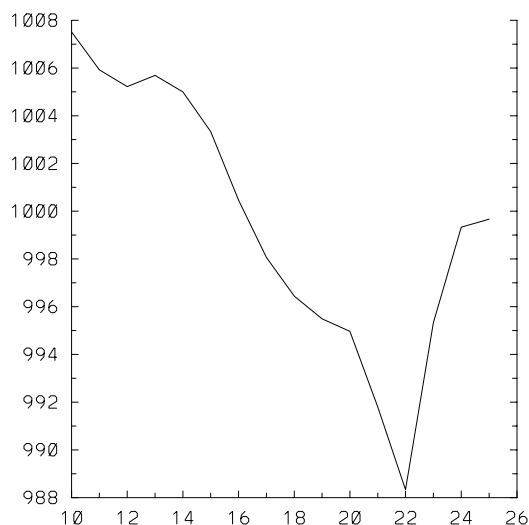


Abb. 2 Minimaler Druck auf Meereshöhe im Zentrum des Monsuntiefs ab der Entstehung am 15. Februar und im Gebiet der Entstehung davor. (Abszisse: Februartage 1994, Ordinate: Druck in hPa)

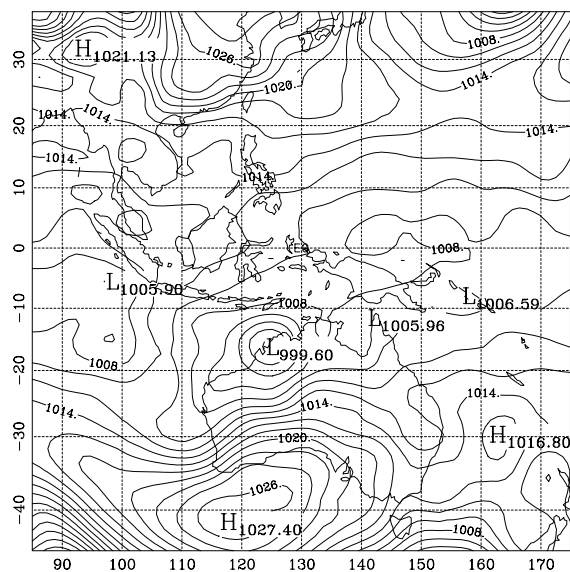


Abb. 3a Beschriftung siehe nächste Seite

Der Ausfluß aus den Konvektionsgebieten in der oberen Troposphäre war im Nordwesten zu den östlichen Höhenwinden hin kanalisiert und im Südosten zum subtropischen Strahlstrom (Jet), der im 150 hPa-Niveau über Südastralien Windgeschwindigkeiten von über 35 ms^{-1} erreichte (Abb. 3c). Derartige, doppelte Ausflußkanäle werden häufig in Zusammenhang mit relativ großen Intensitätszunahmen von tropischen Zyklonen und Sturmtiefs gebracht (Sadler 1976, 1978). Weitere erwähnenswerte Wettersysteme der oberen Troposphäre waren der subtropische

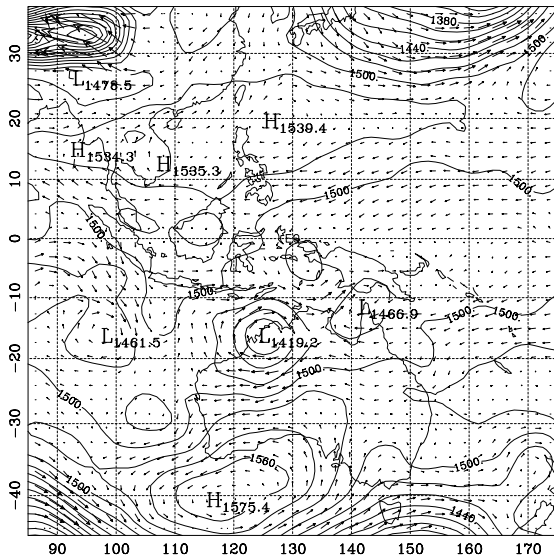


Abb. 3b

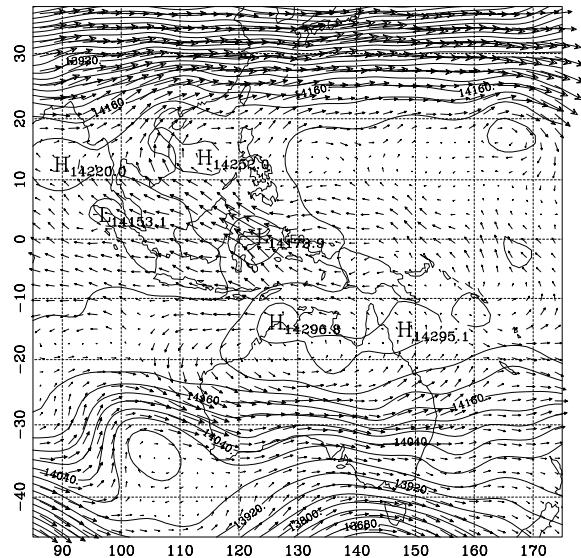


Abb. 3c

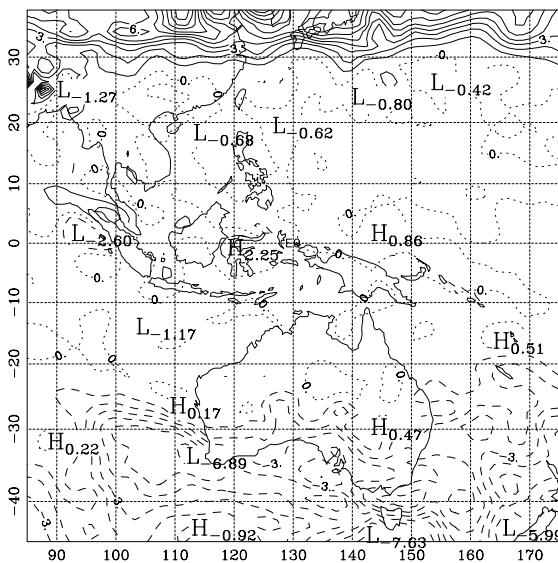


Abb. 3d

Abb. 3 Synoptische Wettersituation am 17. Februar 1994 um 0000 UTC: (a) Luftdruck auf Meeresniveau (Linienabstand 2 hPa); (b) geopotentielle Höhe der 850 hPa-Isobarenfläche (Linienabstand 20 gpm) und Windvektoren in diesem Niveau; (c) geopotentielle Höhe der 150 hPa-Isobarenfläche (Linienabstand 40 gpm) und Windvektoren in diesem Niveau; (d) Ertelsche potentielle Vorticity auf der 350 K-Isentropenfläche (Linienabstand 0,05 PVU; $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ K s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$). Das Zentrum des Monsuntiefs befindet sich nahe 17°S , 125°O , und das Tief ist in den Monsuntrog eingebettet, der zwischen etwa $90^\circ - 150^\circ\text{O}$ und zwischen $10^\circ - 20^\circ\text{S}$ liegt. Ein subtropisches Hoch ($\approx 40^\circ\text{S}$, 120°O) beobachtet man südlich des Monsuntiefs. In der unteren Troposphäre wehen nördlich des Tiefs Monsunwestwinde und südlich davon Passatostwinde. Ein Höhentrog ist sowohl im Geopotentialfeld der 150 hPa-Fläche als auch in der potentiellen Vorticityverteilung zu erkennen.

Höhentrog, der sich westlich von Westaustralien befand, und der Höhentrog mittlerer Breiten, der seine Achse westlich von Tasmanien hatte. Diese beiden Wettersysteme waren durch einen schwachen Rücken voneinander getrennt. Beide wanderten wie der Rücken ostwärts und besaßen mit abnehmendem Breitengrad eine deutliche Westwärtsneigung bzw. Verzögerung. Die beiden Tröge waren in der oberen Troposphäre mit zyklonalen Anomalien der Ertelschen potentiellen Vorticity (PV) verbunden. Die PV-Verteilung im 350 hPa-Niveau ist in Abb. 3d dargestellt und zeigt insbesondere für die östlichere dieser Anomalien ein wesentlich prägnanteres Abbild der synoptischen Situation

als die geopotentielle Höhenverteilung. Nach Hoskins et al. (1985, S. 890) ist dies ganz allgemein so zu erwarten.

Die Verlagerung der Hoch- und Tiefdrucksysteme Richtung Osten zeigte sich deutlich in den Zeit-Breitengrad-Diagrammen der zonal über 10 Längengrade (119°O bis 129°O) gemittelten geopotentiellen Höhen der 850 hPa- und 150 hPa-Isobarenfläche (Abb. 4a und 4b). Innerhalb dieses zehn Grad breiten Streifens entwickelte sich das Monsuntief zu seiner vollen Stärke. Es zog wegen seiner geringen Verlagerungsgeschwindigkeit zu Beginn der Entwicklung erst nach dem 20. Februar aus diesem Streifen heraus. Die Abb. 4a und 4b zeigen die Werte bis 35°N. Aus diesen Abbildungen würde man somit auch auf wandernde Tröge und Rücken in die Nordhemisphäre schließen können. Es wurden jedoch während der Entwicklung des Monsuntiefs keine beobachtet. Ab dem 14. Februar 0000 UTC bemerkt man im 850 hPa-Niveau den Vorbeizug des subtropischen Antizyklons südlich des Tiefdruckgebiets anhand der größeren geopotentiellen Höhen, die am 17. Februar um 1200 UTC einen Maximalwert erreichten. Bis zum 14. Februar nahmen die geopotentiellen Höhen südlich von etwa 25°S stetig ab und verblieben danach auf nahezu gleichbleibenden Niveaus. Der Vorbeizug des Höhentrogs am 14. Februar, zwei Tage vor dem Entstehungszeitpunkt, ist in Abb. 4b südlich von etwa 30°S gut zu erkennen. Zur

Abb. 4a

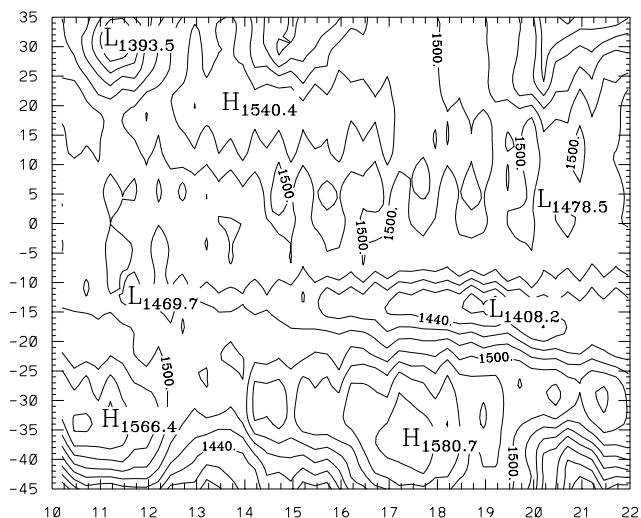


Abb. 4 Zeit-Breitengrad-Diagramme der geopotentiellen Höhe (a) der 850 hPa-Isobarenfläche (Linienabstand 20 gpm) und (b) der 150 hPa-Isobarenfläche (Linienabstand 50 gpm). Die Abszisse ist mit den entsprechenden Februartagen jeweils um 0000 UTC und die Ordinate mit der geographischen Breite bezeichnet. Für die Berechnung wurde eine Mittelung über die Längengrade zwischen 119°O und 129°O vorgenommen, in denen das Monsuntiefzentrum bis zum 21. Februar verblieb.

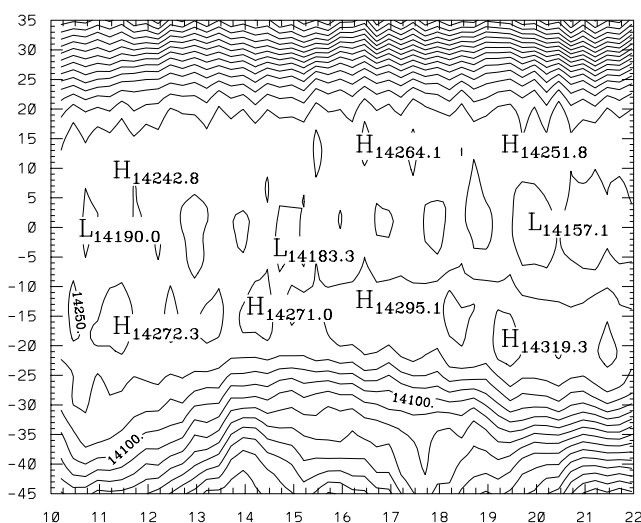


Abb. 4b

selben Zeit ist auch der Vorbeizug eines schwächeren Trogs südlich von etwa 40°S deutlich sichtbar. Die Bedeutung derartiger Wettersysteme für die Entstehung von Monsuntiefs und tropischen Zyklonen ist bisher noch weitgehend ungeklärt, aber ihr Auftreten kündigt häufig die bevorstehende Bildung eines tropischen Sturmtiefs an (J. Callaghan, persönliche Mitteilung).

Etwa zwei Tage vor dem Entstehungszeitpunkt verstärkten sich sowohl die Monsunwestwinde, die bis fast 400 hPa hinauf beobachtbar waren, als auch die Passatostwinde nördlich und südlich von rund 15°S. Dadurch erhöhte sich die horizontale Windscherung entlang der Monsunscherlinie (engl.: monsoon shear line). Die Monsunscherlinie bildet die Grenze zwischen den Passatostwinden und den Monsunwestwinden. Die Windscherung war besonders in der Nähe des späteren Entstehungsortes des Monsuntiefs ausgeprägt. Die zeitliche Entwicklung der zonalen Winde im 850 hPa-Niveau ist im Zeit-Breitengrad-Diagramm der Abb. 5a zu sehen. Die Windgeschwindigkeit wurde in dieser Abbildung über den selben, 10° breiten Streifen wie in Abb. 4 gemittelt. Die verstärkte, zyklonale Windscherung setzte sich etwa eineinhalb Tage vor dem Entstehungszeitpunkt durch. Während der Phase der vollen Entwicklung (zwischen dem 18. und 25. Februar) erreichte die mittlere Windgeschwindigkeit nahe 800 hPa Werte von über 25 ms⁻¹. Auf der Westseite des Monsuntiefs erreichten die analysierten 1000 hPa-Winde ebenso Werte von über 25 ms⁻¹, was das Sturmtief in die

Abb. 5a

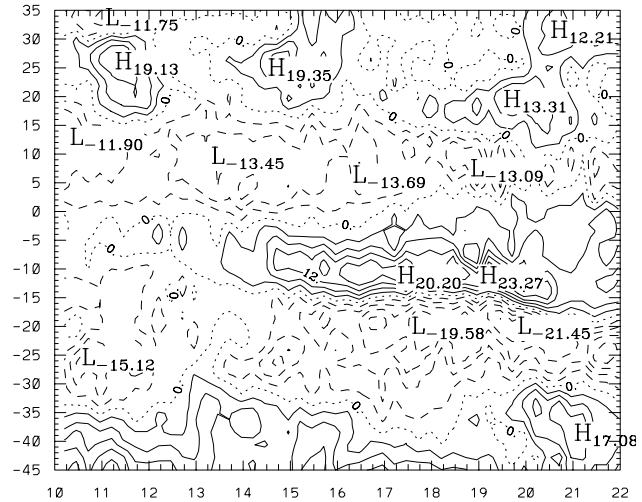


Abb. 5 Zeit-Breitengrad-Diagramme der Zonalwindkomponente (a) im 850 hPa-Niveau (Linienabstand 4 ms⁻¹) und (b) im 150 hPa-Niveau (Linienabstand 10 ms⁻¹). Die Abszisse ist mit den entsprechenden Februartagen jeweils um 0000 UTC und die Ordinate mit der geographischen Breite bezeichnet. Für die Berechnung wurde eine Mittelung über die Längengrade zwischen 119°O und 129°O vorgenommen, in denen das Monsuntiefzentrum bis zum 21. Februar verblieb.

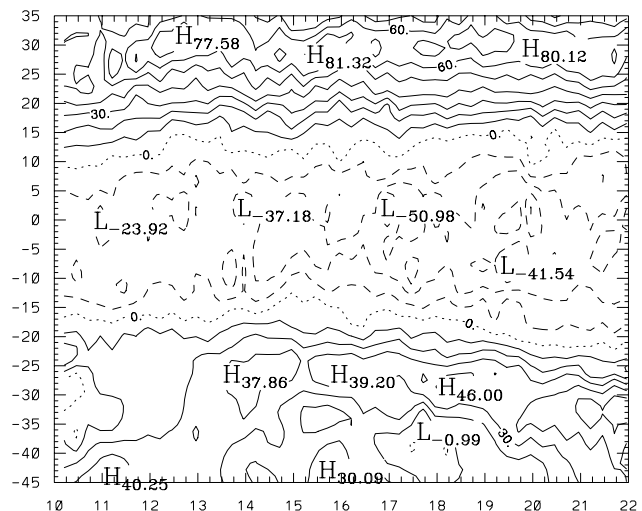


Abb. 5b

Kategorie eines tropischen Zyklons (Def.: mittlere Windgeschwindigkeit am Boden $> 17 \text{ ms}^{-1}$) einreihen würde. Die mittlere, östliche Strömung in der oberen Troposphäre ($> 400 \text{ hPa}$) nördlich des Monsuntiefs war während der Entwicklungsphase schwach ausgeprägt, verstärkte sich jedoch allmählich, und dehnte sich ab dem 14. Februar polwärts aus (Abb. 5b). Nahe 150 hPa ereignete sich neben der allmählichen Verstärkung der äquatorialen Ostwinde vor und während der Entwicklungsphase des Monsuntiefs auch eine Beschleunigung der subtropischen Westwinde auf der Südhalbkugel (rund zwei bis drei Tage vor der Monsuntiefentstehung). Im Gegensatz dazu variierte die Stärke der subtropischen Westwinde auf der Nordhalbkugel nur wenig. Zumindest in dem zehn Längengrade breiten Streifen, der in den Abb. 4 und 5 ausgewertet wurde, waren keine Anzeichen für eine direkte Beeinflussung der Monsuntiefentwicklung durch Wettersysteme auf der Nordhemisphäre zu erkennen. In dem hier untersuchten Fall gab es auch keine Wetterstörung, die vor der Entstehung des Tiefs vom Indischen Ozean her südostwärts über das Monsuntiefgebiet hinwegzog, wie im Falle der beiden Monsuntiefs, die von Davidson und Holland 1987 beschrieben wurden. Auch befand sich zur Zeit des Monsuntiefs kein blockierender Antizyklon über dem Tasmanischen Meer, wie im Falle des Sturmtiefs, das von Love und Garden (1984) untersucht worden war.

Als bemerkenswert gute Vorankündigung für das Monsuntief erwies sich die bereits erwähnte Verstärkung der *horizontalen* Windscherung entlang der Monsunscherlinie, die etwa zwei Tage vor dem Entstehungszeitpunkt vor allem im Gebiet der späteren Monsuntiefentwicklung zu beobachten war (Abb. 5a). Die Eintiefung des Monsuntiefs ereignete sich innerhalb dieser Scherungszone nahezu ortsfest und ohne signifikante Änderung des Bodendrucks in der Umgebung des Tiefs (Abb. 1).

Die sich entwickelnde Zirkulation spiegelte sich auch in einem Anstieg der *vertikalen* Windscherung im nahen Umkreis des Monsuntiefs wieder (keine Abb.): Etwa ein bis zwei Tage vor der Entwicklung des Tiefs verstärkte sich die zonale Komponente der vertikalen Windscherung mit starker, östlicher Scherung³ im Norden und starker, westlicher Scherung im Süden des Monsuntiefs. D. h., es entwickelte sich ein großer meridionaler Gradient in der vertikalen Scherung des Zonalwindes, wobei eine antizyklonale Strömung über einer zyklonalen lag. Diese antizyklonale vertikale Windscherung umgab ein Gebiet mit schwacher vertikaler Windscherung, in dem sich das Monsuntief später entwickelte. Diese schwache vertikale Scherung im zentralen Bereich des Tiefs konnte etwa einen Tag vor dem Entstehungszeitpunkt beobachtet werden. Eine derartige Verteilung der Windscherung spiegelt möglicherweise eher die im Gange befindliche Tiefentwicklung wider als einen ursächlichen Auslöser für eine Zyklonogenese. Trotzdem scheint dieses Windscherungsmuster ein gutes Anzeichen für eine bevorstehende Monsuntiefentstehung zu sein (Davidson et al., 1990).

³ mit der Höhe zunehmende Windgeschwindigkeit Richtung Osten

In der Zeit vom 16. bis zum 21. Februar wies das Monsuntief in der unteren Troposphäre (bis etwa 500 hPa) fast keine Vertikalneigung auf. Darüber zeigte es eine Neigung Richtung Nordwesten, die mit der südöstlichen Strömung über dem Monsuntief zusammenstimmte. Diese Verteilung der Vertikalneigung ist sehr ähnlich zu der von indischen Monsuntiefs, die ebenso eine geringe Vertikalneigung bis zum 500 hPa-Niveau hinauf aufweisen und darüber eine deutliche Vertikalneigung besitzen (Sikka, 1977).

Die Entwicklung des Monsuntiefs ereignete sich ohne signifikante Veränderung im Strömungsmuster der oberen Troposphäre (siehe z. B. Abb. 3c). Eine gleichbleibend kräftige, antizyklonale Zirkulation erstreckte sich über ein sehr großes Gebiet, aber ein markantes, antizyklonales Vorticitymaximum war nicht erkennbar. Die antizyklonale Ausflussschicht nahe 150 hPa war allerdings durch eine deutlich ausgeprägte Divergenz gekennzeichnet, die besonders während der Entwicklungsphase und der Phase voller Entwicklung augenfällig war (siehe nächstes Kapitel).

Vom 13. Februar an erhöhte sich der Bewölkungsgrad im Monsuntiefgebiet im Zuge der sich immer mehr organisierenden (über große Gebiete vereinigenden und verstärkenden)

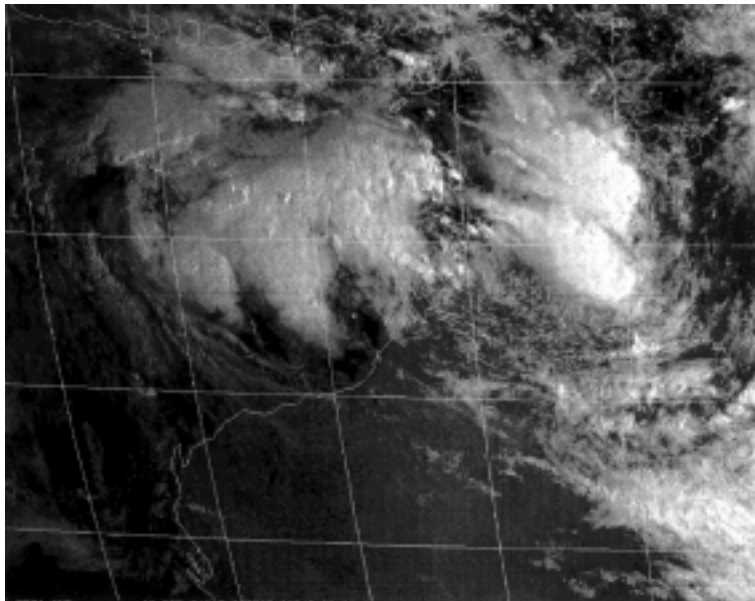


Abb. 6 Satellitenbild vom japanischen „Geostationary Meteorological Satellite“ (GMS), aufgenommen unter Verwendung des sichtbaren Wellenlängenbereichs am 16. Februar 1994 um 2332 UTC (etwa zur Zeit der Monsuntiefentstehung). Die Zirkulation in den unteren Niveaus ist an der Verteilung der niedrigen Wolken über Land zu erkennen. Das Hauptgebiet mit hochreichender Konvektion befinden sich östlich des Tiefdruckzentrums, und ein zweites Gebiet mit hochreichender Konvektion liegt westlich vom Tief innerhalb des Monsuntrogs.

Konvektion. Gleichzeitig verringerten sich die täglichen Schwankungen in der Stärke der hochreichenden Konvektion. Die Verstärkung und das Wechselwirken der Konvektion über große Gebiete hinweg erreichte seinen Höhepunkt in der Ausbildung eines nahezu kreisförmigen Wolkenhaufens am 18. und 19. Februar nach einer schnellen und fast ortsfesten Entwicklung. Der Durchmesser dieses beständigen und hochreichenden Wolkenhaufens betrug etwa vier bis fünf Breitengrade. In diesem Gebiet hochaufschießender Konvektion erzielten die analysierten, über eine Gitterbox gemittelten Aufwinde bei 700

hPa Maximalgeschwindigkeiten von über 50 hPa/Tag zirka 300 km nordöstlich des Monsuntiefzentrums. Danach entwickelte sich aus diesem mesoskaligen, konvektiven System (MCS) ein langgezogenes Wolkenband, das sich spiralförmig vom Nordwesten bis zum Südosten Australiens erstreckte. Abbildung 6 zeigt das visuelle Bild des japanischen, geostationären Wettersatelliten (Japan Geostationary Meteorological Satellite, GMS) vom 16. Februar 1994 um 2332 UTC, etwa zur Zeit der Monsuntiefentstehung. Zu diesem Zeitpunkt erkennt man die Zirkulation in der unteren Luftschicht an der Verteilung der tiefen Bewölkung über Land. Das Hauptgebiet mit hochreichender Konvektion lag auf der Ostseite des Systems. Ein weiteres, ausgedehntes Gebiet mit hochreichender Konvektion befand sich westlich des Monsuntiefs noch innerhalb des Monsuntrogs.

Abb. 7 Radius-Höhen-Diagramme von azimuthal um das Monsuntiefzentrum herum gemittelten Größen (jeweils für den 19. Februar 1994 um 0000 UTC): (a) und (b) Tangentialgeschwindigkeit in p- und θ -Koordinaten (Linienabstände $2,5 \text{ ms}^{-1}$); (c) und (d) Radialgeschwindigkeit in p- und θ -Koordinaten (Linienabstände 1 ms^{-1} bzw. $0,5 \text{ ms}^{-1}$); (e) vertikale p-Geschwindigkeit (Linienabstand 2 hPa h^{-1}); (f) relative Vorticity (Linienabstand 10^{-6} s^{-1}); (g) Trägheitsstabilität (Linienabstand $0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2}$); (h) lokaler Rossby-Deformationsradius (Linienabstand 500 km); (i) Abweichung der potentiellen Temperatur vom mittleren Zustand (Berechnung siehe Text; Linienabstand 0,5 K). An der Abszisse ist jeweils der radiale Abstand vom Monsuntiefzentrum in km aufgetragen und an der Ordinate der Luftdruck in hPa, mit Ausnahme der Abb. 7b, d und g, bei denen die potentielle Temperatur in K als Vertikalkoordinate Verwendung findet.

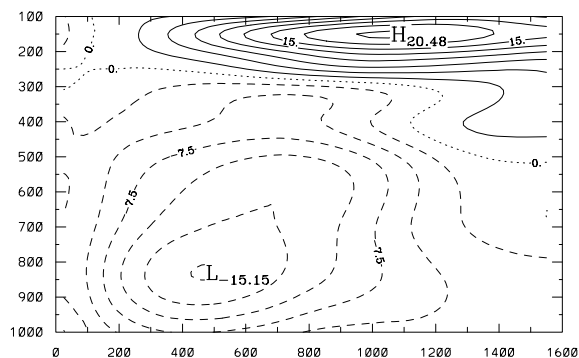


Abb. 7a $\bar{v}(r, p)$

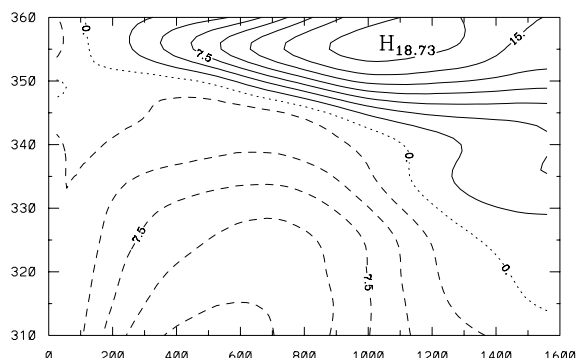


Abb. 7b $\bar{v}(r, \theta)$

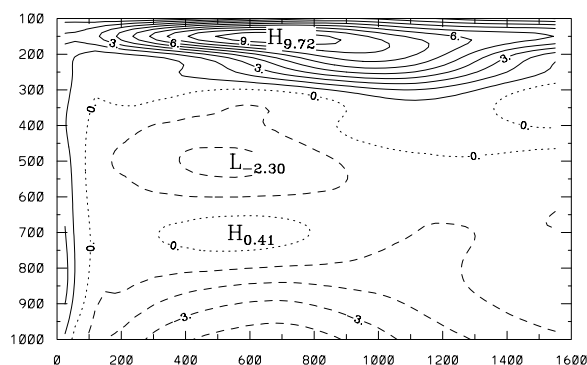


Abb. 7c $\bar{u}(r, p)$

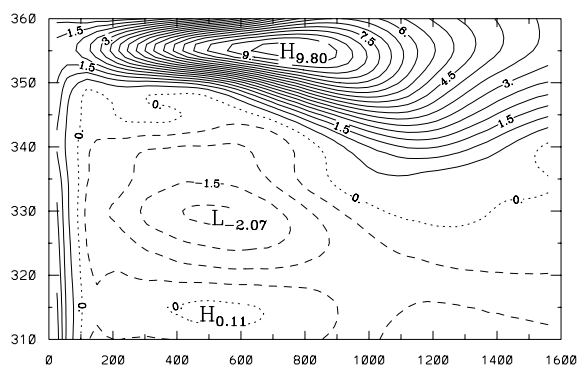


Abb. 7d $\bar{u}(r, \theta)$

5. Die symmetrischen und asymmetrischen Felder

5.1 Symmetrische Zirkulation

Die Abbildungen 7a-i zeigen die Radius-Höhen-Diagramme der verschiedenen, azimuthal um das bodennahe Zirkulationszentrum des Monsuntiefs herum gemittelten Felder vom 19. Februar um 0000 UTC. Die Abbildungen 7a, b und 7c, d geben den azimuthal gemittelten Tangential- bzw. Radialwind wieder. Man bemerkt, daß die mittlere tangentiale Zirkulation verhältnismäßig ausgedehnt ist, mit maximalen Windgeschwindigkeiten von 15 ms^{-1} nahe 850 hPa ($< 310 \text{ K}$) und radialem Abstand von 450 km. Bis hinauf zum 300 hPa-Niveau (345-350 K) erstreckt sich die mittlere zyklonale Zirkulation, und darüber beobachtet man die antizyklonale Ausflußzirkulation mit maximalen Windgeschwindigkeiten von 20 ms^{-1} bei 150 hPa (355 K) und 1000 km radialem Abstand. Die Abbildungen des mittleren, radialen Windes (Abb. 7c, d) zeigen für das Einströmen ein bodennahes Maximum von etwa 5 ms^{-1} bei einem radialen Abstand von etwas mehr als 600 km und ein zweites, jedoch schwächeres Maximum in der mittleren Troposphäre (500 hPa bzw. 330 K) bei etwa 500 km. Oberhalb von 300 hPa (340-350 K) ist die Strömung auswärts gerichtet und die Maximalgeschwindigkeit beträgt in einer Entfernung von etwa 700 km vom

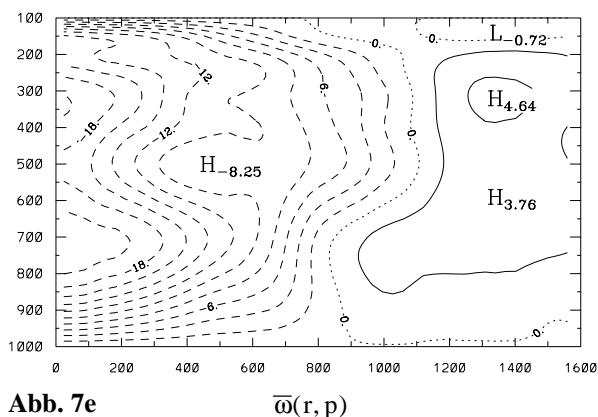


Abb. 7e

 $\bar{\omega}(r, p)$

Wirbelzentrum 10 ms^{-1} . Die Strukturen der tangentialen und radialen Windfelder sind sehr ähnlich zu jenen der mittleren Windfelder, die von Sikka (1977) aus mehreren indischen Monsuntiefs ermittelt wurden (vergleiche die Abb. 7a-d mit Abb. 3 aus Sikka, 1977). Die hier beobachteten Strukturen sind auch sehr ähnlich zu jenen von Holland und Merrill (1984). In der Zusammenstellung von sich verstärkenden Wirbelstürmen fanden

Holland und Merrill eine horizontal ausgedehnte Ausflußschicht nahe 200 hPa ($\approx 350 \text{ K}$) und zwei Schichten mit merklichem Einströmen, wobei das primäre Einströmen nahe der Oberfläche und das sekundäre Einströmen nahe 400 hPa (335 K) stattfand. Die nachfolgenden Beobachtungen werden zeigen, daß das vertikal ausgedehnte Einströmen aufgrund des Herantransports von zyklonal gerichtetem Impuls und zyklonaler Vorticity wichtig für eine Sturmtiefverstärkung ist.

Die Vertikalbewegungen, die in den Abb. 7e zu sehen sind, sind innerhalb eines Radius von 800-1000 km aufwärts gerichtet ($\omega < 0$), wobei die größte Vertikalgeschwindigkeit auf der Achse nahe 700 hPa und ein sekundäres Maximum ebenso auf der Achse nahe 350 hPa zu registrieren ist. Kompensierende, im Mittel absteigende Luftbewegungen herrschen dagegen außerhalb dieses inneren Bereiches mit aufsteigenden Luftbewegungen.

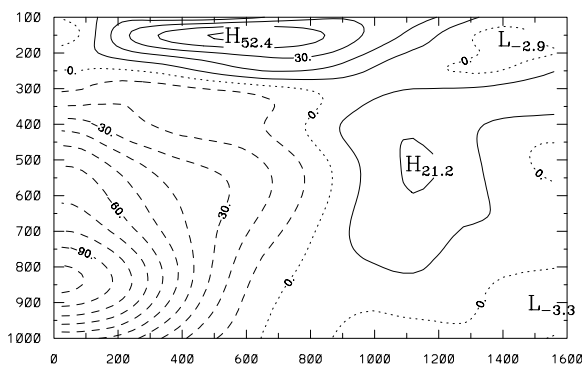


Abb. 7f $\bar{\zeta}(r, p)$

von antizyklonaler Vorticity umgeben. Dies zeigt, daß während der Monsuntiefentwicklung die relative Zirkulation außerhalb des Tiefs abgenommen hat. In der oberen Troposphäre ist die azimutal gemittelte Vorticity antizyklonal mit einem Maximum von rund $5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei 150 hPa und einem Radius von etwa 500 km. Diese Struktur ist wiederum sehr ähnlich zu der von Monsuntiefs über Indien, die von Sikka (1977, S. 1515) beschrieben worden ist.

Die charakteristische Größe für Trägheitsstabilität $I = f(f + \zeta)$ zeigt an, wie stabil eine rotierende Strömung im planetaren Vorticityfeld gegenüber horizontalen Störungen ist. Das Radius-Höhen-Diagramm dieser Größe ist in Abb. 7g dargestellt. Den Bereich mit hoher Trägheitsstabilität findet man im Gebiet mit starker Zyklonalität in der unteren und mittleren Troposphäre bis zu einem Radius von etwa 900 km. In der antizyklonalen Ausflußschicht zwischen 350 und 360 K ist die Trägheitsstabilität stark reduziert. In einem radialen Abstand zwischen 400 und 800 km vom Wirbelzentrum ist die obere Troposphäre sogar trägheitsinstabil. Daher können die Höhenträge und Rücken die Strömung im oberen Bereich des Monsuntiefs bis nahe an den Wirbelkern heran

Abbildung 7f zeigt das Radius-Höhen-Diagramm der azimutal gemittelten relativen Vorticity. Zyklonale Vorticity beobachtet man innerhalb von 600-800 km radialem Abstand vom Tiefdruckzentrum bis hinauf zum 250 hPa-Niveau.⁴ Das Maximum ist in der Größenordnung von 10^{-4} s^{-1} und liegt auf der Achse bei etwa 830 hPa. Der zyklonale Wirbelkern ist in fast allen Höhen und radialen Abständen

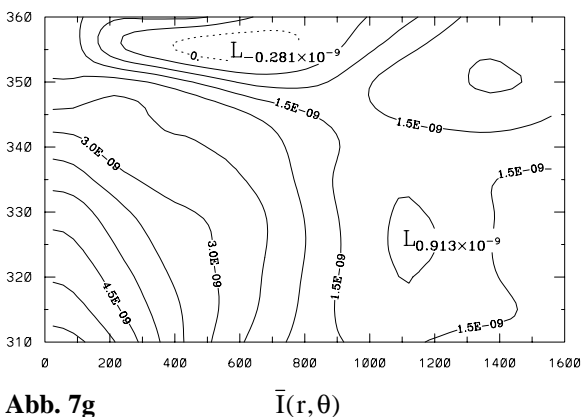


Abb. 7g $\bar{I}(r, \theta)$

⁴ In diesem Gebiet weichten die azimutalen Asymmetrien um weniger als 15 Prozent vom symmetrischen Wert ab; was zeigt, daß die azimutalen Mittel charakteristisch für die Gesamtzirkulation sind.

stören. In der unteren und mittleren Troposphäre ist der Wirbel hingegen sehr stabil gegenüber Auslenkungen in radialer Richtung.

Die dynamisch signifikante Größenordnung eines Tiefs in der Horizontalen wird durch den lokalen Rossby-Radius der Deformation L_R bestimmt, der typischerweise abnimmt, wenn sich ein Tief verstärkt (Ooyama 1982). Die Definition dieser Größe lautet

$$L_R(r,p) = N(r,p)H / \sqrt{[f + \zeta(r,p)][f + 2v(r,p)/r]} ,$$

wobei $v(r,p)$ die tangentielle Windgeschwindigkeit im radialen Abstand r und im Druckniveau p ist, $\zeta(r,p)$ die entsprechende Vertikalkomponente der relativen Vorticity, $N(r,p)$ die Brunt-Väisälä-Frequenz am Punkt (r,p) , f der Coriolis-Parameter bei 16°S , und $H = 16$ km die Tiefe der Troposphäre auf diesem Breitengrad repräsentiert. Im wesentlichen kann L_R als eine charakteristische, horizontale Größe für die troposphärenüberspannenden, internen Moden der Bewegung angesehen werden (atmosphärische Moden mit kleinerer, vertikaler Größenordnung haben entsprechend kleinere Deformationsradien; siehe z. B. Gill (1982) Abschnitt 7.5).

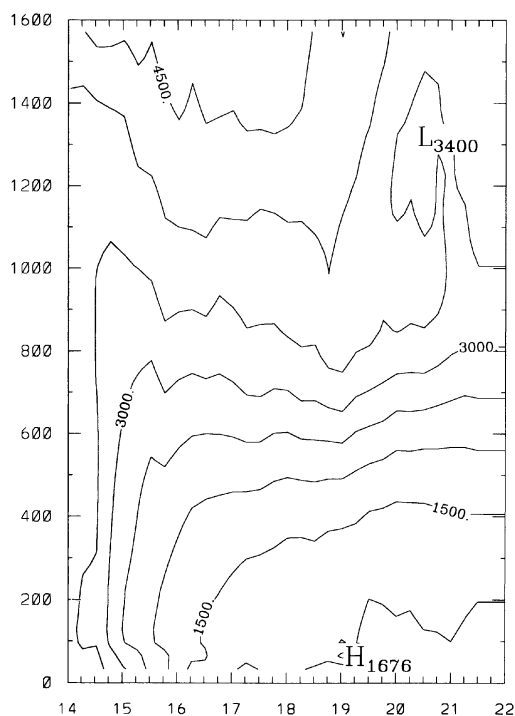


Abb. 8 Zeit-Radius-Diagramm des lokalen Rossby-Deformationsradius für das 850 hPa-Niveau. An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Monsuntiefzentrum in km.

Die typische Abnahme des Deformationsradius während der Verstärkungsphase ist auch in der hier durchgeführten Fallstudie sichtbar (siehe Abb. 8). Diese Abbildung zeigt das Zeit-Radius-Diagramm von L_R für das 850 hPa-Niveau gültig für den Zeitraum zwischen dem 14. und 22. Februar. Innerhalb eines radialen Abstandes von 800 km vom Wirbelzentrum reduzierte sich der Deformationsradius von Werten in der Größenordnung von 3500 km am 14. Februar auf weniger als 1000 km am 19. Februar. Im Vergleich dazu sind die Umgebungswerte $NH/|f|$ auf der selben Breite in der Größenordnung von 4000 km. Dies verdeutlicht, daß innerhalb des Monsuntiefs, wo gewöhnlich erhöhte Vorticitywerte zu beobachten sind, der Deformationsradius bereits vor dem 14. Februar deutlich unter den Umgebungswert gesunken ist. Die Reduzierung des Deformationsradius erhöht die Effizienz der konvektiven Erwärmung in der mittleren und oberen Troposphäre (vgl. Schubert und Hack, 1982; Kapitel 3).

Abb. 7h zeigt das Radius-Höhen-Diagramm des lokalen Deformationsradius $L_R(r,p)$ am 19. Februar. Der Deformationsradius nimmt, wie zu erwarten, sowohl mit dem Radius als auch mit der Höhe zu. Die Veränderung dieser Größe mit dem Radius und der Höhe spiegelt größtenteils die Abnahme der tangentialen Zirkulation und der zyklonalen relativen Vorticity bei zunehmendem Radius r und abnehmendem Druck p wider. Die verhältnismäßig großen Werte in der Stratosphäre ergeben sich aufgrund der großen statischen Stabilität in dieser Höhe. Man beachte jedoch, daß der Wert von H in dem untersuchten Bereich nicht überall gleich geeignet sein könnte. Nichtsdestotrotz ähnelt die gezeigte Struktur der eines durchschnittlichen Sturmtiefs, das z. B. von Schubert und Hack (1983, Abb. 5) berechnet worden ist.

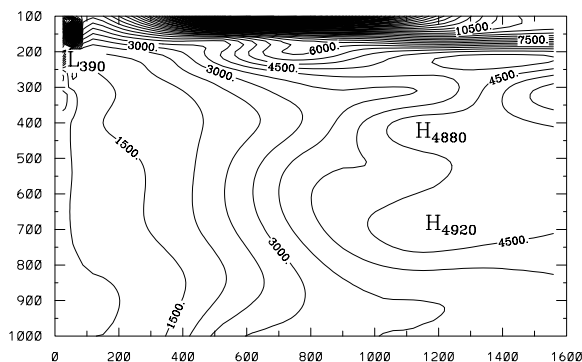


Abb. 7h $\bar{L}_R(r, p)$

Der charakteristische warme Kern des Tiefs ist deutlich an der Abweichung der potentiellen Temperatur vom mittleren Zustand in der jeweiligen Höhe, $\theta - \theta_o$, zu erkennen (siehe Abb. 7i). Die positive Wärmeanomalie hat mit fast 5 K auf der Achse im 300 hPa-Niveau die höchsten Werte der Temperaturabweichung. Diese Abweichung ist größer als die von Sikka (1977, S. 1516) beschriebene Abweichung von 1 – 2 K in der oberen Troposphäre. Jedoch sollte bei diesem Vergleich beachtet werden, daß die berechneten Größen der Temperaturanomalien von der jeweiligen Gebietsausdehnung abhängt, über die jeweils gemittelt wird. Im unteren Troposphärenbereich des Monsuntiefgebiets sind, wie bei Sikka (1977), die mittleren potentiellen Temperaturen etwas niedriger als im Durchschnitt.

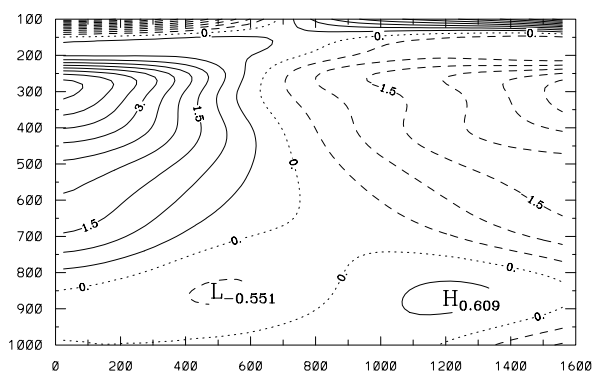


Abb. 7i $(\theta - \theta_o)(r, p)$

Dies liegt vermutlich an der Verdunstung des Regens unterhalb des Kondensationsniveaus. Wie von Mapes und Houze (1992) erwähnt, bedeuten derartige Beobachtungen nicht unbedingt, daß die bodennahe Luft, die in hochreichende Konvektion einströmt, während konvektiver Phasen kälter ist als in Phasen mit unterdrückter Konvektion. Darüber hinaus verringert die Verdunstung von Regen nicht die äquivalentpotentielle Temperatur θ_e .

5.2 Asymmetrische Struktur

Die nahezu symmetrische Struktur der Bodenisobaren und der 850 hPa-Isopynen innerhalb eines radialen Abstandes von fünf Grad vom Tiefzentrum (siehe Abb. 3) läßt vermuten, daß in diesem Gebiet die asymmetrische Strömung im Vergleich zur symmetrischen Strömung schwach ist. Unter der Annahme von Gradientwind-Gleichgewicht gilt diese Gewichtung in Bezug auf die symmetrischen und asymmetrischen Anteile auch für die Temperaturverteilung. Diese Aussagen werden durch eine azimutale Fourier-Analyse der verschiedenen Felder unterstützt. Die asymmetrische Struktur wird allerdings immer wichtiger je größer der radiale Abstand vom Wirbelzentrum ist und je zonaler die Strömung ist. Die asymmetrische Struktur des Monsuntiefs hat bemerkenswerte Auswirkungen auf die Zugbahn und die Intensitätsänderungen dieses Monsuntiefs.“ Die Auswirkungen auf die Zugbahn wurden in dem Artikel von Weber und Smith (1998) beschrieben und die Auswirkungen auf die Intensität sollen in den nun folgenden Kapiteln untersucht werden.

Abb. 9 Radius-Theta-Diagramme der verschiedenen Terme der tangentialen Windgleichung (21) am 19. Februar 1994, 0000 UTC: (a) lokale, zeitliche Änderung der tangentialen Windgeschwindigkeit im wirbelfolgenden Koordinatensystem; (b) (vom Gitter des Analysemodells) aufgelöster Anteil des radialen Flusses der absoluten Vorticity; (c) aufgelöster Anteil des radialen Flusses der relativen Vorticity; (d) radialer Fluß der planetaren Vorticity; (e) aufgelöster Anteil der vertikalen Tangentialwindadvektion; (f) subskaliger Asymmetrieeffekt, der vornehmlich der Cumuluskonvektion zugeschrieben werden kann (Linienabstände jeweils $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse ist jeweils der radiale Abstand vom Monsuntiefzentrum in km aufgetragen und an der Ordinate die potentielle Temperatur θ in K, die hier als Vertikalkoordinate dient.

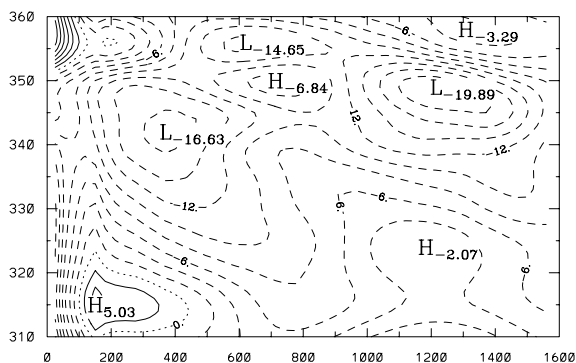


Abb. 9a

$$\bar{v}_T$$

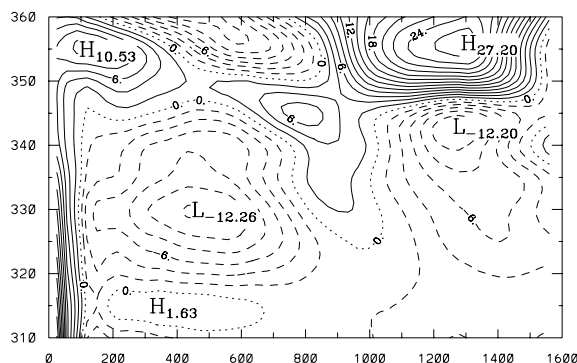


Abb. 9b

$$-(\bar{u}\bar{\eta} + \overline{u'\eta'})$$

6. Diagnostische Untersuchung der Tangentialwindänderungen

Zur Untersuchung der Intensitätsänderungen des australischen Monsuntiefs wurde nun die Gleichung für den mittleren Tangentialwind (Gl. 21) verwendet. Dieses Monsuntief eignet sich für derartige Intensitätsuntersuchungen besonders gut, da dessen maximale tangentielle Windgeschwindigkeit nahe der Definitionsgrenze zu einem tropischen Wirbelsturm liegt und dessen horizontale Ausdehnung mit einem Radius der maximalen Windgeschwindigkeit von über 400 km wesentlich größer ist als die von einem tropischen Zyklon. Außerdem befindet sich das Monsuntief über den gesamten Beobachtungszeitraum hinweg sehr nahe der australischen Küste. Die große Ausdehnung des Monsuntiefs und die Nähe zur australischen Küste erhöht die Chance, daß das Tief verhältnismäßig gut mit den zur Verfügung stehenden Datensätzen wiedergegeben wird.

6.1 Die vertikale und radiale Struktur der Beiträge zur Tangentialwindänderung

Die Abbildungen 9a-e zeigen die Radius-Theta-Diagramme der vom Gitter aufgelösten Anteile (d. h. die Summen aus den jeweiligen symmetrischen und aufgelöst-asymmetrischen Anteilen) der einzelnen Terme der Tangentialwindgleichung (siehe Gl. 21). In diesen Abbildungen werden die Beiträge der verschiedenen Terme der Tangentialwindgleichung mit der Einheit $\text{ms}^{-1}/\text{Tag}$ dargestellt. Die in den Abbildungen angegebenen Werte geben somit den Fluß pro Längeneinheit durch einen Kreis mit Radius r an. Da sich der Wirbel auf der Südhalbkugel befindet, kennzeichnen negative Werte eine Beschleunigung des zyklonalen Tangentialwindes im radialen Abstand r vom Wirbelzentrum; bzw. einen Nettozufluß an zyklonaler Vorticity (die auf der Südhalbkugel negativ ist) in das Gebiet innerhalb des jeweiligen Radius r . Ein negativer Wert in einer bestimmten Entfernung r vom Wirbelzentrum bedeutet auch eine zeitliche Zunahme der gesamten (flächenintegrierten) zyklonalen Vorticity innerhalb des entsprechenden Radius. Eine Multiplikation der Gl. (1) bzw. (21) mit \bar{v} führt auf die kinetische Energiegleichung der mittleren Tangentialströmung. Falls \bar{v} negativ (zyklonal) ist, zeigen negative Werte eines Asymmetrieterms eine Zunahme der zyklonalen kinetischen Energie der mittleren Tangentialströmung auf Kosten der kinetischen Energie der asymmetrischen Strömung an. D. h., es findet ein Energietransfer von der asymmetrischen Strömung zur mittleren Tangentialströmung statt. Erwähnt sei auch, daß mit der asymmetrischen Strömung zwar ein Massenaustausch über den Kreis mit Radius r hinweg verbunden ist, aber trotz des Vorticitytransports kein Nettomassentransport in den Kreis oder aus dem Kreis heraus erfolgt.

Das Monsuntief befindet sich zum dargestellten Analysezeitpunkt (19. Februar 1994, 0000 UTC) bereits im Reifestadium; dennoch nimmt der zyklonale Tangentialwind außer im Bereich um 200 km und 315 K herum fast überall zu (siehe Abb. 9a, welche die zeitliche Änderungsrate der Tangentialgeschwindigkeit zeigt). Im Außenbereich des Wirbels erfolgt die Zunahme der Tangentialwindgeschwindigkeit synchron mit der Verstärkung der Monsunwestwinde nördlich des Monsuntiefs und der Verstärkung der Passatostwinde südlich davon. Im inneren Bereich des Wirbels geht die Intensivierung des Monsuntiefs mit der verstärkt stattfindenden Neuverteilung der Vorticity einher.

Wie sich diese Zunahme der Tangentialwindgeschwindigkeit aus den verschiedenen Anteilen, die durch die Terme der Gl. (21) gegeben sind, zusammensetzt, wird nun anhand von Radius-Theta-Diagrammen der einzelnen Terme aufgezeigt:

Der vom Gitter aufgelöste Fluß der absoluten Vorticity, der in Gl. (1) mit $-A_H$ bezeichnet wird, ist in Abb. 9b zu sehen. Wie die Gl. (2), (3) und (5) erkennen lassen, ist dieser Fluß der absoluten Vorticity identisch mit dem PV-Fluß und der radialen Drehimpulsadvektion. Auch besteht eine enge mathematische Beziehung zwischen dem Fluß der absoluten Vorticity und der EP-Flußdivergenz (siehe Gl. 10 oder Gl. A13). Der Fluß der absoluten Vorticity bzw. die äquivalenten A_H -Terme entsprechen in der nicht integrierten Vorticitygleichung der Summe aus dem horizontalen Advektionsterm und dem Divergenzterm. Wie Abbildung 9b erkennen läßt liefert der A_H -Term nahe dem Wirbelzentrum meist einen zyklonalen Beitrag zur Tangentialbeschleunigung des Monsuntiefs. Die größten Beiträge werden nahe dem 330 K-Niveau erreicht. Nur in den oberen Niveaus beobachtet man nahe dem Wirbelkern und zwischen 900 und 1500 km eine antizyklonale Tendenz.

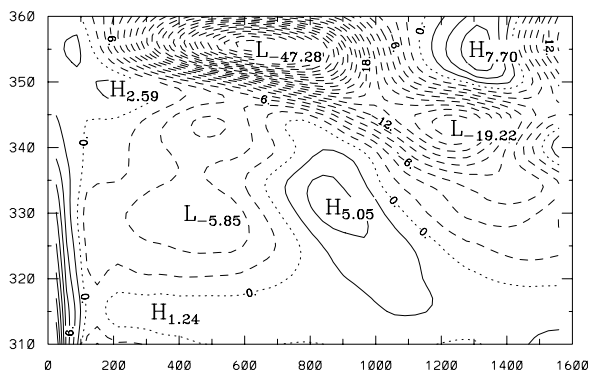


Abb.9c

$$-(\bar{u} \bar{\zeta} + u' \zeta')$$

Verwendet man den Fluß der absoluten Vorticity als A_H -Term, so läßt sich dieser Term in die beiden anschaulichen Terme Fluß der relativen Vorticity und Fluß der planetaren Vorticity aufspalten. Die vom Gitter aufgelösten Anteile dieser beiden Terme sind in Abb. 9c und d dargestellt. Die Flüsse an relativer Vorticity tragen innerhalb eines radialen Abstandes von 700 km bis hinauf zum 340-350 K-Niveau zur Verstärkung der zyklonalen Zirkulation um das Wirbelzentrum herum bei. In diesem Troposphärenbereich herrschen einwärts gerichtete, zyklonale Vorticityflüsse vor. Auch oberhalb des 340-350 K-Niveaus beobachtet man zyklonale Tendenzen aufgrund der Flüsse der relativen Vorticity, diesmal jedoch aufgrund der auswärts gerichteten Flüsse an antizyklonaler Vorticity. Aufgrund der Vorzeichen in den Abbildungen der Vorticityflüsse kann

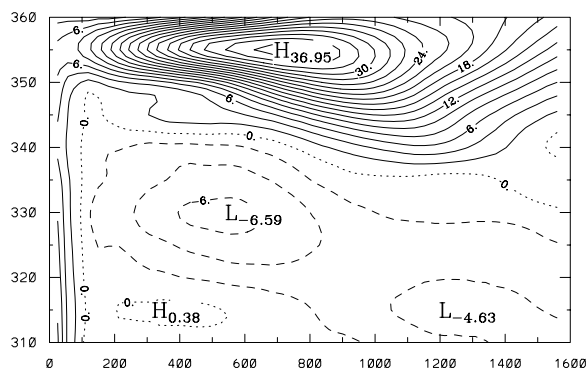


Abb. 9d $-(\bar{u}\bar{f} + \bar{u}'\bar{f}')$

negativ. Umgekehrt hat sowohl ein auswärts gerichteter Fluß von zyklonaler Vorticity als auch ein einwärts gerichteter Fluß von antizyklonaler Vorticity eine antizyklonale Beschleunigung des Tangentialwinds zur Folge. Um sich über das Vorzeichen, die Zyklonalität und die Fließrichtung Klarheit zu verschaffen, müssen zusätzlich zu den Abbildungen des Vorticityflusses auch die Abbildungen des Radialwinds herangezogen werden. Dies wurde in diesem Fall und im folgenden getan.

Die vertikale Struktur der Flüsse der planetaren Vorticity zeigt eine klare Zweiteilung in zwei vertikal übereinanderliegende Troposphärenbereiche: Dem zyklonalen Coriolisparameter entsprechend nimmt in der unteren und mittleren Troposphäre, wo Einströmen herrscht, die zyklonale Zirkulation zu, während diese in der oberen Troposphäre (oberhalb 340-345 K) aufgrund der ausströmenden Luft abnimmt.

Die Vertikaladvektion des Tangentialwinds rührt von aufgelösten, diabatischen Prozessen her, die für isentropenquerende, großskalige Luftbewegungen sorgen und zu entsprechend isentropenquerenden Impulstransporten führen. In der nicht integrierten Vorticitygleichung entspricht die Vertikaladvektion des Tangentialwinds der Summe aus Drehterm und vertikaler Vorticityadvektion. Wie man aus Abbildung 9e erkennt, trägt die Vertikaladvektion des Tangentialwinds innerhalb eines Radius von ungefähr 1000 km zur zyklonalen Verstärkung des Monsuntiefs bei. Das zyklonale Maximum des vertikalen Advektionsterms befindet sich in einem Abstand von etwa 650 km vom Wirbelzentrum und in einer Höhe von etwa 350 K; d. h. das Maximum befindet sich in einer Region, in der ein markanter Übergang von zyklonaler Zirkulation (Primärzirkulation) zu antizyklonaler Zirkulation (in der Ausflussschicht) zu verzeichnen ist. Die Vertikaladvektion verstärkt und

nicht entschieden werden, ob die Strömung zyklonale oder antizyklonale Vorticity einwärts bzw. auswärts fließen läßt. Auf der (Nord-) Südhalbkugel hat sowohl ein einwärts gerichteter Fluß von zyklonaler Vorticity als auch ein auswärts gerichteter Fluß von antizyklonaler Vorticity eine zyklonale Beschleunigung des Tangentialwinds zur Folge. Das Vorzeichen in den Abbildungen ist dementsprechend beide Male (positiv)

negativ. Umgekehrt hat sowohl ein auswärts gerichteter Fluß von zyklonaler Vorticity als auch ein einwärts gerichteter Fluß von antizyklonaler Vorticity eine antizyklonale Beschleunigung des Tangentialwinds zur Folge. Um sich über das Vorzeichen, die Zyklonalität und die Fließrichtung Klarheit zu verschaffen, müssen zusätzlich zu den Abbildungen des Vorticityflusses auch die Abbildungen des Radialwinds herangezogen werden. Dies wurde in diesem Fall und im folgenden getan.

Die vertikale Struktur der Flüsse der planetaren Vorticity zeigt eine klare Zweiteilung in zwei vertikal übereinanderliegende Troposphärenbereiche: Dem zyklonalen Coriolisparameter entsprechend nimmt in der unteren und mittleren Troposphäre, wo Einströmen herrscht, die zyklonale Zirkulation zu, während diese in der oberen Troposphäre (oberhalb 340-345 K) aufgrund der ausströmenden Luft abnimmt.

Die Vertikaladvektion des Tangentialwinds rührt von aufgelösten, diabatischen Prozessen her, die für isentropenquerende, großskalige Luftbewegungen sorgen und zu entsprechend isentropenquerenden Impulstransporten führen. In der nicht integrierten Vorticitygleichung entspricht die Vertikaladvektion des Tangentialwinds der Summe aus Drehterm und vertikaler Vorticityadvektion. Wie man aus Abbildung 9e erkennt, trägt die Vertikaladvektion des Tangentialwinds innerhalb eines Radius von ungefähr 1000 km zur zyklonalen Verstärkung des Monsuntiefs bei.

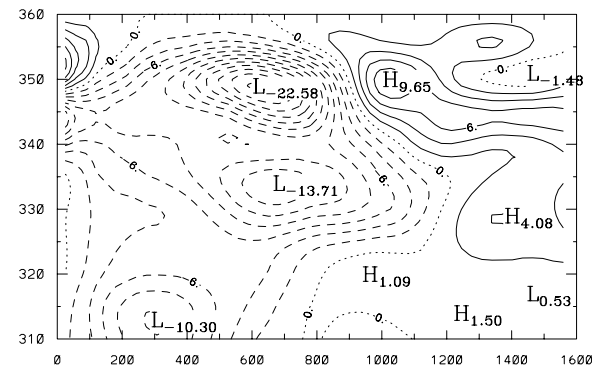


Abb. 9e $-(\bar{\theta}\bar{v}'_{\theta} + \bar{\theta}'v'_{\theta})$

erweitert also die zyklonale Zirkulation im Kernbereich der Ausflussschicht und wirkt der Ausflußantizyklonale außerhalb des Kernbereichs entgegen. Der Einwärts- und Aufwärts-transport von Impuls durch die sekundäre Zirkulation trägt somit in hohem Maße zur beobachteten, schnellen Intensivierung des Monsuntiefs bei.

Der Term für die zeitliche Änderungsrate der planetaren Vorticity aufgrund von meridionalen Wirbelverlagerungen, kurz "Verlagerungsterm" (letzter Term der vom Gitter aufgelösten Terme), ist gleichzeitig der Term für die planetare "Vorticityadvektion" aufgrund der Verschiebung des Wirbelzentrums bzw. des Koordinatenursprungs. Wegen der azimuthalen Integration ist dieser Term eine Funktion des in Nord-Süd-Richtung variierenden Coriolisparameters und der meridionalen Verlagerungsgeschwindigkeit. Eine äquatorwärtige Verlagerung des Wirbels verstärkt die zyklonale Zirkulation, während eine polwärtige Verlagerung den Wirbel schwächt. Da der Wirbel zu diesem Zeitpunkt einen kleinen Exkurs Richtung Norden macht und somit in ein Gebiet mit niedrigerer (zyklonaler) planetarer Vorticity rückt, nimmt die zyklonale Vorticity des Wirbels, um die absolute Vorticity in etwa konstant zu halten, zu. Die Verlagerungsgeschwindigkeit des Wirbels ist zu diesem Zeitpunkt verhältnismäßig gering, so daß der Term dieses Verschiebungseffektes deutlich kleiner ist als all die übrigen Terme der Tangentialwindgleichung (daher Abb. entbehrlich).

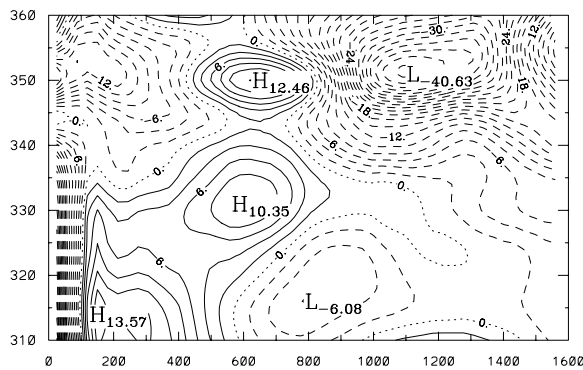


Abb. 9f

$$-(\tilde{u} \tilde{\zeta} + \tilde{\theta} \tilde{v}_\theta)$$

Schließlich sind in Abb. 9f die Auswirkungen der subskaligen (unaufgelösten) Bewegungen auf die mittlere Tangentialgeschwindigkeitsänderung dargestellt. Diese subskaligen Bewegungen stehen vornehmlich mit der Cumuluskonvektion in Zusammenhang und versuchen in den Schichten unterhalb 340 K und innerhalb von 600-800 km die Tangentialgeschwindigkeit zu verlangsamen, während sie diese in den darüberliegenden Niveaus zyklonal zu beschleunigen versuchen; d. h., die subskaligen Bewegungen wirken einer allzu starken Zirkulation mittels Reibung und mittels Impulsausgleich (zwischen der zyklonalen Strömung in der unteren und mittleren Troposphäre und der antizyklonalen Strömung in der oberen Troposphäre) entgegen.

Die Analyse all dieser Terme für das australische Monsuntief ergibt somit, daß in der unteren und mittleren Troposphäre die Flüsse der absoluten Vorticity⁵ (die einwärts gerichteten, zyklonalen Flüsse an relativer und planetarer Vorticity) und die vertikale Advektion von zyklonalem Tangentialwind die anderen Beiträge zur Tangentialwindänderung domi-

⁵ bzw. die entsprechenden A_H -Terme

nieren. Diese dominierenden Beiträge führen zu einer zyklonalen Beschleunigung des Wirbels in der unteren und mittleren Troposphäre. In der oberen Troposphäre dominieren der Fluß der relativen Vorticity (der auswärts gerichtete, antizyklonale Fluß an relativer Vorticity), die vertikale Advektion von zyklonalem Tangentialwind aus tieferen Atmosphärenschichten und die subskaligen Effekte über die anderen Beiträge. Dies führt ebenso zu einer zyklonalen Verstärkung der Tangentialwinde, diesmal jedoch in der oberen Troposphäre. Die sekundäre Zirkulation sorgt somit im Tiefdruckgebiet, über die gesamte Troposphäre hinweg, für einen Einwärts- und Aufwärtstransport von zyklonaler Vorticity und zyklonal gerichtetem Impuls. Da die vertikale Windscherung nahe dem Tiefdruckzentrum gering ist (Hell und Smith, 1998), kann sich das Monsuntief schnell intensivieren. Der Vergleich der verschiedenen Terme zeigt, daß mit Ausnahme des Verlagerungsterms, der bei geringer Zuggeschwindigkeit des Wirbel klein ist, alle Terme der Tangentialwindgleichung von gleicher Größenordnung sind. Daher dürfen diese Terme bei der Untersuchung von Tangentialgeschwindigkeitsänderungen nicht ignoriert werden, wie es oft durch das alleinige Zeigen der Eliassen-Palm-Flüsse oder der PV-Flüsse stillschweigend gemacht wird. Besonders in den Tropen, wo die diabatische Erwärmung (die zugleich die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit repräsentiert) große Werte erreichen kann und die quasigeostrophische Näherung (siehe Anhang D) nicht mehr gültig ist, sollte vor allem auch die vertikale Advektion beachtet werden.

6.2 Die symmetrischen und die asymmetrischen Beiträge zur Tangentialwindänderung

Zur Abschätzung in welchen Bereichen die symmetrischen und in welchen die asymmetrischen Anteile der jeweiligen Terme überwiegen, werden diese Anteile separat berechnet und dargestellt. Beispielhaft ist dies für die Flüsse der absoluten Vorticity geschehen. Der symmetrische Anteil ist in Abb. 10a und der asymmetrische in Abb. 10b dargestellt. Diese Abbildungen sind mit der früheren Abb. 9b zu vergleichen, die den symmetrischen addiert mit dem asymmetrischen Anteil zeigt. Man beachte, daß diese Anteile näherungsweise auch als die symmetrischen bzw. asymmetrischen Anteile der anderen A_H -Terme angesehen werden können (siehe Gl. (19) für die asymmetrischen Anteile). Ein Vergleich der verschiedenen aufgelöst-asymmetrischen Beiträge von A_H zusammen mit einer Beschreibung der kleinen Unterschiede zwischen diesen Termen findet sich in Abschnitt 6.3.1.

Aus den beiden Darstellungen 10a und b erkennt man, daß im Nahbereich des Sturmzentrums der symmetrische Anteil gegenüber dem asymmetrischen Anteil dominiert. Ab etwa 700 km radialem Abstand sind jedoch besonders oberhalb des 350 K-Niveaus immer deutlicher asymmetrische Störungen zu beobachten. Dies ist verständlich, da es mit

Abb. 10 Wie Abb. 9, jedoch für (a) die symmetrischen und (b) die asymmetrischen Anteile des Flusses der absoluten Vorticity.

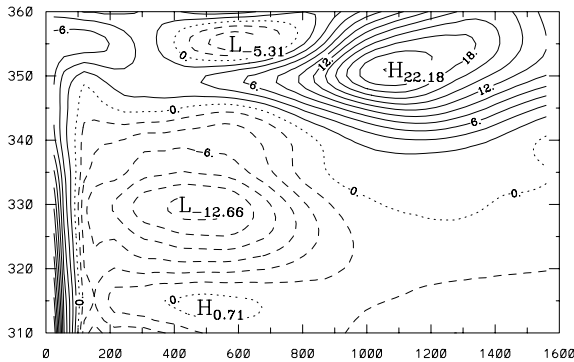


Abb. 10a $-\bar{u}\bar{\eta}$

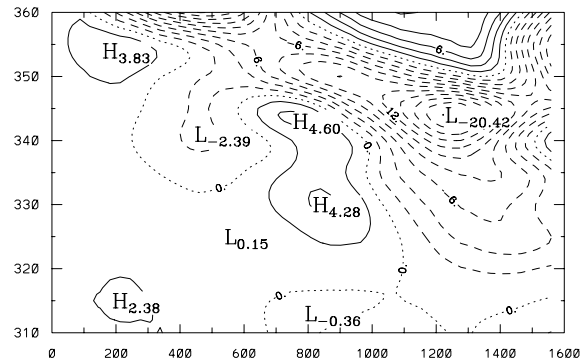


Abb. 10b $-\overline{u'\eta'}$

zunehmendem Radius immer schwieriger wird bei Umgebungsströmungen eine achsensymmetrische Zirkulation aufrecht zu erhalten. Gerade in den oberen Schichten, wo die Symmetrie (des Ausflußantizyklons) wesentlich geringer ist, spielen die Umgebungsströmungen eine wichtige Rolle und sorgen für überdurchschnittlich große Asymmetrieterme. Eine weitere Interpretation der Abbildung 10b wird in Abschnitt 6.3.1 gegeben.

6.3 Die zeitliche Entwicklung der Beiträge zur Tangentialwindänderung

In den folgenden Teilabschnitten sollen die für die Entwicklung eines Sturmtiefs wichtigen Effekte (i) der aufgelösten, azimuthalen Asymmetrien (Eddies), (ii) der unaufgelösten, subskaligen Verwirbelungen und (iii) der diabatischen und konvektiven Prozesse beschrieben werden. Dabei soll die Wechselwirkung zwischen den azimuthalen Eddies und der hochreichenden Konvektion, die in vielen Arbeiten (Shi et al., 1997; Rodgers et al., 1991; Davidson et al., 1990; Holland und Merrill, 1990; Ooyama, 1982) als ein wichtiger Prozeß beim Einwirken von Höhenträgen, TUTT-Zellen oder Strahlströmen (Jets) auf Wirbelstürme angesehen wird, untersucht werden. Dies ist durch die Miteinbeziehung der subskaligen Asymmetrieeffekte in die Gleichung der tangentialen Windgeschwindigkeitsänderung in geschlossener Form möglich (siehe Gl. 21). Zu diesem Zweck werden die Zeit-Radius-Diagramme der Terme der großskaligen Asymmetrien und der subskaligen Asymmetrien, sowie der vertikale Advektionsterm und der kombinierte, diabatisch-subskalige Term näher untersucht. Zusätzlich werden die verschiedenen, asymmetrischen Anteile des A_H -Terms miteinander verglichen und die feinen Unterschiede näher erklärt. Mit Hilfe der unterschiedlichen Darstellungen des A_H -Terms ergeben sich entsprechend unterschiedliche, anschauliche Interpretationen (z. B. PV-Betrachtungsweise) für die Tangentialwindänderungen.

6.3.1 Die großskaligen Asymmetrieffekte

In Abb. 11a ist das Zeit-Radius-Diagramm des PV-Flusses durch großskalige Eddies auf der 345 K-Fläche zu sehen. Dieses Niveau, das im unteren Bereich der Ausflußschicht liegt, wurde gewählt, da in dieser Höhe die größten Flüsse durch Eddies zu beobachten sind (Abb. 10b) und in dieser Höhe gewöhnlich die Auswirkungen von Höhenträgen und TUTT-Zellen besonders gut zu erkennen sind. Zudem ergibt sich eine gute Vergleichbarkeit der hier untersuchten Daten mit den Abbildungen von Molinari et al. (1995), die ihre Untersuchungen in Zusammenhang mit der Intensivierung von Hurrikan Elena ebenfalls auf dem 345 K-Niveau durchgeführt haben. Auch Molinari et al. beobachteten im 345 K-Niveau die stärksten Flüsse durch Eddies. Die Qualität der Analysedaten nimmt außerdem oberhalb dieses Niveaus merklich ab.

Abbildung 11a zeigt deutlich, daß vor dem 16. Februar besonders innerhalb 750 km radialem Abstand vom (späteren) Wirbelzentrum kaum radiale PV-Flüsse durch Eddies zu

Abb. 11 Zeit-Radius-Diagramme des aufgelöst-asymmetrischen Anteils des horizontalen Transportterms A_H , berechnet als (a) PV-Fluß durch Eddies; (b) Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies; (c) Eliassen-Palm-Flußdivergenz auf dem 345 K-Niveau (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Monsuntiefzentrum in km.

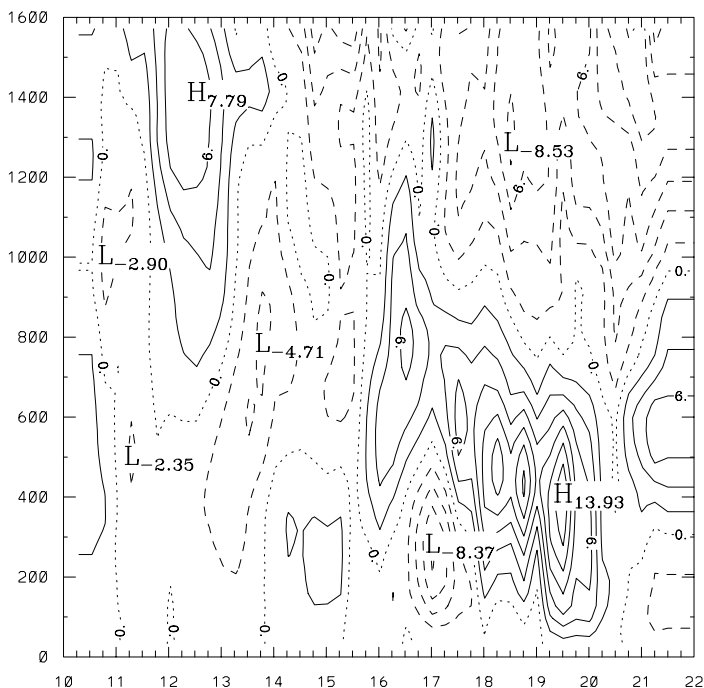


Abb. 11a

$$-g^{-1} \overline{\sigma} \langle u^* P^* \rangle$$

beobachten sind. Ab dem 16. Februar jedoch verstärken sich die Flüsse nahe am Wirbelzentrum merklich. Starke auswärts gerichtete Flüsse an zyklonaler PV erkennt man um 1200 UTC am 16. Februar bei einer Entfernung von etwa 800 km vom Wirbelzentrum. Ab diesem Zeitpunkt wandert das Maximum des auswärts gerichteten Flusses an zyklonaler PV durch Eddies auf das Zentrum des Monsuntiefs zu und erreicht seinen geringsten Abstand von etwa 400 km am 19. Februar. Das Maximum besitzt ab dem 18. Februar annähernd gleichbleibende Werte von etwa $12 - 14 \text{ ms}^{-1} / \text{Tag}$. Einen auswärts gerichteten Fluß an zyklonaler PV durch Eddies beobachtet man während der Zeit zwischen dem 18. und 19. Februar fast bis zum Zentrum des Monsuntiefs. Während der

Auflösungsphase des Tiefs, ab dem 20. des Monats, verschwinden diese PV-Flüsse nahe dem Wirbelzentrum wieder fast gänzlich. Außerhalb des Bereichs der auswärts gerichteten Flüsse an zyklonaler PV durch Eddies verstärkten sich die einwärts gerichteten Flüsse an zyklonaler PV durch Eddies bereits vor dem 15. Februar. Auch die maximalen, einwärts gerichteten Flüsse an zyklonaler PV durch Eddies wandern mit etwa der gleichen Geschwindigkeit wie die auswärts gerichteten Flüsse an zyklonaler PV durch Eddies in Richtung auf das Wirbelzentrum zu. Angesichts der PV-Erhaltung bei adiabatischer, reibungsfreier Strömung sind die negativen und positiven PV-Flüsse durch Eddies eng mit dem Einwärts- oder Auswärtswandern von PV-Anomalien beiderlei Vorzeichens verbunden. Die Einwärtsverlagerung der Zonen stärkster PV-Flüsse spiegelt die Annäherung der PV-Anomalien an das Wirbelzentrum wider. Die PV-Anomalien stehen in Zusammenhang mit einem Höhentrog, der von Westen herkommend südlich des Monsuntiefs vorbeigezogen ist. Am 14. Februar befand sich dieser Trog genau südlich des Tiefs und sorgte für die nächsten 3 - 4 Tage für niedrige Höhen der 200 hPa-Geopotentiale südlich des Tiefs. Dieser zeitliche Verlauf läßt sich gut aus dem Zeit-Breitengrad-Diagramm der Abbildung 4b ablesen.

Eine derartige Verlagerung der Zonen stärkster PV-Flüsse bzw. größter Drehimpulsadvektion als Folge eines vorbeiziehenden Höhentrogs wurde bei tropischen Wirbelstürmen schon einige Male beobachtet. Zum Beispiel beschreibt Molinari et al. (1995) das nahe Herankommen eines Höhentrogs an Hurrikan Elena und die Verzögerung dieses Trogs in der Nähe des Hurrikans. Der Trog soll durch die Verstärkung der Asymmetrien für einen starken, einwärts gerichteten Fluß an zyklonaler PV gesorgt haben, der zu einer deutlichen Verstärkung des Hurrikans beigetragen haben soll. Aufgrund dieser Beobachtung sind Molinari et al. der Meinung, daß die Berechnung der Flüsse in der oberen Troposphäre die operationelle Vorhersage von Intensitätsänderungen verbessern könnte.

Der hier beobachtete, auswärts gerichtete Fluß an zyklonaler PV durch Eddies nahe dem Wirbelzentrum trägt zur horizontalen Ausdehnung des Wirbels bei. Durch das Nachströmen zyklonal zirkulierender Luft aus tieferen Troposphärenschichten dehnt sich die zyklonale Kernzirkulation auch vertikal aus (keine Abbildungen).⁶ Außerhalb der Zone mit

⁶ Eine große vertikale und horizontale Erstreckung der zyklonalen Zirkulation ist aufgrund der damit einhergehenden dynamischen Erhöhung der Trägheitsstabilität für die Entwicklung eines starken Wirbelsturms sehr wichtig (Abb. 7g): Durch eine Erhöhung der Trägheitsstabilität werden die radialen Bewegungen der Luft stark eingeschränkt und die radiale Dissipation von thermischer und kinetischer Energie verringert. Dadurch wird erst die Entwicklung und Aufrechterhaltung eines warmen Kerns ermöglicht. Ohne einen warmen Kern wäre aufgrund der hydrostatischen Grundgleichung der niedrige Kerndruck auf Meeresniveau nicht möglich. Durch die räumliche Begrenzung des warmen Kerns aufgrund der erhöhten Trägheitsstabilität ergibt sich ein starker Druckgradient um das Zentrum des Tiefdruckgebietes herum, der hohe tangentielle und verstärkt radiale Winde anzeigt (siehe Abb. 7a-d). Starke Winde sorgen für einen großen latenten und sensiblen Wärmefluß von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre. Das verstärkte Einströmen, Aufsteigen und Ausströmen feuchtwarmer Luft im Zusammenhang mit der sekundären Zirkulation ermöglicht eine verstärkte Freiwerdung von latenter Wärme beim Kondensieren von

auswärts gerichtetem Fluß an zyklonaler PV durch Eddies herrscht einwärts gerichteter Fluß an zyklonaler PV durch Eddies. Aufgrund der wesentlich geringeren Trägheitsstabilität im weiteren Umfeld des Wirbels in der oberen Troposphäre (Abb. 7g) können sich die Effekte von den entfernt gelegenen Impulsquellen der Tröge und Rücken bis nahe an das Wirbelzentrum heran auswirken (ähnliches registrierten auch Holland und Merrill, 1984). Die beobachteten, einwärts gerichteten Flüsse an zyklonaler PV durch Eddies, deren maximale Werte im Laufe der Zeit nach innen wandern, stehen in Zusammenhang mit dem im Süden des Monsuntiefs vorbeiziehenden Trog. Mit diesen einwärts gerichteten Flüssen an zyklonaler PV durch Eddies geht eine Abschwächung der antizyklonalen Zirkulation einher. Nach Merrill (1988) ist dies für einen sich verstärkenden Zyklon günstig, da es ein kräftiges Ausfließen der Luft in der Ausflußschicht der oberen Troposphäre ermöglicht. Ein sich nicht verstärkender Zyklon hat meist geschlossene, wenig nach außen hinausreichende Stromlinien. Dadurch ist diese Strömung in der Regel stärker antizyklonal als die Strömung eines sich verstärkenden Zyklons, der meist eine weite nach außen hinausreichende und nur wenig gekrümmte (offene) Stromlinienführung aufweist (siehe Abb. 11 in Merrill, 1988). Eine starke, radiale Strömung beobachtet man auch bei dem hier untersuchten Monsuntief bis weit in sein Umfeld hinaus. Die Abwinde der sekundären Zirkulation treten daher erst in großer Entfernung vom Wirbelzentrum auf. Sie können somit die zyklonale Primärzirkulation in der unteren und mittleren Troposphäre nicht durch Abwärtsadvektion von antizyklonal gerichtetem Impuls (aus der Ausflußschicht) abschwächen. In der oberen Troposphäre sind zwei Ausflußjets nordwestlich und südöstlich des hier untersuchten Monsuntiefs zu beobachten (Hell und Smith, 1998). Nach Sadler (1976, 1978) sind ganz allgemein zwei Ausflußjets nördlich und südlich von Wirbelstürmen ein gutes Indiz für einen sich schnell verstärkenden Zyklon. Entscheidend dabei ist vor allem die Stärke des auswärts gerichteten Massenflusses (Smith, persönliche Mitteilung), der besonders in den Jets groß ist. Die beiden beobachteten Ausflußjets des Monsuntiefs sorgen auch im (azimutalen) Mittel für einen starken, radialen Ausfluß (siehe Abb. 7c, d) bzw. für eine stark divergente Strömung in der oberen Troposphäre. Dies geht mit einer kräftigen sekundären Zirkulation einher (Abb. 7c und e), deren Abwindast in weiter Entfernung vom Wirbelzentrum liegt. Somit ist der Einfluß der Abwärtsadvektion von antizyklonal gerichtetem Impuls (aus der Ausflußschicht in die Einströmschicht) für die zyklonale Zirkulation des Monsuntiefs nicht groß gewesen.

In Abbildung 11b ist das Zeit-Radius-Diagramm des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies zu sehen. (Die Drehimpulsadvektion durch Eddies ist genauso groß wie der hier dargestellte Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies). Man erkennt, daß nur ein

Wasserdampf aus der mit Feuchtigkeit angereicherten Luft. Die dadurch verstärkte Konvektion mit ihren Aufwärts- und kompensierenden Abwärtsbewegungen sorgt nun für den notwendigen warmen Kern.

geringer Unterschied zu der entsprechenden Abbildung des PV-Flusses durch Eddies besteht.⁷ Das Diagramm des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies zeigt sowohl in den Phasen schwacher Flüsse durch Eddies als auch in den Phasen starker Flüsse durch Eddies radial glattere und zeitlich konsistentere Strukturen als das entsprechende Diagramm des PV-Flusses durch Eddies. Während der Gesamtfluß der absoluten Vorticity (aufgelöster symmetrischer, aufgelöster asymmetrischer und unaufgelöster Vorticityfluß) identisch mit dem Gesamtfluß der PV ist, unterscheiden sich die jeweiligen symmetrischen bzw. asymmetrischen Anteile der A_H -Repräsentationen durch die verwendeten Mittelungsverfahren bzw. Radial- und Vertikalgeschwindigkeiten („Euler-Transformation“; siehe Gl. 17). Die Mittelwertbildung beim PV-Fluß erfolgt mit Hilfe eines gewichteten Mittelungsverfahrens, während beim Fluß der absoluten Vorticity ein normales azimuthales Mittel verwendet wird. Für nicht konstante Werte unterscheiden sich die beiden Mittel bzw. die jeweiligen Abweichungen davon um den in Gl. (11) angegebenen

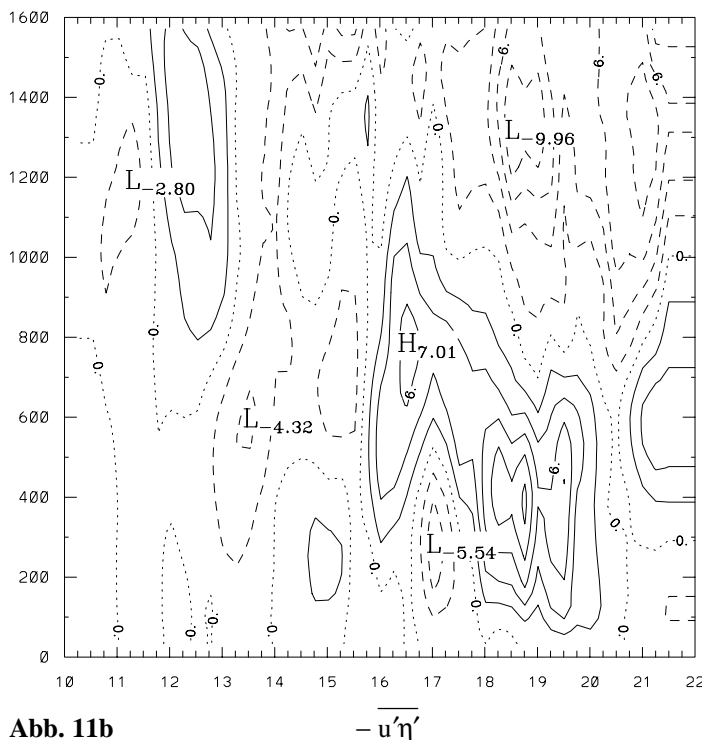


Abb. 11b

Wert. Jedoch ist dieser Wert bei einer geringen horizontalen Variation der Pseudodichte σ , wie über tropischen Ozeanen, oder bei einem hohen Symmetriegrad des Wirbels, wie im Kernbereich von tropischen Zyklonen, verhältnismäßig klein. Ein Vorteil bei der Darstellung von A_H als Fluß der absoluten Vorticity ergibt sich aus der Vermeidung des Auftretens der Pseudodichte in A_H , die mit Hilfe einer in der Regel groben, vertikalen Differenziation berechnet werden muß.⁸ Diese Vermeidung ist vermutlich der Grund dafür, daß das

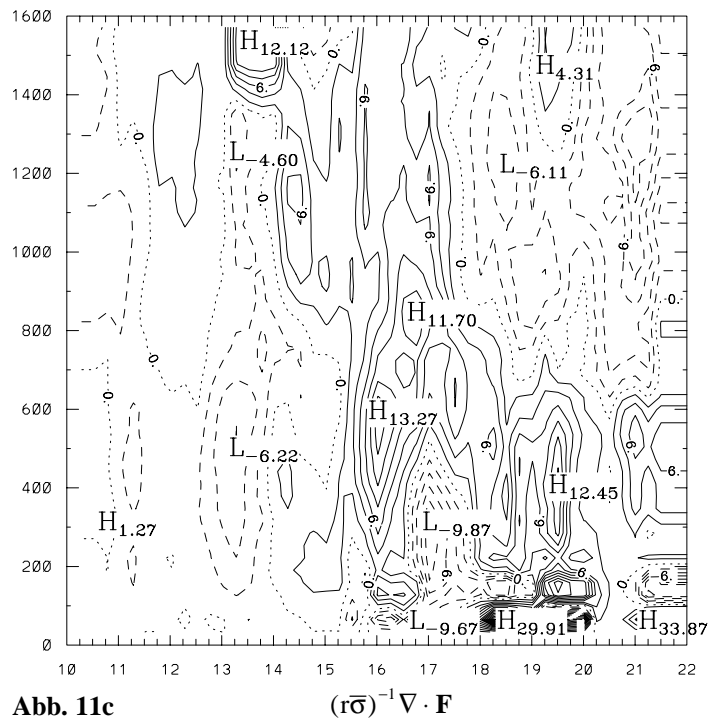
Wert. Jedoch ist dieser Wert bei einer geringen horizontalen Variation der Pseudodichte σ , wie über tropischen Ozeanen, oder bei einem hohen Symmetriegrad des Wirbels, wie im Kernbereich von tropischen Zyklonen, verhältnismäßig klein. Ein Vorteil bei der Darstellung von A_H als Fluß der absoluten Vorticity ergibt sich aus der Vermeidung des Auftretens der Pseudodichte in A_H , die mit Hilfe einer in der Regel groben, vertikalen Differenziation berechnet werden muß.⁸ Diese Vermeidung ist vermutlich der Grund dafür, daß das

⁷ Die Terme in den Gleichungen (2a) und (5a) sind gleich, jedoch unterscheiden sich die abgebildeten, asymmetrischen Anteile dieser Terme (siehe Gl. 19).

⁸ Man beachte auch, daß die geeignetste Darstellung für die Flüsse der absoluten Vorticity diejenige auf isobaren Flächen bzw. in Druckkoordinaten ist, da in diesem Falle $\overline{u\eta}$ multipliziert mit g^{-1} den (nicht mit der Dichte normierten) Fluß der absoluten Vorticity darstellt. Die geeignetste Darstellung der PV-Flüsse ist dementsprechend diejenige auf isentropen Flächen bzw. in isentropen Koordinaten. Der große Vorteil dieser Darstellung besteht in der Erhaltung der PV bei adiabatischen, reibungsfreien Strömungen. Meist muß jedoch erst auf isentrope Koordinaten interpoliert werden. Ein zusätzlicher Vorteil der PV-Flüsse liegt in der Verbindung der dynamischen und der thermodynamischen Prozesse in der skalaren Größe PV, die unter

Diagramm der Flüsse der absoluten Vorticity durch Eddies in den Phasen schwacher Flüsse durch Eddies wie in den Phasen starker Flüsse durch Eddies einen etwas glatteren und zeitlich konsistenteren Verlauf der Flüsse durch Eddies zeigt als das Diagramm der PV-Flüsse durch Eddies.

Anhand der Abb. 10a und b sind die Flüsse der absoluten Vorticity durch Eddies mit den mittleren Flüssen der absoluten Vorticity verglichen worden. Jenseits von etwa 700 km dominiert vor allem unterhalb 350 K der asymmetrische Anteil über den symmetrischen Anteil. Wie aus Abb. 10b zu erkennen ist, treten die größten Flüsse der absoluten Vorticity durch Eddies im 345 K-Niveau bei einer Entfernung von etwa 1250 km vom Wirbelzentrum auf. Die Flüsse alleine würden in dieser Entfernung für Tendenzen der Tangentialwindgeschwindigkeit von über $20 \text{ ms}^{-1}/\text{Tag}$ sorgen. Der Bereich mit großen, zyklonalen Tendenzen durch Flüsse durch Eddies zeigt mit zunehmender Entfernung vom Wirbelzentrum eine deutliche Neigung nach unten. Das Gebiet mit zyklonalen Flüssen durch Eddies außerhalb von etwa 1000 km erstreckt sich weit hinab bis zum 315 K-Niveau. Diese zyklonalen Flüsse bis fast in die untere Troposphäre ergeben sich aufgrund der kompensierenden Abwinde der sekundären Zirkulation in diesem Außenbereich des Monsuntiefs (siehe Abb. 7e).



In Abb. 11c ist zum Vergleich mit den Abbildungen des PV-Flusses durch Eddies und des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies das Zeit-Radius-Diagramm der EP-Flußdivergenz dargestellt. Auch dieses Diagramm zeigt eine sehr ähnliche Struktur mit Phasen starker und schwacher EP-Flußdivergenz. Im inneren Bereich des Monsuntiefs läßt die EP-Flußdivergenz den Wirbel tendenziell antizyklonal und im äußeren Bereich tendenziell zyklonal werden. Im inneren Bereich des Wirbels findet daher vorwiegend ein Energietransfer von der symmetrischen Strömung zur asymmetrischen Strömung statt. (Man beachte, daß in diesem Bereich der Tangentialwind noch zyklonal bläst.) Auch im äußeren

Anwendung bestimmter Näherungen durch Invertierung des PV-Feldes die Luftströmung entsprechend angenähert wiedergibt.

Bereich des Monsuntiefs erfolgt wegen der dort vorherrschenden antizyklonalen Strömung ein Energietransfer von der symmetrischen Strömung zur asymmetrischen Strömung. Ein erwähnenswerter Unterschied zwischen den PV-Flüssen durch Eddies und der EP-Flußdivergenz besteht nur zwischen dem 14. und dem 16. Februar außerhalb von etwa 1000 km, wo in der Darstellung der EP-Flußdivergenz eine antizyklonale Tendenz im Gegensatz zu einer zyklonalen Tendenz bei den PV-Flüssen durch Eddies erkennbar ist. Das Diagramm der EP-Flußdivergenz ist noch etwas unruhiger als das Diagramm der PV-Flüsse durch Eddies. Der Unterschied gegenüber den PV-Flüssen durch Eddies liegt in der Vernachlässigung der Asymmetrieterme außer der EP-Flußdivergenz (Gl. (10), (19) bzw. (A14) und (A16)). Diese Terme sind im allgemeinen merklich kleiner als die EP-Flußdivergenz und der mit der Pseudodichte gewichtete Mittelwertsterm von A_H (Gl. (15); vgl. auch Molinari et al., 1995).

Die Abbildungen 12a und 13a zeigen den Wärmeflußdivergenzanteil der EP-Flußdivergenz als Zeit-Radius-Diagramm und als Radius-Theta-Diagramm. Man erkennt deutlich, daß quasi über den gesamten Troposphärenbereich hinweg die Wärmeflußdivergenz nur einen sehr geringen Beitrag zur EP-Flußdivergenz liefert. Der weitaus überwiegende Beitrag stammt von der Impulsflußdivergenz her. In der gleichen Größenordnung liegt auch das Beitragsverhältnis zwischen den beiden Flußdivergenzen für den Super-tyfun Tip und den tropischen Sturm Faye, das aus den Abbildungen 13a und b von Challa et al. (1998) ablesbar ist. Die in Kapitel 5 erwähnte Bedingung einer geringen horizontalen Variabilität der Pseudodichte bzw. eines hohen Symmetriegrads des Wirbels ist somit bei diesen tropischen Sturm-

Abb. 12 Zeit-Radius-Diagramme der Größen: (a) Wärmeflußdivergenz durch Eddies (Divergenz der zweiten Komponente des Eliassen-Palm-Flußvektors); (b) subskaliger Asymmetrieeffekt, (c) vertikale Tangentialwindadvektion durch diabatische Erwärmung; (d) kombinierter subskaliger und diabatischer Effekt, der vornehmlich der Cumulus-konvektion zugeschrieben werden kann (jeweils für das 345 K-Niveau; Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Monsuntiefzentrum in km.

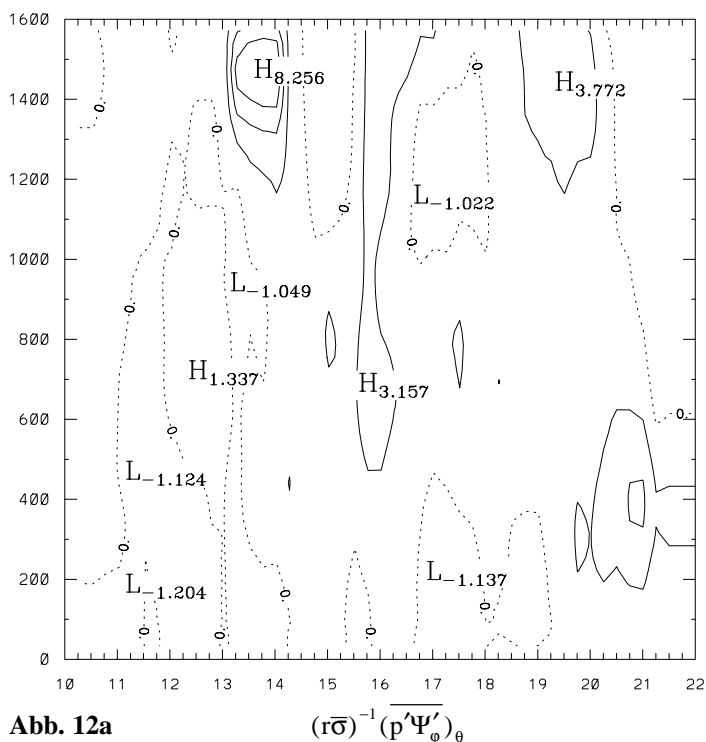


Abb. 12a

tiefs erfüllt. Eine Vernachlässigung der Wärmeflußdivergenz in der EP-Flußdivergenz führt also nur zu einer geringen Abweichung vom Gesamtwert der EP-Flußdivergenz. Man beachte jedoch, daß zwar die Wärmeflußdivergenz vernachlässigbar ist, aber eine Erwärmung bzw. Abkühlung die isentropen Flächen heben bzw. senken kann und somit dynamisch wirksam werden kann (vergleiche obige Erläuterungen bezüglich eines warmen Kerns).

6.3.2 Die subskaligen Asymmetrieeffekte

Nach den großskaligen Asymmetrieeffekten sollen nun die subskaligen Asymmetrieeffekte, die vornehmlich der Cumuluskonvektion zugeschrieben werden können, untersucht werden. Im Zeit-Radius-Diagramm, das die Änderungsrate der Tangentialgeschwindigkeit aufgrund subskaliger Verwirbelungen zeigt (Abb. 12b), sind ab dem 15. Februar deutlich die Auswirkungen der sich stark verstärkenden Cumuluskonvektion zu erkennen. Vor dem 15. Februar ergaben sich nur schwache Änderungsraten, danach jedoch Werte, die in der gleichen Größenordnung liegen wie die Änderungsraten aufgrund der aufgelösten Asymmetrien. Dies legt nahe, daß in Systemen mit hochreichender und starker Konvektion die subskaligen Asymmetrieeffekte nicht wie bei den bisherigen Untersuchungen von Intensitätsänderungen tropischer Wirbel unbeachtet bleiben dürfen. Die großen Werte der subskaligen und konvektiven Terme unterstützen die Ergebnisse von Hell und Smith (1998), welche die Bedeutung der Cumuluskonvektion für die Entwicklung des Monsuntiefs anhand von PV-, Wärme- und Feuchtebilanzen aufzeigen. Die räumliche und zeitliche Struktur der Änderungsraten aufgrund der unaufgelösten Verwirbelungen weist eine unverkennbare Ähnlichkeit zu den oben beschriebenen Flüssen durch Eddies auf. Auch hier wandern die antizyklonalen und die zyklonalen Änderungsraten mit nahezu der gleichen Geschwindigkeit wie die oben beschriebenen Maxima der aufgelösten Flüsse Richtung Wirbelzentrum. Die Auswirkungen der subskaligen Luftströme auf die mittleren Tangentialwinde sind also ähnlich stark wie die Auswirkungen der großskaligen, asym-

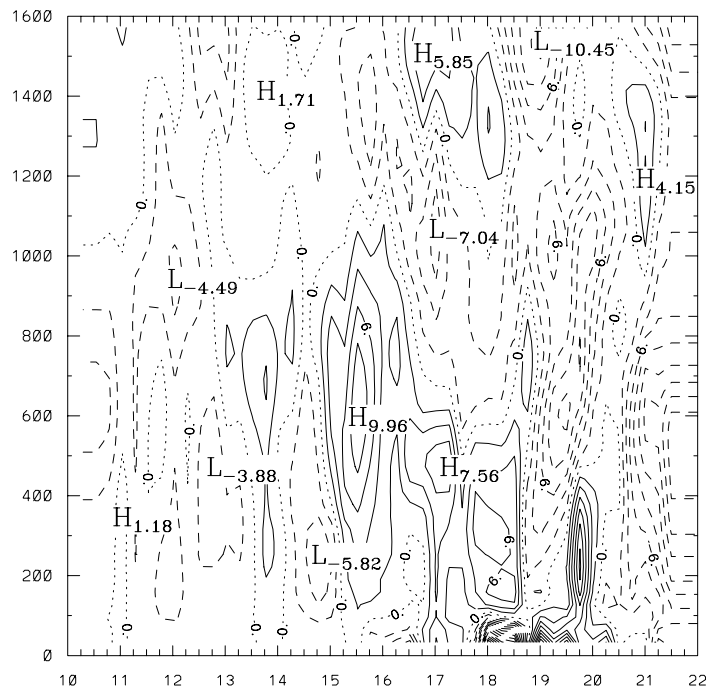


Abb.12b

$$-(\bar{u} \bar{\zeta} + \bar{\theta} \bar{v}_\theta)$$

metrischen Luftströme auf diese Tangentialwinde. Eine kräftige Cumuluskonvektion wird in der Umgebung des Monsuntiefs zur selben Zeit beobachtet wie der kanalisierte Ausfluß, der durch den im Süden vorbeiziehenden Trog intensiviert worden ist. Die verstärkte Konvektion und der starke Ausfluß stehen also mit den Intensitätsänderungen des Monsuntiefs in Zusammenhang.

Ihren maximalen Wert hat die antizyklonale Änderungsrate des subskaligen Beitrags (Abb. 12b) am 15. Februar 1994 etwa um 1200 UTC bei etwas mehr als 600 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum. Das Maximum liegt somit wie die gesamte Struktur ein wenig näher am Zentrum und tritt etwa 24 Stunden früher auf als das Maximum der aufgelösten Flüsse durch Eddies. Nach 1200 UTC am 15. Februar 1994 nehmen die Werte auf etwa $6 \text{ ms}^{-1}/\text{Tag}$ ab. Dies läßt vermuten, daß die Cumuluskonvektion die asymmetrische Struktur der Wirbelströmung beeinflusst. Die Konvektion benötigt etwa einen Tag um die Asymmetrien voll auszubilden. Während dieser Zeit verschieben sich die Asymmetrien, der radialen Ausflußströmung folgend, um etwa 100 - 150 km nach außen. Zusätzlich unterstützt der Staubsaugereffekt von Hoskins et al. (1985) die konvektiven Aufwärtsbewegungen durch Destabilisierung der Atmosphäre und verstärkt die Asymmetrien auf der Vorderseite der PV-Anomalien infolge der großskaligen Auf- und Abwärtsbewegungen der Luft beim primären Zirkulieren durch den vorderen Bereich der unterhalb der Anomalien gehobenen isentropen Flächen.

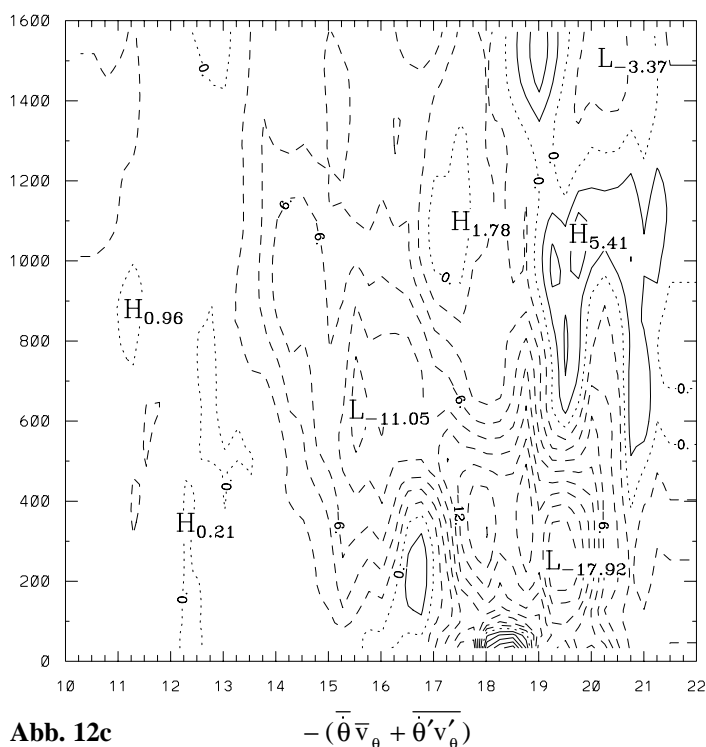


Abb. 12c

$$-(\bar{\theta} \bar{v}_\theta + \bar{\theta}' v_\theta')$$

6.3.3 Die diabatischen und konvektiven Prozesse

(a) Die Vertikaladvektion durch diabatische Erwärmung

Abbildung 12c zeigt die vertikale Advektion der Tangentialgeschwindigkeit in isentropen Koordinaten. Die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit der isentropen Koordinaten $\dot{\theta}$ ist gleichzeitig die diabatische Erwärmung, die proportional zur scheinbaren

Wärmequelle ist. Sie kann auch als die Vertikalgeschwindigkeit der residualen Strömung (residual flow) quer zur Isentrope angesehen werden. Hohe Werte von $\dot{\theta}$ treten beim Freiwerden latenter Wärme vor allem in Gebieten mit hochreichender Konvektion auf. In dem hier untersuchten Monsuntief sind deutlich höhere Werte dieser Größe seit Beginn der Monsuntiefentwicklung zu verzeichnen (siehe Hell und Smith, 1998). Wie in Abb. 12c zu erkennen ist, beobachtet man große Werte der vertikalen Advektion erst ab dem Auftreten verstärkter Konvektion und ab dem Vorkommen verstärkter Tangentialwinde nach dem 14. Februar 1994. Die größten Werte dieses Beitrags treten etwas innerhalb vom Radius des maximalen Windes bei etwa 300 km auf. In der oberen Troposphäre sind diese Beiträge überwiegend zyklonal.

(b) Die subskaligen und diabatischen Prozesse der Cumuluskonvektion

Die subskaligen Terme der Gl. (21) geben zusammen mit dem vertikalen Advektionsterm über die primären Auswirkungen der Cumuluskonvektion auf die Intensitätsänderungen von Wirbelstürmen Auskunft. Der kombinierte Effekt, der sich in diesen Termen widerspiegelt und die "großskalig"-diabatischen und die "subskalig"-diabatischen Prozesse vereint, ist in Abb. 12d und Abb. 13b abgebildet. Die mit dem Beginn der Monsuntiefentwicklung deutlich stärkeren diabatischen und subskaligen Prozesse versuchen

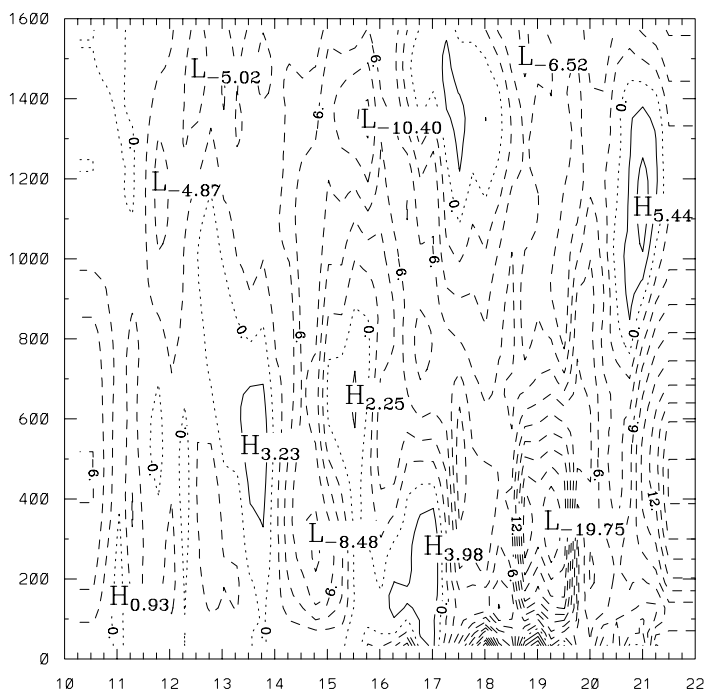


Abb. 12d

$$-(\overline{\theta v_\theta} + \tilde{u} \tilde{\zeta})$$

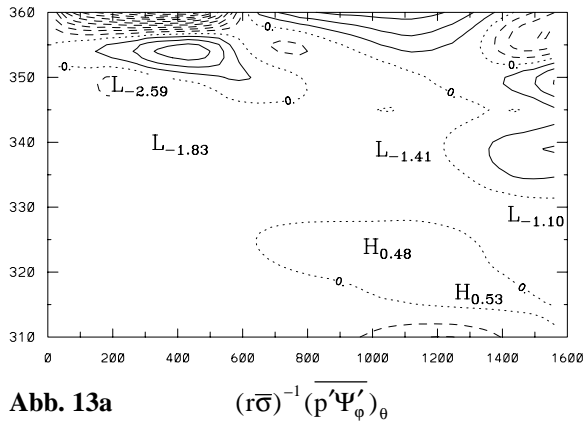
den Tangentialwind über fast den gesamten, untersuchten, radialen und zeitlichen Bereich hinweg zyklonal zu verstärken. Besonders in den oberen Niveaus (oberhalb von 340 K) beobachtet man große, zyklonale Beiträge mit den größten Werten in einer radialen Entfernung vom Wirbelzentrum von 250 km und 1200 km nahe dem 350 K-Niveau. Nach den Untersuchungen von Merrill (1988) scheint eine derartige, zyklonale Tendenz in der oberen Troposphäre günstig für eine Zyklonentwicklung zu sein, da sich intensivierende Zykclone weiter hinausreichende, weniger antizyklonale

Ausflußströme besitzen als sich nicht intensivierende Zyklone. Die diabatischen und subskaligen Prozesse wirken also der Ausflußantizyklonale entgegen und ermöglichen so ein schnelleres radiales Abfließen der Luft, was die sekundäre Zirkulation verstärkt.

6.3.4 Der Gesamteffekt der asymmetrischen Strömung

Addiert man die aufgelöst- und unaufgelöst-asymmetrischen Terme, bestehend aus den beiden asymmetrischen Vertikaladvektionen und den beiden asymmetrischen PV-Flüssen bzw. den beiden Flüssen der absoluten Vorticity bzw. den Termen einschließlich der EP-Flußdivergenz (vgl. Gl. 21), so erhält man den Gesamteffekt der asymmetrischen Strömung. Das Radius-Theta-Diagramm dieser Größe ist in Abb. 13c zu sehen. Nahe dem Wirbelzentrum sorgt der Gesamteffekt in der unteren und mittleren Troposphäre sowie in einer Entfernung von etwa 600 km in der oberen Troposphäre für antizyklonale Tendenzen. Am meisten beeinflußt die asymmetrische Strömung jedoch die Monsuntiefintensität nahe dem 350 K-Niveau in einer Entfernung von etwa 1100 km vom Wirbelzentrum. Die großen Effekte der asymmetrischen Strömung in der oberen Troposphäre schwächen die Ausflußantizyklone und fördern so die starke Ausflußströmung. Für den großen Gesamteffekt der asymmetrischen Strömung sind weitgehend die vorbeiziehenden Höhenträge und Rücken sowie die asymmetrisch verteilte Cumuluskonvektion verantwortlich. Die Positionierung der Tröge und Rücken relativ zum Monsuntief begünstigt den Abfluß in der oberen Troposphäre durch Verstärkung und Kanalisierung der nur wenig gekrümmten Ausflußströmung (Hell und Smith, 1998). Die vertikal gerichtete Strömung der Sekundärzirkulation wird dadurch ebenfalls begünstigt, was zur Verstärkung der Konvektion und schließlich zur Verstärkung des Monsuntiefs beiträgt. Die PV-Anomalien scheinen ausreichend stark gewesen zu sein um einen förderlichen Asymmetrieeffekt hervorzurufen, jedoch genügend schwach (bzw. weit genug entfernt) gewesen zu sein, so daß schädliche vertikale Windscherungen ausgeblieben sind.

Abb. 13 Radius-Theta-Diagramme von Termteilen oder zusammengesetzten Termen der tangentialen Windgleichung (21) am 19. Februar 1994, 0000 UTC: (a) Wärmeflußdivergenz durch Eddies (Divergenz der zweiten Komponente des Eliassen-Palm-Flußvektors); (b) subskaliger plus diabatischer Effekt; (c) Summe aller asymmetrischen Anteile der tangentialen Windgleichung (Linienabstände $2 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse ist jeweils der radiale Abstand vom Monsuntiefzentrum in km aufgetragen und an der Ordinate die potentielle Temperatur θ in K, die hier als Vertikalkoordinate dient.



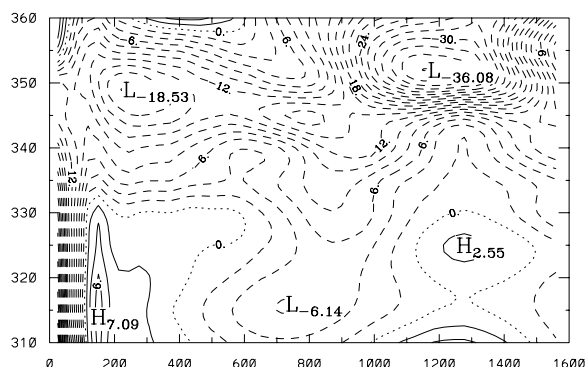


Abb. 13b $-(\bar{\theta} v_{\theta} + \tilde{u} \tilde{\zeta})$

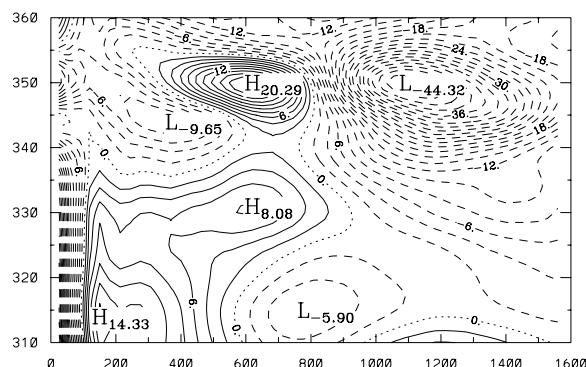


Abb. 13c $-(\overline{u'\eta'} + \overline{\theta'v'_{\theta}} + \tilde{u}\tilde{\zeta} + \overline{\theta'v'_{\theta}})$

Für Intensitätsänderungen von tropischen Sturmtiefs sind viele Faktoren wie der Asymmetrieeffekt, die vertikale Windscherung, die Stärke der Konvektion oder die Meeresoberflächentemperatur etc. wichtig. Es besteht jedoch in der Regel kein direkter Zusammenhang zwischen diesen Faktoren und der Entstehung und Intensivierung eines tropischen Sturmtiefs. Vielmehr erhöhen günstige Bedingungen, die durch diese Faktoren charakterisiert werden, lediglich die Wahrscheinlichkeit für eine Entstehung und Intensivierung, oder stellen obere Grenzen für eine Entwicklung dar. Eine Begutachtung all dieser Faktoren ist also notwendig um gute Vorhersagen für Intensitätsänderungen zu erzielen.

6.4 Winkelabhängige Variation

Eine Möglichkeit die Auswirkungen der Asymmetrien und die Einflüsse der Umgebungsströmung auf die Intensitätsänderungen von Zyklonen zu untersuchen, ist sich die Auswirkungen der Eddies auf den mittleren Tangentialwind anzusehen, d. h. die Abbildungen jener Terme, die zwei Apostrophen enthalten, auszuwerten. Ein Beispiel hierfür ist der $-\overline{u'\eta'}$ -Term, der in Abb. 10b dargestellt ist. Eine andere Möglichkeit bietet die Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Asymmetrien $-(u\eta)'$.

Die $-(u\eta)'$ Asymmetrien zeigen an in welchen Richtungen überdurchschnittlich starke bzw. schwache zyklonale Vorticityflüsse vorherrschen, während der $-\overline{u'\eta'}$ Term angibt, wie gut die u und η -Asymmetrien miteinander korreliert sind, so daß sie Tangentialwindänderungen herbeiführen.

Befindet sich ein Trog in der Nähe eines Zyklons, so führt dies entlang eines Azimutalkreises zu wellenartigen Asymmetrien. Ist die Trogachse auf der Südhalbkugel (Nordhalbkugel) entgegen dem (im) Uhrzeigersinn zur Normalen des Azimutalkreises, welche die Trogachse schneidet, verkippt, so führt der Trog zu einer zyklonalen Zunahme

des Drehimpulses (bzw. der Vorticity) um die vertikale Drehachse des Wirbels.⁹ In diesem Falle wird auf der Südhalbkugel (Nordhalbkugel) rechts (links) der Trogachse (vom Wirbelzentrum aus betrachtet) mehr zyklonal gerichteter Impuls durch Eddies importiert als links (rechts) der Trogachse exportiert wird. Rechts (links) von der Trogachse findet also Einströmen von zyklonaler, absoluter bzw. potentieller Vorticity statt und links (rechts) davon Ausströmen von zyklonaler, absoluter bzw. potentieller Vorticity. Im Mittel überwiegt der einwärts gerichtete Fluß an Vorticity und Drehimpuls gegenüber dem auswärts gerichteten Fluß. Ein Beispiel für eine derartige Konstellation ist ein verzögerter Trog polwärts und westlich eines Zyklons.

Abbildung 14 zeigt eine Radius-Winkel-Darstellung der (aufgelösten) Abweichung $-(\overline{u\eta})'$ vom Mittelwert $-\overline{u\eta}$. Der Winkel 0° gibt die Himmelsrichtung Ost an, und der Winkel, der entlang der Ordinate aufgetragen ist, nimmt im Gegenuhreigersinn zu. Auch für diese Abbildung wurden tägliche Mittelwerte verwendet. Die Asymmetrien des Flusses der absoluten Vorticity zeigen, daß die Abweichungen vom mittleren Fluß der absoluten Vorticity groß sind. Die Abbildung, die für den 19. Februar 0000 UTC gültig ist, weist einen überdurchschnittlich kräftigen, einwärts gerichteten Fluß an zyklonaler Vorticity zwischen 270° und 130° innerhalb eines radialen Abstands von etwa 800 km aus. In fast allen anderen Richtungen wird innerhalb dieses 800 km-Abstands ein unter dem Durchschnitt liegender, einwärts gerichteter Fluß beobachtet, wobei sich die größten Werte bei 150° und 230° befinden und ein kleiner Bereich mit über-

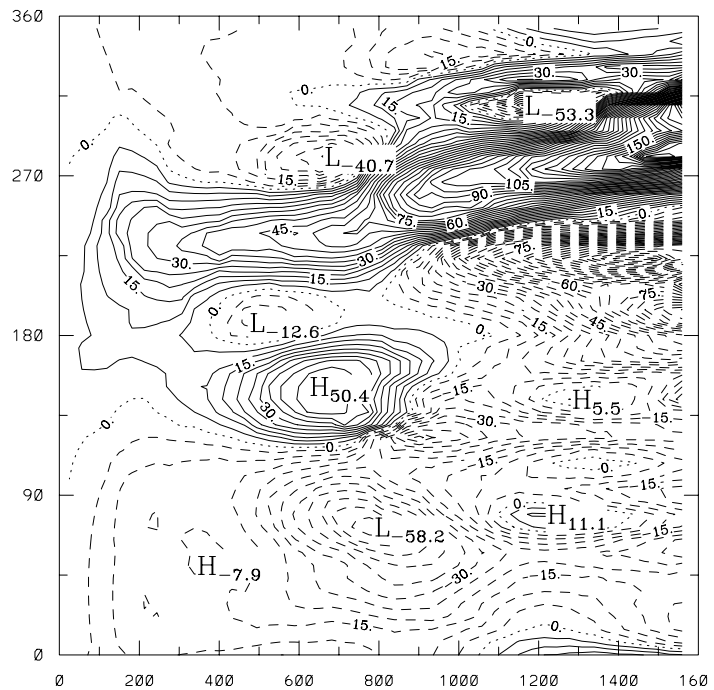


Abb. 14 Radius-Winkel-Darstellung der vom Gitter aufgelösten Abweichung des Flusses der absoluten Vorticity $-(\overline{u\eta})'$ vom Mittelwert $-\overline{u\eta}$ im 345 K-Niveau (Linienabstand $5 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse ist der radiale Abstand vom Monsuntiefzentrum in km aufgetragen und an der Ordinate der azimutale Winkel, der von der Himmelsrichtung Ost ausgehend im Gegenuhreigersinn (über Nord, West und schließlich Süd) zunimmt.

⁹ Diese Überlegungen sind analog zu jenen bei wellenartigen Asymmetrien entlang von zonalen Breitenkreisen (siehe Holton, 1992, S. 334 – 335). Sie sind strenggenommen nur gültig für die Näherungen, die in Holton (op. cit.) angegeben sind.

durchschnittlich hohem, einwärts gerichtetem Vorticityfluß dazwischen zu erkennen ist. Im Außenbereich des Monsuntiefs (> 800 km) ist der einwärts gerichtete Fluß zwischen 340° und 230° überdurchschnittlich hoch und in den verbleibenden Richtungen liegt der einwärts gerichtete Fluß unter dem Durchschnitt. Die starken Flüsse an zyklonaler Vorticity im Außenbereich südwestlich bis südöstlich des Tiefs spiegeln den sich nähernden Trog wider, der kurz darauf (genau) südlich des Monsuntiefs vorbeigezogen ist (siehe Abb. 4b). Der schwache Rücken, der ebenso im Süden vorbeigewandert ist und zu diesem Zeitpunkt südöstlich vom Tief lag, dokumentiert sich in den auswärts und einwärts gerichteten, zyklonalen Vorticityflüssen im Südosten bis Osten. Der verstärkte, einwärts gerichtete, zyklonale Vorticityfluß bzw. auswärts gerichtete, antizyklonale Vorticityfluß über einen großen Winkelbereich hinweg steht auch mit dem starken antizyklonalen Ausfluß in der oberen Troposphäre in Zusammenhang. Beide Phänomene, der im Mittel einwärts gerichtete, zyklonale Vorticityfluß durch den sich nähernden Trog und der auswärts gerichtete, antizyklonale Vorticityfluß durch das Ausströmen in der oberen Troposphäre, haben das Monsuntief verstärkt.

7. Ergebnisvergleich zwischen dem BMRC-Analysesystem und dem ECMWF-Analysesystem

Um die Datenqualität zu überprüfen werden nun die Ergebnisse unter Verwendung des BMRC-Analysesystems mit jenen unter Verwendung des ECMWF-Analysesystems verglichen. Beispielhaft sollen hier die Beiträge der Flüsse an absoluter Vorticity durch großskalige Eddies und die Beiträge der subskaligen Asymmetrieeffekte, berechnet aus den beiden unterschiedlich erstellten Analysen, jeweils gegenübergestellt werden.

In Abbildung 15a ist das Zeit-Radius-Diagramm des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies bestimmt aus den Analysen des ECMWF-Modells zu sehen. Wie die große Ähnlichkeit dieser Abbildung zur Abbildung 11b, in der die gleiche Größe jedoch bestimmt aus den Analysedaten des BMRC dargestellt ist, zeigt, werden die großskaligen Asymmetrien (bzw. die damit zusammenhängenden Flüsse durch Eddies) in den beiden operationellen Analysen trotz der unterschiedlichen Modellauflösungen etwa gleich gut wiedergegeben. In Abbildung 15a ist ab dem 16. Februar ebenso die Verstärkung und das Näherwandern der radialen Flüsse durch Eddies deutlich zu erkennen. Auch die Größe der Flüsse durch Eddies ist in den beiden Abbildungen vergleichbar. Aufgrund der geringeren Auflösung der BMRC-Analysen erscheint das Feld der Flüsse an absoluter Vorticity aufgrund von Eddies gegenüber dem Feld der ECMWF-Analysen geglättet bzw. etwas mehr verschmiert.

Abb. 15 Zeit-Radius-Diagramme berechnet aus den ECMWF-Analysen: (a) aufgelöst-asymmetrischer Anteil des Flusses der absoluten Vorticity; (b) unaufgelöster (subskaliger) Asymmetrieeffekt (jeweils im 345 K-Niveau; Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Monsuntiefzentrum in km. Die Abbildungen 15a und 15b sind mit den Abbildungen 11b bzw. 12b zu vergleichen, welche die selben Größen jedoch bestimmt aus den BMRC-Analysen zeigen

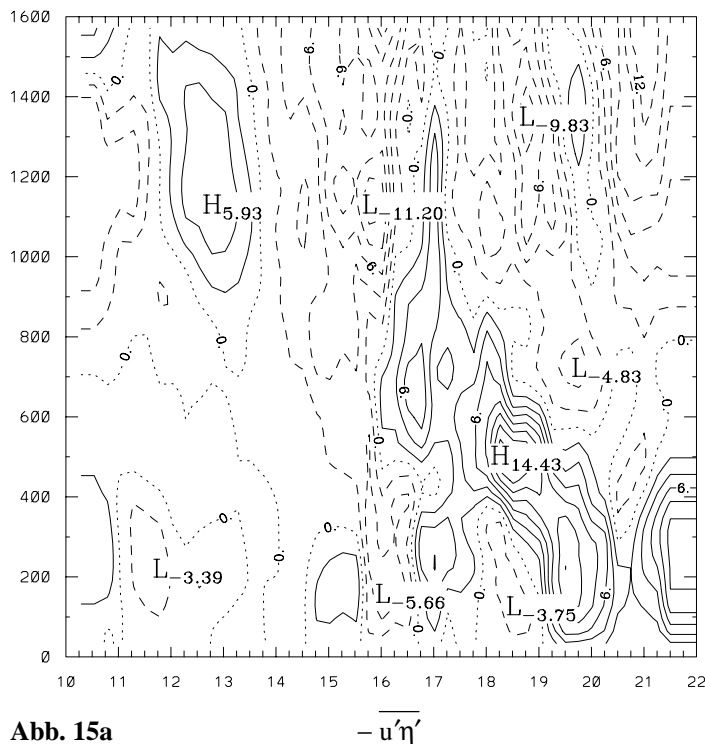


Abb. 15a

Das Zeit-Radius-Diagramm der subskaligen Asymmetrieffekte berechnet aus den ECMWF-Analysen ist in Abbildung 15b dargestellt. Diese Abbildung ist mit Abbildung 12b zu vergleichen, welche die selbe Größe berechnet mit dem BMRC-Datensatz wiedergibt. Obwohl in den Term der subskaligen Asymmetrieffekte sicherlich Meßfehler und Unzulänglichkeiten bei der vierdimensionalen Assimilierung von Modell- (bzw. Schätzwert-) und Beobachtungsdaten eingehen, zeigen auch die aus den beiden Datensätzen berechneten Felder der subskaligen Asymmetrieffekte eine wenn auch nicht ganz so ähnliche Struktur. Vor dem 15. Februar sind in den beiden Abbildungen deutlich geringere Werte des subskaligen Asymmetrieffekts zu beobachten, was die noch schwache Konvektion vor der Monsuntiefentstehung widerspiegelt. Während dieser Zeit unterscheiden sich die Zentrumspositionen der beiden Analysen bedingt durch die erst schwache Ausbildung des Monsuntiefs noch merklich. Dies erklärt weitgehend die Strukturunterschiede in den Feldern vor dem 15. Februar, insbesondere das Vorhandensein bzw. Nichtvorhandensein des positiven Maximums in Abb. 12b bzw. 15b. Ab dem 16. Februar sind außerhalb von 600 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum die Felder recht ähnlich strukturiert. Innerhalb von 600 km weichen die Felder deutlich stärker voneinander ab. Der Grund hierfür ist weitgehend die höhere Auflösung des ECMWF-Datensatzes, in welchem vor allem die kernnahe Zirkulation besser aufgelöst ist und der Wirbel um einiges kompakter erscheint (Radius des maximalen Windes 300 km gegenüber 450 km beim BMRC-Datensatz).

Trotz der relativ hohen, täglichen Variation stimmen auch die jeweiligen Muster der übrigen, nicht dargestellten Termfelder im Tagesmittel gut überein. Die Abbildungen der höher aufgelösten ECMWF-Analysen zeigen auch für diese Terme mehr Details mit deutlicher ausgeprägten Extrema. Diese Vergleiche mit unterschiedlichen Analysen erhöhen das Vertrauen in die diagnostischen Untersuchungen der einzelnen Beiträge zur Änderung der Tangentialgeschwindigkeit in tropischen Wirbelsystemen.

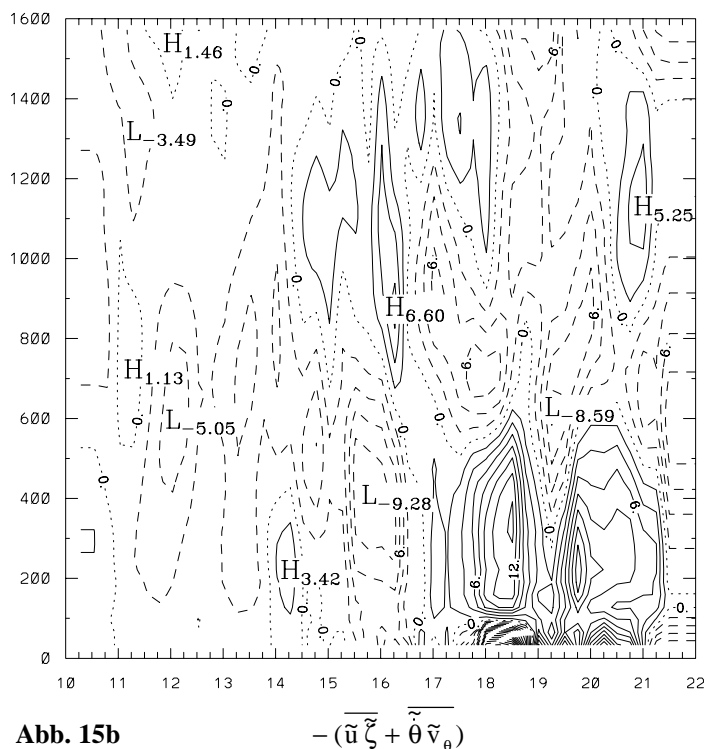


Abb. 15b

8. Potentielle Vorticitybilanz

„Einen modernen Zugang zum Verständnis der dynamischen Entwicklung von synoptikskaligen Wettersystemen stellt,“ wie in Hell und Smith (1998) beschrieben, „die Betrachtungsweise mit der potentiellen Vorticity“ (engl.: PV thinking) dar. Der zukunftsweisende Artikel über dieses Themengebiet stammt von Hoskins et al. (1985). Bei dieser Betrachtungsweise ist die Verteilung der PV von grundlegender Bedeutung, weil (i) die PV bei Abwesenheit von Reibung oder diabatischen Prozessen materiell erhalten bleibt und weil (ii) die räumliche Verteilung der PV das Strömungsfeld und die Temperaturverteilung (so genau wie es die verwendeten Näherungen zulassen) bestimmt (für nähere Details siehe Hoskins et al., 1985). Daher ist es aufschlußreich die Entwicklung in der PV-Verteilung während der Zyklogeneseperiode zu untersuchen und die diabatischen Beiträge abzuschätzen, die zum Großteil von hochreichender Konvektion herrühren. Aus diesem Grund werden hier Untersuchungen mit Hilfe der Reynolds-gemittelten Ertel-PV-Gleichung, die wie folgt geschrieben werden kann

$$\frac{D\bar{P}}{Dt} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla_p \bar{P} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{P}}{\partial p} = \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial p} \nabla \cdot (\bar{\theta} \bar{\boldsymbol{\eta}}) + \text{PSGS}$$

bzw.

$$\text{DPDT} = \text{PTND} + \text{PHAD} + \text{PVAD} = \text{PDIS} + \text{PSGS}, \quad (22)$$

durchgeführt. Hier ist P die potentielle Vorticity, p der Druck, Φ das Geopotential, t die Zeit, $\boldsymbol{\eta}$ der absolute Vorticityvektor, \mathbf{v} der horizontale Windgeschwindigkeitsvektor, ω die vertikale p -Geschwindigkeit, $\dot{\theta}$ die materielle, zeitliche Änderung der potentiellen Temperatur θ und

$$\begin{aligned} \text{PSGS} = & -\overline{\tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla_p \tilde{P}} - \overline{\tilde{\omega} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial p}} - \overline{\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial p} \nabla \cdot (\tilde{\theta} \tilde{\boldsymbol{\eta}})} \\ & - \overline{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial p} \nabla \cdot (\tilde{\theta} \bar{\boldsymbol{\eta}})} - \overline{\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial p} \nabla \cdot (\bar{\theta} \tilde{\boldsymbol{\eta}})} - \overline{\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial p} \nabla \cdot (\tilde{\theta} \tilde{\boldsymbol{\eta}})} \end{aligned} \quad (23)$$

die subskalige Quelle der potentiellen Vorticity, die von unaufgelösten Luftbewegungen herrührt.

Der Term auf der linken Seite der Gl. (22), DPDT, ist die vom Gitter aufgelöste materielle, zeitliche Änderung der PV. Dieser Term setzt sich aus den Termen der lokalen PV-Änderung (PTND) und der horizontalen und vertikalen PV-Advektion (PHAD bzw. PVAD) zusammen. Die beiden Terme rechts vom zweiten Gleichheitszeichen repräsentieren die scheinbare PV-Quelle, die bei einer adiabatischen, reibungsfreien Bewegung verschwinden sollte. Der Begriff ”scheinbar” wird benützt um auszudrücken, daß die PV-Quelle

sowohl Effekte von gitteraufgelösten, diabatischen Prozessen enthält als auch Effekte von gitterunaufgelösten, subskaligen Prozessen, sowie Reibungseffekte und etwaige Meß- und Rechenungenauigkeiten. Der erste dieser Terme (PDIS) verkörpert die gitteraufgelöste, diabatische Wärmequelle und der zweite dieser Terme (PSGS) stellt die subskalige Quelle dar. Wenn man die PV-Bilanz mit Hilfe der großskaligen Größen berechnet, so erhält man als Rest den Term PSGS. In diesen Quelltermen spiegelt sich weitgehend die Cumuluskonvektion wider. Besonders in den Tropen, wo viel Konvektion stattfindet, kann daher der DPDT-Term beachtlich große Werte annehmen.

Obwohl es möglich ist die beiden Beiträge (PDIS und PSGS) der PV-Quelle zu berechnen, ist es jedoch nicht möglich die subskaligen Prozesse zu separieren. Erstens sei darauf hingewiesen, daß PDIS mit Hilfe der großskaligen Größen berechnet werden kann (man beachte, daß

$$\dot{\theta} = D\theta/Dt \propto Q_1 \quad (24)$$

ist, wobei Q_1 die scheinbare Wärmequelle aus der Wärmebilanz darstellt); worauf die subskaligen Prozesse als Rest von Gl. (22) berechnet werden können. Zweitens sei jedoch darauf hingewiesen, daß die gitterskalige potentielle Temperaturänderung $\bar{\theta}$ von der Strahlungserwärmung und von der freiwerdenden, latenten Wärme durch Nettokondensation, aber auch von der vertikalen Konvergenz an vertikalem Transport sensibler Wärme durch subskalige Luftbewegungen herrührt (siehe Gl. (2) in Hell und Smith, 1998). Daher

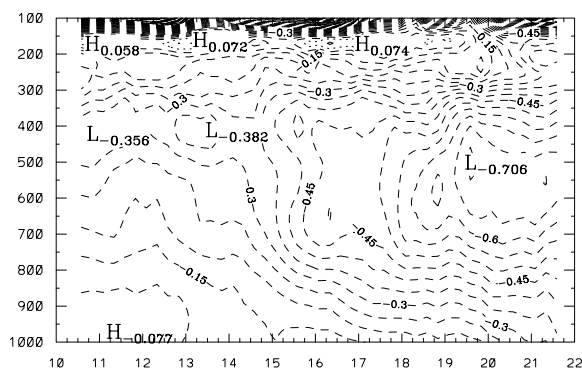


Abb. 16 Zeit-Höhen-Diagramm der Ertelschen potentiellen Vorticity in PVU ($1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ K s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$; Linienabstand $0,05 \text{ PVU}$). An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate der Luftdruck in hPa. Für diese Abbildung wurde ein gleitendes, tägliches Mittel über ein kreisförmiges Gebiet mit Zentrum über dem Monsuntief und einem Durchmesser von etwa zehn Breitengraden angewendet.

sind die Prozesse, die vom Gitter auflösbar sind, nicht vollständig von den subskaligen Prozessen trennbar. Es wird deshalb im folgenden nur die Summe aus beiden Termen (DPDT) dargestellt.

Abbildung 16 zeigt das Zeit-Höhen-Diagramm der potentiellen Vorticity im Gebiet des hier untersuchten Monsuntiefs. Für diesen und für die noch folgenden Zeit-Höhen-Diagramme wurden die Werte, wie bei den Zeit-Höhen-Diagrammen der Wärme- und Feuchtebilanzen von Hell und Smith (1998), innerhalb eines Radius von etwa fünf Breitengraden gemittelt. Man erkennt, daß die potentielle Vorticity ab dem 15. Februar 1994, d. h. nach der Entstehung des Monsuntiefs, fast über die gesamte Tropo-

sphäre hinweg deutlich größere negative Werte aufweist als davor (man beachte das entgegengesetzte Vorzeichen der potentiellen Vorticity auf der Südhalbkugel im Vergleich zum Vorzeichen auf der Nordhalbkugel analog zum Vorzeichenwechsel der Vorticity). Bei 500 hPa verdoppeln sich die Werte in etwa und erreichen dort am 19. Februar einen Extremwert von unter -0.7 PVU. Die Werte sind während der Existenz des Monsuntiefs über einen großen Höhenbereich hinweg (700 hPa - 350 hPa) kleiner als -0.45 PVU. Den Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre kann man gut am starken Knick im PV-Feld erkennen. Im Monsuntiefgebiet befindet sich die Tropopause in einer Höhe von etwa 150 hPa. Knapp unterhalb dieses Niveaus liegen die PV-Werte bei fast 0 PVU.

Die lokalen zeitlichen Änderungen, die bereits aus dem Zeit-Höhen-Diagramm der PV ablesbar waren, wurden explizit berechnet und sind in Abbildung 17a dargestellt. Die PV-Werte beginnen schon ab dem 12. Februar leicht zu fallen. Die größte Abnahme der PV-Werte zeigt sich jedoch erst am 15. Februar, dem Entstehungszeitpunkt des Monsuntiefs, mit einer maximalen Abnahme im 700 hPa-Niveau. Die leicht abnehmenden PV-Werte vor dem Entstehungszeitpunkt des Monsuntiefs stehen mit der allmählichen Eintiefung des Monsuntiefs in Zusammenhang. Danach ist die Abnahme der PV zum überwiegenden Teil auf die zunehmende Zyklonalität der Wirbelbewegung des Monsuntiefs zurückzuführen. Nach dem 18. Februar erhöhen sich die PV-Werte vor allem in einer Höhe von etwa 450 hPa wieder merklich.

Die Struktur der vertikalen PV-Advektion nach der Formierung des Monsuntiefs hat die Form eines Dipols mit einer antizyklonalen Tendenz in der unteren Troposphäre und einer zyklonalen Tendenz in der oberen Troposphäre (siehe Abb. 17b). Diese Struktur kann

Abb. 17 Zeit-Höhen-Diagramme der verschiedenen Terme der potentiellen Vorticitybilanz in PVU d^{-1} ($1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ K s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$): (a) lokale, zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity; (b) vertikale Advektion der potentiellen Vorticity; (c) horizontale Advektion der potentiellen Vorticity; (d) materielle, zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity (Linienabstände jeweils $0,1 \text{ PVU d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Februartage von 1994 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate der Luftdruck in hPa. Für diese Abbildungen wurden gleitende, tägliche Mittel über ein kreisförmiges Gebiet mit Zentrum über dem Monsuntief und einem Durchmesser von etwa zehn Breitengraden verwendet.

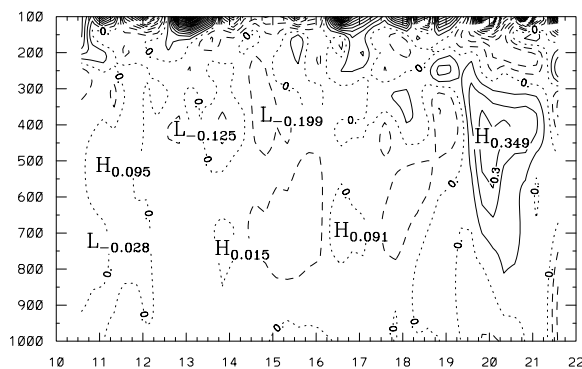


Abb17a PTND

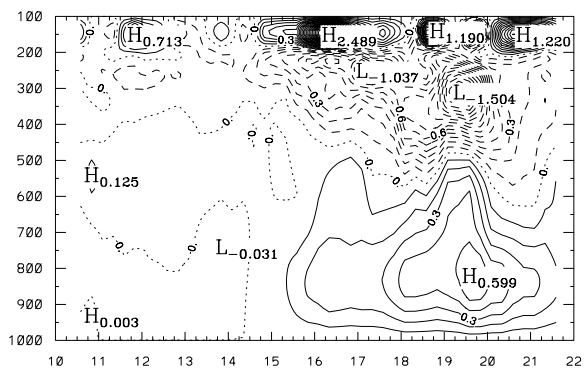


Abb. 17b PVAD

leicht aus der Struktur der Vertikalbewegung und der PV-Struktur selbst interpretiert werden; erstere hat ein Maximum und letztere ein Minimum in der mittleren Troposphäre (siehe Abb. 7e, 16). Abbildung 17c zeigt, daß die maximale PV-Tendenz der horizontalen Advektion nur rund ein Viertel von der ist, die mit der vertikalen Advektion verbunden ist. Lediglich in den unteren 200 hPa und um das 300 hPa-Niveau herum nimmt der horizontale Advektionsterm etwas größere positive Werte an.

Das Zeit-Höhen-Diagramm von DPDT ist in Abbildung 17d zu sehen. Die relativ großen Werte dieses Terms verdeutlichen, daß die diabatischen, die subskaligen und die Reibungseffekte in den Tropen nicht zu vernachlässigen sind. Der kombinierte Effekt dieser Prozesse sorgt in der unteren Troposphäre vor allem um 850 hPa herum für eine Quelle an zyklonaler PV und in der oberen Troposphäre um 300 hPa herum für eine Quelle an antizyklonaler PV. Man beachte, daß die über das Monsuntief gemittelte, materielle zeitliche Änderung der PV deutlich größere Werte besitzt als die lokale zeitliche Änderung der PV; mit anderen Worten, die diabatischen und die subskaligen PV-Tendenzen sind nahezu vollständig durch die advektiven Tendenzen kompensiert. Der Grund hierfür liegt in der Eigenschaft der potentiellen Vorticity, die sich massenintegriert nur dann ändern kann, wenn die potentielle Temperaturänderung $\dot{\theta}$ oder die Reibung an der Oberfläche von Null verschieden ist¹⁰ (vgl. Hoskins et al., 1985), während interne diabatische Erwärmung und innere Reibung nur für eine Neuverteilung der potentiellen Vorticity sorgen können.

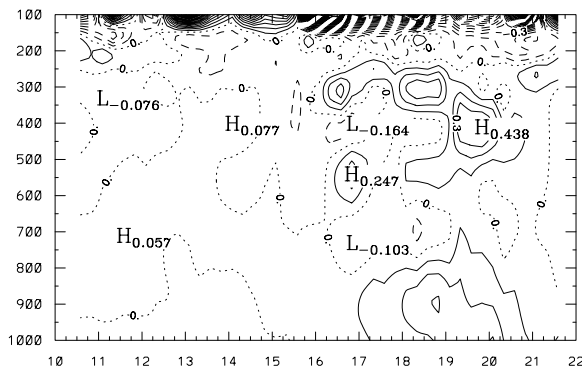


Abb. 17c PHAD

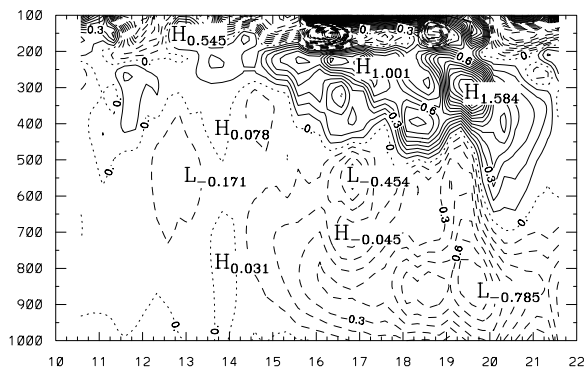


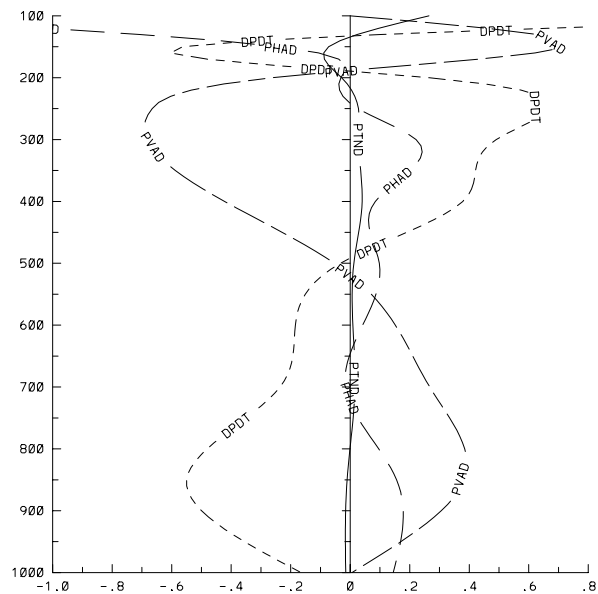
Abb. 17d DPDT

Um die relativen Größen der PV-Bilanzterme zu vergleichen, sind in Abb. 18 die entsprechenden, vertikalen Profile aufgezeichnet, für die jeweils über das 5°-Radius große Gebiet um das Monsuntief herum und über die stationäre Phase des Monsuntiefs (16. - 19. Februar) gemittelt wurde. Der Dipolcharakter des vertikalen Advektionsterms und der zeitlichen Änderung der PV ist auch hier gut zu erkennen. Diese beiden Terme haben

¹⁰ $\frac{d}{dt} \iiint_V \rho P dV = \iint_S (\dot{\theta} \mathbf{\eta} + \theta \mathbf{K}) \cdot d\mathbf{S}$

entgegengesetzte Werte und heben sich bis hinauf zum 150 hPa-Niveau nahezu auf. Die beiden anderen Terme sind relativ klein. Oberhalb von 150 hPa wird die zeitliche PV-Änderung vorwiegend durch die horizontale Advektion kompensiert. Wie in den Wärme- und Feuchtebilanzen sind die lokalen, zeitlichen Änderungen, welche die Intensitätsänderungen des Tiefs anzeigen, klein gegenüber den anderen Termen in der Bilanzgleichung (siehe Hell und Smith, 1998).“

Abb. 18 Potentielle Vorticitybilanz in PVU d^{-1} (lokale, zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity (PTND), vertikale Advektion der potentiellen Vorticity (PVAD), horizontale Advektion der potentiellen Vorticity (PHAD), materielle, zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity (DPDT)). Man beachte, daß die DPDT gleichzeitig die Summe aus der diabatischen und der subskaligen Quelle an potentieller Vorticity darstellt. An der Abszisse ist die Änderung der potentiellen Vorticity in PVU d^{-1} aufgetragen und an der Ordinate der Luftdruck in hPa. Für diese Abbildung wurde über den Zeitraum vom 16. bis zum 19. Februar 1994 (stationäre Phase des Monsuntiefs) und über ein kreisförmiges Gebiet mit Zentrum über dem Monsuntief (Durchmesser etwa zehn Breitengrade) gemittelt.



Teil III: Modellierung des Supertaifuns Flo

9. Synoptische Beschreibung

Wie in Hell (1998a) beschrieben, „entwickelte sich der Taifun Flo südöstlich der Pazifikinsel Guam und wanderte Richtung Nordwesten, bevor er am 17. September 1990 südlich von Japan auf eine nordöstliche Richtung abdrehte (siehe Abb. 19a). Die Stärke eines tropischen Sturms ($> 17 \text{ ms}^{-1}$ anhaltender Wind in Bodennähe) erreichte er am 13. September und die eines Taifuns ($> 33 \text{ ms}^{-1}$) am 15. September. In den nächsten 48 Stunden entwickelte sich Flo sehr schnell weiter und erreichte eine maximale Intensität von knapp 70 ms^{-1} als er sich der japanischen Küste näherte.

Die Entstehung von Taifun Flo war sehr schnell und unerwartet. Einzelne Wolkenhaufen mit starker Cumuluskonvektion vereinigten sich rasch zu großen Konvektionsgebieten mit Spiralstruktur. In der oberen Troposphäre wurde die von der Konvektion herrührende divergente Strömung von der östlichen Strömung (Abb. 27a, Abb. 39b) und von der TUTT-Zelle (Tropical Upper Tropospheric Trough cell), die sich am 14. September, 0000 UTC bei etwa 160°E und 25°N befand (Abb. 22a), stark beeinflusst. Das Wechselwirken zwischen der TUTT-Zelle und dem Taifun zeigte sich deutlich in der verstärkten Strömung zwischen der Zelle und Flo (siehe Abb. 39b), in den gleichzeitig beobachteten Intensitätsänderungen

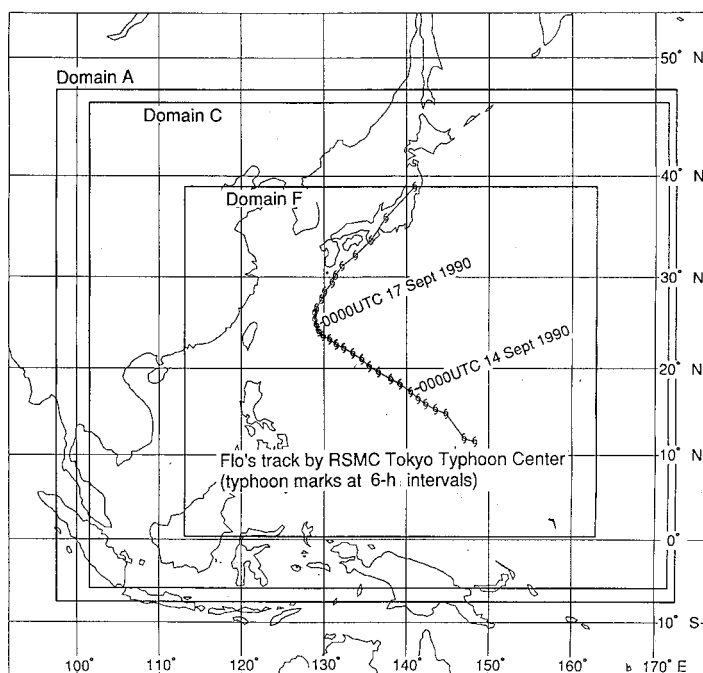


Abb. 19a (aus: Nagata, 1997)

Abb. 19 Zugbahnen der Taifune (a) Flo (1990) und (b) Ed (1990). Die Taifunsymbole sind jeweils in 6 Std.-Abständen eingezeichnet. In Abb. 19a sind die Taifunsymbole zum Beginn und zum Ende des Beobachtungszeitraums mit der Uhrzeit und dem Datum beschriftet. Die Taifunsymbole in Abb. 19b sind jeweils mit dem Tag und der Greenwich-Zeit, gefolgt von der Verlagerungsgeschwindigkeit und der maximalen Windgeschwindigkeit in kt beschriftet. Abb. 19a zeigt zusätzlich die bei den Untersuchungen verwendeten Modellgebiete. Das äußerste Viereck (Domain A) kennzeichnet das Gebiet, für das vom JMA und vom NCEP regionale Analysen mit einer Auflösung von $0,5^\circ$ berechnet wurden. „Domain C“ kennzeichnet das vom Europamodell verwendete Gebiet und „Domain F“ das des Deutschlandmodells.

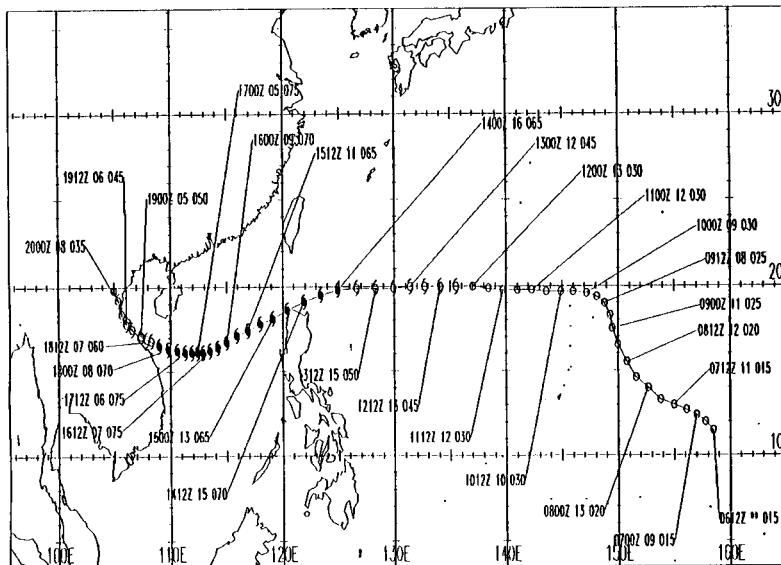


Abb. 19b (aus: Elsberry et al., 1990)

Trog in mittleren Breiten (Abb. 22d), der sich nordwestlich von Flo eintiefte und ostwärts wanderte, trug auch zur Verlangsamung und zum Abdrehen in nordöstliche Richtung bei wie die TUTT-Zelle und die westliche Höhenströmung (siehe Abb. 22a-d). Östlich des Taifuns entwickelte sich in der oberen Troposphäre ein in meridionaler Richtung gelegener Rücken, der in Zusammenhang mit der sich verstärkenden, antizyklonalen Ausflußströmung des Taifuns Flo stand. Das Ausströmen der Luft in der oberen Troposphärenschicht war mit einem Ausflußstrahlstrom verbunden, der in die Westwinde der mittleren Breiten führte.

In der unteren Troposphäre war Flo in den östlichen Bereich der großräumigen Monsunströmung eingebettet, mit westlichen Monsunwinden südlich und starken östlichen Passatwinden nördlich des Taifuns (siehe Abb. 25, 26). Die Monsunwestwinde mündeten auf der Ostseite von Flo in die zyklonale Taifunströmung ein und gingen dabei in eine starke Südströmung (süd-)östlich von Flo über (Abb. 25). Zur Zeit der größten Intensität am 17. September 1990 war Flo ein mittelgroßer Taifun und befand sich nun bereits ein gutes Stück nördlich der stärksten Monsunwestwinde. Nordöstlich von Flo erstreckte sich entlang des dreißigsten Breitengrades ein subtropischer Rücken. Diese Hochdruckzone verstärkte sich während des Beobachtungszeitraums vom 14. bis zum 17.9.1990 und zog langsam Richtung Westen. Auch nordwestlich des Taifuns Flo lag ein Gebiet höheren Drucks. Zwischen den beiden Hochdruckgebieten entwickelte sich ein weiteres Tiefdruckgebiet nördlich von etwa 38°N. Südlich des Taifuns herrschten sehr ausgeglichene Druckverhältnisse von etwa 1010 hPa.

Gemäß den offiziellen Zugbahndaten (Best Track Data; Tab. 1) fiel der Kerndruck von Flo auf unter 900 hPa ab (vom 16. 9., 1800 UTC bis zum 17. 9., 1800 UTC). Flo reihte

und in den später beschriebenen Modellrechnungen (Kap. 10 und 11). Die östliche Strömung und die Strömung zwischen den beiden Wetterphänomenen waren stark mit dem kräftigen Massenabfluß (weg vom Taifungebiet) verbunden. Die TUTT-Zelle erstreckte sich bis weit in die untere Troposphäre und zog in westlicher Richtung auf den Taifun zu (siehe Abb. 22a-d, 45c, 48c). Der

sich somit in die Klasse der Supertaifune ein, und seine Zuggeschwindigkeit lag bei etwa 5 bis 7 ms⁻¹. Nur während des Abdrehens (recurvature) in Richtung Nordosten verlangsamte sich die Zuggeschwindigkeit auf etwa 3 bis 4 ms⁻¹ (siehe Tab. 1 (Angaben dort in kt)). Die nordwestliche Zugrichtung kann, bis Flo eine nördliche Breite von mehr als 20°N erreichte, dem Umkreisen des großen Monsuntrogs zugeschrieben werden (Elsberry et al., 1990), welcher zwischen etwa 5°N und 15°N sowie westlich von 145°E lag (siehe Abb. 21a). In diesen Monsuntrog war auch Taifun Ed eingebettet, der ebenso auf einer westlichen und dann südwestlichen Bahn den Monsuntrog umkreiste (Abb. 19b). Dieser Taifun befand sich am 14. September 1990 bei etwa 20°N und 125°O, also etwa 1700 km westlich von Taifun Flo.

Time	Date	lat.(N)	lon.(E)	Gr.	Pcent.	Radius of Gale Wind	Dir.	Speed
1200UTC	12 SEP '90	11.6	148.3	TD	1002	0	270	10
1800UTC	12 SEP '90	12.0	147.0	TD	1000	0	270	10
0000UTC	13 SEP '90	14.8	144.8	TD	998	0	310	13
0600UTC	13 SEP '90	15.3	143.5	TS	996	232	310	13
1200UTC	13 SEP '90	15.9	142.3	TS	996	185	300	13
1800UTC	13 SEP '90	16.5	141.4	TS	994	278	310	10
0000UTC	14 SEP '90	17.3	140.5	TS	990	417	310	13
0600UTC	14 SEP '90	18.2	139.2	ST	985	417	310	13
1200UTC	14 SEP '90	18.8	138.1	ST	980	417-278	310	13
1800UTC	14 SEP '90	19.6	136.6	TY	975	417-278	310	13
0000UTC	15 SEP '90	20.2	135.5	TY	970	417-278	300	12
0600UTC	15 SEP '90	21.0	134.6	TY	965	417-278	310	12
1200UTC	15 SEP '90	21.7	133.5	TY	960	417-278	310	12
1800UTC	15 SEP '90	22.3	132.4	TY	950	463-278	300	12
0000UTC	16 SEP '90	22.7	131.5	TY	935	556-463	300	12
0600UTC	16 SEP '90	23.3	130.7	TY	920	556	310	9
1200UTC	16 SEP '90	23.7	129.9	TY	905	556	300	8
1800UTC	16 SEP '90	24.2	129.4	TY	895	695-417	320	6
0000UTC	17 SEP '90	24.9	129.1	TY	890	695-417	340	7
0600UTC	17 SEP '90	25.5	128.9	TY	890	695-417	340	7
1200UTC	17 SEP '90	26.2	128.9	TY	895	695-417	360	7
1800UTC	17 SEP '90	26.7	129.1	TY	900	695-417	30	6
0000UTC	18 SEP '90	27.7	129.7	TY	905	695-417	30	11
0600UTC	18 SEP '90	28.5	130.1	TY	915	741-463	30	10
1200UTC	18 SEP '90	29.4	131.0	TY	920	787	40	12
1800UTC	18 SEP '90	30.2	131.4	TY	925	741	40	11
0000UTC	19 SEP '90	31.2	132.2	TY	935	741	40	11
0600UTC	19 SEP '90	32.3	133.8	TY	940	648	50	15
1200UTC	19 SEP '90	33.8	135.7	TY	950	648	50	21
1800UTC	19 SEP '90	36.0	137.5	ST	980	648	40	23
0000UTC	20 SEP '90	39.0	141.0	ST	984	1111-556	40	38
0600UTC	20 SEP '90	40.0	145.0	ST	992	556	70	32

(km) (kt)

Tab. 1 Offizielle Zugbahndaten (Best Track Data) des Taifuns Flo (T9019) nach Nagata (1997). Von links: Zeit, Datum, Breite, Länge, Klassifizierung [TD = tropisches Tief, TS = tropischer Sturm, ST = Sturm, TY = Taifun], Kerndruck, äußerer Radius mit Sturmwind, Zugrichtung und Verlagerungsgeschwindigkeit.

10. Phase I des COMPARE-Experiments: Vergleich zwischen den Analysen und den Modellvorhersagen

Im Rahmen des internationalen COMPARE-Experiments sollten die Parameterisierungen des derzeit vom Deutschen Wetterdienst verwendeten Analyse- und Vorhersagemodells (EM/DM) über tropischen Ozeanen geprüft werden und die erstellten Datensätze zum Vergleich mit Modellrechnungen anderer Modellierungsgruppen an den japanischen Wetterdienst (Japan Meteorological Agency, JMA) weitergeleitet werden. Für die Durchführung dieser Untersuchungen wurden in der ersten Phase des COMPARE-Experiments vom japanischen Wetterdienst zwei Ausgangsdatsätze bereitgestellt. Der erste enthielt die objektiven Analysen des amerikanischen Wetterdienstes unter Verwendung des NCEP-Modells (vormals NMC). In diese Analyse gingen die üblichen, synoptischen Wetterbeobachtungsdaten, als auch die speziell gewonnenen Daten aus den vier, koordinierten Feldexperimenten TCM-90, SPECTRUM, TYPHOON-90 und TATEX ein, die im August und im September 1990 durchgeführt wurden. In diesen Datensatz wurde keine Taifunkeimzelle eingefügt. Unter einer Taifunkeimzelle (engl. typhoon bogus) versteht man einen idealisierten, künstlichen Wirbel, dessen horizontale und vertikale Struktur (u. a. horizontale Ausdehnung und Windgeschwindigkeit) dem beobachteten Wirbelsturm angepaßt wird und der in die großskalige Umgebungsströmung eingebettet wird. Bei der geringen Dichte des üblichen Meßnetzes würde ohne eine Taifunkeimzelle das mesoskalige Phänomen eines tropischen Zyklons in den Analysen zu geglättet erscheinen. Gute Bahn- und Intensitätsvorhersagen wären damit nicht zu erwarten. Für nähere Details über die hier verwendeten Taifunkeimzellen siehe Kap. 2. In den zweiten Datensatz, der vom japanischen Wetterdienst

Abb. 20a-d Nicht initialisierte NCEP-Analysen des Luftdrucks auf Meeresebene ohne eingepflanzte Taifunkeimzellen zwischen dem 14. und 17. September 1990, jeweils um 0000 UTC (Linienabstände jeweils 2 hPa).

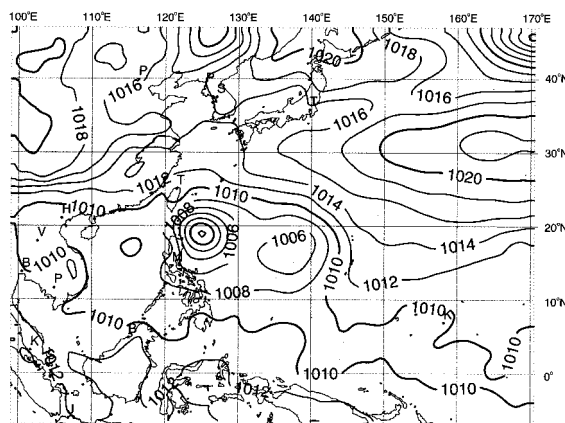


Abb. 20a

14. Sept.

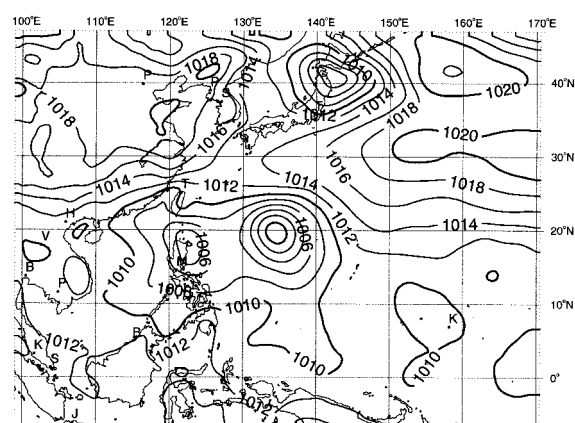


Abb. 20b

15. Sept.

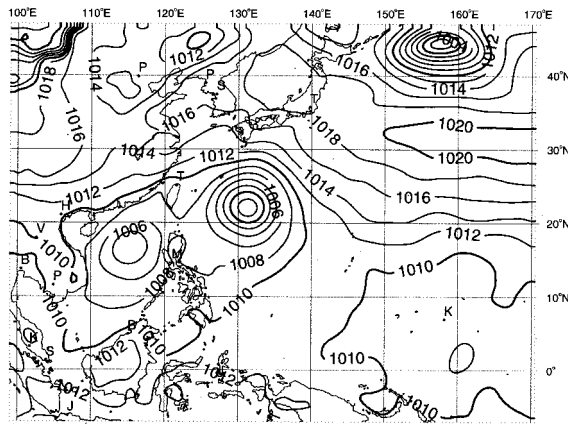


Abb. 20c 16. Sept.

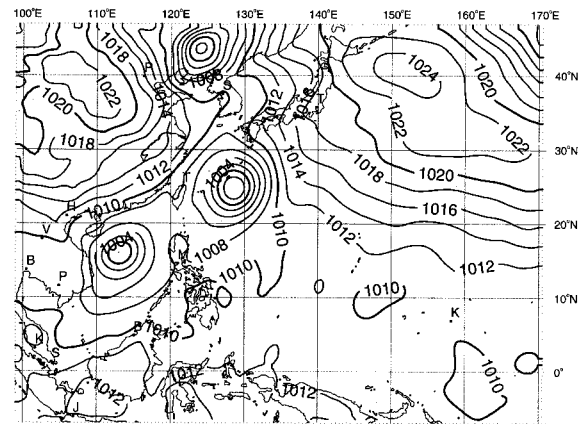


Abb. 20d 17. Sept.

unter Verwendung des operationellen JMA-Modells erstellt wurde, wurde im Gegensatz zum NCEP-Datensatz eine Taifunkeimzelle eingefügt und TOVS-1D-VAR-Daten¹ bei der Assimilation wurden mitaufgenommen. Beide Datensätze wurden nun auf das in den Nordwest-Pazifik verschobene "Europa-" bzw. "Deutschland"-Modell (horizontale Maschenweite ungefähr 55 bzw. 28 km) interpoliert. Ausgehend von diesen Analysen wurden dann die verschiedensten Vorhersageläufe durchgeführt und die Sensitivitäten getestet. Diese Modellläufe und -ergebnisse sollen nun im folgenden beschrieben werden.

10.1 Analyse der Bodendruck- und Geopotentialfelder (Vergleich der NCEP- und der JMA-Analysen)

10.1.1 Untere Troposphäre

Die NCEP-Analysen ohne Keimzelle interpoliert auf das Gitter des Europamodells (EMNa) sind in den Abb. 20a-d dargestellt und die Analysen des japanischen Wetterdienstes mit JMA-Keimzelle interpoliert auf das Europamodell (EMJa) sind in den Abb. 21a, b zu sehen. Die ersten beiden Buchstaben in den Akronymen stehen jeweils für das verwendete Modell (EM oder DM), der dritte Buchstabe für die verwendete (Ausgangs-) Analyse (N = NCEP- und J = JMA-Analyse) und der vierte Buchstabe dafür, ob es sich um eine Analyse (a), eine Modellrechnung ohne Taifunkeimzelle (o) oder eine Rechnung mit JMA-Keimzelle (j) handelt. Eine tabellarische Zusammenstellung der Akronyme findet sich im Anhang auf S. 163.

¹ TOVS = TIROS Operational Vertical Sounder (Satellitendaten des polar umlaufenden Satelliten TIROS, der Mikrowellenstrahlung durch Wolken hindurch mit Hilfe einer Mikrowellen-Sondierungseinheit (MSU, Microwave Sounding Unit) empfängt).

Abb. 21 JMA-Analysen des Luftdrucks auf Meeresniveau mit eingepflanzten Taifunkeimzellen des JMA vom (a) 14. und (b) 17. September 1990, jeweils um 0000 UTC (Linienabstände jeweils 2 hPa).

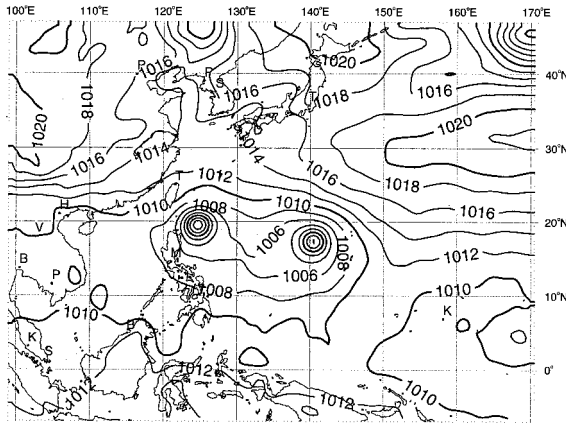


Abb. 21a

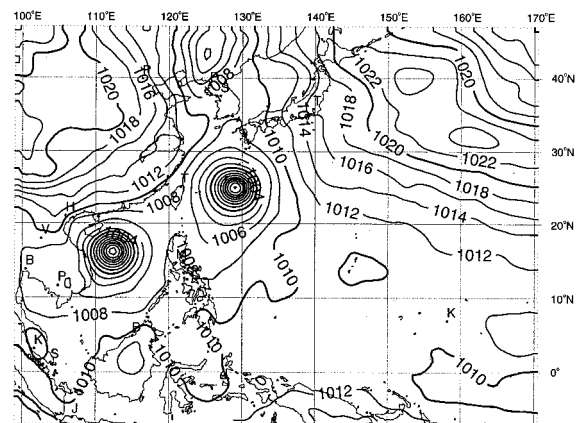


Abb. 21b

Beide Analysen zeigen, daß die Gitterstruktur zu grob und die Dichte der Beobachtungen zu gering ist, um den niedrigen Kerndruck des Supertaifuns Flo von 890 hPa angemessen repräsentieren zu können. Der niedrigste Druck den die EMNa-Analysen ausweist liegt bei 996 hPa. Selbst mit der Taifunkeimzelle des japanischen Wetterdienstes liegt die EMJa-Analyse noch um etwa 90 hPa zu hoch. Der Kerndruck der EMJa-Analyse (982 hPa) liegt jedoch immerhin schon nahe dem Übergang von einem Kategorie 1 zu einem Kategorie-2-Wirbelsturm in der Saffir-Simpson-Intensitätsskala (980 hPa). Taifun Flo erreichte in Wirklichkeit Kategorie 5 (< 920 hPa).

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, war Taifun Flo ein mittelgroßer Taifun (definiert durch einen Radius der äußersten geschlossenen Isobare [ROCI²] zwischen 2 und 10 Grad Breite). Auch die EMNa- und die EMJa-Analysen weisen einen Taifun dieser Größenordnung (8 - 10 Grade Breite) aus.

Die EMJa-Analysen zeigen besonders in Kernnähe aufgrund der Keimzellendaten und der niedrigeren Kerndrücke einen wesentlich symmetrischeren Zyklon als die EMNa-Analysen. Die äußeren Umgebungsströmungen bzw. die Luftdrücke im Umfeld des tropischen Zyklons sind jedoch sehr ähnlich. Zu diesen von beiden Analysen gut wiedergegebenen Drucksystemen gehören vor allem das Tiefdrucksystem nördlich von etwa 38°N, der subtropische Rücken östlich davon, das Gebiet höheren Drucks nordwestlich der beiden Taifune und das Gebiet mit den sehr ausgeglichenen Druckverhältnissen von etwa 1010 hPa südlich der Taifune Flo und Ed.

² radius of the outer closed isobar

10.1.2 Obere Troposphäre

Die Abbildungen 22a-d zeigen die EMJa-Analysen des 200 hPa-Geopotentials. Zum Vergleich sind in Abb. 22e die Wetterverhältnisse am 14. September 0000 UTC analysiert mit dem NCEP-Modell dargestellt. In den EMJa-Analysen, die eine JMA-Keimzelle eingepflanzt haben, erkennt man (besonders am 16. September 1990) die bis über 200 hPa hinaus reichende, zyklonale Zirkulation nahe dem Wirbelzentrum an der Eintiefung der 200 hPa-Geopotentiale (bei etwa 132°O und 23°N). Um diese Eintiefung herum befindet sich der üblicherweise zu beobachtende Ring höheren Geopotentials, der während des antizyklonalen Ausströmens in der oberen Troposphäre zu beobachten ist. In der NCEP-Analyse ist zu diesem Zeitpunkt (14. Sept.) der Ring höheren Geopotentials noch nicht ersichtlich. Auch die TUTT-Zelle bei etwa 25°N und 160°E ist in der NCEP-Analyse nicht so gut ausgebildet und liegt in dieser Analyse etwas weiter nordöstlich.

Abb. 22 Analysen des Geopotentials im 200 hPa-Niveau (Linienabstände jeweils 20 gpm). (a) - (d) JMA-Analysen zwischen dem 14. und 17. September 1990, jeweils um 0000 UTC; (e) NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC. Die TUTT-Zelle befindet sich zwischen etwa 20 – 30°N und 145 – 165°O.

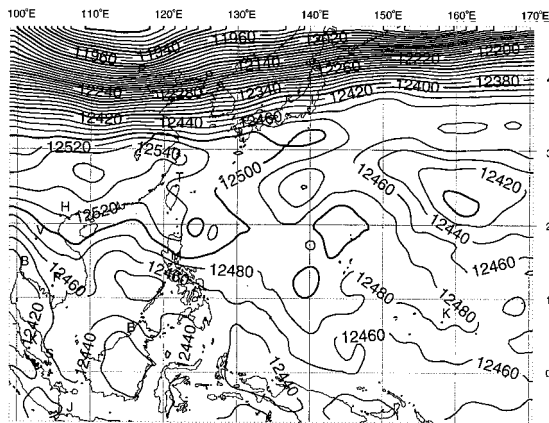


Abb. 22a 14. Sept.

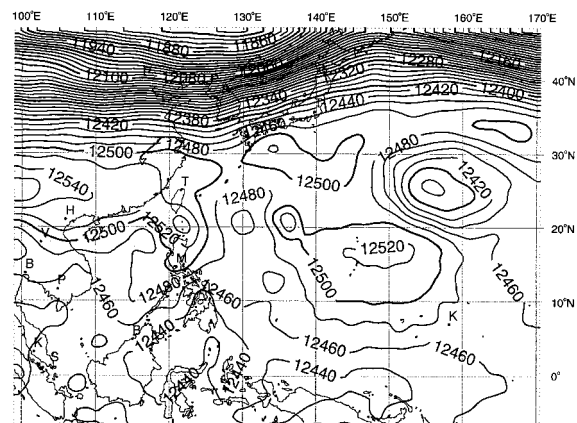


Abb. 22b 15. Sept.

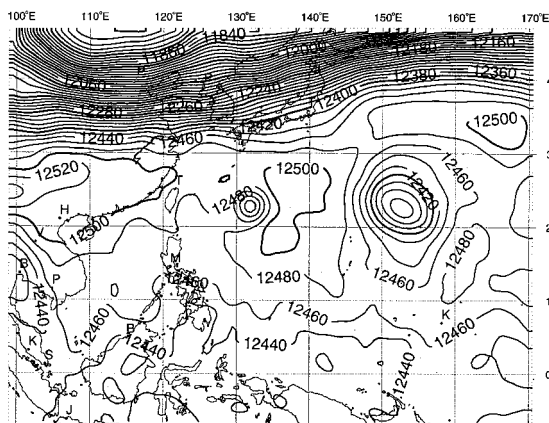


Abb. 22c 16. Sept.

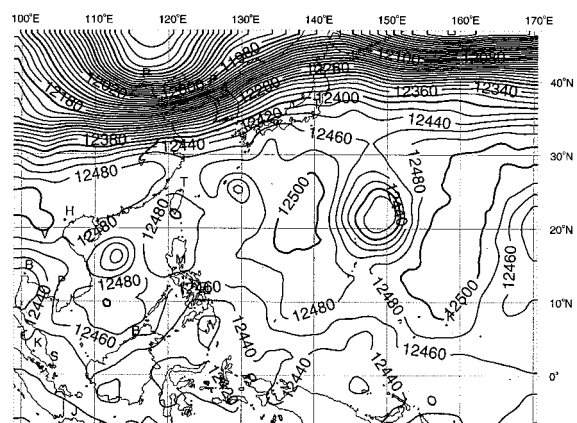


Abb. 22d 17. Sept.

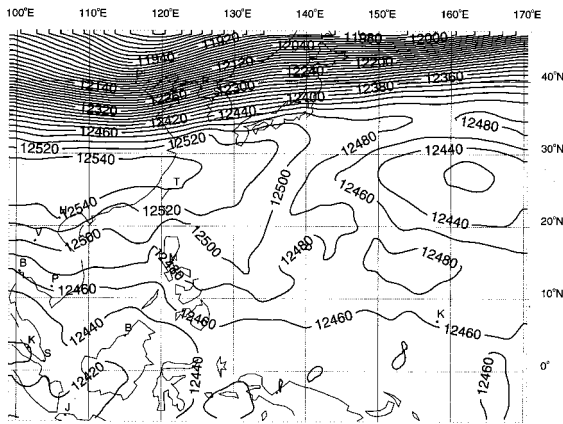


Abb. 22e

14. Sept.

Breiten erscheinen ganz allgemein die geopotentiellen Höhen in den NCEP-Analysen mehr geglättet als in den JMA-Analysen. Die Wetterelemente in der oberen Troposphäre werden also bei Einbeziehung der TOVS-1D-VAR-Daten und den Schätzwertvorhersagen mit Keimzellen, die zu diesem frühen Zeitpunkt jedoch in der oberen Troposphäre noch wenig Einfluß ausüben, klarer und wohl auch besser wiedergegeben.

10.2 Prognose der Bodendruck- und Geopotentialfelder

10.2.1 Untere Troposphäre

Ausgehend von den beiden Analysen (EMNa und EMJa) vom 14. September 1990, 0000 UTC sind nun numerische Vorhersageläufe durchgeführt worden. In den Abb. 23a und b sind die 72 Stunden MSLP³-Vorhersagen des Europamodells dargestellt und in Abb. 23c diejenige des Deutschlandmodells, ausgehend von der japanischen Analyse, die auf das feinere Gitter des Deutschlandmodells interpoliert worden ist. Der Taifun Flo hat in der NCEP-Ausgangsanalyse ohne Taifunkeimzelle einen Kerndruck von $p_c = 1005$ hPa und eine maximale Tangentialgeschwindigkeit von $v_{\max} = 16$ ms⁻¹, der beim Radius des maximalen Windes $r_{\max} = 275$ km aufgetreten ist. In den JMA-Ausgangsanalysen hat Flo dank der JMA-Keimzelle die dem tatsächlichen Taifun eher entsprechenden Werte $p_c = 996$ hPa, $v_{\max} = 19$ ms⁻¹ und $r_{\max} = 150$ km im EM und $p_c = 994$ hPa, $v_{\max} = 21$ ms⁻¹ und $r_{\max} = 125$ km im DM.

Wie die Prognosen ausgehend von den Analysedaten ohne Keimzelle (EMNo) zeigen, sind der gegenüber dem tatsächlich ermittelten Druckniveau zu hohe Kerndruck der EMNa-Analyse vom 14. September und die damit einhergehenden Windgeschwindigkeiten, die für einen starken Wärme- und Feuchteaustausch zwischen der Meeresoberfläche und der Atmosphäre benötigt würden, nicht ausreichend um den Taifun vollständig auszubilden. Zwar tieft sich Flo in den EMNo-Vorhersagen zunächst (bis zum 15. 9.) etwas ein, danach aber schwächt sich Flo so sehr ab, daß er am 17. September nicht mehr auszumachen ist (siehe Abb. 23a). Nach Emanuel (1986) und Rotunno und Emanuel (1987) ist die Stärke dieser Wärme- und Feuchteflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre sehr entscheidend, ob und wann sich eine Anfangsstörung zu einem Taifun weiterentwickelt (Atmosphären-

³ Luftdruck in Meereshöhe (Mean Sea Level Pressure)

Abb. 23 72-Std.-Vorhersagen des Luftdrucks auf Meeresebene; Beginn der Integration jeweils am 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstände 2 hPa): (a) EM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse ohne Taifunkeimzelle; (b) EM- und (c) DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse mit JMA-Taifunkeimzelle.

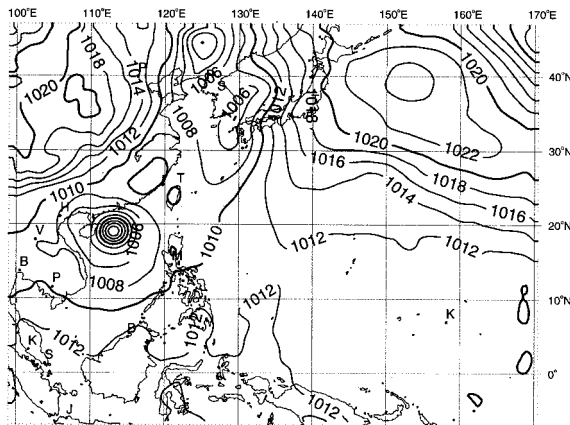


Abb. 23a

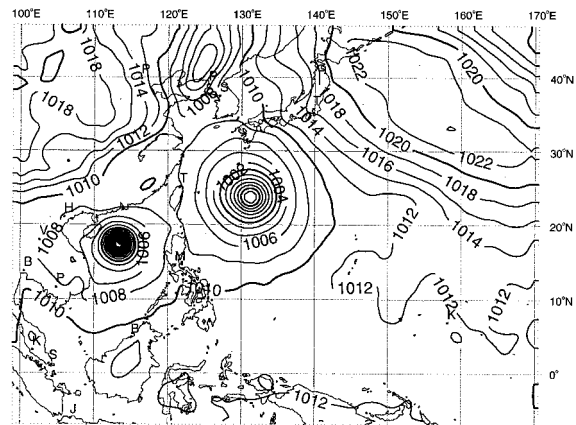


Abb. 23b

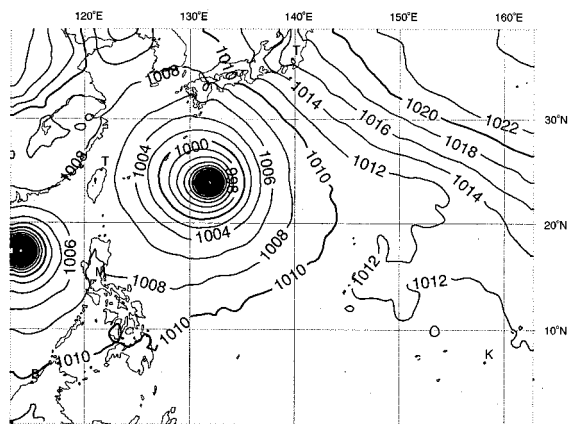


Abb. 23c

Ozean-Wechselwirkung / WISHE-Mechanismus; op. cit.). Bei diesen Wärme- und Feuchte austauschprozessen spielt auch die Meeresoberflächentemperatur und die mögliche Durchmischung entsprechend der Tiefe der Sprungschicht (Ozeangrenzschicht) eine wesentliche Rolle.

Die Vorhersage mit Hilfe des Euro-pamodells (EMJ) ausgehend von der EMJA-Analyse vom 14. September zeigt eine zunehmende Eintiefung von Flo auf einen Kerndruck von knapp unter 987 hPa. Damit

weist die Vorhersage einen etwas höheren Druck auf als die entsprechende Analyse, die einen minimalen Druck von 982 hPa angibt. Analyse und Vorhersage liegen also für Taifun Flo auf ähnlichem, jedoch zu hohem Druckniveau. Betrachtet man hingegen die Entwicklung von Taifun Ed so erkennt man, daß die Prognose dieses Wirbelsturms zu einem niedrigeren Druck führt als die Analyse es erwarten ließe (975 hPa gegenüber 985 hPa am 17. 9. 1990, 0000 UTC; es bleibt jedoch unklar, worauf dieser niedrige Druck zurückzuführen ist). Der Kerndruck aus der Vorhersage ist sogar niedriger als der tatsächlich ermittelte. Die Druck- und die Windgeschwindigkeitsverhältnisse belegen, daß Taifun Ed nicht über den Grad eines minimalen Taifuns (Def.: > 980 hPa, Windgeschwindigkeit 33 – 42 ms⁻¹) hinaus kam (Elsberry et al., 1990).

Die Größe des Taifuns Ed, bestimmt durch den ROCI-Wert, ist in der Vorhersage in der gleichen, (realistischen) Größenordnung wie in der Analyse. Die Größe des Taifuns Flo hingegen ist trotz der zu geringen Eintiefung, wegen der dennoch sehr großen Ausdehnung in der Ausgangsanalyse, in der 72-Std.-Vorhersage deutlich größer als in der dementsprechenden Analyse. Untersucht man die Ergebnisse aus dem Vorhersagelauf unter Verwendung des Deutschlandmodells (DMJj), so erkennt man, daß die Ausdehnung des Taifuns Flo in der DMJj-Prognose etwa genauso groß ist wie in der EMJj-Prognose. Dies liegt an der Verwendung des gleichen Ausgangsdatensatzes (mit JMA-Keimzelle, welcher nur auf das feinere Gitter interpoliert worden ist. Die großskalige Struktur im Außenbereich des Taifuns wird also von beiden Modellen, die ja dieselben physikalischen Parameterisierungen besitzen, gleich gut modelliert. Das engmaschigere Gitter des Deutschlandmodells macht sich aber gegenüber dem Europamodell durch eine deutlich stärkere Eintiefung des Taifuns positiv bemerkbar. Das Deutschlandmodell erreicht für Taifun Flo einen Kerndruck von fast 955 hPa, was einen um mehr als 30 hPa tieferen Druck im Vergleich zum Europamodell bedeutet. Der Luftdruck von Taifun Ed im Deutschlandmodell liegt in der gleichen Größenordnung (≈ 955 hPa). Er ist damit noch tiefer als im Vorhersagelauf des Europamodells, das bereits einen zu tiefen Druck produzierte. Sehr gut werden von allen drei Vorhersagen (EMNo, EMJj und DMJj) die beiden Hochdruckgebiete nordwestlich und nordöstlich der Taifune, sowie die Tiefdruckzone nördlich des Taifuns Flo wiedergegeben. Auch der gleichmäßige Druck von etwa 1010 hPa südlich von Ed und Flo wird in allen drei Modellläufen gut reproduziert.

10.2.2 Obere Troposphäre

In den Abb. 22a-d und Abb. 24a-c sind die Analysen bzw. Vorhersagen (EMJa, EMJj) in der oberen Troposphäre dargestellt. Das markanteste Wetterphänomen in dieser Höhe (200 hPa) ist die TUTT-Zelle östlich von Flo. In der Vorhersage ist die TUTT-Zelle nach den ersten 24 Stunden sowohl in der Größe als auch in der west-östlich ausgerichteten Struktur noch gut im Vergleich mit der Analyse vorhergesagt. Danach schwächt sich die TUTT-Zelle in der Vorhersage deutlich ab und verschwindet nach 72 Stunden fast vollständig. In der Analyse bleibt sie jedoch fast gleich stark erhalten. Die Abschwächung der TUTT-Zelle in der Vorhersage gegenüber der Analyse läßt vermuten, daß die TUTT-Zelle mehr durch die Beobachtungsdaten charakterisiert wird als durch die vorhergesagten Schätzwertfelder (und somit kein Artefakt ist). Das Abschwächen der TUTT-Zelle in der Vorhersage ist auf die zu starke, vertikale Ausdehnung der zyklonalen Zirkulation im Kernbereich des modellierten Taifuns Flo zurückzuführen. Die zyklonale Strömung um den Taifun westlich der TUTT-Zelle schwächt die entgegengerichtete zyklonale Strömung der TUTT-Zelle ab. Das höhere Geopotential östlich des Taifuns Flo, das mit dem Ausströmen

Abb. 24 EM-Vorhersagen des Geopotentials im 200 hPa-Niveau ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstände jeweils 20 gpm): (a) 24 Std.-, (b) 48 Std.- und (c) 72 Std.-Prognose. Die TUTT-Zelle befindet sich zwischen etwa 15 – 30°N und 145 – 165°O.

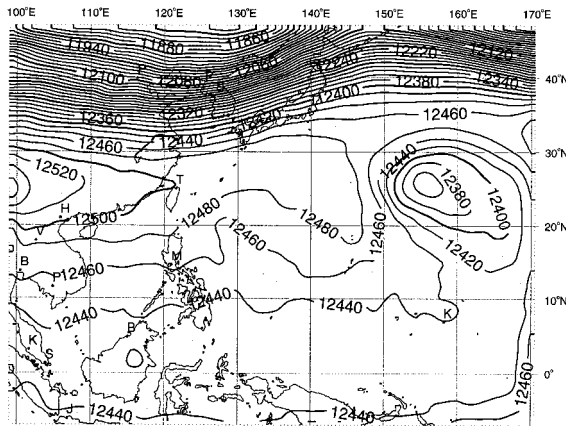


Abb. 24a 24. Std.

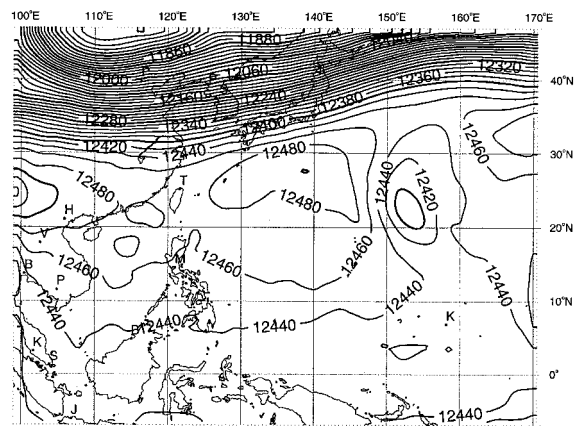


Abb. 24b 48. Std.

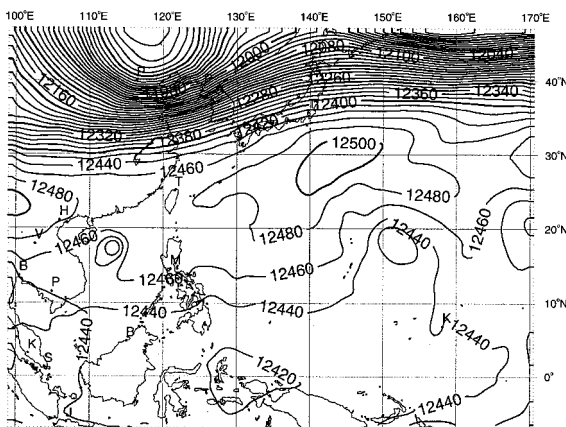


Abb. 24c 72. Std.

aus dem Wirbelsturm verbunden ist, ist in der Vorhersage mehr Richtung Norden, bzw. Nordosten verschoben und kann daher nicht, wie in der Analyse beobachtbar, die zyklonale Strömung der TUTT-Zelle unterstützen (Abb. 22c, d und 24b, c).

Über Taifun Ed ist in der 72 Std.-Vorhersage das tiefere Geopotential deutlich besser auszumachen.

Ein tieferes Geopotential über dem Sturmzentrum, das bei tropischen Zyklonen oft bis zur Tropopause hinauf zu beobachten ist (Elsberry, 1995), ist bei Flo in der (48- und) 72-stündigen Vorhersage andeutungsweise zu erkennen.

In den mittleren Breiten sind die Wettererscheinungen auch in der oberen Troposphäre ausgezeichnet vorhergesagt. Der sich über dem asiatischen Kontinent im Nordwesten des Analysegebietes entwickelnde Trog ist hinsichtlich seiner Lage und der Größe des Geopotentials sehr gut prognostiziert worden. Da der Trog nahe der nördlichen Modellgrenze liegt, sei jedoch darauf verwiesen, daß das Vorhersagevermögen in diesen Randbereichen stark von der Vorhersagequalität des Globalmodells und von der Qualität der Ausgangsanalysen infolge der eingehenden Beobachtungsdaten und Schätzwertvorhersagen (first guess) abhängt. Nur in abgeschwächtem Maße geht dort die Vorhersagequalität des regionalen Europa- bzw. Deutschlandmodells ein.

10.3 Windgeschwindigkeit

Abbildung 25 zeigt die 10 m-Windgeschwindigkeitsvektoren. Man erkennt die zyklonalen Winde der beiden Taifune Flo und Ed mit den stärksten Winden in den vorderen, rechten Quadranten bezogen auf die Zugrichtungen der Taifune (Abb. 19a, b). Weiter erkennt man die Monsunwestwinde südlich von Flo (siehe auch Abb. 26), die, wie bereits erwähnt, in die zyklonale Zirkulation des Taifuns einmünden. Nördlich und östlich von Flo wehen die Passatostwinde. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Taifunen Flo und Ed ist vor allem in der östlichen Strömung nördlich zwischen den beiden Taifunen zu beobachten. Ein Teil der um Flo zirkulierenden Luft strömt in die Zirkulation um Taifun Ed ein. Dies scheint zu Deformationen bzw. zu Asymmetrien in den Strömungen um die Wirbelstürme zu führen (siehe Abb. 25). Taifun Flo ist in südwest-nordöstlicher Richtung und Taifun Ed in fast west-östlicher Richtung elongiert. Die im Nordwesten von Flo schnell Richtung Südwesten strömende Luft und die aus Richtung Norden über das Gelbe und Ostchinesische Meer strömende Luft haben wahrscheinlich, unterstützt durch die ebenso überwiegend nordöstliche Strömung in der oberen Troposphäre (siehe Abb. 39), für die unübliche Südwestwärtsverlagerung von Ed gesorgt (Abb. 19b). Mit einem nahezu konstant bleibenden Abstand von etwa 1700 km und mit einer fast konstanten Winkelgeschwindigkeit

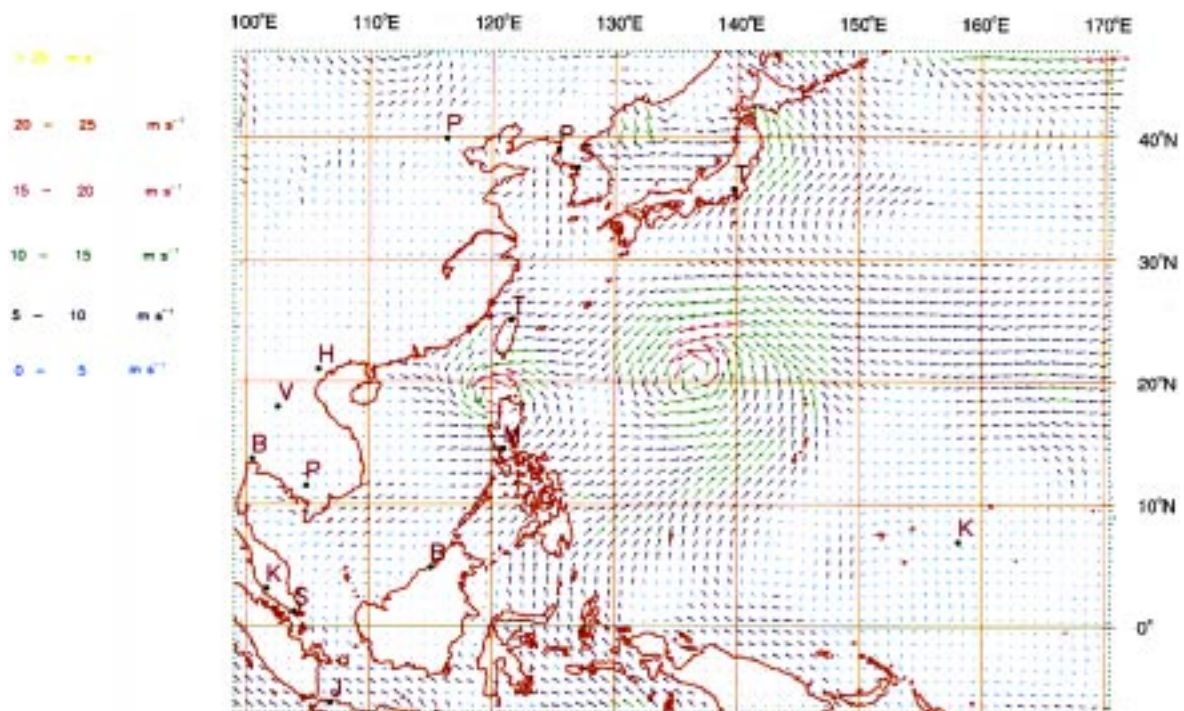


Abb. 25: 10m-Windvektoren am 15. September 1990, 0000 UTC; Vektoren im Abstand von einem Grad in Nordsüd- und Westostrichtung (d. h. an jedem zweiten Gitterpunkt).

von etwa einem halben Grad pro Stunde scheinen Flo und Ed um den "virtuellen" Drehpunkt, der in etwa mit der Schwachwindzone zwischen den beiden Taifunen zusammenfällt (siehe Abb. 25), gekreist zu sein. Der vom Joint Typhoon Warning Center (Guam) operationell verwendete Grenzwert für Wechselwirkungen, die zu Umkreisungsbewegungen führen können, liegt bei 1333 km. Der Abstand zwischen den beiden Taifunen ist somit für diesen Richtwert etwas zu groß. Unter der Annahme, daß dieser Grenzwert, der sich auf viele Taifunbeobachtungen stützt, genügend Signifikanz besitzt, wird es recht wahrscheinlich, daß dieses Umkreisen weniger auf die Wechselwirkung zwischen Flo und Ed als vielmehr auf den Einfluß des Monsuntrogs, der bereits oben beschrieben worden ist und sich bis über das 600 hPa-Niveau hinaus erstreckt, zurückzuführen ist.

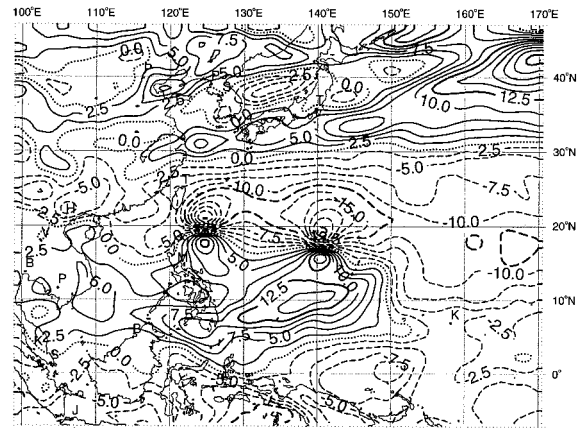


Abb. 26 Zonale Komponente des Windes im 850 hPa-Niveau: Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstand 2,5 ms⁻¹).

Die Analysen und Vorhersagen der zonalen Winde in der oberen Troposphäre (200 hPa), gültig für den 17. September 1990, 0000 UTC, sind in den Abb. 27a und b dargestellt. Die Westwinde in den mittleren Breiten und die Ostwinde in den tropischen Breiten sind in Stärke und Lage gut wiedergegeben. Deutlich sind in der Analyse die verstärkten östlichen und westlichen Winde im Zusammenhang mit der TUTT-Zelle bei etwa 20°N und 150°O zu erkennen. Aufgrund der merklichen Abschwächung der TUTT-Zelle in der Vorhersage sind die Windgeschwindigkeiten um dieses tropische Tiefdruckgebilde in der Prognose niedriger als in der Analyse. Hingegen sind die zyklonalen Winde nahe der Taifunzentren von Ed und

Abb. 27 Zonale Komponente des Windes im 200 hPa-Niveau: (a) Analyse vom 17. September 1990, 0000 UTC; (b) 72 Std.-Vorhersage mit dem EM für denselben Zeitpunkt (Linienabstände 2,5 ms⁻¹).

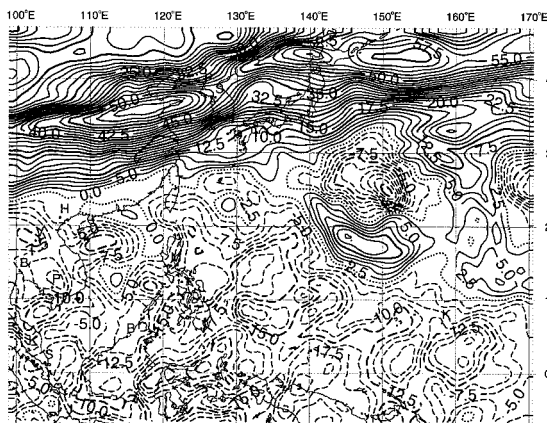


Abb. 27a

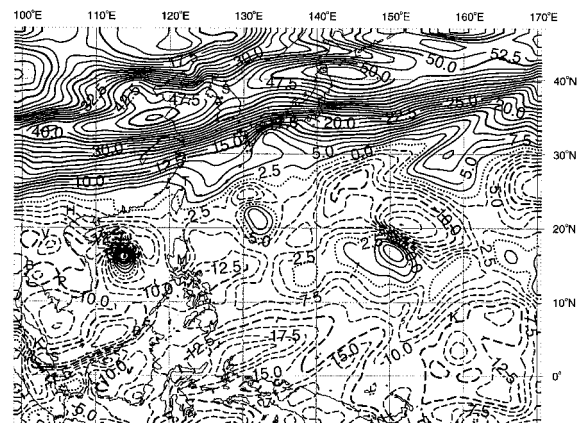


Abb. 27b

Flo in der Vorhersage klarer als in der Analyse auszumachen. Dies liegt an den starken, simulierten subskalig-konvektiven Prozessen während der Vorhersage, die in Kernnähe deutlich mehr zyklonalen Impuls aus der unteren Troposphäre in die obere Troposphäre transportieren als man aus den Analysen berechnet (keine Abb.).

10.4 Die Beiträge zur Tangentialwindänderung

In Teil II dieser Doktorarbeit (Kap. 4 - 8) wurde der Einfluß eines Höhentrogs auf die Intensitätsänderungen eines australischen Monsuntiefs unter Verwendung der tangentialen Windgleichung und speziell des Asymmetrieanteils des Flußterms A_H untersucht. Während der Phase der schnellen Intensivierung von Flo befand sich kein Höhentrog nordwestlich des Taifuns. Dennoch ist es interessant die Auswirkungen der Asymmetrien insbesondere wegen der Nähe des Taifuns zu einer langsam von Osten heranziehenden und sich verstärkenden TUTT-Zelle zu analysieren. Dies kann mit Hilfe der Konvergenz des Drehimpulsflusses durch Eddies (KDE) erfolgen. Die KDE stellt eine Näherung zum Asymmetrieanteil des Flußterms A_H dar. In Abb. 28 ist für das 200 hPa-Niveau das Zeit-Radius-Diagramm der KDE, das von Titley und Elsberry (1999) berechnet worden ist, zu sehen. Dieses Diagramm zeigt eine starke KDE von über $20 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$ in der Konditionierungsphase vor der schnellen Eintiefung (preconditioning phase, 13. - 15. September 1990), eine schwache KDE um die Zeit der schnellen Eintiefung herum (15. - 17. September 1990) und wieder eine starke KDE danach. Titley und Elsberry sind der Ansicht, daß die erste Phase starker KDE in Zusammenhang mit einem Einsetzen starker, zyklonaler Winde⁴ steht. Diese starken Winde sind ebenso vor der schnellen Eintiefungsphase

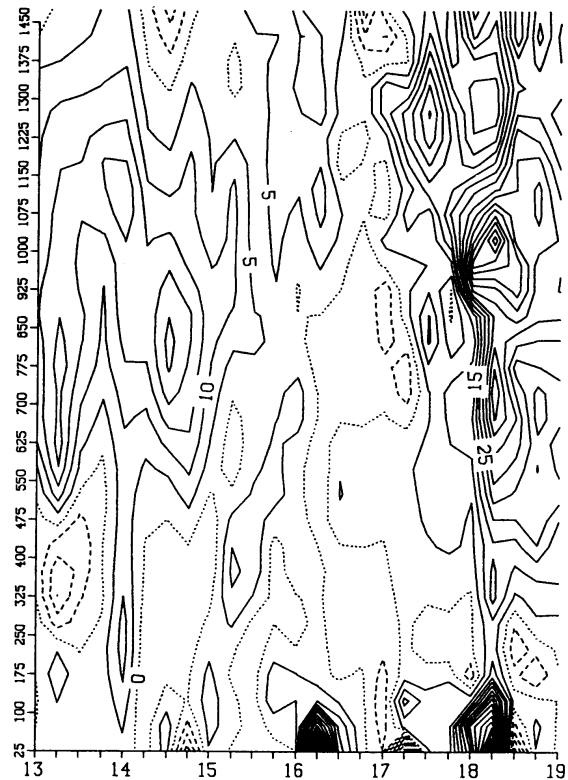


Abb. 28 Zeit-Radius-Diagramm der Konvergenz des Drehimpulsflusses durch Eddies (KDE) im 200 hPa-Niveau (Linienabstand $5 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Septembertage von 1990 jeweils um 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km (aus: Titley und Elsberry, 1999).

⁴ engl.: cyclonic wind burst

beobachtet worden. Die Werte nahe Null ab dem 15. September sollen auf das Nachlassen der starken, zyklonalen Winde zurückzuführen sein. Die starke KDE und die horizontal weit ausgedehnten, zyklonalen Winde während der Konditionierungsphase haben ihres Erachtens die vertikale Windscherung in der oberen Troposphäre verringert und den radialen Temperaturgradienten verstärkt, was zu einem Aufwärtswandern des warmen Kerns und zu einer Erniedrigung des Kerndrucks geführt haben soll.

Die Ergebnisse aus dieser Arbeit lassen eine weitere Interpretation zu: Wie die Überlegungen aus Abschnitt 6.4 zeigen, führt ein Trog auf der Nordost- bis Ostseite eines (Nordhemisphären-) Zyklons zu einer tendenziell antizyklonalen Strömung. Da sich im Osten des Taifuns Flo eine TUTT-Zelle entwickelt hat, legt dies nahe, daß die entsprechend der Zelle veränderte Asymmetrie in der oberen Troposphäre für die beobachtete Verringerung der KDE ab dem 15. September (mit)verantwortlich ist. Aufgrund der großen Zentralsymmetrie der TUTT-Zelle, die nicht verzögert (retardiert) ist bzw. nicht während der Annäherung gebrochen ist, erweist sich der Einwärts- und Auswärtsfluß an Vorticity und Drehimpuls rechts und links der Verbindungachse zwischen den

Abb. 29 Zeit-Radius-Diagramme des (negativen) Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies auf dem 345 K-Niveau, berechnet für Flo aus (a) den NCEP-Analysen und (b) den EM-Vorhersagen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Stunden nach dem 14. 9. 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km.

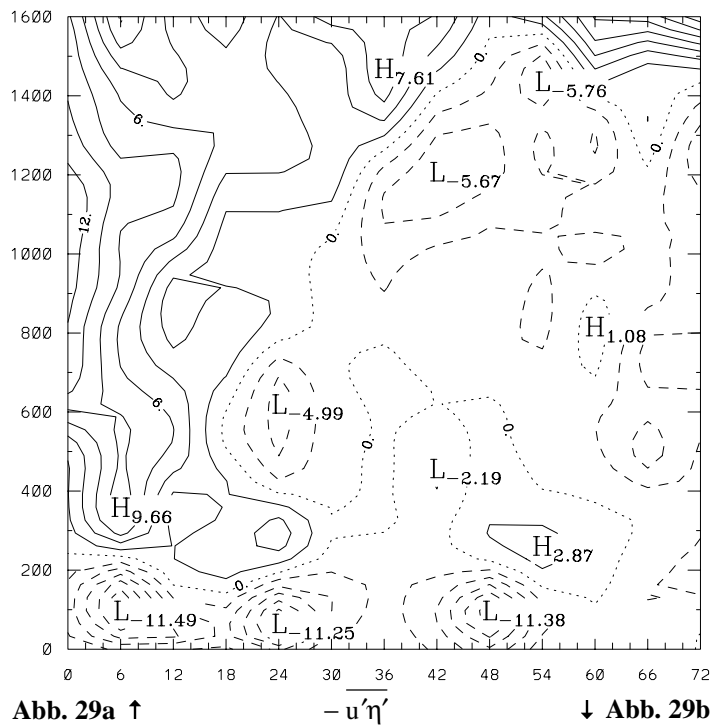


Abb. 29a ↑

↓ **Abb. 29b**

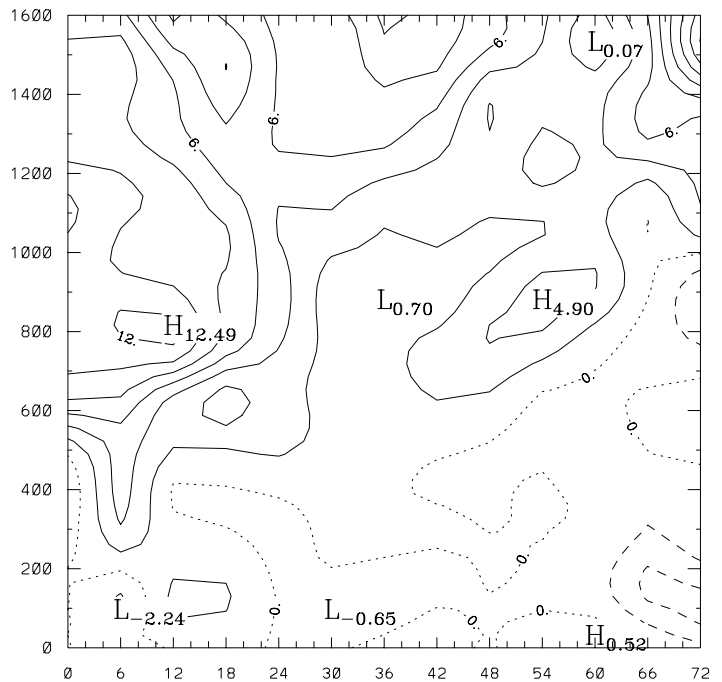
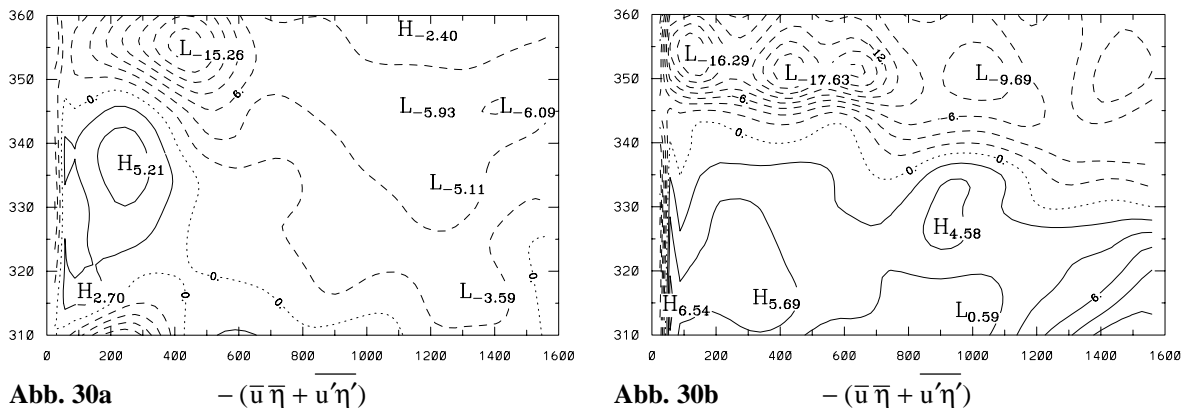


Abb. 30 Radius-Theta-Diagramme des azimuthal um das Taifunzentrum von Flo gemittelten Flusses der absoluten Vorticity, gültig für den 15. September 1990, 0000 UTC und berechnet aus der (a) NCEP-Analyse (ohne Taifunkeimzelle) und (b) 24 Std.-EM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit JMA-Keimzelle (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse ist der radiale Abstand vom Taifunzentrum in km aufgetragen und an der Ordinate die potentielle Temperatur θ in K, die hier als Vertikalkoordinate dient.



Zentren der TUTT-Zelle und des Taifuns Flo von fast gleicher Stärke. Daher ist der (mittlere) Eddyeffekt der TUTT-Zelle jedoch nicht sehr groß gewesen (siehe auch Abb. 29a, die den Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies im 345 K-Niveau⁵, berechnet aus der NCEP-Analyse, darstellt). Dies zeigt erneut, daß der Asymmetrieanteil des Flußterms A_H , der hier eher einen taifunschwächenden Einfluß anzeigt, nicht alleine die beobachteten Intensitätsänderungen erklären kann. Beim Taifun Flo wirkt sich mehr die Verstärkung der Taifunausflußströmung zwischen der TUTT-Zelle und Flo auf die Taifunintensität aus als die Eddyflüsse (siehe Abb. 39b). Die Verstärkung der sekundären Zirkulation mit starken Bodenwindanomalien führt zu erhöhten Wärme- und Feuchteflüssen durch die Grenzschicht von Ozean und Atmosphäre (keine Abb.). Nach Emanuel et al. op. cit. hat dies wiederum durch die daraus resultierende, konvektive Erwärmung eine Verstärkung der radialen und vertikalen Zirkulation und somit die Intensivierung des Taifuns zur Folge. Die geringe effektive statische Stabilität im gesättigten, annähernd feuchtneutralen Kernbereich ermöglicht es, daß sich die Anomalien tiefreichend auf die Strömung auswirken. (WISHE-Mechanismus; Emanuel, 1986; Rotunno und Emanuel, 1987; Emanuel et al., 1994). Der zur Verfügung stehende Datensatz ist jedoch in Kernnähe zu wenig dicht, als daß eine Überprüfung dieser WISHE-Hypothese möglich wäre.

In Abb. 29b ist der Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies im 345 K-Niveau dargestellt, der mit dem Europamodell ausgehend von der Analyse mit eingesetzter JMA-Keimzelle (EMJ) vorhergesagt worden ist. Man erkennt auch in der Vorhersage den zunächst starken Auswärtsfluß an antizyklonaler, absoluter Vorticity (bzw. potentieller

⁵ Das 345 K-Niveau, das etwa zwischen 150 - 200 hPa liegt, wurde gewählt um die Abbildungen für den Taifun Flo mit jenen für das australische Monsuntief vergleichen zu können.

Vorticity oder starker KDE) aufgrund von Asymmetrien außerhalb von 300 - 500 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum. (Man beachte die umgekehrte Vorzeichenbedeutung gegenüber den Abbildungen beim australischen Monsuntief, da sich Flo im Gegensatz zum Monsuntief auf der Nordhalbkugel befindet.) In der Vorhersage bleibt dieser Auswärtsfluß jedoch etwas länger erhalten als in der Analyse. Ab dem 15. September 1990, 0000 UTC (bzw. ab der 24 Std.-Prognose) sind die vorhergesagten, azimuthal gemittelten Flüsse durch Eddies insbesondere in Kernnähe (bis 800 – 900 km) wie in den Analysen (Abb. 29a, 28) klein. Zieht man auch etwas höhere oder tiefere Niveaus bei den Untersuchungen mit ein und berücksichtigt die beträchtliche Variabilität dieser Flußgröße(n), so liefert auch die Vorhersage akzeptable Angaben über die Auswirkungen der Asymmetrien auf die Intensitätsänderungen des Taifuns Flo. In diesem Fall sind die Auswirkungen jedoch nicht groß gewesen. Die starke Eintiefungsphase nach dem 15. September, 1200 UTC, kann durch diese Flüsse nicht erklärt werden.

In den Abbildungen 30a und 30b sind die Radius-Theta-Diagramme des aufgelösten Flusses der absoluten Vorticity, berechnet aus der Analyse vom 15. September

Abb. 31 Zeit-Radius-Diagramme der vertikalen Tangentialwindadvektion auf dem 345 K-Niveau, berechnet für Flo aus den (a) NCEP-Analysen und (b) EM-Vorhersagen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Stunden nach dem 14. 9. 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km.

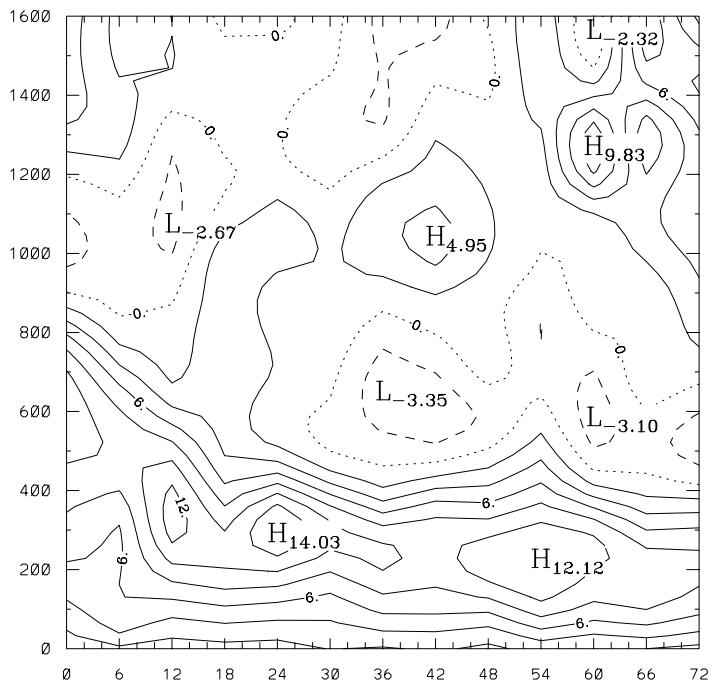
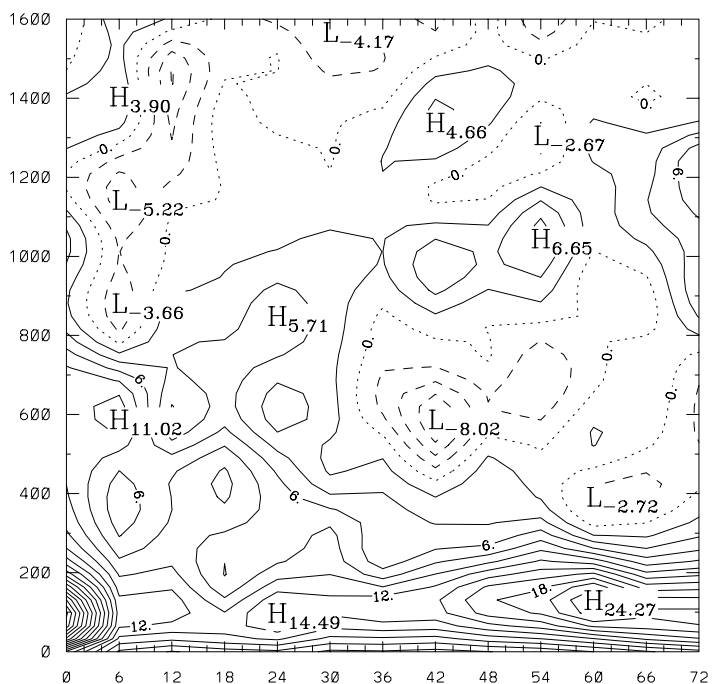


Abb. 31a ↑

$$-(\bar{\theta} \bar{v}'_{\theta} - \bar{\theta}' v'_{\theta})$$

↓ **Abb. 31b**



1990, 0000 UTC, bzw. der 24 Std.-Vorhersage gültig für den selben Zeitpunkt dargestellt. Man registriert den starken Auswärtsfluß an zyklonalen, absoluter Vorticity in den oberen Niveaus (über 345 K) und den zyklonalen Einwärtsfluß in den unteren Niveaus. In der Vorhersage sind diese jedoch deutlich weiter nach außen ausgedehnt, was sich vor allem mit der größeren Ausdehnung des Wirbels in der Vorhersage gegenüber dem tatsächlichen Taifun erklären läßt. Letzteres ist auch der Grund, warum außerhalb von 600 km radialem Abstand vom Taifunzentrum die antizyklonale Umgebungsströmung der unteren und mittleren Troposphäre in der EM-Vorhersage nicht so stark ausgebildet ist wie in der Analyse (keine Abb.).

Die Abbildungen 31a und b zeigen die vertikale Advektion von tangentialem Impuls im 345 K-Niveau zwischen dem 14. und 17. September, 0000 UTC. Auch in diesen Abbildungen stimmen die Vorhersagen und die Analysen gut überein. Nahe dem Taifunzentrum herrscht zyklonale Vertikaladvektion, die sich in den ersten 30 Stunden (bis zum 15. 9. 0600 UTC) im Zuge der Intensivierung der sekundären Zirkulation immer kernnäher konzentriert und verstärkt. Im Bereich um 600 km radialem Abstand herum findet (ab dem 15.

Abb. 32 Zeit-Radius-Diagramme des unaufgelösten Asymmetrieeffekts der Tangentialwindgleichung (Gl. 21) auf dem 345 K-Niveau, berechnet für Flo aus den (a) NCEP-Analysen und (b) EM-Vorhersagen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC (Linienabstände jeweils $2 \text{ ms}^{-1} \text{d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Stunden nach dem 14. 9. 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km.

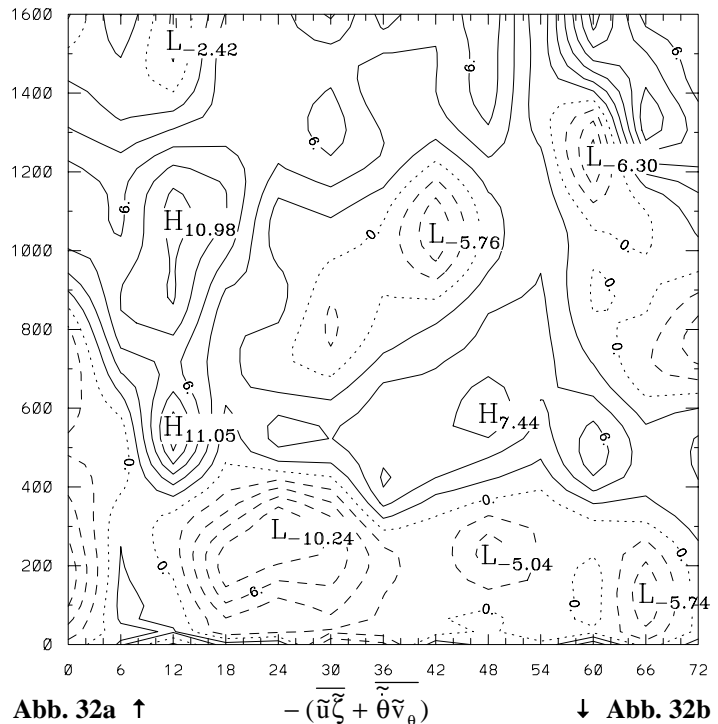
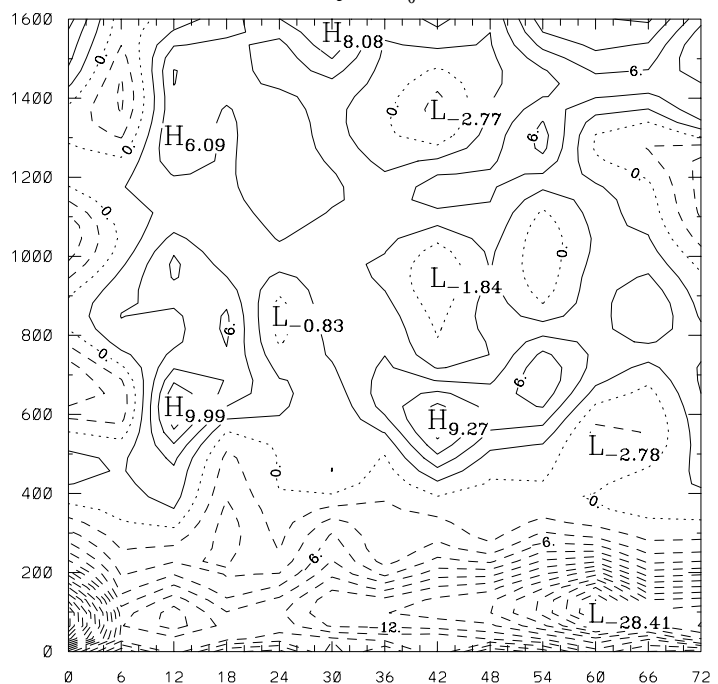


Abb. 32a ↑ $-(\tilde{u}\tilde{\zeta} + \tilde{\theta}\tilde{v}_\theta)$ ↓ **Abb. 32b**



9.) eine Abschwächung der zyklonalen Zirkulation aufgrund von Abwärtsadvektion von antizyklonalem Impuls aus der antizyklonalen Ausflußschicht infolge des Abwärtsastes der sekundären Zirkulation in diesem Bereich statt. Wie beim Monsuntief sorgt die Vertikaladvektion in Kernnähe für eine hochreichendere, zyklonale Zirkulation. Die Größe dieses Advektionseffekts zeigt, daß in tropischen, konvektiven Systemen (Taifunen, Monsuntiefs, etc.) die vertikale Advektion nicht wie in der quasigeostrophischen Theorie, die für mittlere Breiten ausgelegt ist, (siehe Anhang D) vernachlässigt werden kann.

Die Auswirkungen der subskaligen Prozesse auf die Intensitätsänderungen (entsprechend Gl. 21), die sich bereits in Teil II als wichtig erwiesen haben, sind in den Zeit-Radius-Diagrammen 32a und b für den Taifun Flo dargestellt. Auch in diesen Abbildungen erkennt man wie in den Abbildungen der Flüsse der absoluten Vorticity durch Eddies kein Einwärtswandern maximaler oder minimaler Flüsse. Im Gegensatz zum Monsuntief nähert sich kein retardierter Trog aus Westen. Die TUTT-Zelle entwickelt sich nur wenig Richtung Westen wandernd östlich des Taifuns und sorgt für keine signifikante Verstärkung der subskaligen Prozesse im Außenbereich des Taifuns (jenseits von 1100 km). Innerhalb von 400 km radialem Abstand vom Taifunzentrum ergeben sich hingegen sowohl in der Vorhersage als auch in der Analyse große, antizyklonale Tendenzen aufgrund subskaliger Verwirbelungen. Diese Verwirbelungen, die vornehmlich der Cumuluskonvektion zugeschrieben werden können, wirken wie beim australischen Monsuntief einer allzu starken Zirkulation entgegen.

Weitere Auswirkungen der subskaligen Prozesse auf die Intensitätsänderungen werden in den Kapiteln 10.6, 8 und 11.6-8 in Zusammenhang mit den parameterisierten Niederschlägen untersucht. Ein Vergleich der Modellvorhersagen der großskaligen und subskaligen Asymmetrieffekte bei Verwendung verschiedener Taifunkeimzellen (GFDL-Keimzelle gegenüber der in diesem Kapitel verwendeten JMA-Keimzelle) und bei Erhöhung der Gitterauflösung wird in Abschnitt 11.3 angestellt.

10.5 Zugbahn und Zuggeschwindigkeit

Als nächstes sollen die Zugbahnen des Taifuns Flo in den Analysen und den verschiedenen Vorhersagen untersucht werden. In Abbildung 33a wird die Zugbahn aus der JMA- und aus der NCEP-Analyse mit bzw. ohne Taifunkeimzelle gezeigt. Die Bahn aus der Analyse ohne Keimzelle (EMNa) ist hier kurz mit den Endbuchstaben Na gekennzeichnet und die der Analyse mit Keimzelle (EMJa), welche identisch ist mit der Best-Track-Zugbahn, mit Ja. Die ersten vier Ziffern geben den Monat und den Tag der Zugbahnposition jeweils um 0000 UTC an. Man bemerkt, daß am 14. September die Positionen des minimalen Drucks von Flo in den beiden Analysen noch weit voneinander entfernt sind. Dies liegt jedoch daran, daß Flo in der Analyse ohne Keimzelle noch nicht gut repräsentiert ist und

seine Struktur noch sehr flach und weit ausgedehnt erscheint. Ab dem 15. September, ab dem Flo auch in der EMNa-Analyse gut zu erkennen ist, liegen die bei den Zugbahnen Na und Ja recht dicht beieinander (< 100 km Differenz). Beide Vorhersagen zeigen eine fast geradlinige Zugbahn in nordwestliche Richtung und die Zuggeschwindigkeit scheint sich langsam zu reduzieren. Die vom Europamodell vorhergesagte Bahn, die ebenso in Abb. 33a aufgetragen ist, gibt zunächst eine zu weit Richtung Norden gerichtete Zugbahn an. Die Verlagerungsgeschwindigkeit von Flo beträgt in der EMJj-Vorhersage nur etwa 75 % von der beobachteten Geschwindigkeit. Zwischen der 24 und der 48 Std.-Vorhersage bewegt sich Flo in der EMJj-Prognose wieder in Richtung auf die tatsächlich genommene Zugbahn zu und holt dabei etwas auf. Dies läßt vermuten, daß die innere Struktur von Flo in der Ausgangsanalyse noch nicht ausreichend ausgebildet oder die Asymmetrien aufgrund unzureichender Beobachtungen in Kernnähe falsch ausgerichtet gewesen sein könnten und sich erst noch in geeigneter Weise entwickeln mußten. Die Umgebungsströmungen, die im Modell verhältnismäßig gut vorhergesagt sind, könnten ihn dann in die richtige Richtung gelenkt haben. Daß weder Taifun Flo, noch Taifun Ed die Küste von China heimsuchen würden, war aufgrund des Hochdruckgebietes über Asien sehr wahrscheinlich. Der Unterschied zwischen der berechneten und der beobachteten Position beträgt am 16. September 1990, 0000 UTC nur etwa 135 km. Danach ist jedoch die Zuggeschwindigkeit deutlich zu gering vorhergesagt.

In der Vorhersage ausgehend von der Analyse ohne Keimzelle (NE) ist zwar die

Abb. 33 Zugbahnanalysen und -vorhersagen für Taifun Flo im Zeitraum zwischen dem 14. und 17. September 1990 (Taifunsymbole jeweils um 0000 UTC). Die ersten vier Ziffern am Taifunsymbol geben den Monat und den Tag der Zugbahnposition jeweils um 0000 UTC an und die letzten beiden Buchstaben die Analyse bzw. Vorhersage (Na = NCEP-Analyse, Ja = JMA-Analyse, NE = EM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC; JE und JD = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC; E1 und D1 = analoge EM- bzw. DM-Vorhersagen, jedoch ohne Cumulusparameterisierung).

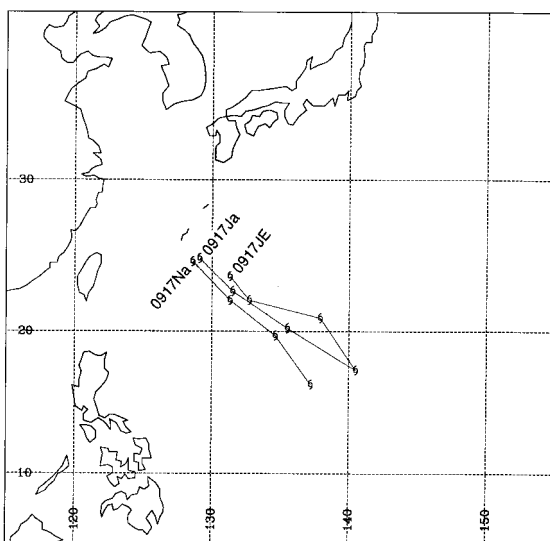


Abb. 33a

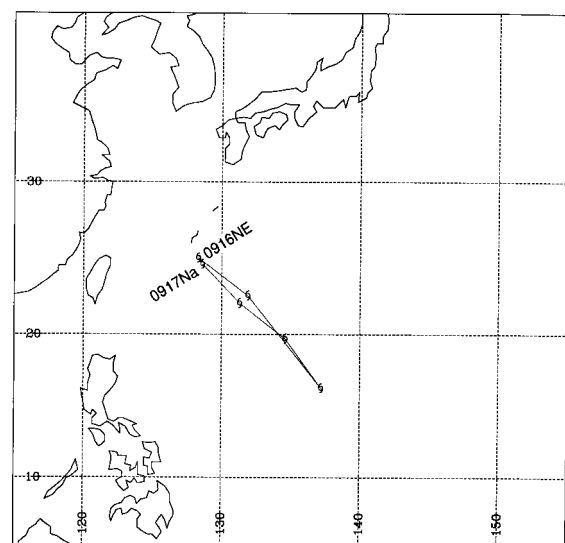


Abb. 33b

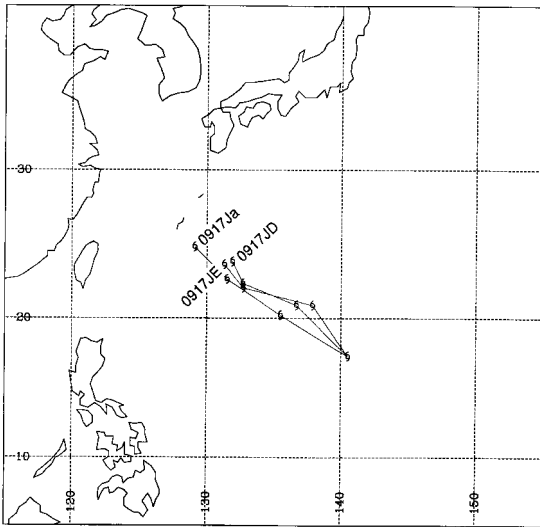


Abb. 33c

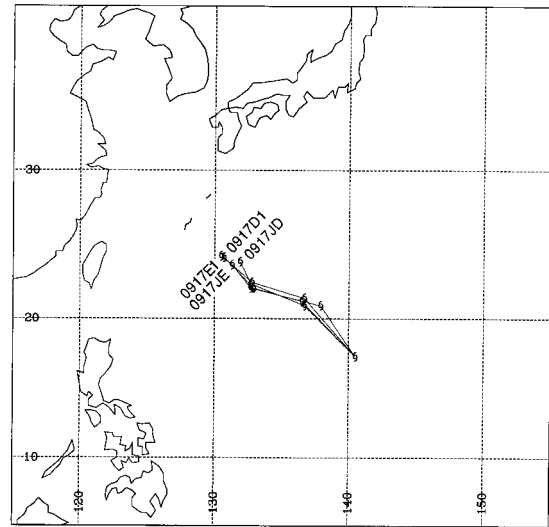


Abb. 33d

Zugrichtung sehr gut vorhergesagt (siehe Abb. 33b), jedoch verlagert sich Flo deutlich zu schnell Richtung Nordwesten und erreicht bereits nach 24 Stunden eine Position, die der echte Taifun Flo erst weitere 24 Stunden später erreicht hat. Dies zeigt, daß die Zugbahn stark von der initialisierten Größe und Struktur des Taifuns abhängt. Dies paßt zu den Ergebnissen von Fiorino und Elsberry (1989), die unter Verwendung eines nichtdivergenten, barotropen Modells feststellten, daß die Zugbahnen und die Zuggeschwindigkeiten von Wirbelstürmen stark von den Strömungen zwischen den großskaligen Asymmetrien (insbesondere den β -Gyren) abhängen. Abweichungen vom klassischen Konzept der lenkenden Strömung (engl. steering flow) ergeben sich in ihren Rechnungen aufgrund der nicht-linearen Advektionsprozesse entsprechend der symmetrischen und asymmetrischen Struktur der Primärzirkulation. Eine detaillierte und gute Anfangsanalyse scheint somit besonders für Kurzfristprognosen eine grundlegende Voraussetzung zu sein.

In Abbildung 33c wird die Zugbahn von Flo, die mit dem Europamodell (JE) vorhergesagt worden ist, mit jener Zugbahn, die mit dem Deutschlandmodell (JD) vorhergesagt worden ist, verglichen. Zugleich werden diese Zugbahnen der Best-Track-Zugbahn aus der EMJa-Analyse gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß das DM sowohl die Zugrichtung als auch die Zuggeschwindigkeit in den ersten 24 Stunden etwas besser vorhersagt als das EM. Nach 48 Stunden sind die beiden Positionsvorhersagen des EM und des DM fast identisch und geben eine etwa 130 km zu weit ost-südöstlich gelegene Position an. Auch das DM liefert wie das EM zwischen der 48 Std.- und der 72 Std.-Vorhersage eine zu geringe Bahngeschwindigkeit. Ein Abschalten der Cumulus-Parameterisierung (E1, D1) ändert ebenso fast nichts an der vorausgesagten Zugbahn wie die Verringerung der Maschenweite beim Übergang vom EM zum DM (siehe Abb. 33d). Dies läßt, soweit man dies aus einer Fallstudie heraus ableiten kann, vermuten, daß die konvektiven und die subskaligen Prozesse

für die Zugbahnvorhersage nicht entscheidend sind. Ein Grund hierfür könnte sein, daß die Niederschläge aus der Wolkenwand und im Kern des Taifuns bzw. die entsprechend starke Konvektion zumindest im zeitlichen Mittel sehr symmetrisch um das Taifunzentrum herum verteilt sind. Die asymmetrisch verteilten, vorwiegend im hinteren Bereich bezüglich der Zugrichtung befindlichen Niederschläge (aus den Regenbändern) bzw. die entsprechend starken Konvektionsprozesse sind vermutlich zu weit entfernt und zu schwach um die Zugbahn noch entscheidend verändern zu können.

Berücksichtigt man, daß die freien Parameter (z. B. Dämpfungs- und Diffusionskonstanten) des EM bzw. DM nicht speziell für die Bahnvorhersage (und nicht einmal für die Tropen) angepaßt worden sind, so kann man mit den prognostizierten Zugbahnen, die im Bereich üblicher Bahnabweichungen geblieben sind, sehr zufrieden sein. Auch operationell eingesetzte und entsprechend gut angepaßte Zugbahn-Vorhersagemodelle haben bei einer 24 Std.-Positionsprognose bereits einen durchschnittlichen Fehler von 200 km (Pielke, 1990).

10.6 Einfluß der physikalischen Parameterisierungen

Zur Untersuchung der Wichtigkeit der verschiedenen physikalischen Parameterisierungen des Europa- bzw. Deutschlandmodells für die Vorhersage von tropischen Zyklonen wurden verschiedene physikalische Prozesse an- bzw. abgeschaltet (für die Beschreibung der Parameterisierungen siehe Kap. 2 bzw. DWD, 1995).

Als erstes wurde die Cumulus-Parameterisierung (CP) von Tiedtke (1989) bei sonst gleichbleibenden Einstellungen und Ausgangsdaten sowohl beim Europamodell als auch beim Deutschlandmodell ausgeschaltet. In den Abb. 23b und 34b sind die Vorhersageläufe

Abb. 34 EM-Vorhersagen bei abgeschalteter Cumulus-Parameterisierung ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC, nach (a) 48 Std. und (b) 72 Std.; (c) analoge Vorhersage jedoch mit dem DM nach 72 Std.; (d) EM-Vorhersage bei abgeschalteter Vertikaldiffusion ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, wiederum nach 72 Std.

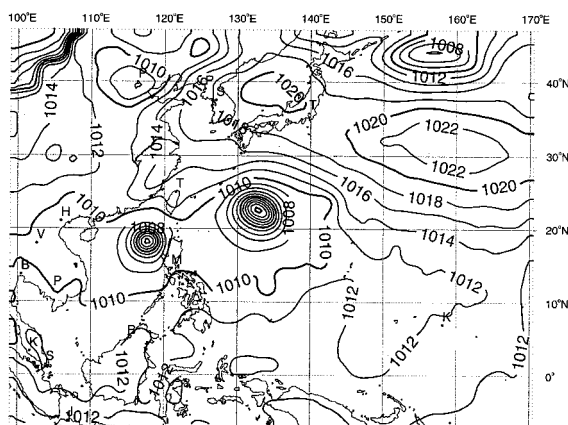


Abb. 34a EMJ1 48. Std.

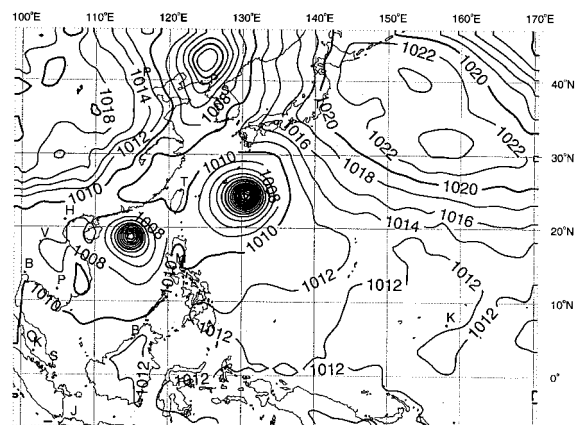


Abb. 34b EMJ1 72. Std.

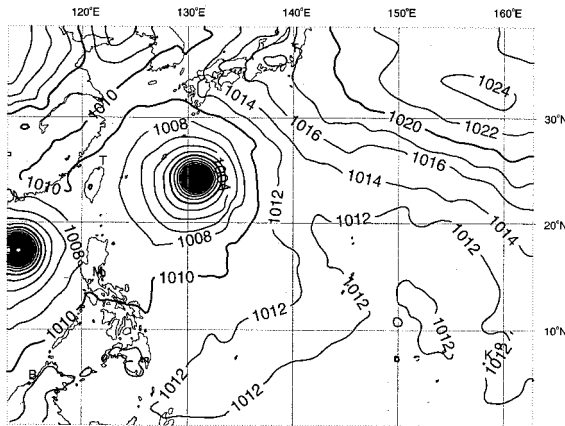


Abb. 34c DMJ1 72. Std.

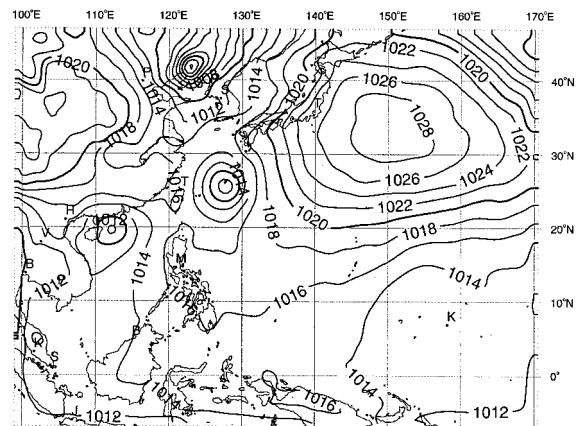


Abb. 34d EMJ2 72. Std.

des Europamodells mit CP (EMJj) und ohne CP (EMJ1) dargestellt und können miteinander verglichen werden. Man sieht die uneinheitliche Entwicklung der beiden Taifune: Bis zur 24 Std.-Vorhersage haben sich sowohl Taifun Flo als auch Taifun Ed in beiden Modellläufen nahezu gleich entwickelt. Danach verstärkt sich Taifun Ed, wie man es bei Abschaltung der Cumulus-Parameterisierung erwarten würde, in der EMJ1-Vorhersage weniger als in der EMJj-Vorhersage. Taifun Flo verstärkt sich hingegen in der Prognose ohne CP mehr als im EMJj-Kontrolllauf mit CP. Nach 72 Stunden erreicht der Kerndruck von Flo im EMJ1-Fall weniger als 979 hPa, was einen um etwa 10 hPa geringeren Luftdruck gegenüber dem EMJj-Fall darstellt. Dies liegt weitgehend an der konzentrierteren Ausregnung und damit an dem konzentrierteren Freiwerden von latenter Wärme nahe dem Taifunzentrum im EMJ1-Fall. Genaueres hierüber wird im Zusammenhang mit der Beschreibung der Niederschlagsverteilungen berichtet (Abschn. 10.8). Man beachte, daß in der EMJ1-Vorhersage die Druckfelder um die beiden Taifune häufig unrealistisch stark asymmetrisch sind. Auch dies könnte an den horizontal sehr abrupt einsetzenden, "synoptikskaligen" (vom Gitter aufgelösten) Regenfällen, die sich aufgrund des Ausschaltens der "konvektiven" (subskalig parameterisierten) Regenfälle im EMJ1-Fall ergeben, liegen (siehe Abschn. 10.8 und Abb. 35h; für Details über die Aufteilung in synoptikskaligen und konvektiven Regen siehe Kap. 2 und Abschn. 10.8).

Die Auswertung der beiden Vorhersageläufe des Deutschlandmodells mit CP (DMJj) und ohne CP (DMJ1) ergibt eine fast identische Vorhersage des Druckfeldes für Taifun Ed. Für Taifun Flo ergibt sich jedoch im Vergleich zum DMJj-Fall im DMJ1-Fall ein deutlich konzentrierteres Druckfeld (siehe Abb. 23c und Abb. 34c). Der erreichte, minimale Druck ist aber auch für Taifun Flo in beiden Fällen (DMJj und DMJ1) fast gleich. Dies liegt an den konzentrierteren, aber insgesamt fast gleich starken Niederschlägen (bzw. der entsprechenden Freiwerdung von latenter Wärme) im DMJ1-Fall gegenüber dem DMJj-Fall.

Als nächstes wurde gegenüber dem EMJj-Modellauf die Parameterisierung der vertikalen Diffusion von Wärme, Feuchte und Impuls (siehe Kap. 2 bzw. DWD, 1995) abgeschaltet (EMJ2-Fall). Die Wichtigkeit dieser Parameterisierung zeigt sich in der sofortigen, deutlichen Abschwächung der beiden Taifune. Auch der subtropische Rücken, der sich nordöstlich von Flo befand, wird ohne vertikale Diffusion nicht mehr gut vorhergesagt. Dieser Rücken geht von der lang-ausgestreckten Form des 14. Septembers in eine zu zentralsymmetrische Form über und zieht aufgrund der zu geringen, ablenkenden und blockierenden Wirkung des abgeschwächten Taifuns Flo im EMJ2-Fall zu weit Richtung Südwesten (Abb. 34d).

Bei abgeschalteter adiabatischer Normalmodeninitialisierung⁶ ist weder in den ersten Stunden der Vorhersage noch nach 72 Stunden ein merklicher Unterschied gegenüber der Vorhersage mit Initialisierung zu erkennen. Auch eine Vernachlässigung der Strahlung im Europa-/Deutschlandmodell wirkt sich auf die Entwicklung der Taifune nur wenig aus.

10.7 Aktualität der Startanalyse

Wie unterschiedlich das Vorhersageergebnis bei Verwendung verschieden aktueller Startanalysen sein kann, zeigt ein Vergleich der Vorhersagen ausgehend vom 13., 14. und 15. September 1990, 0000 UTC.

Der Vorhersagelauf, der erst am 15. September bei vollständiger Parameterisierung gestartet wurde, sagt im Vergleich zur Vorhersage ausgehend vom 14. September für den 17. sowohl einen schwächeren Taifun Flo als auch einen schwächeren Taifun Ed voraus (keine Abb.). Dies liegt im Falle von Flo wohl daran, daß die 24-stündige Vorhersage ausgehend vom 14. September einen stärkeren bzw. stärker entwickelten Taifun Flo prognostiziert als die Startanalyse vom 15. September ausweist. Im Falle von Ed wirkt sich die aktuellere Analyse in der Hinsicht positiv auf die Vorhersage aus, daß der zu tiefe Druck der 72-stündigen EMJj-Vorhersage vermieden wird. Auch die Vorhersage, die schon vom 13. September aus gestartet wurde, zeigt höhere Drücke als die vom 14. September ausgehende. Hierfür ist das schwache Ausgangsfeld verantwortlich. Auch die Zugbahnen weichen erheblich voneinander ab (85 km Abweichung gegenüber der Vorhersage ausgehend vom 14. Sept. bei der Vorhersage ausgehend vom 15. Sept., und sogar 400 km Abweichung bei

⁶ Die Initialisierung hat eine möglichst gute Adaption des Wind- und Massefeldes in der Ausgangsanalyse zum Ziel, um meteorologischen Lärm (unrealistisch starke, atmosphärische Störungen durch Gravitationswellen, etc.) zu verhindern, der sich wegen zu weniger Beobachtungsdaten oder auf Grund von Meßfehlern bei Modellvorhersagen aus einer reinen Beobachtungsanalyse entwickeln könnte. Mit Hilfe der "Normalmoden"-Initialisierung werden die Amplituden der hochfrequenten Oszillationen (meteorologischer Lärm) in der Analyse fast vollständig herausgefiltert und damit auch in den Vorhersagen weitgehend vermieden. Die Anpassung der Wind- und Massefelder erfolgt im EM/DM adiabatisch.

der Vorhersage ausgehend von der Analyse des 13. Sept., in welcher der Taifun noch sehr schwach ausgebildet gewesen ist.). Eine möglichst frühzeitige Erstellung der Ausgangsanalysen und eine möglichst schnelle und damit aktuelle Schätzwertvorhersage wäre also, zumindest in diesem Fall, für eine operationelle Vorhersage sehr wünschenswert gewesen.

10.8 Niederschlag

Eines der größten Probleme in der Modellierung von Wetterphänomenen ist die Vorhersage der Niederschlagsverteilung und der Niederschlagsmenge. Zum einen spielen sich die Regen produzierenden, physikalischen Prozesse wie Kondensation und Sublimation in der Regel im mikroskaligen Bereich ab und müssen daher auch in den hochauflösendsten Modellen parameterisiert werden; zum anderen ist auch (wie im Falle der tropischen Wirbelstürme) die richtige Vorhersage der Zugbahnen und Zuggeschwindigkeiten

Abb. 35 Niederschlagsverteilung (über 24 Std. gefallener Regen in mm bzw. 1m^{-2}). EM-Vorhersagen des konvektiven Regens ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. 9. 1990, 0000 UTC: (a) zwischen der 0. und 24. Std., (b) der 24. und 48. Std. und (c) der 48. und 72. Std.; (d) entspr. EM-Vorhersage des synoptikskaligen Regens zwischen der 48. und 72. Std.; entspr. DM-Vorhersage des konvektiven Regens zwischen der (e) 0. und 24. Std., (f) 24. und 48. Std. und (g) 48. und 72. Std.; (h) entspr. EM- und (i) DM-Vorhersage des (synoptikskaligen) Regens bei abgeschalteter Cumulus-Parameterisierung zwischen der 48. und 72. Std. Maximale und über das Modellgebiet gemittelte Niederschläge: (a) 195 mm bzw. 3,2 mm; (b) 191 mm, 4,2 mm; (c) 315 mm, 4,7 mm; (d) 139 mm, 0,4 mm; (e) 536 mm, 6,0 mm; (f) 308 mm, 7,9 mm; (g) 408 mm, 8,2 mm; (h) 714 mm, 4,4 mm; (i) 604 mm, 5,4 mm.

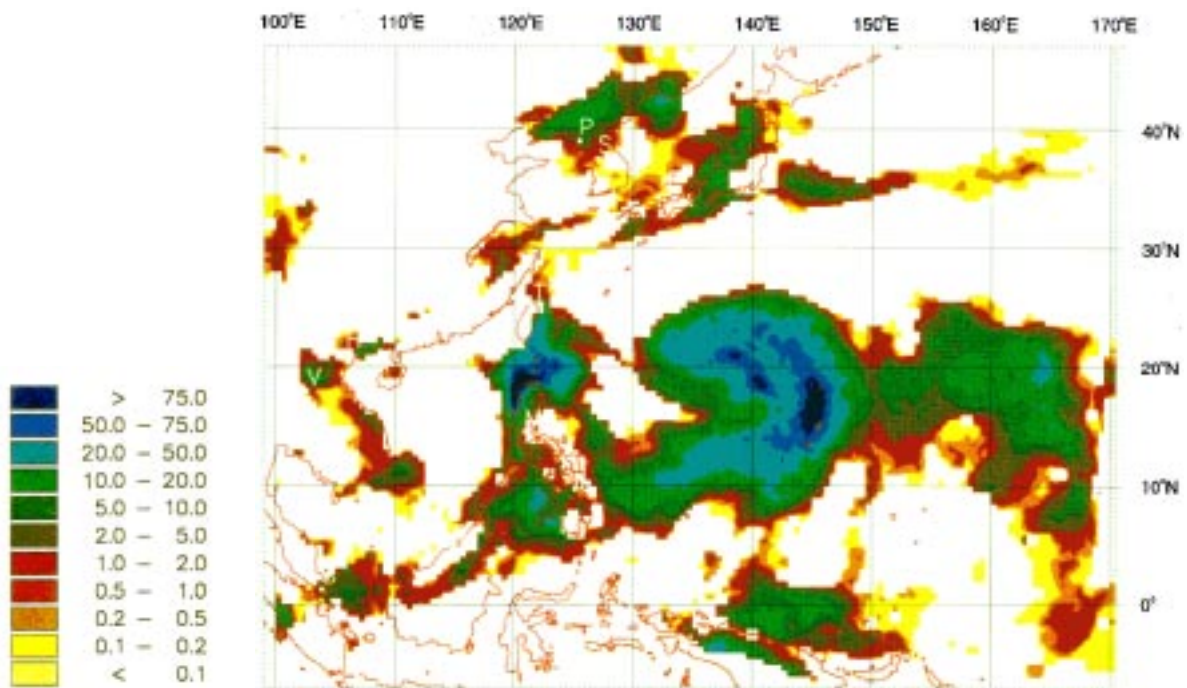


Abb. 35a

EM konvektiver Regen 0 – 24 Std.

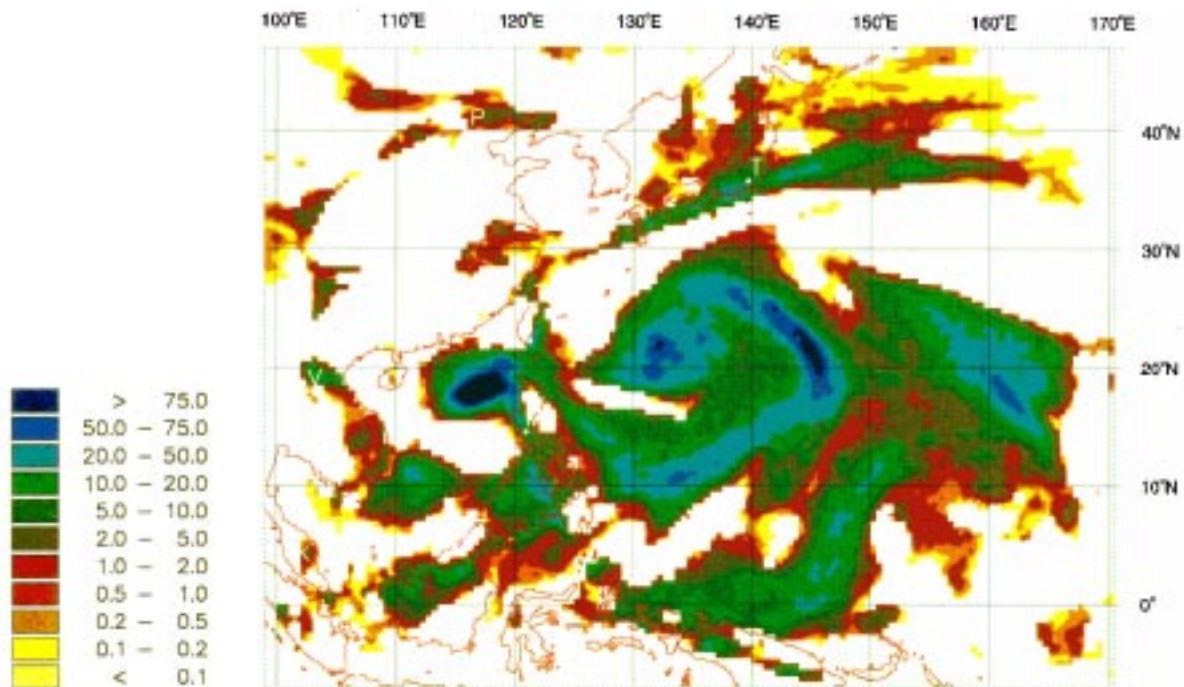


Abb. 35b

EM konvektiver Regen 24 - 48 Std.

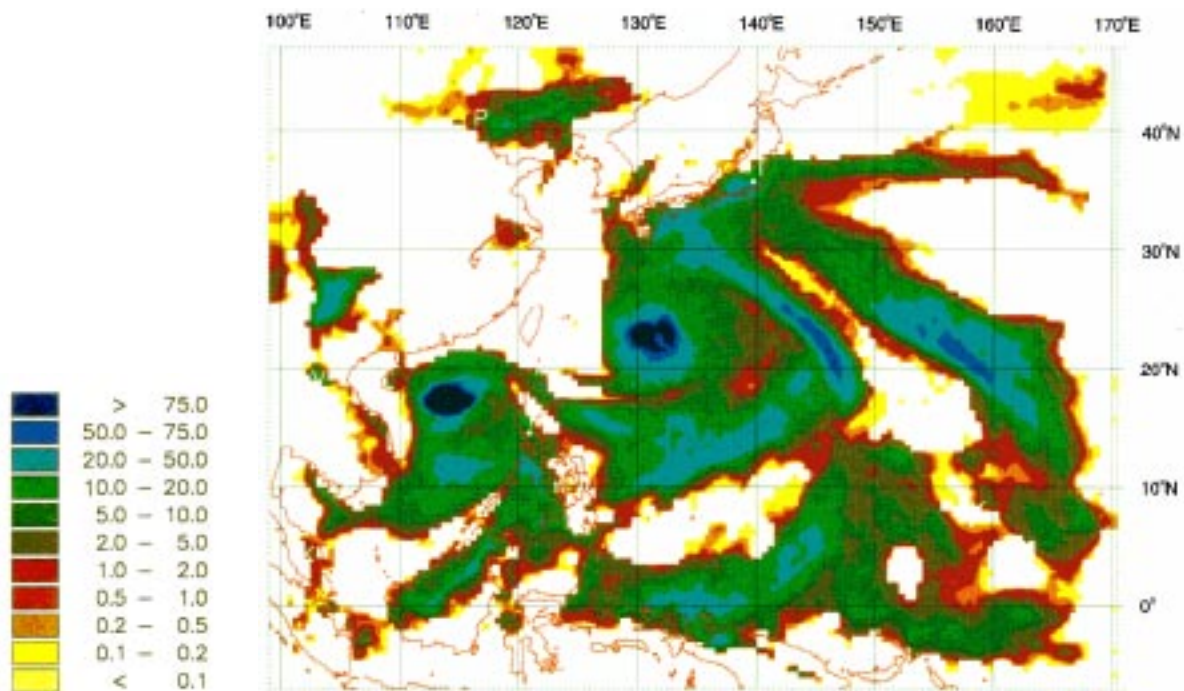


Abb. 35c

EM konvektiver Regen 48 - 72 Std.

wichtig. Wie genau dies für Taifun Flo gelungen ist wurde in Abschnitt 10.5 berichtet. In diesem Abschnitt sollen nun die Regengebiete, die mit Taifun Flo in Zusammenhang stehen, näher beschrieben werden.

In den Abb. 35a-c ist der "konvektive" Regen, d. h. der Regen, der durch die subskalige Cumuluskonvektion entsteht und der im EM/DM-Modell durch das Tiedtke-Parameterisierungsschema berechnet wird, dargestellt (für nähere Details über die Parameterisierung der Niederschläge siehe die Erläuterungen in Kap. 2 oder DWD, 1995). Es sind jeweils die in 24 Stunden aufsummierten Regenmengen angegeben. Deutlich erkennt man den starken Niederschlag in der Kernzone des Taifuns und das lange Regenband, das sich vom Nordosten des Wirbels bis in den Südwesten um den Kern herum schlängelt. Ein zweites Regenband befindet sich in einem etwa doppelt so großen Abstand vom Wirbelzentrum. Die beiden Starkregenzentren befinden sich dabei im Osten und im Südosten von Flo; also wie meistens bei tropischen Zyklonen im rechten Kreissegment bezüglich der Zugrichtung (Elsberry, 1995; S. 265). Die Regenbänder entfernen sich in dem untersuchten Zeitraum etwas vom Zentrum des Taifuns. Auch dies ist in der Entwicklungsphase eines tropischen Zyklons oft zu beobachten und entspricht dem tatsächlichen Verhalten der Regenbänder von Flo.

Westlich dieser Regengebiete zeichnet sich das Regengebiet im Zentrum des Taifuns Ed ab. Südlich von diesem Taifun sind ebenso zwischen der 48. und der 72. Stunde zwei bandförmige Regengebiete zu erkennen.

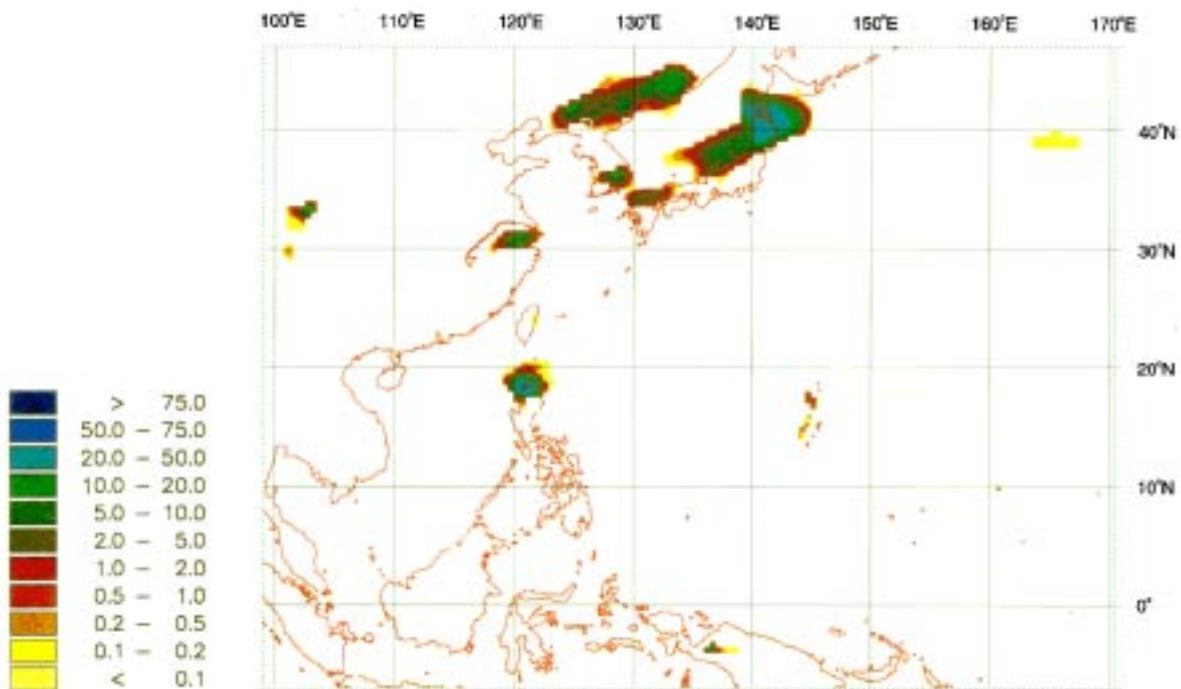


Abb. 35d

EM synoptiskaliger Regen 48 - 72 Std.

Abbildung 35d zeigt den "synoptikskaligen" Regen, der im Modell bei gitterskaliger Sättigung der Luft mit Wasserdampf aus gitterskaligen (stratiformen) Wolken ausfällt (siehe erneut Kap. 2 oder DWD, 1995). Wie man aus dieser Abbildung ersehen kann, ist in den Taifungebieten fast der gesamte Regen auf Cumuluskonvektion zurückzuführen. Auch in der realen Atmosphäre der Tropen sind die Starkregenfälle vorwiegend konvektiven Ursprungs (Elsberry, 1995; S. 263). Auch in den Modellrechnungen von Baik et al. (1990a, b) mit einem achsensymmetrischen, hydrostatischen Modell ergab sich der Niederschlag in der frühen Entwicklungsphase des Modelltaifuns vornehmlich aus der subskaligen Konvektionsparameterisierung. Erst im Reifestadium des Modelltaifuns und bei einer Gitterauflösung von 40 km oder weniger waren die Niederschlagsprozesse vornehmlich auf die gitterskalige Parameterisierung zurückzuführen. Ohne subskalige Konvektionsparameterisierung entwickelte sich der Modelltaifun von Baik et al. nur bei einer Gitterauflösung von 40 km oder weniger und wurde nicht so stark wie mit subskaliger Konvektionsparameterisierung. Bei der hier durchgeführten Modellierung zeigen sich nur in der Nähe von Japan und über Ostasien synoptikskalige Regengebiete. Sie könnten orographischen Ursprungs sein oder mit dem Tief nördlich der beiden Taifune in Zusammenhang stehen. Öfters entstehen nämlich stärkere Regenfälle auf der Vorderseite eines Trogs der Westwindzone nördlich eines Taifuns, der feuchtwarme Luft aus dem Süden herantransportiert (remote heavy rains; Elsberry, 1995, S.264).

Der maximale Regen, den Taifun Flo in seinem Zentrum produzierte, lag beim EM bei 315 mm innerhalb von 24 Stunden und beim DM bei 535 mm (siehe Abb. 35c und e).

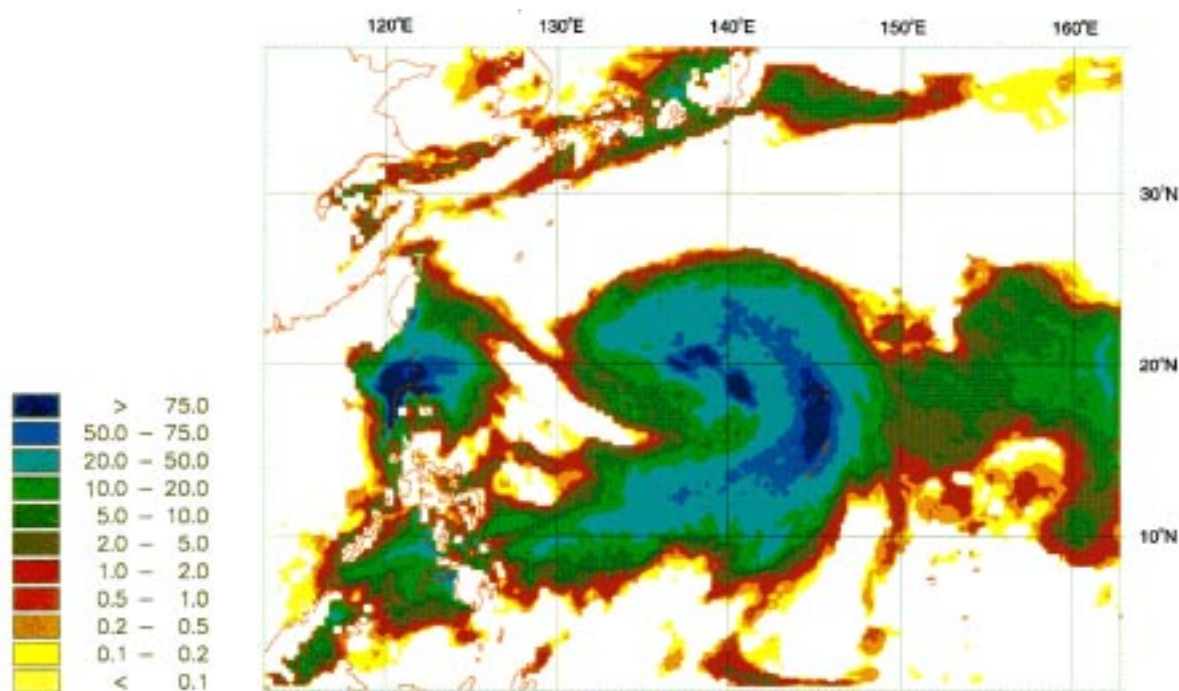


Abb. 35e

DM konvektiver Regen 0 - 24 Std.

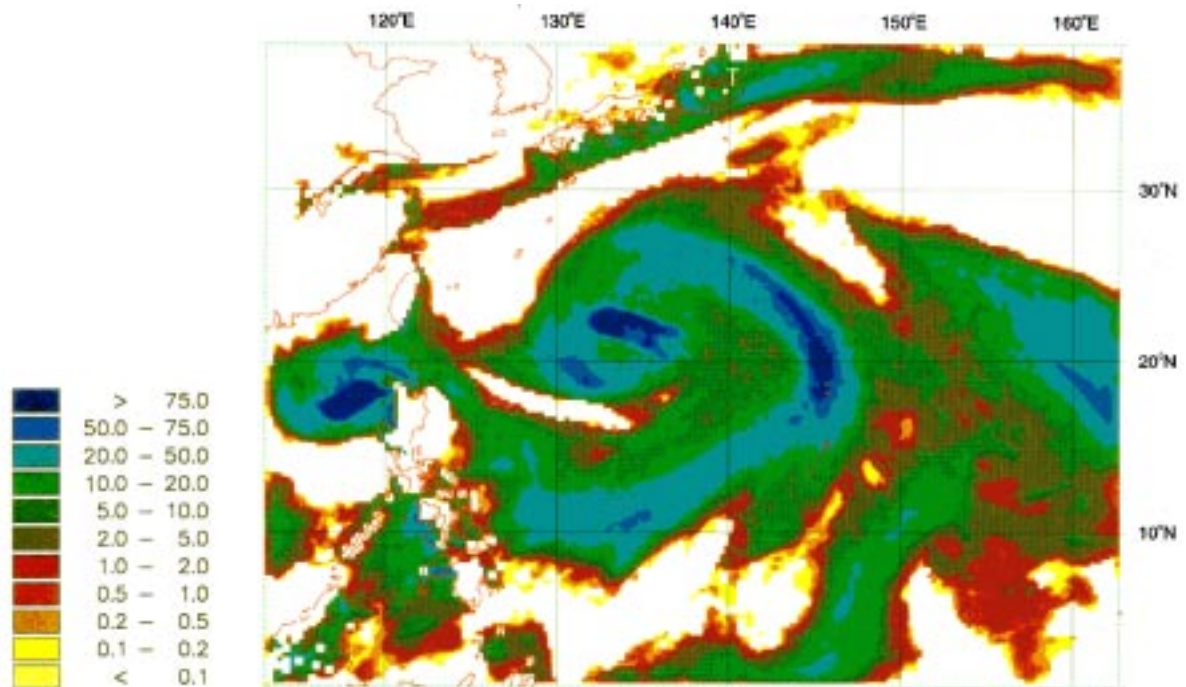


Abb. 35f

DM konvektiver Regen 24 - 48 Std.

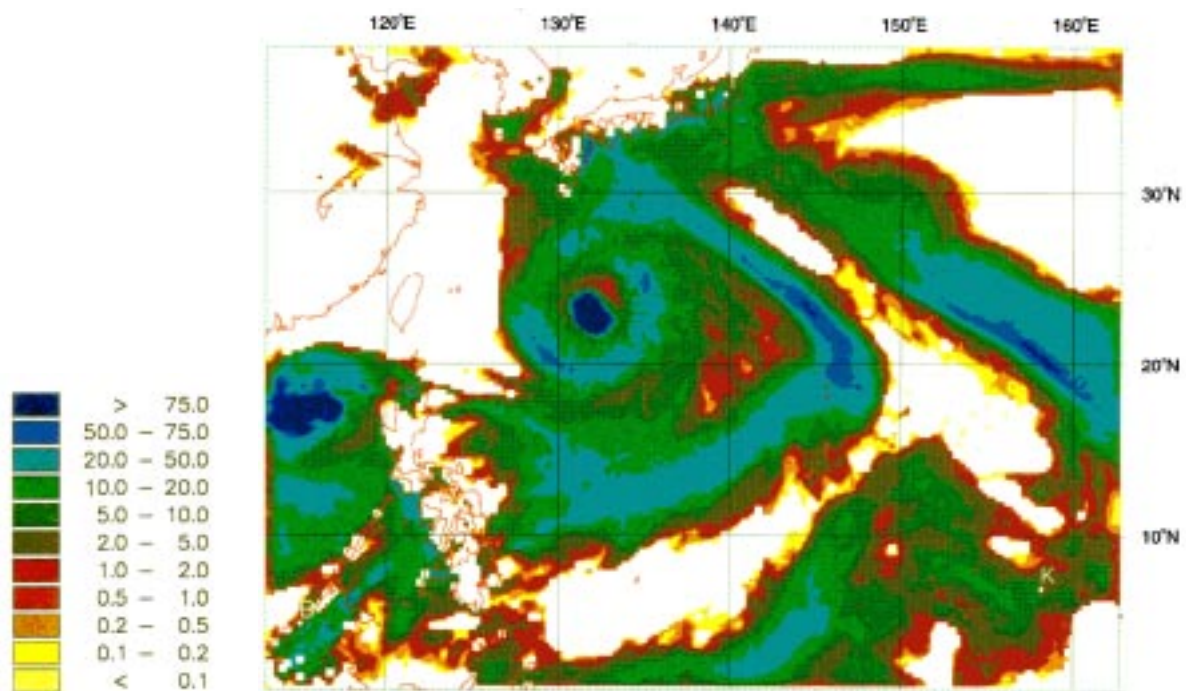


Abb. 35g

DM konvektiver Regen 48 - 72 Std.

Zum Vergleich: Taifun Gloria (1963) sorgte für Rekordregenfälle von 1248 mm in 24 Stunden als er vor Taiwan stagnierte, und Taifun Nina (1975) brachte es auf beachtliche 1060 mm innerhalb von 24 Stunden. Küstenlinien, bergiges Gelände und geringe Verlagerungsgeschwindigkeiten halfen in diesen Fällen jedoch mit.

Die Verteilung der Regengebiete im DM ist im Außenbereich des Taifuns sehr ähnlich zu der im EM (Abb. 35a-c, e-f). Im zentralen Bereich entwickelt das feinmaschigere DM eine zusätzliche Ringstruktur, die jedoch etwas zu groß für eine Augenwand ist. Die maximalen Regenfälle sind im DM um einiges stärker als im weitermaschigen EM. Gerade die Vorhersage des Regens im Kerngebiet erfordert also eine hohe Modellauflösung. Über das gesamte Taifungebiet gemittelt ist im DM jedoch nicht viel mehr Regen ausgefallen wie im EM. Der modellmäßige, synoptiskalige Regen im Taifungebiet spielt auch im DM keine Rolle. Beide Modelle haben ein gutes Vorhersagevermögen für Niederschläge in den äußeren Regenbändern und (insbesondere das DM) in den Zentren der Taifune.

Zur Untersuchung des Einflusses der Cumuluskonvektion auf die Taifunentwicklung wurde im Modell wie oben erwähnt die Parameterisierung dieses physikalischen Prozesses abgeschaltet. Dies zwingt das Modell dazu, den gesamten Regen im skaligen Bereich ausfallen zu lassen. Wie man aus den Abb. 35h und 35i erkennt, erfolgt dies im EM wie im DM ohne CP wesentlich konzentrierter als mit CP. Die maximalen Regenfälle sind dafür ohne CP deutlich höher als mit CP. Daher sind vor allem zu den späteren Zeit-

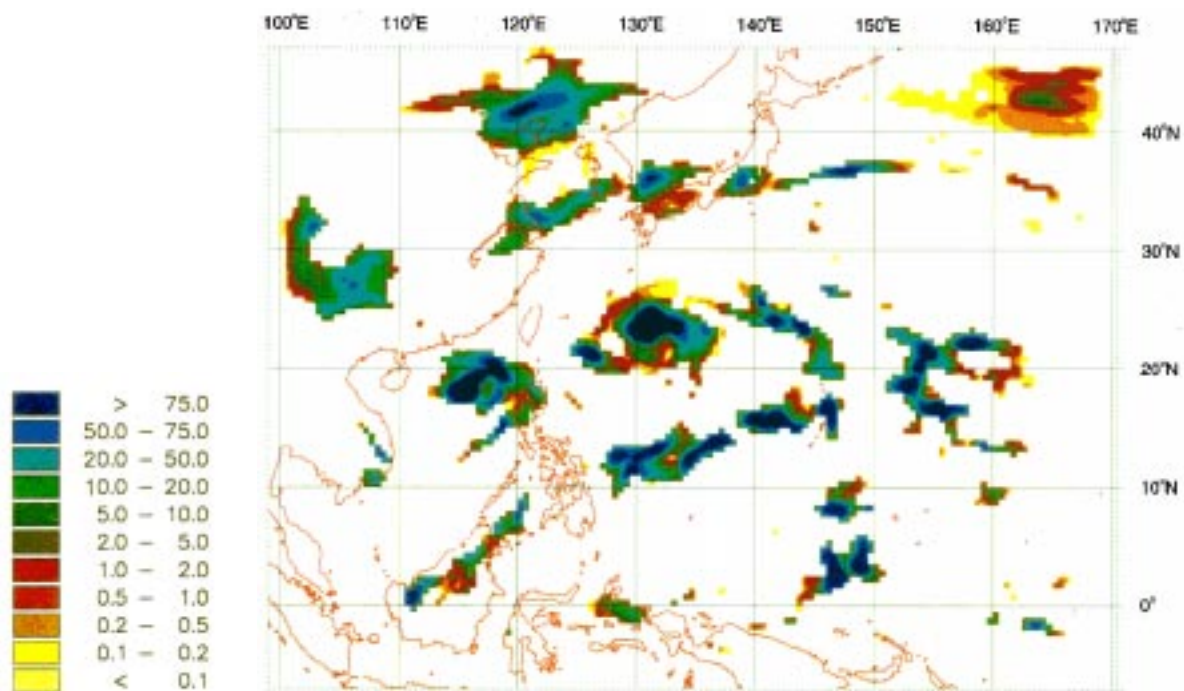


Abb. 35h

EM (synoptiskaliger) Regen ohne CP 48 - 72 Std.

schritten hin in beiden Fällen die über das Modellgebiet gemittelten Niederschläge nahezu gleich groß. Am Anfang der Integration muß ohne CP erst gitterskalige Sättigung erreicht werden um Niederschlag ausfallen zu lassen. Mit CP ist dies hingegen nicht unbedingt notwendig. In den ersten 24 Stunden führt dieses meist spätere Erreichen der Sättigung zu etwas geringeren Gesamtniederschlägen als mit CP. Fast kein Regen fällt bei Weglassen der CP außerhalb der Kernzonen der Taifune und außerhalb der Regenbänder, die ohne die CP eine wesentlich schmalere Form annehmen. Die Positionen der Starkregengebiete verschieben sich jedoch durch die Verwendung bzw. Nichtverwendung der CP kaum. Der Übergang von keinem Regen zu sehr starkem Regen ist ohne CP oft sehr abrupt. Dies zeigt, daß wie zu erwarten die Gitterauflösung weder im EM noch im DM groß genug ist um die Wolkenprozesse explizit auflösen zu können. Das konzentrierte Ausregnen nahe der Taifunzentren und die damit einhergehende starke Freisetzung latenter Wärme könnte zu der gleich starken oder sogar stärkeren Entwicklung der Taifune Flo und Ed trotz Weglassen der CP geführt haben. Die abrupten Übergänge von Regen- zu regenlosen Gebieten könnten die Ursache für die größeren Asymmetrien bei Abschaltung der Cumulus-Parameterisierung sein (siehe Abb. 34a).“

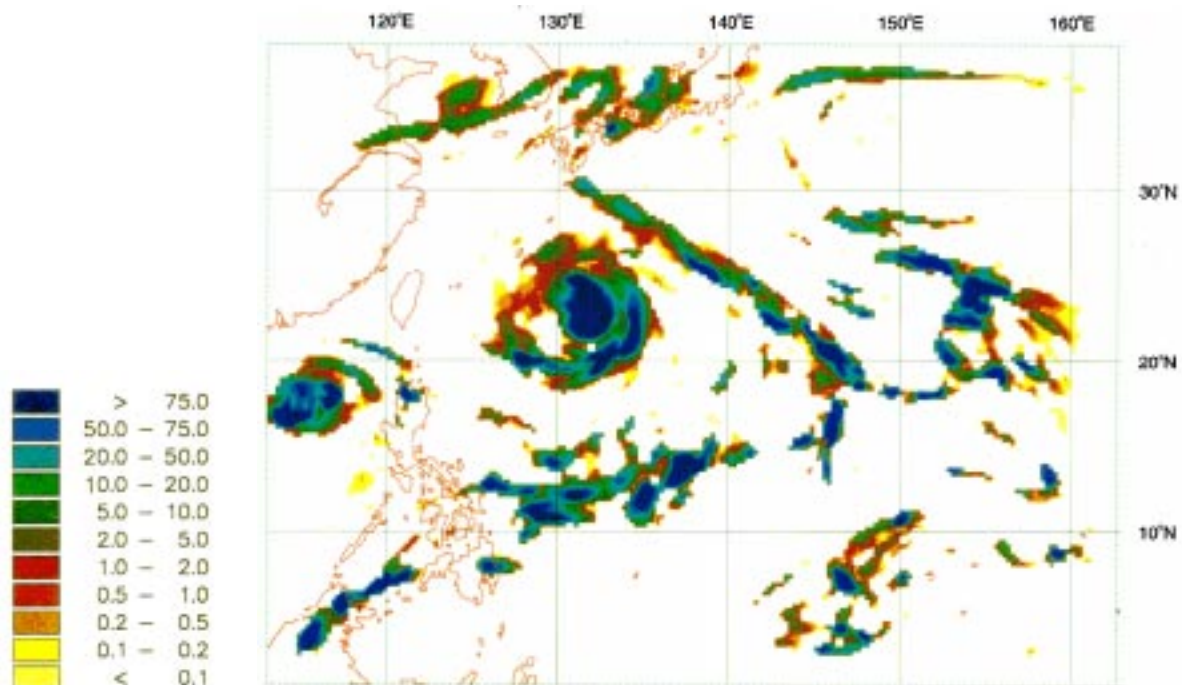


Abb. 35i

DM (synoptiskaliger) Regen ohne CP 48 - 72 Std.

11. Phase II des COMPARE-Experiments: Modellläufe mit GFDL-Keimzelle

Wie in Hell (1998b) beschrieben, „wurden in der zweiten Phase des COMPARE-Experiments die Prognosen mit einer weiteren Taifunkeimzelle (neben der vom JMA) ausgewertet. Diese Keimzelle wurde am GFDL von Kurihara et al. (1993; siehe auch Bender et al., 1993; bzw. Kap. 2) entwickelt und dem hier untersuchten Taifun angepaßt. Während die am JMA erstellte Keimzelle für das Gitter des Globalmodells mit einem Gitterabstand von $2,5^\circ$ ausgelegt war, wurde die GFDL-Keimzelle für das hochauflösende Gitter eines Regionalmodells mit einem Gitterabstand von $1,0^\circ$ für das EM bzw. $1/6^\circ$ für das DM an die beobachteten Taifunparameter angepaßt. Vom Gitter des Regionalmodells wurde jeweils auf das Gitter des Europa- bzw. Deutschlandmodells interpoliert und Modellrechnungen mit diesen Ausgangsfeldern wurden durchgeführt. Aufgrund der GFDL-Keimzellen hatte der Taifun Flo in der EM-Ausgangsanalyse einen Kerndruck von $p_c = 987$ hPa, eine maximale Tangentialgeschwindigkeit von $v_{\max} = 24$ ms^{-1} und einen Radius des maximalen Windes von $r_{\max} = 225$ km. In der DM-Ausgangsanalyse ergaben sich die Werte $p_c = 985$ hPa, $v_{\max} = 26$ ms^{-1} und $r_{\max} = 90$ km. In Kapitel 10, in dem über die erste Phase des Taifunexperiments berichtet wurde, wurden bereits jene Modellrechnungen beschrieben, die auf den JMA-Analysen mit JMA-Keimzelle basierten. Nun sollen die Modellrechnungen aus Phase I mit jenen ausgehend von den JMA- und NCEP-Analysen mit GFDL-Keimzelle verglichen werden.

Abb. 36 72 Std.-Vorhersagen des Luftdrucks auf Meeresebene ausgehend von Analysen vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzten GFDL-Keimzellen (Linienabstände 2 hPa): (a) EM- und (b) DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse; (c) EM- und (d) DM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse. Kerndrücke von Flo: (a) 947 hPa, (b) 933 hPa, (c) 958 hPa, (d) 878 hPa.

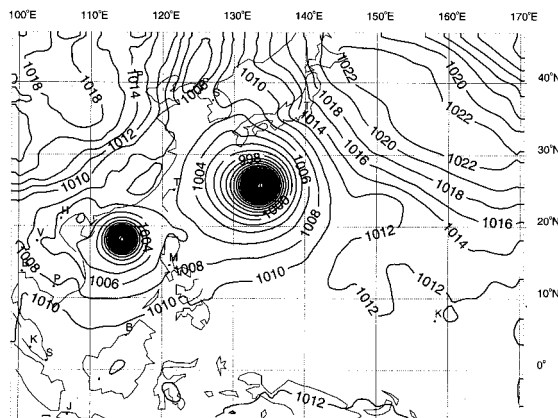


Abb. 36a EMJg 72. Std.

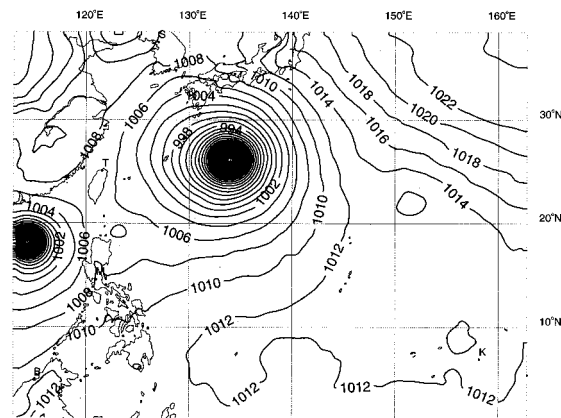


Abb. 36b DMJg 72. Std.

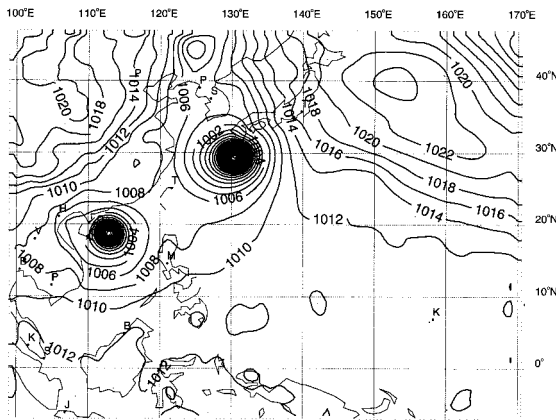


Abb. 36c EMNg 72. Std.

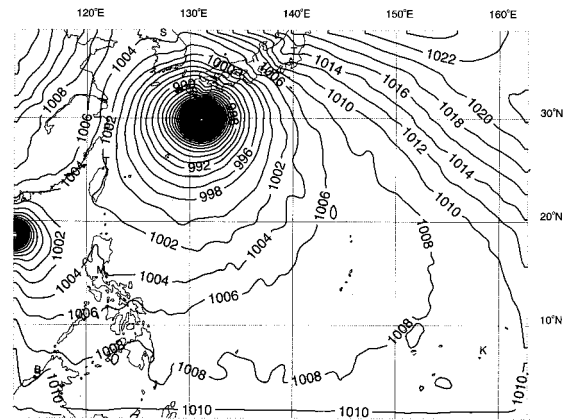


Abb. 36d DMNg 72. Std.

11.1 Kerndruck

In den Abbildungen 36a-d sind die Vorhersagefelder des Luftdrucks auf Meeresebene ausgehend von den Analysen des JMA und des NCEP mit eingebetteter GFDL-Keimzelle dargestellt. Sie wurden sowohl mit dem Europamodell als auch mit dem Deutschlandmodell errechnet (EMJg und DMJg = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse mit GFDL-Keimzelle; EMNg und DMNg = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse mit GFDL-Keimzelle; siehe auch die Tabelle mit den Akronymen der Modellläufe und Analysen auf S. 163).

Die Ausgangsanalysen mit JMA-Keimzelle weisen aufgrund des groben Gitters des globalen JMA-Analysemodells einen zu hohen Kerndruck gegenüber dem vor Ort gemessenen Druck von 990 hPa aus (siehe Abb. 21a). Die Ausgangsanalysen mit GFDL-Keimzelle, die in diesem Projektteil Verwendung finden, geben hingegen Kerndrücke wieder, die sehr nahe an dem tatsächlich vor Ort beobachteten Druck liegen. Außerhalb der 1008 hPa-Isobare, welche die beiden Taifune Flo und Ed umschließt, ist das Druckfeld der Analysen trotz der beiden Keimzellentypen nahezu unverändert. Innerhalb dieser 1008 hPa-Isobare sind die Isobaren der JMA- und NCEP-Analysen mit GFDL-Keimzelle jedoch gegenüber jenen mit JMA-Keimzelle deutlich nach außen verschoben und weisen dort eine stärkere Drängung auf. Aufgrund der niedrigeren Anfangsdrücke der Analysen mit GFDL-Keimzellen und den dementsprechend stärkeren Winden und latenten Flüssen erzielen die Modellläufe mit GFDL-Keimzellen in den Ausgangsanalysen jeweils niedrigere, minimale Kerndrücke als die entsprechenden Modellläufe mit JMA-Keimzellen in den Ausgangsanalysen. So lieferte z. B. die EMJj-Vorhersage einen minimalen Kerndruck von 986 hPa im Vergleich zu 947 hPa bei der EMJg-Vorhersage, und die DMJj-Vorhersage einen minimalen Kerndruck von 955 hPa gegenüber 929 hPa bei der DMJg-Vorhersage.

Der zeitliche Verlauf der Eintiefung von Taifun Flo ist in den Abbildungen 37a (6 stündig) und 32b, c (24 stündig) dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt jeweils den Kerndruck aus den Best-Track-Daten an. Wie man aus Abb. 37a erkennt tieft sich der reale Taifun Flo bis zum 15. September 1200 UTC mit einem nahezu gleichbleibenden Wert von 20 hPa pro Tag ein. In den nächsten 24 Stunden beträgt die Eintiefungsrate sogar 55 hPa pro Tag. Weitere 12 Stunden später erreicht Flo seinen tiefsten Kerndruck von 890 hPa und kann somit als Supertaifun bezeichnet werden. Der EMJg-Modellauf des Europamodells spiegelt die anfängliche Eintiefungsrate von 20 hPa pro Tag sehr gut wieder. Nach 36 Stunden jedoch kann das Modell den rapiden Druckfall nicht nachvollziehen und erreicht mit nur wenig veränderter Eintiefungsrate einen minimalen Druck von 947 hPa. Das Deutschlandmodell hingegen liefert in den ersten 36 Stunden eine zu schnelle Eintiefung (38 hPa/24 h); danach bleibt der Kerndruck auf dem zu hohen Niveau von etwa 930 hPa stehen. In der Abb. 37b sind zusätzlich die Kerndrücke der Modellrechnungen initialisiert mit den NCEP-Analysen und der GFDL-Keimzelle dargestellt. Die EM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse prognostiziert durchweg höhere Kerndrücke als die EM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse. Bei der DM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse ergeben sich aber auch niedrigere Kerndrücke als für Flo im Best-Track-Datensatz offiziell gemeldet wurden. Bereits nach 48 Stunden ist nahezu der minimale Druck von 878 hPa erreicht, obwohl der Ausgangsdruck höher als der Best-Track-Druck war und die anfängliche Eintiefung (in den ersten 24 Stunden) geringer war als im DM-Lauf ausgehend von der JMA-Analyse. Diese übermäßige Eintiefung scheint mit der starken Erwärmung im inneren Bereich des Taifuns in Zusammenhang zu stehen, die für einen zu warmen Kern und für eine zu starke zyklonale Zirkulation bis in große Höhen gesorgt hat.

Abb. 37 Zeit-Druck-Diagramme des Kerndrucks von Flo (EMJg und DMJg = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse mit GFDL-Keimzelle; EMNg und DMNg = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse mit GFDL-Keimzelle; Best = offizielle Kerndruckdaten [Best Track Data nach Nagata (1997)]; EMNa und EMJa = NCEP- bzw. JMA-Analyse; EMJj und DMJj = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse mit JMA-Keimzelle). Auswertung: (a) 6 stündig; (b) und (c) 24 stündig. An der Abszisse ist die Vorhersagezeit bzw. der Analysezeitpunkt in Stunden nach dem 14. September 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate der Kerndruck in hPa.

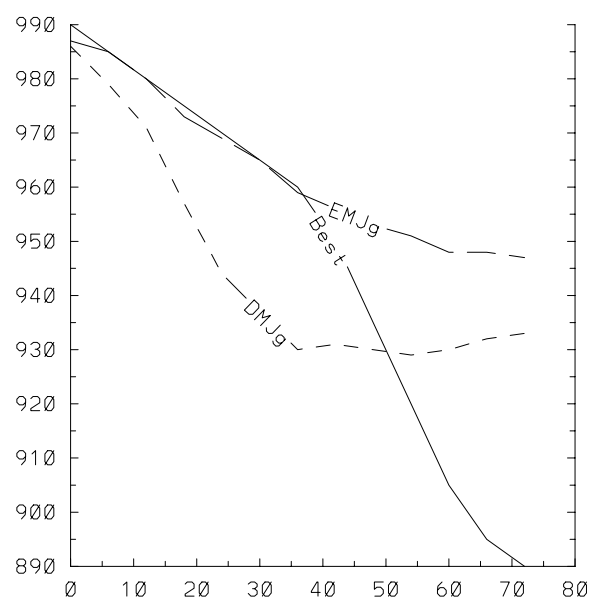


Abb. 37a

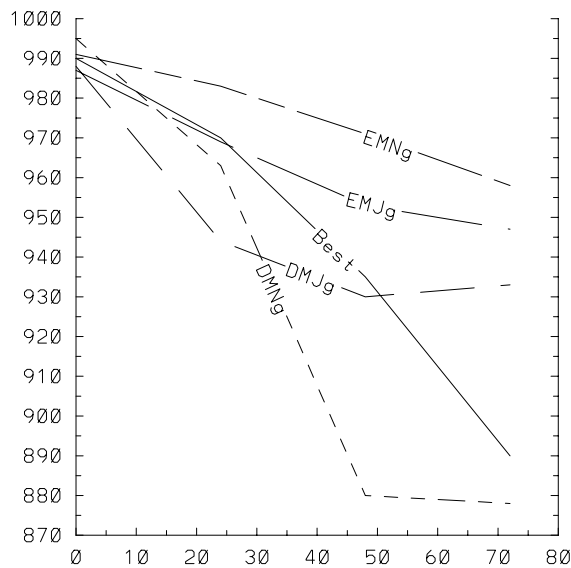


Abb. 37b

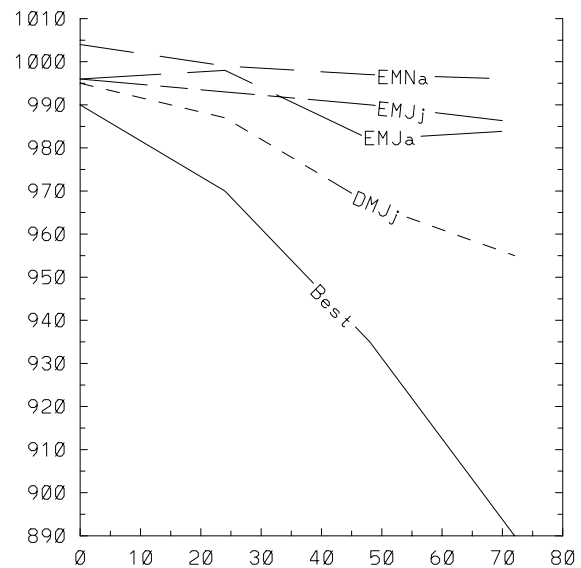


Abb. 37c

Zum Vergleich sind in Abb. 37c die Kerndrücke der JMA- und der NCEP-Analyse und die Kerndrücke der EM- und der DM-Vorhersage mit JMA-Keimzelle dargestellt, die in der ersten Phase des Projekts genauer untersucht worden sind. Sie zeigen die deutlich geringere Eintiefung der Vorhersagen mit JMA-Keimzelle, der für das größere JMA-Globalmodell ausgelegt wurde. Der zeitliche Verlauf der Taifunintensität gemessen am Kerndruck ist aber bei der DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse mit JMA-Keimzelle am besten vorhergesagt. In dieser Vorhersage findet wie in Wirklichkeit eine zweite, verstärkte Eintiefungsphase nach dem 15. September 1200 UTC bzw. nach 36 Stunden statt. Auch die DMNg-Vorhersage (Abb. 37b) hat eine zweite, etwas verstärkte Eintiefungsphase. Jedoch ist die Eintiefungsrate in der ersten und in der zweiten Phase deutlich zu hoch und führt zu den unrealistisch niedrigen Drücken unter 880 hPa. Die DMJg-Vorhersage hat dagegen die stärkste Eintiefung von Flo in den ersten Stunden der Modellierung. In den übrigen Vorhersagen sind die Eintiefungsraten über den gesamten Vorhersagezeitraum hinweg gleichmäßig gering und erreichen längst nicht die niedrigen Drücke des Supertaifun Flo.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Intensitätsvorhersage mit operationellen Mehrschichtmodellen selbst bei gleichen Modellen und nur wenig veränderten Anfangsbedingungen noch eine große Schwankungsbreite besitzt. Sowohl die innere Struktur des Wirbels (wiedergegeben durch die eingepflanzte Keimzelle) als auch die Umgebungsverhältnisse haben einen großen Einfluß auf die Intensitätsentwicklung eines Modelltaifuns. Entsprechend der WISHE-Theorie können kleine Veränderungen in den Wärme- und Feuchteflüssen vom Ozean in die Atmosphäre entscheidend für die Stärke und den Zeitpunkt einer Taifunentwicklung sein (Emanuel, 1986; Rotunno und Emanuel, 1987, Emanuel et al.,

1994). Da die GFDL-Keimzelle und die JMA-Keimzelle nicht speziell für das EM- und das DM-Modell angepaßt worden sind (d. h. nicht eigens auf den Gitterabstand im EM bzw. DM abgestimmt worden sind und bei der dynamischen Erzeugung der (GFDL-) Keimzelle nicht die gleichen physikalischen Parameterisierungen wie im EM bzw. DM verwendet wurden), könnten die Ausgangsfelder mit den Taifunkeimzellen nicht ganz ideal für das EM bzw. DM gewesen sein. Bei der Interpolation der Ausgangsfelder auf das EM- bzw. DM-Gitter könnten die Analysen außerdem etwas verfälscht worden sein. Kleine Fehler bei der Initialisierung könnten sich somit in den Modellrechnungen verstärkt haben und für die uneinheitliche Entwicklung der Vorhersagen gesorgt haben. Eine spezielle für das EM bzw. DM angepaßte Keimzelle ist daher für künftige Rechnungen sehr zu empfehlen.

11.2 Obere Troposphäre

Als nächstes soll untersucht werden, in wie weit sich die Einbettung einer Taifunkeimzelle auf die obere Troposphäre auswirkt. (Sowohl die GFDL- als auch die JMA-Keimzelle reicht bis in diesen Troposphärenbereich hinauf.) In den Abbildungen 38a und b sind die 72 Std.-Vorhersagen für das 200 hPa-Niveau mit GFDL-Keimzelle dargestellt. Man erkennt, wie sich das Geopotential direkt über dem Zentrum in den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle stärker eintieft als in den Vorhersagen mit JMA-Keimzelle (Abb. 24a-c), und als in den JMA- und NCEP-Analysen (Abb. 22a-e) ermittelt. Dies liegt an der im GFDL-Fall nach oben weiter ausgedehnten zyklonalen Zirkulation im Wirbelzentrum. Man vergleiche hierzu die 200 hPa-Windvektoren der 24 Std.-EM-Vorhersage mit GFDL-Keimzelle (Abb. 39a) mit jenen der JMA-Analyse (Abb. 39b). Außerhalb dieses zyklonalen Kernbereichs befindet sich die antizyklonale Ausflußströmung, die sich in dem erhöhten Geopotential um das Wirbelzentrum herum äußert. Besonders im Nordosten des Taifuns Flo ist das erhöhte

Abb. 38 72 Std.-EM-Vorhersagen des Geopotentials für das 200 hPa-Niveau ausgehend von der (a) JMA- und (b) NCEP-Analyse vom 14. 9. 1990, 0000 UTC, mit GFDL-Keimzellen (Linienabstände jeweils 20 gpm).

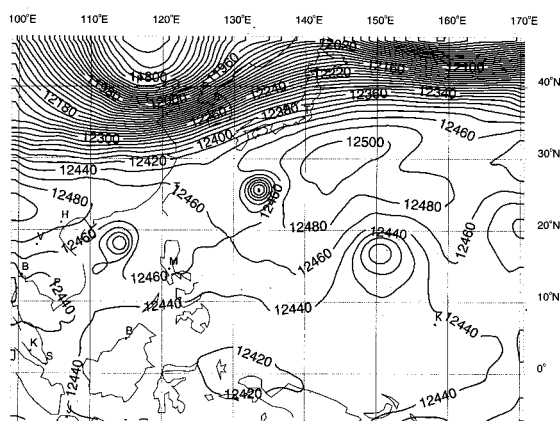


Abb. 38a EMJg 72. Std.

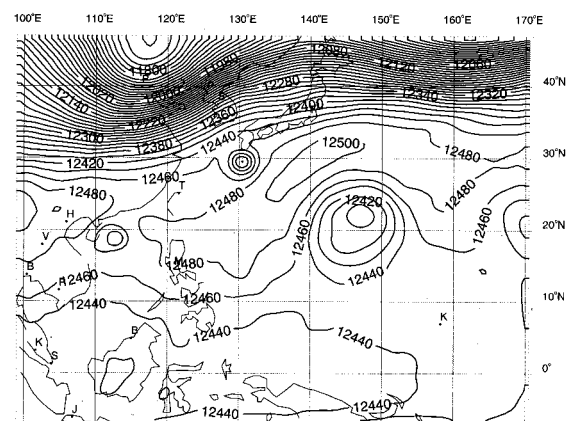


Abb. 38b EMNg 72. Std.

Abb. 39 Windvektoren auf dem 200 hPa-Niveau gültig für den 15. September 1990, 0000 UTC; (a) EM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC, mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle; (b) JMA-Analyse. Vektoren im Abstand von einem Grad in Nordsüd- und Westostrichtung (bzw. an jedem zweiten Gitterpunkt).

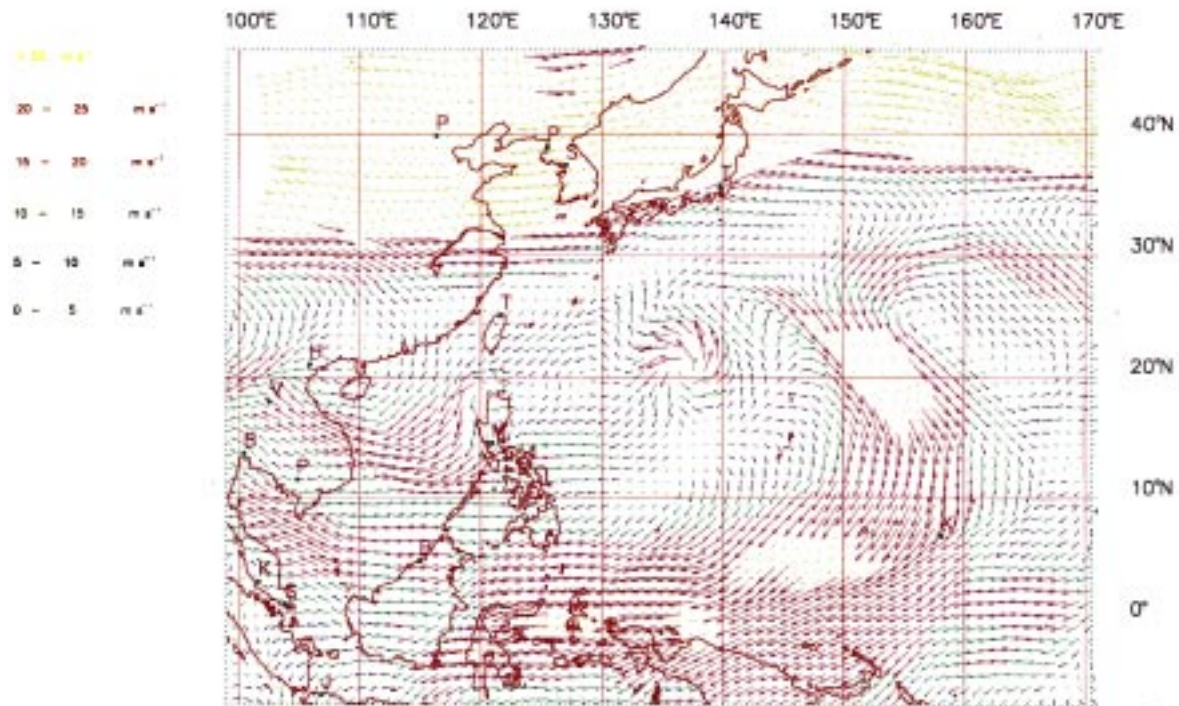


Abb. 39a

Geopotential sowohl in der Analyse als auch in der Vorhersage gut zu erkennen. Nach 72 Stunden entwickelt sich in der Vorhersage aus dem Nordostteil des erhöhten Geopotentials eine geschlossene, antizyklonale Zirkulation, die sich wechselseitig mit der Ausflußströmung im Nordosten des Taifun verstärkt.

Die TUTT-Zelle, die sich von Osten her dem Taifun Flo näherte, hat sich entgegen der Beobachtung in den EM- und DM-Vorhersagen mit JMA-Keimzelle ab der 24 Std.-Prognose deutlich abgeschwächt. In den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle ist dies jedoch nicht der Fall. Trotz der verhältnismäßig großen Entfernung von etwa 2000 km scheinen daher die TUTT-Zelle und der Taifun Flo in positiver Weise für beide Störungen miteinander wechselzuwirken. Die starke antizyklonale Ausflußströmung, die gerade in der Vorhersage mit GFDL-Keimzelle besonders kräftig ist, hat in Wirklichkeit wie in der GFDL-Keimzellen-Vorhersage die zyklonale Zirkulation der TUTT-Zelle verstärkt, und die zyklonale Zirkulation der TUTT-Zelle hat ihrerseits die Ausflußströmung Richtung Süden und damit den Taifun Flo verstärkt. Die starken Winde Richtung Süden zwischen TUTT-Zelle und Taifun Flo sind in den Darstellungen der Windvektoren (Abb. 39a, b) gut zu erkennen. Die Winde im Zusammenhang mit der TUTT-Zelle und den beiden Taifunen Flo und Ed sind in den GFDL-Keimzellen-Vorhersagen merklich ausgeprägter als in den JMA-

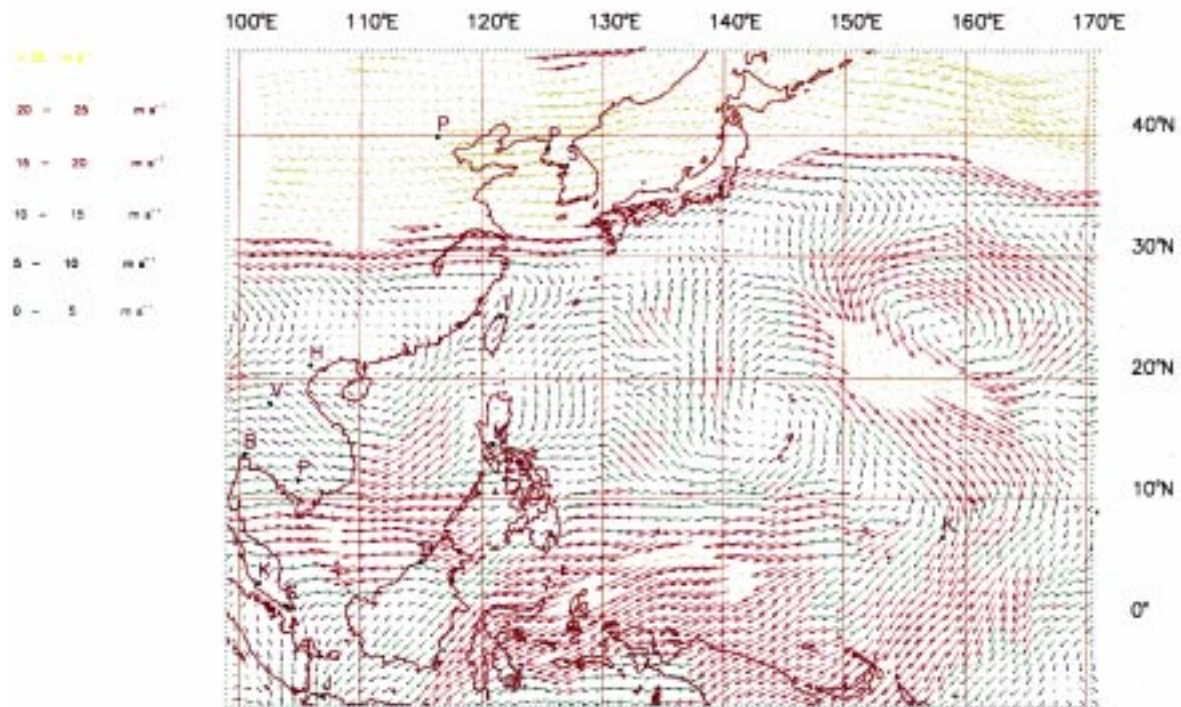


Abb. 39b

Keimzellen-Vorhersagen und den NCEP- und JMA-Analysen. Im GFDL-Keimzellenmodellierten Taifun Flo erreichte die zyklonale Kernzirkulation Windgeschwindigkeiten von über 30 ms^{-1} . Man beachte, daß demgegenüber die Winde im 850 hPa-Niveau auch "nur" Spitzengeschwindigkeiten von knapp über 45 ms^{-1} erreichten. Diese zu starke zyklonale Zirkulation bis in große Höhen ist mit der zu starken und zu schnellen Eintiefung von Flo in den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle verbunden. Der vertikale Austausch zwischen den oberen und unteren Schichten durch subskaligen Transport von Impuls (Konvektion) ist zumindest in diesem Fall im EM und DM etwas zu kräftig parameterisiert.

11.3 Einfluß der Asymmetrien in der oberen Troposphäre auf die Intensität

Als nächstes soll mit Hilfe der Tangentialwindgleichung (21) untersucht werden, wie gut die Auswirkungen der großskaligen und der subskaligen Asymmetrien der Höhenströmung in den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle im Vergleich zu den Vorhersagen mit JMA-Keimzelle und im Vergleich zu den Analysen reproduziert werden. Ein besonderes Augenmerk soll dabei auf dem Einfluß der TUTT-Zelle gelegt werden.

11.3.1 Der Fluß der absoluten Vorticity durch Eddies

In den Abb. 40a und b sind die EM- bzw. DM-Vorhersagen des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies im 345 K-Niveau ausgehend von den JMA-Analysen vom 14.

Abb. 40 Zeit-Radius-Diagramme des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies auf dem 345 K-Niveau, berechnet für Flo aus den (a) EM-Vorhersagen und (b) DM-Vorhersagen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{ d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Stunden nach dem 14. September 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km.

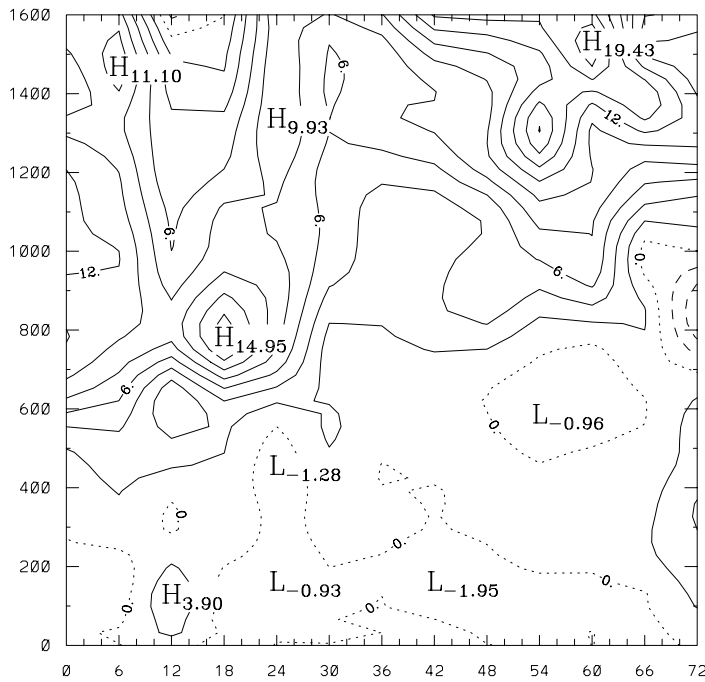
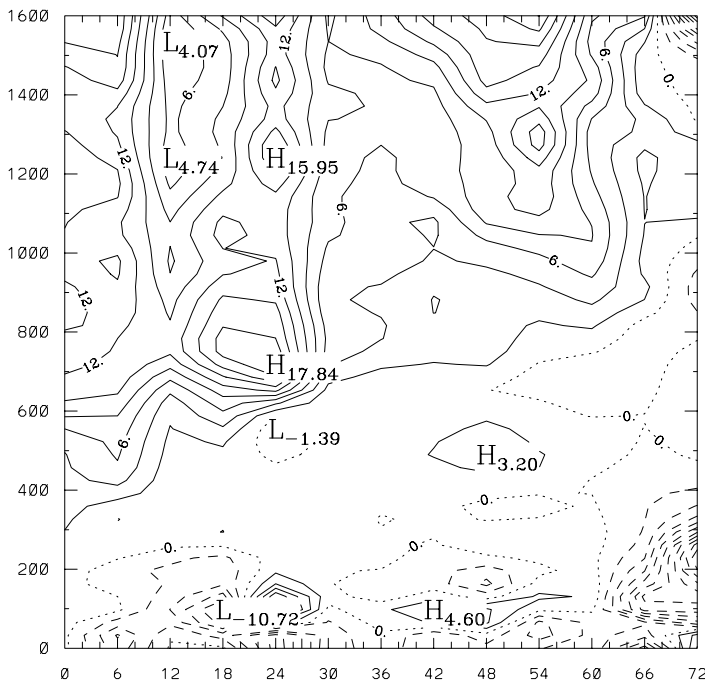


Abb. 40a EM ↑ $-u'\eta'$ ↓ **DM** **Abb. 40b**



September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle dargestellt, die mit den Abb. 29a und b zu vergleichen sind. Die Vorhersagen (Abb. 40a, b, 29b) zeigen wie die Analyse (Abb. 29a) in den ersten 18 - 24 Std. starke zyklonale Tendenzen außerhalb 400 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum und einen deutlich verringerten Asymmetrieeffekt auf den Tangentialwind durch Flüsse der absoluten Vorticity aufgrund von Eddies am 15. September 1990 (24. - 48. Std.). Im kernnahen Bereich ist der Asymmetrieeffekt sehr gering und einige Male sogar etwas antizyklonal. Man erkennt, daß die Vorhersagen wegen der gleichen physikalischen Modellierung in den Modellläufen untereinander ähnlicher aussehen, als die Vorhersagen gegenüber der Analyse. In den EM- und DM-Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle in den Ausgangsanalysen ergeben sich deutlich stärkere Flüsse an zyklonaler Vorticity durch Eddies ab der 45. Std. und außerhalb 1100 km als in der Vorhersage mit JMA-Keimzelle (Abb. 29b).

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben nimmt die Stärke der TUTT-Zelle in der Vorhersage mit JMA-Keimzelle im Gegensatz zu den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle und im Gegensatz zu den Analysen nach dem 14. September ab. In den Vorhersagen

mit GFDL-Keimzelle in den Ausgangsanalysen ist die TUTT-Zelle etwas zu stark prognostiziert. Auch ergibt sich eine deutliche Asymmetrie in der Umgebung der zu stark vorhergesagten TUTT-Zelle, da sich in den Prognosen gegenüber den Analysen der kräftige Ausflußstrahlstrom weiter südlich bzgl. der Verbindungsachse zwischen Taifun Flo und TUTT-Zelle befindet (vgl. Abb. 39a mit Abb. 39b). Dadurch fließt viel antizyklonale Vorticity (aus dem Ausflußantizyklon) südlich der Verbindungslinie ab und zyklonale Vorticity (aus der TUTT-Zelle) auf der nördlichen Seite zu. Dies führt azimuthal gemittelt zu der zusätzlich registrierten, zyklonalen Tendenz im Außenbereich des Modelltaifuns jenseits von 1100 km. Mit der Verstärkung der TUTT-Zelle nimmt dieser Asymmetrieeffekt in den GFDL-Vorhersagen allmählich zu und ist immer näher am Taifun registrierbar.

11.3.2 Der subskalige Asymmetrieeffekt

Ähnliche Strukturunterschiede zwischen den Vorhersagen und der Analyse wie in den Darstellungen des Flusses der absoluten Vorticity durch Eddies zeichnen sich auch in den Darstellungen des subskaligen Asymmetrieeffekts (Abb. 41a, b) ab:

Abb. 41 Zeit-Radius-Diagramme des unaufgelösten Asymmetrieeffekts auf dem 345 K-Niveau, berechnet für Flo aus den (a) EM-Vorhersagen und (b) DM-Vorhersagen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle (Linienabstände $2 \text{ ms}^{-1} \text{d}^{-1}$). An der Abszisse sind die Stunden nach dem 14. September 1990, 0000 UTC aufgetragen und an der Ordinate die radialen Abstände vom Taifunzentrum in km.

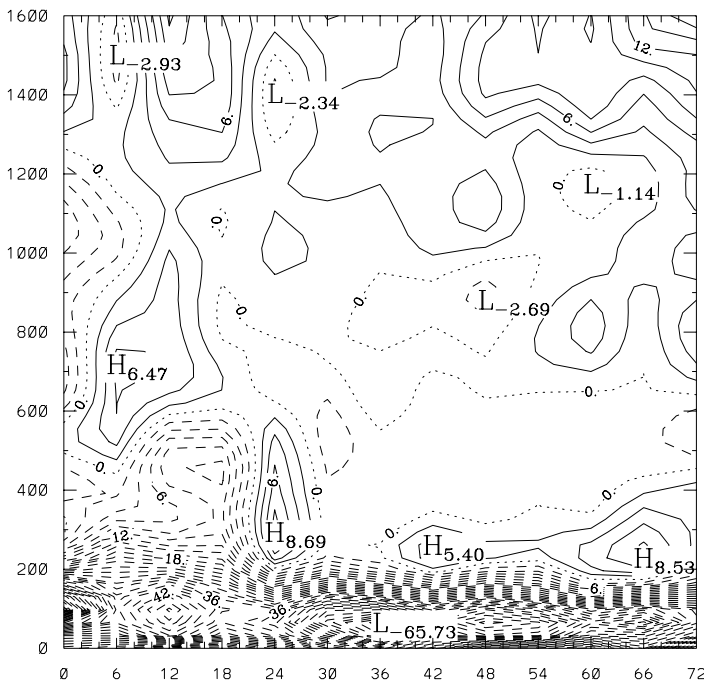


Abb. 41a EM

$$-(\bar{u}\tilde{\zeta} + \bar{\theta}\tilde{v}_\theta)$$

Die subskaligen Prozesse sorgen wie beim australischen Monsuntief nahe dem Taifunzentrum für antizyklonale Tendenzen, die einer zu starken zyklonalen Zirkulation entgegenwirken. Außerhalb 300 - 400 km sind die subskaligen Effekte merklich kleiner. Nur im Außenbereich des Taifuns sind die Werte insbesondere bei der DM-Vorhersage mit GFDL-Keimzelle etwas stärker zyklonal. Sie sind auch etwas zyklonaler als die Werte in den Vorhersagen mit JMA-Keimzelle und jene in den Analysen. Die zyklonale Tendenz im Außenbereich des Taifuns ist wiederum mit der stärkeren TUTT-Zelle nordöstlich des Taifuns Flo konsistent, die ebenso wie der Taifun mit verstärkter Konvektion (und

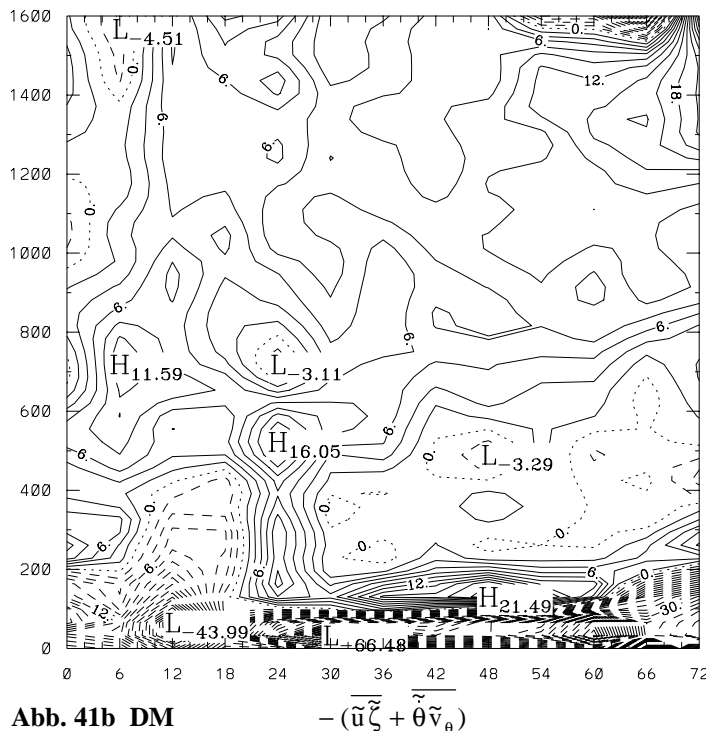


Abb. 41b DM

$$-(\tilde{u}_{\zeta} + \tilde{\theta}_{\tilde{v}_{\theta}})$$

siehe australisches Monsuntief, Kapitel 7) abhängig ist. Bei diesem Vergleich berücksichtigt man, daß die Zugbahnen in den Vorhersagen etwas voneinander abweichen, und daß in diesem Höhenbereich (um 345 K herum) die vertikale Variabilität groß ist. Außerdem liegen die θ -Flächen in dieser Höhe nahe beieinander, so daß die Interpolation von den Modellflächen (σ -Flächen) auf die θ -Flächen möglicherweise nicht die gewünschte Genauigkeit besitzt. Das enge Beieinanderliegen der θ -Flächen in Tropopausennähe macht es verständlich, weshalb die DM-Vorhersage bereits die in den höher als hier gezeigten Flächen zyklonale Tendenz außerhalb des Kernbereichs zeigen kann, während die EM-Vorhersage noch die schwachen (antizyklonalen) Tendenzen in den unteren Niveaus erkennen läßt. Auch die Analysen und die Vorhersagen mit JMA-Keimzelle (Abb. 31a bzw. 31b) weisen im 345 K-Niveau vorzeichenwechselnd schwache Tendenzen aus.

11.4 Zugbahn und Zuggeschwindigkeit

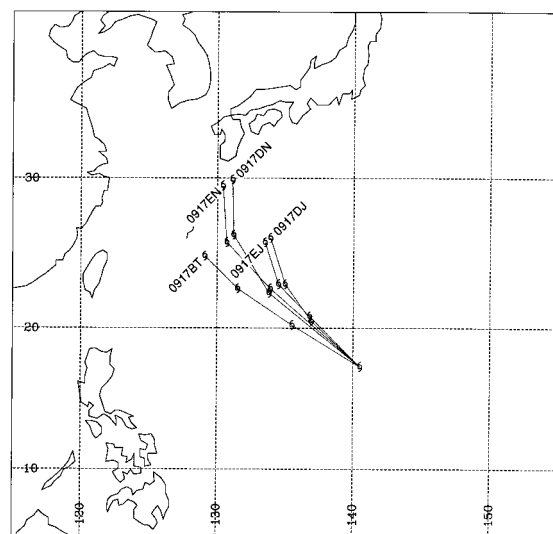
Wie ausschlaggebend die eingepflanzte Taifunkeimzelle für die Vorhersage der Zugbahn ist, zeigt die Abb. 42 im Vergleich mit den Abb. 33a-d. Die Endbuchstaben EJ und DJ in Abb. 42 bezeichnen die EM- bzw. DM-Vorhersagen ausgehend von den JMA-Analysen mit GFDL-Keimzelle, und die Endbuchstaben EN und DN diejenigen ausgehend von den NCEP-Analysen. Mit BT wurde die Zugbahn von Flo entsprechend den Best-Track-Daten bezeichnet.

entsprechendem Freiwerden von latenter Wärme) südwestlich der TUTT-Zelle verbunden ist (keine Abbildung). Die großen Werte des unaufgelösten Asymmetrieffekts zeigen, daß die subskaligen Prozesse einen beachtenswerten Beitrag zur Tangentialwindänderung leisten.

Der Vergleich des subskaligen Asymmetrieffekts berechnet aus den Vorhersagen des EM und des DM (Abb. 41a bzw. b) zeigt, daß dieser subskalige Effekt (wie zu erwarten ist) vor allem außerhalb des Kernbereichs von der Gitterauflösung (bzw. vom Modell;

Die Abbildungen 42 und 33a-d zeigen, daß die Zugbahnen von Flo, die von Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle herkommen, deutlich verschieden sind von jenen Zugbahnen, die von Vorhersagen mit JMA-Keimzelle herkommen. In den ersten 24 Stunden sind die Zugrichtungen mit GFDL-Keimzelle mehr in Richtung der tatsächlich genommenen Bahn als jene mit JMA-Keimzelle. Dies könnte möglicherweise an den für die JMA-Keimzelle unzureichend genau beobachteten, kernnahen Asymmetrien in den Wind-, Druck- und Temperaturfeldern liegen, die den Taifun bei falscher Orientierung zunächst in eine etwas abweichende Richtung gelenkt haben könnten. Bei der GFDL-Keimzelle umgeht man dieses Problem, indem man in diese Keimzelle (nicht wie in die JMA-Keimzelle) nur die Asymmetrien des Umgebungsfeldes eingehen läßt, sondern auch die mit einem vereinfachten, barotropen Modell dynamisch berechneten Asymmetrien miteinbezieht (siehe Kap. 2). Die Zuggeschwindigkeiten sind sowohl bei den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle als auch bei den Vorhersagen mit JMA-Keimzelle besser prognostiziert, wenn die Vorhersagen von den JMA-Analysen und nicht von den NCEP-Analysen ausgehen. Die in die JMA-Analysen integrierten TOVS-Daten haben somit die Vorhersagen in diesem Fall verbessert. Bei den Vorhersagen, die von den JMA-Analysen ausgehen, sind die Zuggeschwindigkeiten mit GFDL-Keimzelle etwa genauso gut vorhergesagt wie mit der JMA-Keimzelle. In den ersten anderthalb Tagen der Integration sind die mit der GFDL-Keimzelle vorhergesagten Positionen und die von den JMA-Analysen ausgehenden Prognosen (EMJg und DMJg) am nächsten zu den tatsächlich beobachteten Positionen. Die Abweichungen betragen nach 24 Stunden nur etwa 150 km. Die Zuggeschwindigkeiten bei den Vorhersagen ausgehend von den NCEP-Analysen mit GFDL-Keimzelle sind wie bei den Vorhersagen ausgehend von der NCEP-Analyse ohne Keimzelle vor allem in den ersten 24 Stunden deutlich zu hoch (etwa 1,5-fache Geschwindigkeit gegenüber „Best Track“). Nach der 24 Std.-Prognose wichen die Zugbahnen aller vier GFDL-Keimzellen-Vorhersagen immer weiter von der tatsächlich von Flo genommenen Zugbahn ab und sind weniger genau als die der JMA-Keimzellen-Vorhersagen.

Abb. 42 Zugbahnanalyse und Zugbahnvorhersagen für Taifun Flo im Zeitraum zwischen dem 14. und 17. September 1990 (Taifunsymbole jeweils um 0000 UTC). Die ersten vier Ziffern am Taifunsymbol geben den Monat und den Tag der Zugbahnposition jeweils um 0000 UTC an und die letzten beiden Buchstaben die Analyse bzw. Vorhersage (BT = offizielle Zugbahnanalyse (Best Track Data) nach Nagata (1997); EN und DN = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit GFDL-Keimzelle; EJ und DJ = EM- bzw. DM-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit GFDL-Keimzelle).



Bemerkenswert ist, daß die jeweiligen Zugbahnen nahezu unabhängig von der Gitterauflösung sind. Die Unterschiede entstehen mehr infolge der unterschiedlichen Ausgangsanalysen (einschließlich der verschiedenen Taifunkeimzellen) als infolge der unterschiedlich genauen Modellauflösung und der verwendeten Modellparameterisierungen. Bei operationellen Vorhersagen sollte daher sehr viel Wert auf die Datengewinnung und die Datenassimilierung gelegt werden. Die verschieden starke Eintiefung der modellierten Wirbel wirkt sich auch nur wenig auf die vorhergesagten Zugbahnen aus. Die Ergebnisse lassen weiter vermuten, daß die innere Struktur des Wirbels durch die höher auflösende GFDL-Keimzelle zunächst etwas besser wiedergegeben wurde als durch die JMA-Keimzelle. Dies könnte zu den etwas besseren Bahnvorhersagen in den ersten anderthalb Tagen geführt haben, denn nach Fiorino und Elsberry (1989) liefert die asymmetrische Zirkulation infolge der symmetrischen Advektion von Vorticityasymmetrien einen wichtigen Beitrag zur Zyklonverlagerung. Nach den ersten anderthalb Tagen scheinen jedoch die Modellwirbel immer mehr an Eigendynamik zu entwickeln. Bei größeren, weiter entwickelten Taifunen könnten dann die Umgebungsbedingungen weniger Einfluß auf die jeweiligen Zugbahnen gehabt haben als bei kleineren, weniger stark entwickelten Taifunen. Nach Fiorino und Elsberry (1989) werden nämlich bei gleicher Umgebungsströmung größere Taifune weniger stark von einer äußeren Strömung abgelenkt als kleinere. Dies könnte bei den GFDL-Keimzellen-Vorhersagen nach 24 Stunden zu den immer abweichenderen Bahnvorhersagen geführt haben. Die JMA-Keimzellen-Vorhersagen, die einen etwas kleineren und schwächeren Taifun Flo prognostizieren, weichen hingegen nach der 24 Std.-Prognose nicht so stark von der tatsächlichen Bahn ab wie die GFDL-Keimzellen-Vorhersagen.

11.5 Einfluß der Randwerte

Als nächstes wurde untersucht, in wie weit die Randbedingungen die Modellentwicklung eines Taifuns beeinflussen können. Dazu wurde für das Deutschlandmodell nicht wie vorher als Randbedingung die Vorhersage des Europamodells verwendet, sondern die entsprechende Analyse, die als optimale Randbedingung angesehen werden kann ("optimale" Vorhersage). Die 72 Std.-Vorhersage mit GFDL-Keimzelle ausgehend von der JMA-Analyse ist in Abb. 43 dargestellt. Man erkennt, daß sich der Kerndruck der optimalen Vorhersage nur sehr

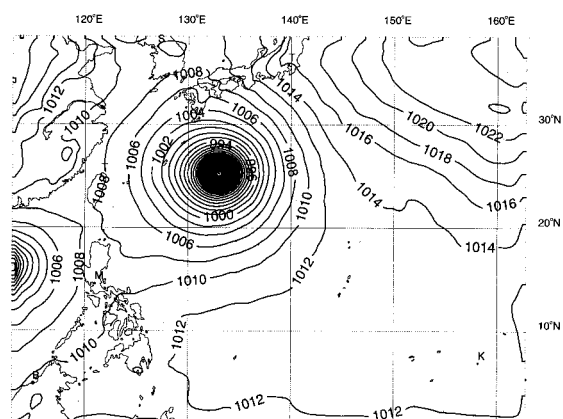


Abb. 43 72 Std.-Vorhersage mit dem DM bei optimalen Randbedingungen ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit GFDL-Keimzelle (Linienabstand 2 hPa). Kerndruck von Flo: 933,6 hPa.

wenig von der "normalen" Vorhersage unterscheidet. Taifun Flo hat in der GFDL-Keimzellen-Vorhersage ausgehend von der JMA-Analyse einen minimalen Kerndruck von 933,6 hPa bei optimalen Randbedingungen und 933,3 hPa bei prognostizierten Randbedingungen (vgl. Abb. 36b). Verbesserte Randbedingungen haben also, soweit man dies aus einer Fallstudie sagen kann, nur wenig Einfluß auf die Intensität eines Taifuns. (Die deutliche Abschwächung von Taifun Ed rührt von der Randlage im Modellgebiet her. Hier wurde Ed der geringer aufgelösten EM- (bzw. GM-) Randanalyse angenähert, in welcher der Kerndruck wesentlich höher war als in den Randwertvorhersagen.)

Bei der Bahnvorhersage weichen die „optimale“ und die „normale“ Vorhersage jedoch signifikant voneinander ab. In der optimalen Vorhersage liegt Taifun Flo etwa 130 km weiter südwestlich als in der normalen Vorhersage und damit etwas näher an der Best-Track-Position. Verhältnismäßig kleine Änderungen in der Umgebungsströmung können also die Zugbahnvorhersage merklich verändern. Das Integrationsgebiet ist somit zu klein, als daß sich Randeffekte noch nicht auf eine 72 Std.-Vorhersage auswirkten. Durch wirklichkeitsnähere Randbedingungen können also die Zugbahnvorhersagen verbessert werden, kaum jedoch die Intensitätsvorhersagen.

11.6 Einfluß der Cumulusparameterisierung

Als nächstes wurde untersucht, in wie weit die Cumulusparameterisierung des Europa- bzw. Deutschlandmodells die Entwicklung der Taifune bei Verwendung verschiedener Keimzellen beeinflussen. Bei sonst unveränderten Modelleinstellungen wurde für die Vorhersagen mit den verschiedenen Keimzellen die Cumulus-Parameterisierung (CP) von Tiedtke (1989) abgeschaltet. Mit der JMA-Keimzelle hatte sich, wie in Kapitel 10 beschrieben, der Taifun Flo im Vorhersagelauf des Europamodells ohne CP stärker entwickelt als mit CP. Im Deutschlandmodell war hingegen der erreichte Minimaldruck mit und ohne CP fast gleich.

Abb. 44 DM-Vorhersagen nach 72 Std. bei abgeschalteter Cumulus-Parameterisierung ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit GFDL-Bogus: (a) Druck auf Meereshöhe (Linienabstand 2 hPa), (c) Geopotential auf dem 200 hPa-Niveau (Linienabstand 20 gpm); (b) analoge Vorhersage wie (a), jedoch bei Abschaltung der Cumulus-Parameterisierung und der skaligen Niederschlagsparameterisierung (Linienabstand 2 hPa). Kerndrücke von Flo: (a) 941 hPa, (b) 959 hPa.

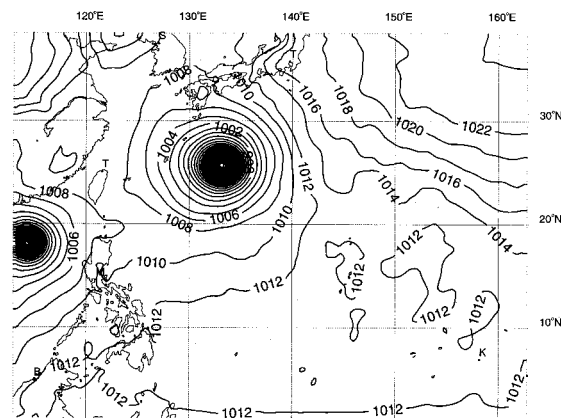


Abb. 44a

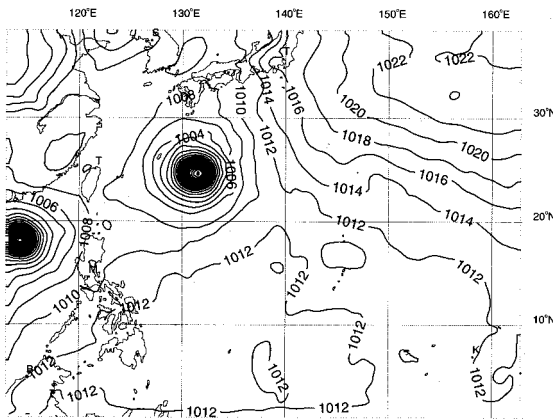


Abb. 44b

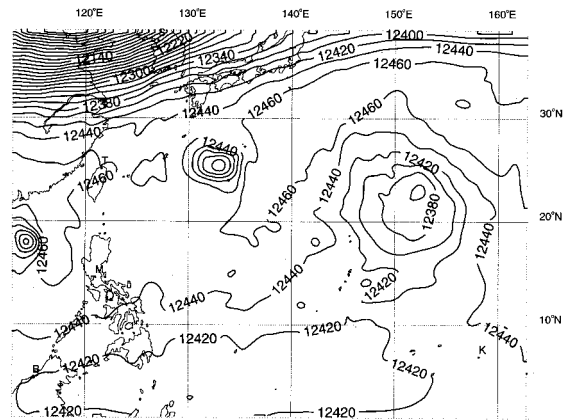


Abb. 44c

Der Vorhersagelauf des Deutschlandmodells mit GFDL-Keimzelle liefert hingegen, wie Abb. 44a zeigt, ohne CP einen schwächeren Wirbelsturm als mit CP (941 hPa gegenüber 933 hPa). Die Position von Taifun Flo verschiebt sich in den einzelnen Modellläufen nur wenig (< 85 km). Dies zeigt, daß die für eine Taifunentwicklung wichtige Ausregnung im subskaligen Größenbereich im Modell bei Abschaltung der Cumulus-Parameterisierung weitgehend durch die verstärkte Ausregnung im skaligen Bereich kompensiert werden kann. Daß die Kompensierung wirklich vornehmlich auf die skalige Ausregnung und dem damit einhergehenden Freiwerden von latenter Wärme zurückzuführen ist, und nur in geringerem Maße durch die Dynamik bedingt ist, zeigt sich bei gleichzeitiger Abschaltung der Cumulus-Parameterisierung und der skaligen Niederschlagsparameterisierung (Abb. 44b). In diesem Modellauf entwickelt sich Taifun Flo deutlich weniger und erreicht nur einen Kerndruck von etwas unter 970 hPa im Vergleich zu den 941 bzw. 933 hPa von vorhin.

Abb. 44c zeigt die Verhältnisse in der oberen Troposphäre bei abgeschalteter Cumulus-Parameterisierung. Während sich die Eintiefung aufgrund der zyklonalen Zirkulation in Kernnähe im Modellauf ohne CP nur wenig gegenüber dem Modellauf mit CP verändert, ist die Entwicklung der TUTT-Zelle im Modellauf ohne CP eindeutig stärker und die horizontale Ausdehnung deutlich größer. Dies läßt vermuten, daß die TUTT-Zelle aufgrund der abgeschalteten Auswirkungen der Cumuluskonvektion weniger stark abbauenden Einflüssen unterworfen ist (vgl. PV-Bilanz des Monsuntiefs, insb. Fußnote 7 auf S. 90).

11.7 Niederschlag

Wie bereits aus Kapitel 10 hervorgeht, ist für eine gute Taifunvorhersage eine präzise Prognose der Niederschlagsverteilung und -menge von großer Wichtigkeit. Die Niederschläge ergeben sich aus den oben untersuchten Parameterisierungen der subskaligen, konvektiven Prozesse (für die Beschreibung der Parameterisierungen im EM und DM siehe

Abb. 50 Satellitenbilder vom japanischen „Geostationary Meteorological Satellite“ (GMS-4), aufgenommen unter Verwendung des (a) infraroten und (b) sichtbaren Wellenlängenbereichs am 16. September 1990, 0000 UTC (während der starken Eintiefungsphase von Taifun Flo). In Abb. 50a sind die beiden Taifune Flo (rechts) und Ed (links) mit den dazugehörigen Wolkenbändern zu sehen. Besonders in Abb. 50b erkennt man den hohen Entwicklungsgrad des Taifuns Flo an dem gut ausgebildeten Taifunauge und der umgebenden Wolkenwand.

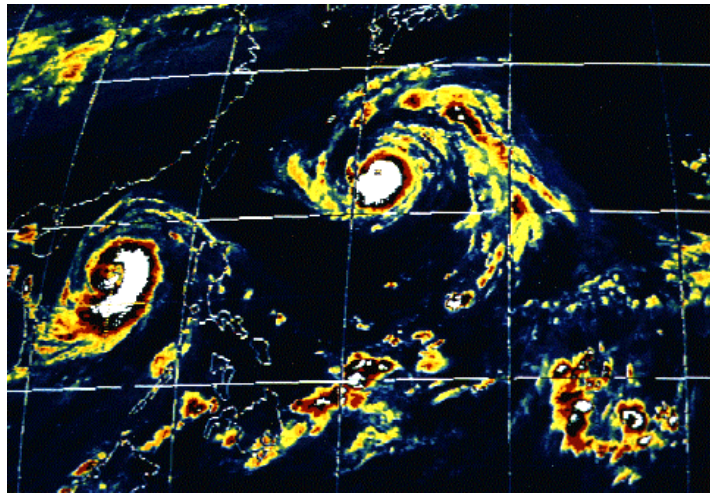


Abb. 50a

Kapitel 2). Da die Niederschläge in allen bisherigen und vermutlich auch in allen zukünftigen Modellen parameterisiert werden müssen, ist es gerade für die Modellierung der primär konvektiv angetriebenen Taifune angebracht die Parameterisierungen auf die Brauchbarkeit bezüglich der Niederschläge hin zu prüfen.

Hierzu können die Niederschlagsverteilungen aus den EM- und DM-Modellläufen (Abb. 51a-f) mit den Satellitenbildern (Abb. 50a, b; Bodenmessungen standen leider nicht zur Verfügung) verglichen werden. Man erkennt, daß das Starkregengebiet im Zentrum des Taifuns und die Regenbänder sehr gut mit den Wolkenbildern übereinstimmen, wenn man den Positionsfehler für das Sturmzentrum mitberücksichtigt und die Aufsummierung des Niederschlags im Modell bedenkt. Bei der Betrachtung der Abbildungen sollten auch die verschiedenen Verzerrungen im Gradnetz und in den Satellitenbildern beachtet werden.

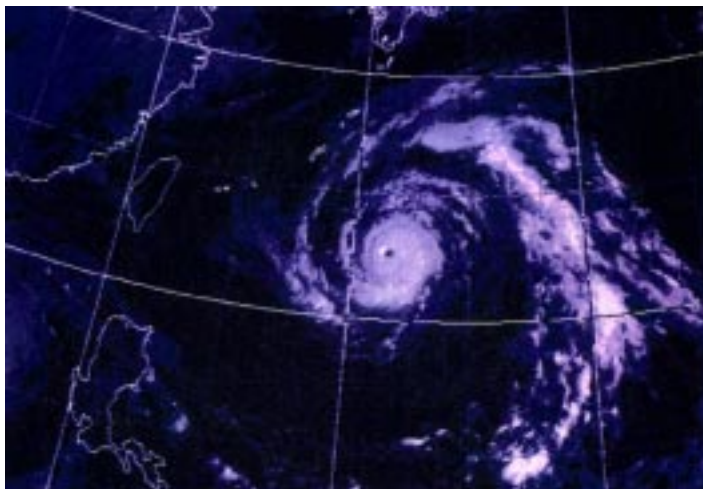


Abb. 50b

Der Vergleich der Niederschlagsverteilungen bei Verwendung der GFDL-Keimzelle mit den Niederschlagsverteilungen bei Verwendung der JMA-Keimzelle ergibt nur recht geringe Unterschiede. Dies zeigt, daß zumindest in diesem Fall eine Taifunkeimzelle nur einen verhältnismäßig geringen Einfluß auf die Anordnung und Größe der Regenfelder hat.

In der Niederschlagsmenge wirkt sich eine Keimzelle hingegen wesentlich stärker aus. Analog der stärkeren Eintiefung bei Verwendung der GFDL-Keimzelle und der damit einhergehenden, stärkeren sekundären Zirkulation ergibt sich für den Modellauf mit GFDL-Keimzelle eine größere Niederschlagsmenge als beim Modellauf mit JMA-Keimzelle. Dies ist im Europamodell sowohl auf den größeren konvektiven Regen als auch auf den größeren synoptikskaligen Regen zurückzuführen. Im Deutschlandmodell hingegen verschiebt sich ein beachtlicher Teil des Niederschlags im Taifunkern vom konvektiven (Abb. 51g) hin zum synoptikskaligen Regen (Abb. 51h). Dadurch kann sich bis zu 462 mm/24h synoptikskaliger Regen ergießen. Der konvektive Regen verringert sich dafür auf maximal 326 mm/24h gegenüber den 408 mm/24h im Modellauf mit JMA-Keimzelle. Die Gesamtregenmenge ist aber auch im Deutschlandmodell mit GFDL-Keimzelle größer als mit

Abb. 51 Niederschlagsverteilung (über 24 Std. gefallener Regen in mm bzw. 1m^{-2}). EM-Vorhersagen des Gesamtniederschlags ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. 9. 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle: (a) zwischen der 0. und 24. Std., (b) der 24. und 48. Std. und (c) der 48. und 72. Std.; entspr. DM-Vorhersage des Gesamtniederschlags zwischen der (d) 0. und 24. Std., (e) 24. und 48. Std. und (f) 48. und 72. Std.; entspr. DM-Vorhersage des (g) konvektiven und (h) synoptikskaligen Regens zwischen der 48. und 72. Std. Maximale und über das Modellgebiet gemittelte Niederschläge: (a) 367 mm bzw. 4,0 mm; (b) 427 mm, 5,1 mm; (c) 606 mm, 5,5 mm; (d) 667 mm, 6,9 mm; (e) 626 mm, 7,5 mm; (f) 655 mm, 7,9 mm; (g) 327 mm, 6,5 mm; (h) 462 mm, 1,4 mm.

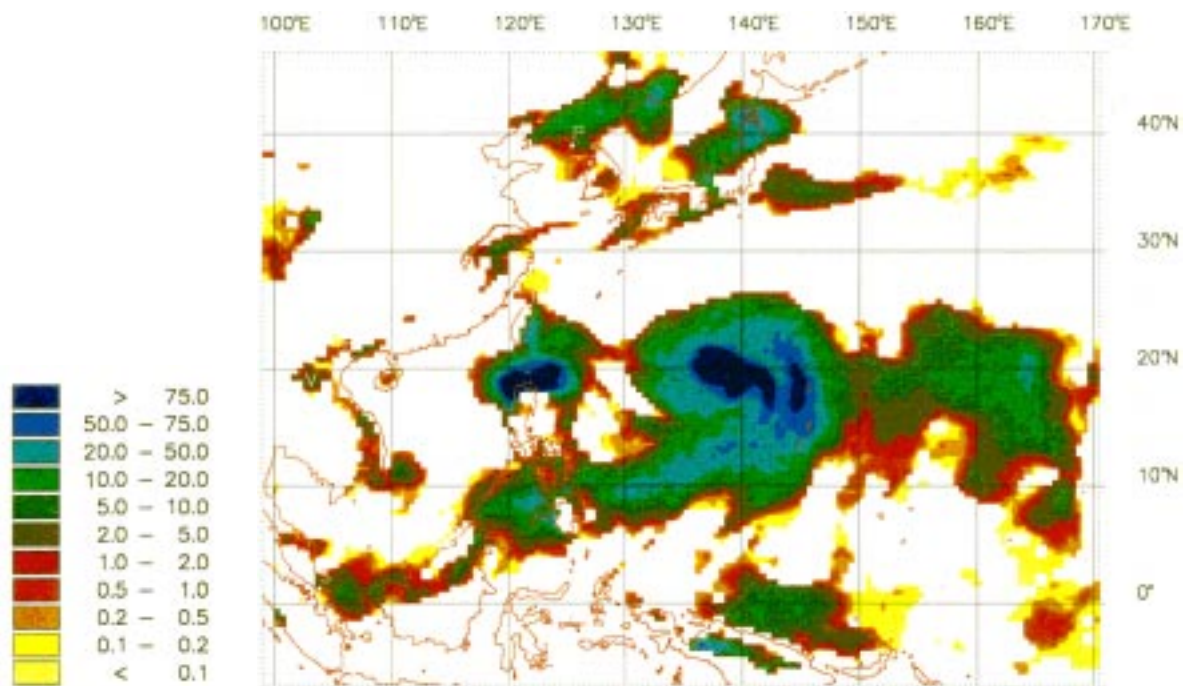


Abb. 51a

EM Gesamtniederschlag 0 – 24 Std.

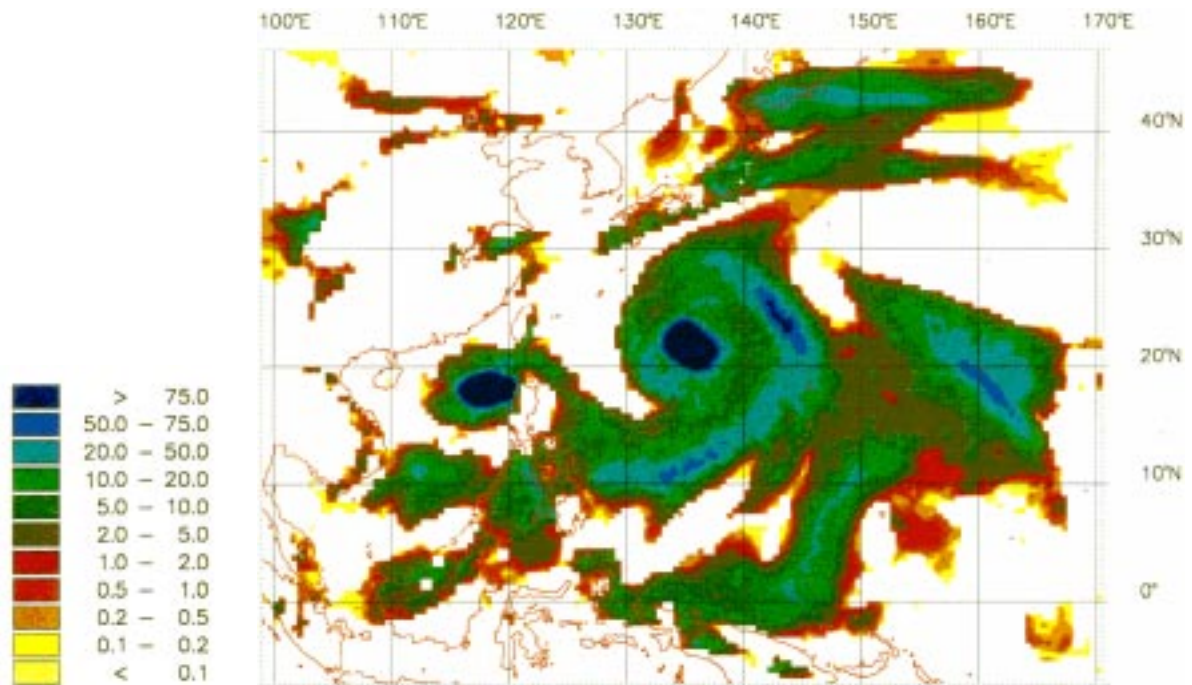


Abb. 51b

EM Gesamtniederschlag 24 - 48 Std.

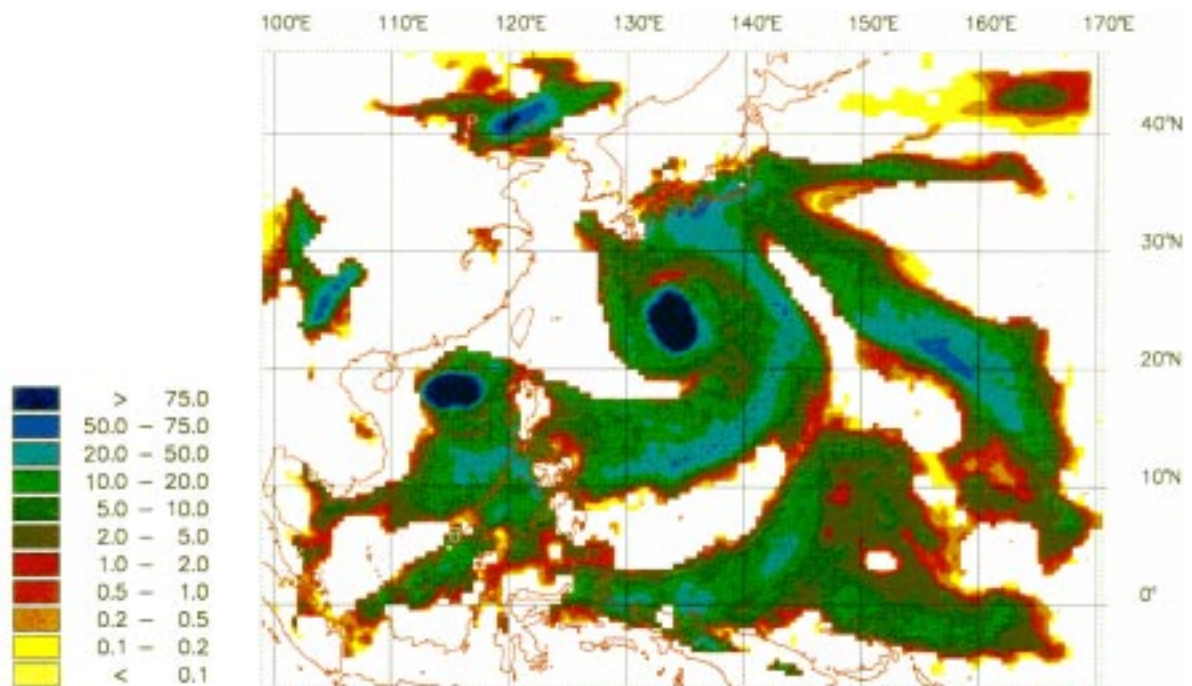


Abb. 51c

EM Gesamtniederschlag 48 - 72 Std.

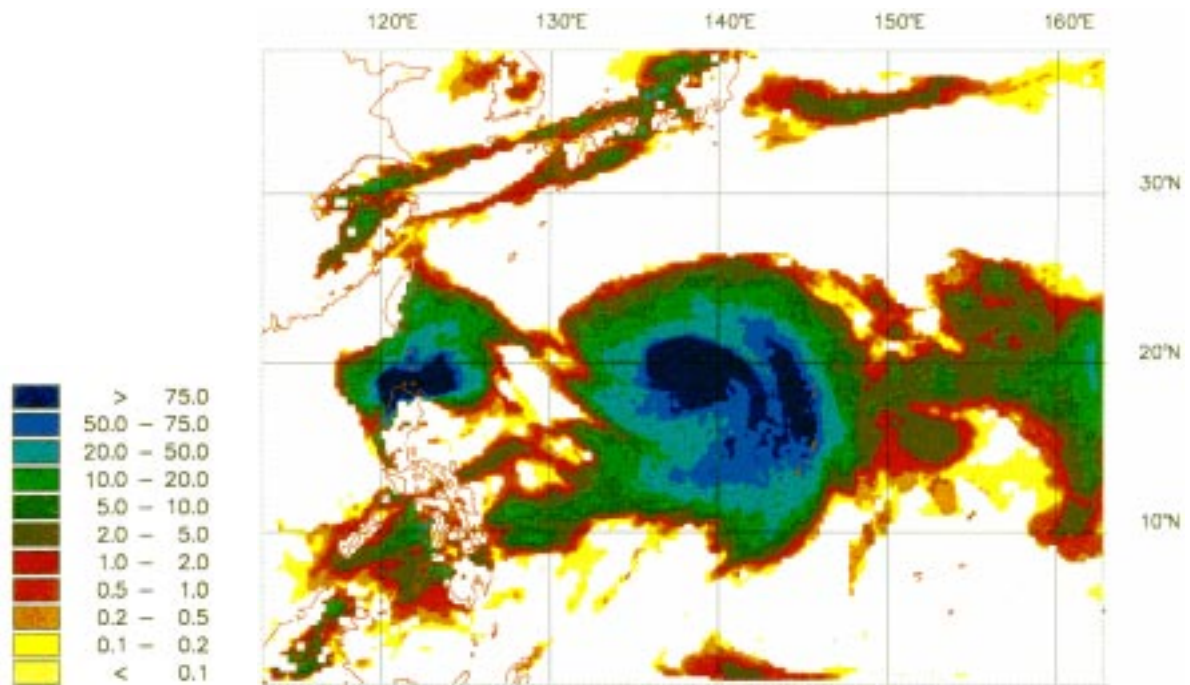


Abb. 51d

DM Gesamtniederschlag 0 - 24 Std.

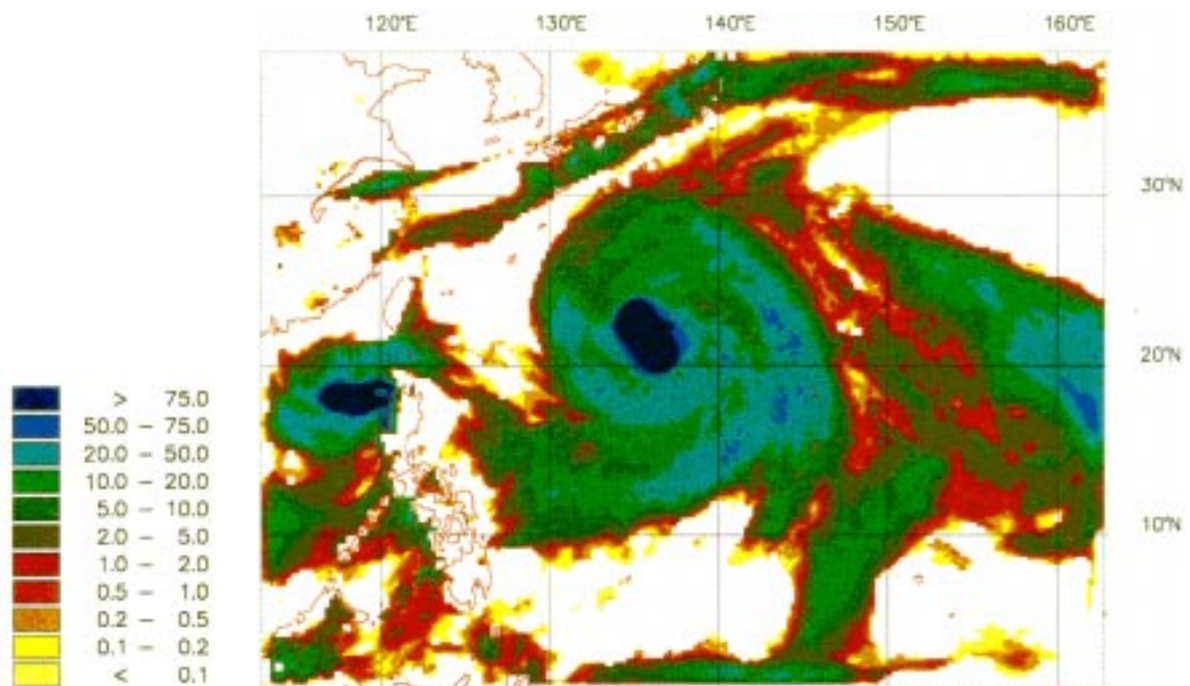


Abb. 51e

DM Gesamtniederschlag 24 - 48 Std.

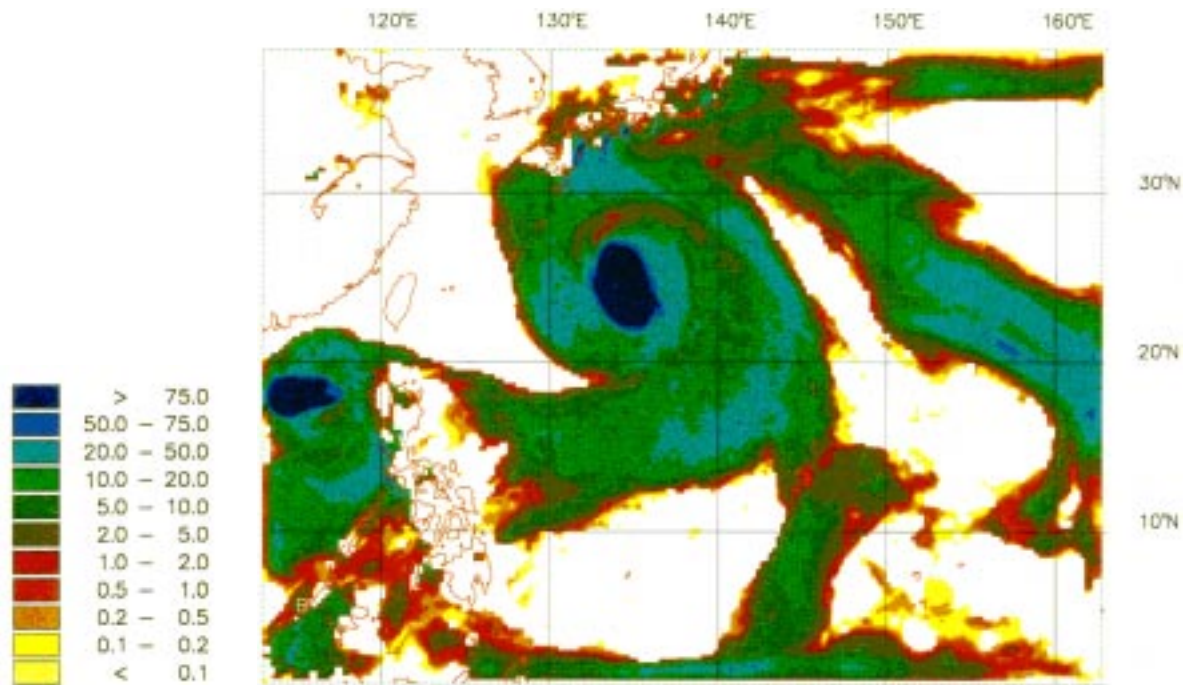


Abb. 51f

DM Gesamtniederschlag 48 - 72 Std.

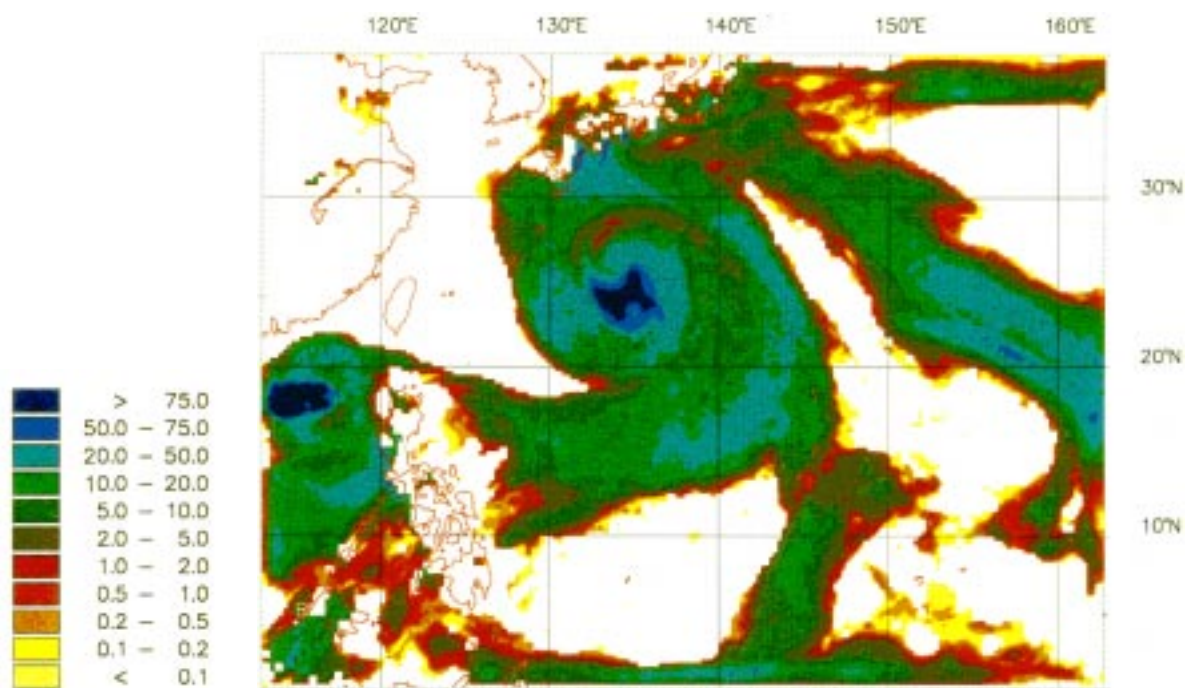


Abb. 51g

DM konvektiver Regen 48 - 72 Std.

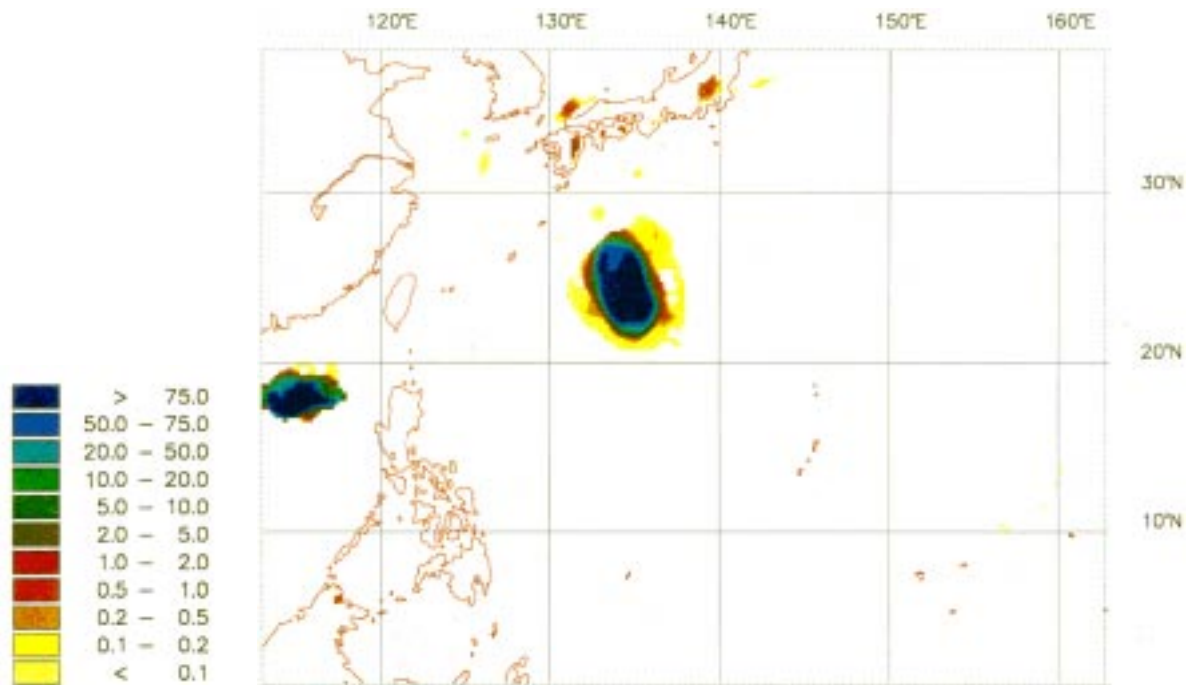


Abb. 51h

DM synoptiskaliger Regen 48 - 72 Std.

JMA-Keimzelle. Der große Anteil an synoptiskaligem Regen im Deutschlandmodell läßt darauf schließen, daß man sich mit dieser Modellauflösung allmählich in einen Größenbereich begibt, bei dem großflächige Niederschläge explizit aufgelöst werden können.“

12. Zusammenfassung

Die Intensitätsänderungen eines australischen Monsuntiefs und der Taifune Flo (1990) und Ed (1990) wurden mit Hilfe von diagnostischen und synoptischen Studien sowie durch numerische Modellierungen untersucht. Die Struktur und die Entwicklung des kräftigen Monsuntiefs, das im Februar 1994 nahe der Nordwestküste Australiens entstand, wurde mit Daten analysiert, die unter Verwendung des "Australian Region Tropical Analysis and Prediction"-Systems erstellt wurden. Die Modellierungen der Taifune Flo und Ed basierten auf Analysen aus den vier, koordinierten Feldexperimenten TCM-90, SPECTRUM, TYPHOON-90 und TATEX, die im August und im September 1990 durchgeführt wurden.

Der schnellen und unerwarteten Entwicklung des Monsuntiefs ging eine stetige Verstärkung des Monsuntrogs, die etwa drei Tage vorher begann, voraus. Die Entwicklung war, im Gegensatz zu anderen, dokumentierten Monsuntiefereignissen nur von einem relativ weit entfernten Höhentrog beeinflusst. Die in Richtung der Monsunscherlinie einschwenkende Strömung verstärkte sich und die zyklonale Windscherung entlang dieser Monsunscherlinie nahm zu. Gleichzeitig intensivierte sich die zunächst verstreute Konvektion und es entstanden große, zusammenhängende Konvektionsgebiete (Mesoscale Convective Systems, MCS). Die Entwicklung der hochreichenden Konvektion und die Veränderungen in der großskaligen Strömung verliefen ähnlich wie bei der Entstehung von indischen Monsuntiefs. Auch die Struktur des voll entwickelten australischen Monsuntiefs glich den Strukturen bei voll entwickelten indischen Monsuntiefs. Nach der Entstehung verweilte das Monsuntief für etwa vier Tage fast stationär über dem King Sound und wanderte danach (süd-)westwärts entlang der Monsunscherlinie. Dies war analog zur (Nord-)Westwärtsverlagerung indischer Monsuntiefs, jedoch entgegen der (Süd-)Ostwärtsverlagerung der beiden australischen Monsuntiefs, die von Davidson und Holland (1987) untersucht wurden.

Taifun Flo entwickelte sich südöstlich der Pazifikinsel Guam und wanderte zunächst Richtung Nordwesten. Nach dem 16. September 1990 änderte der Taifun seine Zugrichtung und bewegte sich nach Nordosten. Die Stärke eines tropischen Sturms erreichte Flo am 13. September und die eines Taifuns am 15. September. In den nächsten 48 Stunden entwickelte sich der Taifun unerwartet schnell aus einem Wirbelsystem mit einzelnen, verstreuten Wolkenhaufen zu einem mittelgroßen Supertaifun mit zwei spiralförmig angeordneten Regenbändern und einer geschlossenen Augenwolkenwand. In der oberen Troposphäre war die schnelle Taifunentwicklung durch die Strömung um eine TUTT-Zelle beeinflusst: Parallel zur TUTT-Zelle verstärkte sich die Ausflußströmung und somit die sekundäre und primäre Zirkulation von Flo, mit entsprechend erhöhtem Wärme- und Feuchtefluß von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre. In der unteren Troposphäre war die Entwicklung vom be-

nachbarten Taifun Ed und von der starken Monsunströmung entlang eines Monsuntrogs beeinflusst. Die beiden Taifune waren in diesen Monsuntrog eingebettet. Die Monsunzirkulation unterstützte die zyklonalen Tangentialwinde durch eine starke, horizontale Windscherung und durch den Herantransport von feuchtwarmer Luft.

Ed entstand am 6. September 1990 nahe der Marshall-Inseln, östlich von Guam, und zog in den ersten vier Tagen Richtung Nordwesten und in den darauffolgenden vier Tagen westwärts entlang des 20. nördlichen Breitengrads. Die nordwestlich von Flo schnell Richtung Südwesten strömende Luft und die aus Richtung Norden über das Gelbe und Ostchinesische Meer strömende Luft sorgten u. a. gemeinsam für die unübliche Südwestwärtsverlagerung des Taifuns Ed zwischen dem 14. und 17. September 1990. Mit einem nahezu konstant bleibenden Abstand von etwa 1700 km und mit einer fast konstanten Winkelgeschwindigkeit von etwa einem halben Grad pro Stunde kreisten Flo und Ed um einen gemeinsamen, virtuellen Drehpunkt. Dieses Umkreisen war jedoch weniger auf die Wechselwirkungen zwischen den beiden Taifunen Flo und Ed (zu großer Abstand) als vielmehr auf den Einfluß des Monsuntrogs und den beiden, eben erwähnten Strömungen zurückzuführen (Elsberry et al., 1990).

Im theoretischen, ersten Teil dieser Doktorarbeit wurden vier verschiedene Formen der mittleren Tangentialwindgleichung zur Untersuchung der Intensitätsänderungen von Monsuntiefs und tropischen Wirbelstürmen zusammengestellt. Sie gelten für wirbelfolgende Zylinderkoordinaten. Die vier Formen unterscheiden sich nur im Erscheinungsbild des horizontalen Transportterms, der in Abhängigkeit von den vier Größen Fluß der absoluten Vorticity, Advektion des absoluten Drehimpulses¹, Fluß der potentiellen Vorticity (PV) oder Eliassen-Palm-Flußdivergenz dargestellt werden kann. Es wurde gezeigt, daß die symmetrischen wie die asymmetrischen Anteile dieser Terme jeweils fast gleich sind, falls die horizontalen Variationen der Pseudodichte klein sind, wie z. B. über den tropischen Ozeanen, oder der Wirbel sehr symmetrisch ist, wie im Inneren eines tropischen Zyklons. Die kleinen Unterschiede zwischen den jeweiligen asymmetrischen Anteilen des Flusses der absoluten Vorticity bzw. der Advektion des absoluten Drehimpulses gegenüber jenen des PV-Flusses bzw. des Eliassen-Palm-Flußdivergenzterms ergeben sich aus den beiden verwendeten Mittelungsverfahren azimutales Mittel und mit der Pseudodichte gewichtetes Mittel. (Das azimutale Mittel wird üblicherweise für die beiden erstgenannten Terme und das mit der Pseudodichte gewichtete Mittel für die beiden letztgenannten Terme verwendet; siehe Abschnitt 3.2.) Das gleiche gilt konsequenterweise auch für die kleinen Unterschiede zwischen den symmetrischen Anteilen dieser Größen. Die Eliassen-Palm-Flußdivergenz unterscheidet sich zusätzlich vom PV-Fluß durch Eddies durch die vernachlässigbar kleinen Asymmetrieterme neben der Eliassen-Palm-Flußdivergenz. Als vernachlässigbar erweist sich

¹ oder alternativ dazu in Abhängigkeit vom Drehimpulsfluß

ebenso der Wärmefluß-Divergenzanteil der Eliassen-Palm-Flußdivergenz gegenüber dem Drehimpulsfluß-Divergenzanteil, falls die horizontalen Variationen der Pseudodichte klein sind und/oder der Wirbel sehr symmetrisch ist. Diese Bedingung ist z. B. beim Monsuntief über Nordwestaustralien erfüllt. Da die Formulierungen des horizontalen Transportterms mit dem Fluß der absoluten Vorticity und mit der Advektion des Drehimpulses keine vertikalen Ableitungen enthalten, liefern diese Formulierungen im Vergleich zu den beiden anderen Formulierungen sowohl räumlich glattere als auch zeitlich beständigere Ergebnisse. Bei gleichem Aussagewert ist damit der Fluß der absoluten Vorticity die am leichtesten zu berechnende Größe. In isentropen Koordinaten stellt sie die nicht Euler-transformierte Form (Transformed Eulerian Mean; siehe Holton, 1992, S. 332) des Flusses der potentiellen Vorticity dar. Die symmetrischen und die asymmetrischen Anteile des horizontalen Transportterms erweisen sich zusammen als unabhängig von einer Euler-Transformation. Das gleiche gilt für die symmetrischen und asymmetrischen Anteile der Vertikaladvektion.

In der Gleichung für die tangentielle Windgeschwindigkeit werden zusätzlich zu den gitterskaligen (vom Modellgitter aufgelösten) Asymmetrien auch die subskaligen (vom Modellgitter nicht aufgelösten) Asymmetrien berücksichtigt. Beim untersuchten Monsuntief und beim Taifun Flo ergeben sich große Werte für den subskaligen Asymmetrieterm. Dies belegt, daß zumindest in den Tropen der subskalige Asymmetrieterm bei starker und hochreichender Konvektion berücksichtigt werden sollte. Obwohl in diesen Term bei der Berechnung sicherlich Fehler eingehen, zeigt die Termuntersuchung für das australische Monsuntief bei Verwendung der BMRC-Analysen ähnliche zeitliche und räumliche Strukturen in den Auswerteprofilen wie bei Verwendung der ECMWF-Analysen. Dieser Vergleich erhöht das Vertrauen in die diagnostische Auswertung dieser subskaligen Größe. Die ähnlichen Strukturen ergeben sich, obwohl während der Datenassimilation Prognosedaten in die Analysen miteingehen, die i. d. R. durch die Konvektionsparameterisierung und andere Parameterisierungen beeinflusst werden. Diese Prognosedaten werden in Gebieten mit geringer Beobachtungsdichte auch noch stark gewichtet. Die Auswirkungen der Prognosedaten sind aber dennoch in akzeptablem Rahmen geblieben, da die Datenüberdeckung bei den hier durchgeführten Fallstudien verhältnismäßig hoch ist. Beim Monsuntief liegt dies an der Nähe des Tiefs zum australischen Festland und bei den Taifunen Flo und Ed an den zusätzlichen TCM 90-Beobachtungsdaten.

In Teil II dieser Doktorarbeit macht die Anwendung der Tangentialwindgleichung auf das australische Monsuntief deutlich, daß mit Ausnahme des Verlagerungsterms, der für langsam ziehende Wirbel klein ist, alle Terme dieser Gleichung von gleicher Größenordnung sind. Zumindest in den Tropen² legt dies nahe, daß man jeden dieser Terme bei der Untersuchung von Intensitätsänderungen beachten sollte. Man kann also nicht - wie es oft durch

² wo die geostrophische Anpassung deutlich vermindert ist

das bloße Berechnen der EP-Flußdivergenz bzw. des PV-Flusses durch Eddies gemacht wird (vgl. z. B. Molinari et al., 1995) - alle anderen Terme außer der EP-Flußdivergenz bzw. des PV-Flusses vernachlässigen.

Die Auswertung sämtlicher Terme für das australische Monsuntief ergibt, daß in der unteren und mittleren Troposphäre die Flüsse der absoluten Vorticity³ (einwärts gerichtete, zyklonale Flüsse der relativen und der planetaren Vorticity) und die vertikale Advektion von zyklonalem Tangentialwind die verbleibenden Beiträge zur Tangentialwindänderung dominieren. Dies führt zu einer zyklonalen Beschleunigung des Wirbels in der unteren und mittleren Troposphäre. In der oberen Troposphäre dominieren der Fluß der relativen Vorticity (auswärts gerichteter, antizyklonaler Fluß der relativer Vorticity), die vertikale Advektion von zyklonalem Tangentialwind aus tieferen Atmosphärenschichten und die subskaligen Wirbeleffekte über die restlichen Beiträge. Dies führt ebenso zu einer zyklonalen Verstärkung der Tangentialwinde, diesmal jedoch in der oberen Troposphäre. Die sekundäre Zirkulation sorgt also im Tiefdruckgebiet über die gesamte Troposphäre hinweg für einen Einwärts- und Aufwärtstransport von zyklonaler Vorticity und zyklonal gerichtetem Impuls. Dies bringt eine vertikale und horizontale Ausdehnung der zyklonalen Primärzirkulation mit sich und sorgt für eine hohe Trägheitsstabilität in der unteren und mittleren Troposphäre.⁴

Bis hinauf zum 350 K-Niveau dominieren nahe dem Wirbelzentrum die symmetrischen Termanteile der Tangentialwindgleichung über die jeweiligen asymmetrischen Termanteile. Jenseits von etwa 700 km radialem Abstand vom Wirbelzentrum überwiegen dann die Anteile der asymmetrischen Luftbewegungen. Die Asymmetrien in der oberen Troposphäre stehen in Zusammenhang mit der ungleich verteilten Cumuluskonvektion und den Höhentrögen und Rücken, die im Süden des Monsuntiefs vorbeigezogen sind. Diese Asymmetrien sorgen bis nahe an den Wirbelkern heran für große Werte bei den Asymmetrietermen der Tangentialwindgleichung. Die (entsprechend der antizyklonalen Ausflußströmung) verminderte Trägheitsstabilität in der oberen Troposphäre erlaubt es den Anomalien die Zirkulation bis nahe an den Wirbelkern heran zu beeinflussen. Die Auswirkungen der Asymmetrien tragen zur Abschwächung des Ausflußantizyklons bei. Zur selben Zeit wird auch ein starker Ausfluß der sekundären Zirkulation in der oberen Troposphäre beobachtet. Dies ist analog zur Beobachtung von Merrill (1988), die zeigt, daß eine schwächer antizyklonale Strömung mit einem kräftigeren Ausfluß in der Ausflußschicht und mit einer stärkeren sekundären und schließlich primären Zirkulation (gemäß dem WISHE-Mechanismus von Emanuel, 1986; engl.: Wind Induces Surface Heat Exchange) verbunden ist. Die Positionierung der Tröge und Rücken relativ zum Monsuntief erleichtert offenbar den

³ bzw. die entsprechenden A_H -Terme

⁴ Eine große Ausdehnung der zyklonalen Zirkulation und eine hohe Trägheitsstabilität ist für die Ausbildung eines warmen Kerns eine grundlegende Voraussetzung.

Abfluß in der oberen Troposphäre durch Verstärkung und Kanalisierung der Ausflußströmung. Diese Ausflußströmung weist nur eine geringe Krümmung auf. Dies ist für ein schnelles Abfließen günstig. Da die Ausflußströmung bis weit in die Umgebung hinausreicht, können die Abwinde im Abwindgebiet der sekundären Zirkulation die Monsuntiefentwicklung durch Abwärtsadvektion von antizyklonal gerichtetem Impuls nicht abschwächen.

Die in der oberen Troposphäre beobachtete Einwärtsverlagerung der Zonen starker PV-Flüsse durch Eddies ergibt sich aufgrund der Annäherung von PV-Anomalien. Diese Annäherung der PV-Anomalien steht in Zusammenhang mit einem vorbeiziehenden Höhentrog. Die Konvektion nahe dem Monsuntief ist auf der Vorderseite der sich nähernden PV-Anomalien verstärkt. Unter anderem erkennt man dies an der Zunahme der subskaligen Termbeiträge zu den Tangentialwindänderungen. Es wird angenommen, daß die um das Monsuntief zirkulierende Luft auf der Vorderseite einer (anti-)zyklonalen Anomalie großskalig aufsteigt (absinkt) und auf der Rückseite großskalig absinkt (aufsteigt).⁵ Die Luft strömt dabei entlang isentroper Flächen, die unterhalb der Anomalie angehoben sind. Wegen der Destabilisierung (Stabilisierung) der Atmosphäre im Bereich des großskaligen Aufsteigens (Absinkens) werden die thermischen Bedingungen für Konvektion verbessert (verschlechtert; vgl. auch Staubsaugereffekt, Hoskins et al., 1985). Durch das Verstärken bzw. Unterdrücken der Konvektion auf der Vorder- und Rückseite der Anomalie erhöht sich die Asymmetrie im Monsuntiefgebiet zusätzlich. Für die Wechselwirkung zwischen der PV-Anomalie und den subskaligen Konvektionsprozessen spricht die zur Zeit der maximalen PV-Flüsse durch Eddies erfolgende Zentrumsannäherung der maximalen, subskaligen Flüsse in der oberen Troposphäre. Die Maxima der subskaligen Flüsse liegen etwas näher zum Wirbelkern und treten zu einem etwas früheren Zeitpunkt auf als die Maxima der PV-Flüsse durch Eddies. Die Ergebnisse stützen also die Ansicht vieler Beobachter, daß vorbeiziehende Höhenträge und Rücken die Intensität tropischer Zyklone und Monsuntiefs beeinflussen können, selbst wenn die Tröge und Rücken noch verhältnismäßig weit von den tropischen Zyklonen und Monsuntiefs entfernt sind.

Wie die Wärme- und Feuchtebilanz (Hell und Smith, 1998) und die Bilanz des Tangentialwinds ist auch die Bilanz der potentiellen Vorticity (PV) im Monsuntiefgebiet stark durch die Auswirkungen der Cumuluskonvektion beeinflusst. Dies zeigt sich deutlich im markanten Amplitudenanstieg der materiellen, zeitlichen PV-Änderung während der Entwicklungsphase des Monsuntiefs. Die Effekte der Cumuluskonvektion sind daher bei der Vorhersage einer Monsuntiefentwicklung nicht, wie bei Tiefs in mittleren Breiten (Polartiefs ausgenommen), vernachlässigbar. Soweit bekannt, stellen die hier durchgeführten Unter-

⁵ Vom Monsuntief aus gesehen auf der Vorderseite der Anomalie strömt die Luft auf die Anomalie zu und auf der Rückseite von der Anomalie weg.

suchungen bzw. jene von Hell und Smith (1998) die ersten dar, welche die PV-Strukturen eines Monsuntiefs analysieren. Auch die Miteinbeziehung der subskaligen Anteile stellt eine Neuerung dar. Die Beobachtung, daß die konvektiven Prozesse einen bedeutenden Beitrag zu den Wärme-, Feuchte- und Impuls- (bzw. Vorticity-)Bilanzen liefern, verdeutlicht die Notwendigkeit der Parameterisierung dieser Prozesse in numerischen Vorhersagen von Monsuntiefs.

Wie stark sich die Konvektion bzw. die Cumulusparameterisierung auf die Intensität eines Taifuns auswirkt und wie gut die Intensität mit Hilfe eines Mehrschichtmodells (Europa- / Deutschlandmodell des Deutschen Wetterdienstes) vorhergesagt werden kann, wurde im dritten Teil dieser Arbeit untersucht. Hierzu wurden Modellrechnungen zur schnellen Intensivierung des Taifuns Flo zum Supertaifun unter Verwendung verschiedener Anfangsbedingungen, Taifunkeimzellen (engl.: typhoon bogus) und physikalischer Parameterisierungen durchgeführt. Zwei Analysen (NCEP- und JMA-Analyse) sowie vier verschiedene Ausgangsdatensätze (ohne Taifunkeimzelle, mit JMA-Keimzelle und mit (zwei) GFDL-Keimzellen) standen hierfür zur Verfügung.⁶

Die Auswirkungen der großskaligen und subskaligen Asymmetrien auf die Intensität des Taifuns Flo sind trotz der benachbarten TUTT-Zelle nicht groß gewesen. Sie können die starke Eintiefungsphase ab dem 15. September nicht herbeigeführt haben. Auch ist keine Einwärts- oder Auswärtsverlagerung der Zonen maximaler oder minimaler Flüsse durch Eddies wie beim australischen Monsuntief beobachtet worden. Die Vorhersagen der Asymmetrieeffekte geben unabhängig von der Gitterauflösung und der in den Startanalysen verwendeten Taifunkeimzellen verwertbare Hinweise über die Stärke des Asymmetrieeffekts. Wie beim australischen Monsuntief sind die subskaligen Effekte und die vertikale Advektion des Impulses nicht vernachlässigbar.

In der oberen Troposphäre deuten die Modellrechnungen darauf hin, daß die Wechselwirkungen zwischen der TUTT-Zelle und dem oberen Ausfluß des Taifuns sowohl beim Taifun als auch bei der TUTT-Zelle verstärkend gewirkt haben. In den Modellläufen stehen die Stärke der Taifunzirkulation, die Stärke der TUTT-Zellenzirkulation und die Stärke des Ausflußjets zwischen und südlich der beiden Wettersysteme in Korrelation zueinander. Eine verstärkte Ausflußströmung geht mit einer entsprechend verstärkten sekundären Zirkulation einher. Die verstärkte Zirkulation sorgt ihrerseits für größere Wärme- und Feuchteflüsse von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre (Atmosphären-Ozean-Wechselwirkung) und gemäß dem WISHE-Mechanismus von Emanuel (1986) für einen intensiveren Wirbelsturm. Mit dem zur Verfügung stehenden Datensatz kann die WISHE-Hypothese jedoch nicht hinreichend überprüft werden.

⁶ NCEP = National Centers for Environmental Prediction; JMA = Japan Meteorological Agency; GFDL = Geophysical Fluid Dynamics Laboratory

Die diagnostische Auswertung der Vorhersageläufe zeigt, daß das Deutschland- und das Europamodell (DM bzw. EM) ein mäßiges Vorhersagevermögen für Intensitätsänderungen von tropischen Wirbelstürmen besitzen. Die Schwankungsbreite der Intensitätsvorhersage bei unterschiedlichen Ausgangsfeldern und unterschiedlicher Modellauflösung ist verhältnismäßig groß. Sowohl die eingepflanzten Taifunkeimzellen, welche die Strukturen im Zentrum des Taifuns Flo widerspiegeln, als auch die verwendeten Beobachtungsdaten aus der Umgebung von Flo haben einen großen Einfluß auf die Intensitätsänderungen des modellierten Taifuns.

Das Modell mit der höheren Modellauflösung (das DM) liefert dem echten Taifun eher entsprechende, niedrigere minimale Kerndrücke als das Modell mit der geringeren Modellauflösung (EM). Auch die Vorhersageläufe ausgehend von Analysen mit GFDL-Keimzelle liefern jeweils niedrigere, minimale Kerndrücke als die entsprechenden Modellläufe mit JMA-Keimzelle. Dabei besitzt die GFDL-Keimzelle gegenüber der JMA-Keimzelle eine höhere Datendichte. In den Vorhersagen ohne Taifunkeimzelle in den Ausgangsanalysen schwächt sich der modellierte Taifun Flo sogar bis zur Gänze ab. Die GFDL-Vorhersagen ausgehend von den NCEP-Analysen weichen (bzgl. der Intensität, des Kerndrucks, etc.) signifikant von den GFDL-Vorhersagen ausgehend von den JMA-Analysen ab. Dies erhält man, obwohl sich die Analysen nur durch die TOVS-Daten und die Verwendung des NCEP- bzw. JMA-Modells für die Erstellung der Schätzwertfelder (engl.: first-guess fields) unterscheiden. Eine gut an das Modell angepaßte Keimzelle, eine hohe Beobachtungsdichte und eine geeignete Datenassimilation, die stark abweichende Meßwerte im Taifungebiet beibehält, können somit die Vorhersagen deutlich verbessern.

Die Zugbahnen stimmen bei allen Modellläufen mit Ausnahme des Modellaufs ohne Taifunkeimzelle verhältnismäßig gut (verglichen mit der durchschnittlichen Abweichung operationeller Zugbahn-Vorhersagemodelle wie VICBAR, TYM, ASM, etc.) mit der tatsächlich beobachteten Verlagerung des Taifuns Flo überein. Alle Modellläufe zeigen die klassische, stetige Nordwestwärtsverlagerung vor der Phase des Abdrehens Richtung Nordosten. Bemerkenswert ist, daß die jeweiligen Zugbahnen nahezu unabhängig von der Gitterauflösung sind. Die Unterschiede in der Bahnvorhersage entstehen mehr infolge der unterschiedlichen Ausgangsanalysen (einschließlich der verschiedenen Taifunkeimzellen) als infolge der unterschiedlich genauen Modellauflösung und der verwendeten Modellparameterisierungen. Die verschieden starke Eintiefung der modellierten Wirbel und die konvektiven Prozesse wirken sich nur wenig auf die vorhergesagten Zugbahnen aus. Die Asymmetrien im zentralen Bereich und in der Umgebung des Wirbels haben hingegen einen großen Einfluß auf die Zugbahn. Bei operationellen Vorhersagen sollte daher viel Wert auf umfangreiche Datengewinnung und auf optimale Datenassimilation gelegt werden. Die Notwendigkeit hierauf zu achten, wird durch die besseren Vorhersagen bei Verwendung der

JMA-Ausgangsanalysen, die gegenüber den NCEP-Analysen zusätzlich TOVS-Daten⁷ enthalten, unterstrichen.

Die Randbedingungen wirken sich auf die Intensität eines Modelltaifuns nur äußerst wenig aus. Die Zugbahn wird hingegen von den Randbedingungen deutlich stärker beeinflusst. In der "optimalen Vorhersage" mit Analysen als Randbedingungen liegt Flo etwa 130 km näher an der analysierten Zugbahnposition als in der entsprechenden Vorhersage mit prognostizierten Randbedingungen. Kleine Änderungen in der Umgebungsströmung haben also eine große Wirkung auf die Zugbahn eines Taifuns und machen die operativen Bahnvorhersagen so schwierig. Wirklichkeitsnähere Randbedingungen können also die Zugbahnvorhersagen verbessern, kaum jedoch die Intensitätsvorhersagen. Das verwendete Integrationsgebiet ist ausreichend groß für eine 72 Std.-Intensitätsvorhersage, nicht jedoch für eine 72 Std.-Bahnvorhersage.

Wie notwendig die Parameterisierung der vertikalen Diffusion für die Entwicklung eines Modelltaifuns ist, zeigt sich bei Abschaltung dieser Parameterisierung. In diesem Fall schwächt sich der Modelltaifun sofort stark ab. Das Abschalten der Normalmodeninitialisierung wirkt sich hingegen kaum auf die Taifunintensität aus. Das gleiche gilt für die langwellige und kurzwellige Strahlungsparameterisierung. Ein früheres oder späteres Starten der Vorhersage wirkt sich entsprechend dem Entwicklungsgrad des verwendeten Ausgangstaifuns aus: Je weiter der Ausgangstaifun in seiner beobachteten Entwicklung war, desto stärker bildet sich der Taifun in der Vorhersage aus.

Das EM und das DM haben sowohl in den kernnahen Bereichen als auch in den äußeren Bereichen der Taifune Flo und Ed ein sehr gutes Vorhersagevermögen für Niederschläge. Die Verteilung der vom Modell vorhergesagten Regenbänder und kernnahen Starkregengebiete stimmt sehr gut mit der vom Satelliten aus beobachteten Wolkenverteilung überein.⁸ Im feinmaschigeren DM bildet sich sogar ein Niederschlagsring um das Taifunzentrum aus, der lediglich etwas zu groß für eine Augenwolkenwand ist. Die Regenbänder entfernen sich wie beobachtet im untersuchten Zeitraum langsam von den Taifunzentren und haben ihre stärksten Niederschläge im rechten Kreissegment bezüglich der Zugrichtung. Die Modellauflösung, die verwendete Ausgangsanalyse und die eingepflanzte Taifunkeimzelle haben kaum einen Einfluß auf die Anordnung und die Größe der Regenfelder. Auf die Niederschlagsmenge wirkt sich eine Keimzelle und die Modellauflösung dagegen deutlich stärker aus: Die maximalen Niederschläge in Kernnähe sind um so größer, je stärker sich der Taifun eintieft; d. h., die Intensität des Taifuns ist mit der Stärke der Niederschläge und der Stärke der Konvektion korreliert. Dementsprechend sind die Regenfälle im DM und in

⁷ TOVS = TIROS Operational Vertical Sounder (Satellitendaten des polar umlaufenden Satelliten TIROS).

⁸ Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß die vom Satelliten aus beobachtbare Wolkenverteilung nicht genau mit der Niederschlagsverteilung übereinstimmen muß.

den Vorhersagen mit GFDL-Keimzelle stärker. Über das gesamte Taifungebiet gemittelt fiel im DM jedoch nicht viel mehr Regen als im EM.

Im Taifungebiet ist wie in der realen Atmosphäre der überwiegende Teil des Gesamtniederschlags auf Cumuluskonvektion zurückzuführen. Erst bei der hohen Auflösung des DM geht mit der GFDL-Keimzelle ein großer Teil des Niederschlags auf gitterskaligen Regen zurück. Mit der Gitterauflösung des DM begibt man sich also allmählich in einen Bereich, bei dem der Niederschlag explizit berechnet werden kann. Schaltet man die Cumulusparameterisierung (CP) ab, so übernimmt im Modell der synoptikskalige Regen mit etwas Verzögerung die Aufgabe des konvektiven Regens. (Bei voller Parameterisierung würde überwiegend konvektiver Regen ausfallen.) Die Verzögerung ergibt sich, weil bei abgeschalteter CP erst gitterskalige Sättigung erreicht werden muß, bevor Niederschlag ausfallen kann. Mit CP ist dies nicht unbedingt notwendig. Die Regenfälle sind ohne CP wesentlich konzentrierter und setzen horizontal abrupt ein. Die maximalen Niederschläge sind ohne CP deutlich höher als mit CP. Vor allem zu den späteren Zeitschritten hin sind die über das Taifungebiet gemittelten Niederschläge jedoch nahezu gleich groß. Am Anfang der Integration muß, wie erwähnt, ohne CP erst gitterskalige Sättigung erreicht werden um Niederschläge ausfallen zu lassen. Dies erklärt die anfänglich geringeren Niederschläge im gesamten Taifungebiet ohne CP.

Die Positionen der Starkregengebiete verschieben sich durch die Verwendung bzw. Nichtverwendung der CP kaum. Bei Abschaltung der CP ändert sich auch fast nichts an der vorhergesagten Zugbahn. Die Taifunintensität ändert sich dagegen uneinheitlich. In der Mehrzahl der Fälle tiefen sich die Taifune Flo und Ed mit CP mehr ein als ohne. Es wurde aber auch der umgekehrte Fall beobachtet. In diesem umgekehrten Fall wird vermutet, daß es an der sehr konzentrierten Ausregnung im gitterskaligen Bereich und damit an dem konzentrierten Freiwerden von latenter Wärme im Taifunzentrum liegt. Das Druckfeld ist in den DM-Läufen ohne CP etwas konzentrierter als in den DM-Läufen mit CP. Aufgrund des abrupt einsetzenden Regens ohne CP bilden sich etwas größere Asymmetrien aus. Im Modellauf ohne CP entwickelt sich auch die TUTT-Zelle etwas zu stark und dehnt sich horizontal zu weit aus. Bei abgeschalteter Cumuluskonvektion ist die TUTT-Zelle weniger stark abbauenden Einflüssen durch Konvektion ausgesetzt als mit Cumuluskonvektion.

Insgesamt zeigen die hier durchgeführten Fallstudien, daß die Intensität von tropischen Zyklonen und Monsuntiefs sowohl von subskaligen Prozessen als auch von asymmetrischen Umgebungsströmungen stark beeinflußt werden. Die Intensitätsvorhersagen des Europa- bzw. Deutschlandmodells sind noch mäßig, können jedoch durch zusätzliche

Beobachtungsdaten (z. B. Satellitendaten) und durch die Verwendung von Keimzellen, die den Modellen angepaßt werden, verbessert werden.⁹

⁹ Ein Großteil dieser Ergebnisse wurde auch in den Vorveröffentlichungen (Hell, 1997; Hell und Smith, 1998; Hell, 1999) und in den Berichten für den Deutschen Wetterdienst (Hell, 1998a, b) beschrieben.

Anhang:**Herleitung der Gleichungen und Äquivalenz der \mathbf{A}_H -Terme****A) Herleitung über die Vorticitygleichung**

In einem sich mit dem Sturmzentrum mitbewegenden Druck-Koordinatensystem lautet die Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial T} = -(\nabla \times \mathbf{u} + \mathbf{f}\mathbf{k}) \times \mathbf{u} - \omega \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial p} - \mathbf{f}\mathbf{k} \times \mathbf{c} - \frac{d\mathbf{c}}{dT} - \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}^2 - \nabla \Phi . \quad (\text{A1})$$

Hierbei ist \mathbf{c} die Führungsgeschwindigkeit, T und \mathbf{u} die Zeit bzw. die Windgeschwindigkeit im sich mitbewegenden Koordinatensystem, f ist der Coriolisparameter und Φ das Geopotential. p und ω repräsentieren den Druck und die Vertikalgeschwindigkeit. Für den Übergang aus dem stationären Koordinatensystem in das sich mitbewegende Koordinatensystem wurden folgende Beziehungen verwendet:

$$\mathbf{U} = \mathbf{u} + \mathbf{c}, \quad t = T \quad \text{und} \quad \partial/\partial T = \partial/\partial t + \mathbf{c} \cdot \nabla ,$$

hierbei stellt \mathbf{U} den Windvektor und t die Zeit im ruhenden Koordinatensystem dar.

Wendet man nun auf Gleichung (A1) den Operator $\mathbf{k} \cdot \nabla \times$ an und integriert über eine horizontale Fläche, so erhält man nach Anwendung des Stokesschen Satzes die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_{\mathbf{c}} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{r} = \int_{\mathbf{c}} (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u})) \cdot d\mathbf{r} - \int_{\mathbf{c}} \omega \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial p} \cdot d\mathbf{r} - \int_{\mathbf{c}} (\mathbf{f}\mathbf{k} \times \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{r} - \int_{\mathbf{c}} (\mathbf{f}\mathbf{k} \times \mathbf{c}) \cdot d\mathbf{r} . \quad (\text{A2})$$

Verwendet man nun wegen der hohen Zylindersymmetrie tropischer Zyklonen Polarkoordinaten anstelle von kartesischen Koordinaten, so vereinfacht sich die Gleichung unter Beachtung der Beziehungen

$$d\mathbf{r} = \hat{\mathbf{t}} dl, \quad dl = r d\varphi; \quad \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{t}} = v, \quad \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}} = u, \quad \mathbf{u} \times \hat{\mathbf{t}} = u\mathbf{k}, \quad \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{u} = v\mathbf{k}$$

nach mehreren Vektormanipulationen zu

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_{\mathbf{c}} v d\varphi = - \int_{\mathbf{c}} u \eta d\varphi - \int_{\mathbf{c}} \omega \frac{\partial v}{\partial p} d\varphi - \int_{\mathbf{c}} \hat{\mathbf{c}} f d\varphi , \quad (\text{A3})$$

wobei $\hat{\mathbf{c}} = |\mathbf{c}| \cos[\tan^{-1}(c_2/c_1) - \varphi]$ die Normal-/Radialkomponente von \mathbf{c} auf den Kreis

darstellt. $\hat{\mathbf{t}}$ ist der tangentielle und $\hat{\mathbf{n}}$ der normale Einheitsvektor, $\eta = \zeta + f = r^{-1}(rv)_r - r^{-1}u_\phi + f$ ist die absolute Vorticity und c_1 und c_2 die Ost- bzw. Nordkomponente der Führungsgeschwindigkeit. u stellt schließlich die radiale und v die tangentielle Windgeschwindigkeit im sich mitbewegenden Koordinatensystem dar.

Verwendet man den Mittelungsoperator von Gl. (20), der sowohl azimuthal als auch nach Reynoldsscher Art mittelt, so läßt sich eine beliebige Variable ψ in drei Teile aufspalten: $\psi = \bar{\psi} + \psi' + \tilde{\psi}$. $\bar{\psi}$ ist der symmetrische Anteil, ψ' der aufgelöst asymmetrische und $\tilde{\psi}$ der unaufgelöst asymmetrische Anteil. In Gl. (A3) eingesetzt und gemittelt liefert dies die Endgleichung:

$$\bar{v}_T = -\bar{u}\bar{\zeta} - \overline{u'\zeta'} - \overline{\tilde{u}\tilde{\zeta}} - \bar{u}\bar{f} - \overline{u'f'} - \bar{\omega}\bar{v}_p - \overline{\omega'v'_p} - \overline{\tilde{\omega}\tilde{v}_p} - \bar{c}f', \quad (\text{A4})$$

wobei die Indizes wieder partielle Ableitungen angeben.

Dies entspricht der Gl. (21) bei Miteinbeziehung äußerer Beschleunigungen. Zusammengefaßt erhält man hieraus Gl. (1) mit Gl. (2):

$$\bar{v}_T = -\bar{u}\bar{\eta} - \overline{\omega v_p} - \bar{c}f' + \bar{F}^\phi. \quad (\text{A5})$$

B) Herleitung über den absoluten Drehimpuls

Der absolute Drehimpuls M setzt sich aus dem relativen Drehimpuls rv und dem Erddrehimpuls $r^2 f_0/2$ zusammen: $M = rv + r^2 f_0/2$. f_0 ist dabei der Coriolisparameter im Koordinatenursprung, Ψ ist das Montgomery-Potential und u und v sind die radialen und die tangentialen Geschwindigkeiten im nicht mitbewegten Koordinatensystem. Die totale Ableitung des absoluten Drehimpulses lautet damit

$$dM/dt = d(rv)/dt + \frac{1}{2}f_0 d(r^2)/dt. \quad (\text{A6})$$

Da $dr^2/dt = 2ru$ ist und die Bewegungsgleichung für die azimuthale Bewegung in Druckkoordinaten folgende Gestalt annimmt

$$d(rv)/dt = -ruf - \Phi_\phi + rF^\phi, \quad (\text{A7})$$

folgt durch Einsetzen in Gleichung (A6) und durch Aufspaltung der totalen Ableitung in den Advektionsanteil und in die lokale Ableitung die Gleichung:

$$\begin{aligned}
M_t &= -u(rv + r^2 f_o / 2)_r - v r^{-1} (rv + r^2 f_o / 2)_\phi - \omega (rv + r^2 f_o / 2)_p \\
&\quad - ruf - \Phi_\phi + rF^\phi + ruf_o \\
&= -uv - ruv_r - vv_\phi - r\omega v_p - ruf - \Phi_\phi + rF^\phi
\end{aligned} \tag{A8}$$

Bildet man nun wieder das azimutale Mittel, transformiert auf ein sich mitbewegendes Koordinatensystem und beachtet, daß aufgrund des konstanten Coriolisparameters f_o $M_t = rv_t$ ist, so erhält man schließlich

$$\bar{v}_T = -r^{-1} \overline{uv} - \overline{uv}_r - \overline{\omega v}_p - \overline{uf} - \overline{cf}' + \overline{F^\phi} \tag{A9a}$$

bzw.

$$\bar{v}_T = -r^{-1} \overline{u(rv)}_r - r^{-1} \overline{\omega(rv)}_p - \overline{uf} - \overline{cf}' + \overline{F^\phi} \tag{A9b}$$

und mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$\bar{v}_T = -r^{-2} \overline{u(rv)} - r^{-1} \overline{(u(rv))}_r - r^{-1} \overline{(\omega(rv))}_p - \overline{uf} - \overline{cf}' + \overline{F^\phi}, \tag{A9c}$$

wobei u und v wieder die radiale und die tangentielle Geschwindigkeit im mitbewegten Koordinatensystem darstellen. Somit entspricht Gl. (A9b) gerade der Gl. (1) mit eingesetzter Gl. (3a), und Gl. (A9c) entspricht der Gl. (1) mit eingesetzter Gl. (3b) bzw. Gl. (A9c) multipliziert mit r liefert Gl. (4).

C) Die Beziehungen zwischen den A_H -Termen

Die Herleitungen zu den beiden Gleichungen, welche die Eliassen-Palm-Flußdivergenz bzw. den potentiellen Vorticityfluß beinhalten, findet man im Anhang des Artikels von Molinari et al. (1995) und werden deshalb hier nicht wiederholt. Die Endgleichungen dieser Herleitungen lauten im sich mitbewegenden, isentropen Koordinatensystem (vgl. Gl. (A9) in Molinari et al., 1995):

$$\begin{aligned}
\bar{v}_T + r^{-1} \langle u \rangle (r\bar{v})_r + \langle u \rangle \bar{f} + \langle \dot{\theta} \rangle \bar{v}_\theta + \overline{cf}' &= \\
\left\{ \begin{aligned} &= (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} - \bar{\sigma}^{-1} \overline{((\sigma\dot{\theta})'v')}_\theta - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma'v')}_\tau - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u)'f'} + \langle F^\phi \rangle \\ &= -g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle - \dot{\bar{\theta}}^* \bar{v}_\theta + \overline{F^\phi} \end{aligned} \right. \tag{A10}
\end{aligned}$$

Da $r^{-1} \langle u \rangle (r\bar{v})_r + \langle u \rangle \bar{f} = g^{-1} \bar{\sigma} \langle u \rangle P$, $\langle \dot{\theta} \rangle \bar{v}_\theta + \overline{\dot{\theta}^* v_\theta} = \overline{\dot{\theta} v_\theta} = \overline{\dot{\theta} v_\theta} + \overline{\dot{\theta}' v_\theta'}$, $\overline{\dot{\theta}^* v_\theta} = -\bar{\sigma}^{-1} \overline{\sigma' \dot{\theta}' v_\theta'} + \overline{\dot{\theta}' v_\theta'}$ und $\langle F^\theta \rangle = \bar{F}^\theta$ aufgrund der azimuthal gemittelten Definition von F^θ , folgt für die beiden Gleichungen in (A10) mit Gl. (5b):

$$\begin{aligned} \bar{v}_T = & -r^{-1} \langle u \rangle (r\bar{v})_r - \langle u \rangle \bar{f} + (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma \dot{\theta})' v'}_\theta - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u)' f'} \\ & - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma' v')}_T - \overline{\dot{\theta}^* v_\theta} - \overline{\dot{\theta} v_\theta} - \overline{\dot{c} f'} + \bar{F}^\theta \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

$$\bar{v}_T = -g^{-1} \bar{\sigma} \langle u P \rangle - \overline{\dot{\theta} v_\theta} - \overline{\dot{c} f'} + \bar{F}^\theta. \quad (\text{A12})$$

Vergleicht man diese beiden Gleichungen, so folgt unmittelbar, daß

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u P \rangle = r^{-1} \langle u [(r\bar{v})_r + r\bar{f}] \rangle - (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma' v')}_T + \underbrace{\bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma \dot{\theta})' v'}_\theta - \overline{\dot{\theta}' v_\theta'}}_{-\overline{\dot{\theta}^* v_\theta}} \quad (\text{A13a})$$

und weiter ergibt sich, daß

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u P \rangle = g^{-1} \overline{\sigma u P} = r^{-1} \overline{u (rv)}_r + \overline{uf} = \overline{u\eta} = A_H. \quad (\text{A13b})$$

Dies entspricht den Gl. (2), (3), (5) und (10) und beweist die Äquivalenz der A_H -Terme. Für den asymmetrischen Anteil gilt bezüglich des potentiellen Vorticityflusses und der EP-Flußdivergenz:

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle = - (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma' v')}_T + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u)' f'} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma \dot{\theta})' v'}_\theta - \overline{\dot{\theta}' v_\theta'}. \quad (\text{A14})$$

Bei adiabatischer Bewegung und geringer Variation von f , wie in den Tropen,¹ reduziert sich Gl. (A14) zu

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle = - (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma' v')}_T. \quad (\text{A15})$$

Falls die horizontalen Variationen σ' der Pseudodichte klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind, wie über den tropischen Ozeanen, und/oder wenn der Wirbel hoch symmetrisch ist, wie im Kernbereich eines tropischen Wirbelsturms, reduziert sich Gl. (A14) zu

$$g^{-1} \bar{\sigma} \langle u^* P^* \rangle \cong - (r\bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}. \quad (\text{A16})$$

Dies ist der rechte Teil von Gl. (19), der wegen Gl. (11) (unter den selben Bedingungen) näherungsweise gleich dem linken Teil ist.

¹ bzw. bei adiabatischer Bewegung auf einer f -Ebene

D) Tangentialwindgleichung bei quasigeostrophischer Näherung

Leitet man die Tangentialwindgleichung wie in Anhang A oder B unter quasigeostrophischer Näherung her, so lautet diese Gleichung (in Log-p-Koordinaten):

$$\frac{\partial}{\partial T} \bar{v}_g = \underbrace{-\overline{u'_g \eta'_g} - \bar{u}_a \bar{f} - \overline{c f'} + \bar{F}^\Phi}_{-\bar{A}_H}, \quad (\text{A17})$$

wobei $u_g = -(\bar{f}r)^{-1} \partial \Phi / \partial \varphi$ und $v_g = \bar{f}^{-1} \partial \Phi / \partial r$ die geostrophischen Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten sind. η_g repräsentiert die geostrophische, absolute Vorticity, u_a die ageostrophische Radialgeschwindigkeit und Φ das Geopotential. Die Euler-Transformation lautet im Log-p-Koordinatensystem:

$$\begin{aligned} \bar{u}_a^t &= \bar{u}_a - \rho_o^{-1} \frac{R}{N^2 H} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_o \overline{u'_g T'}) \\ \bar{w}^t &= \bar{w} + r^{-1} \frac{R}{N^2 H} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u'_g T'}) \end{aligned}, \quad (\text{A18})$$

wobei R die Gaskonstante, N die Brunt-Väisälä-Frequenz, H die Skalenhöhe, T die Temperatur und ρ_o die Dichte sind. z ist die Vertikalkoordinate im Log-p-Koordinatensystem und w die dazugehörige Vertikalgeschwindigkeit. u_a^t steht für die transformierte, ageostrophische Radialgeschwindigkeit und w^t für die transformierte Vertikalgeschwindigkeit. Einsetzen von (A18) in (A17) liefert die transformierte Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial T} \bar{v}_g = \underbrace{\left\{ \begin{array}{l} -\overline{u'_g \eta'_g} - \rho_o^{-1} \bar{f} \frac{R}{N^2 H} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_o \overline{u'_g T'}) \\ \rho_o^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} - \overline{u'_g f'} \\ -\overline{u'_g q'} \end{array} \right\}}_{-\bar{A}_H} - \bar{u}_a^t \bar{f} - \overline{c f'} + \bar{F}^\Phi, \quad (\text{A19})$$

wobei $q = \bar{f}^{-1} \nabla^2 \Phi + \bar{f} \rho_o^{-1} (\rho_o N^{-2} \Phi_z)_z + f$ die quasigeostrophische, potentielle Vorticity und $\mathbf{F} = [-\rho_o \overline{u'_g (r v'_g)}, -\rho_o \bar{f} R (N^2 H)^{-1} \overline{u'_g T'}]$ den Eliassen-Palm-Vektor repräsentieren. (A17) entspricht den Gl. (10.17) und (10.26) in Holton (1992), die für ein stationäres Koordinatensystem mit zonaler Mittelung und ohne äußere Beschleunigungen aufgestellt wurden. Man beachte, daß $\overline{u'_g f'}$ bei zonaler Mittelung verschwindet und sich $\overline{u'_g \eta'_g}$ zu $\overline{u'_g \zeta'_g}$ reduziert, wobei ζ_g die geostrophische, relative Vorticity ist.

In *isentropen* Koordinaten erhält man als quasigeostrophische, transformierte Tangentialwindgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial T} \bar{v}_g = -r^{-1} \langle u_g \rangle \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} (r \bar{v}_g) - \langle u_a \rangle \bar{f} + (r \bar{\sigma})^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} - \bar{\sigma}^{-1} \frac{\partial}{\partial T} \overline{\sigma' v'_g} - \bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u_g)' f'} - \overline{c f'} + \bar{F}^\Phi}_{-A_H}.$$

Man erkennt, daß die Tangentialwindgleichung nur bei quasigeostrophischer Näherung, bei zonaler Mittelung und in einem Koordinatensystemen, das den Druck als Vertikalcoordinate enthält, die einfache Form von Gl. (10.17) in Holton (1992) annimmt. (Durch die quasigeostrophische Näherung verschwindet der vertikale Advektionsterm (vgl. Gl. (1) mit Gl. (A17) ff.),² bei zonaler Mittelung verschwindet der $\overline{u'_g f'}$ - bzw. der $\bar{\sigma}^{-1} \overline{(\sigma u_g)' f'}$ -Term und in Druckkoordinaten erscheint kein zweiter Tendenzterm neben dem \bar{v}_T -Term, da in Druckkoordinaten die generalisierte "Dichte" gleich g^{-1} ist und somit keine horizontalen Variationen besitzt.) In allen anderen Fällen erscheinen zusätzliche Asymmetrieterme neben der Eliassen-Palm-Flußdivergenz.

In der Tangentialwindgleichung (1), etc., ist für die Bestimmung der Intensitätszu- oder -abnahmen die Änderung der azimuthal gemittelten Tangentialgeschwindigkeit von Interesse. Daher beeinträchtigt das Auftreten der asymmetrischen Tangentialgeschwindigkeit auf der rechten Seite der Gleichung, die mit der Eliassen-Palm-Flußdivergenz geschrieben ist, nicht das Ergebnis, zumal der entsprechende Asymmetrietendenzterm i. d. R.³ klein ist und durch Verwendung anderer A_H -Repräsentationen vermieden werden kann. Verwendet man z. B. isentrope Koordinaten, so sind die Asymmetrieterme außer der Eliassen-Palm-Flußdivergenz vernachlässigbar, falls die horizontalen Variationen σ' der Pseudodichte klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind, wie über den tropischen Ozeanen, die Variationen f' klein sind, wie in den Tropen, und/oder wenn der Wirbel hoch symmetrisch ist, wie im Kernbereich eines tropischen Wirbelsturms.

Für den Fall, daß diese Bedingungen nicht erfüllt sind, verwendet man lieber Druckkoordinaten, etc., um die Eliassen-Palm-Flußdivergenz auszurechnen. Bei anderen als diesen Koordinaten können die übrigen Asymmetrieterme neben der Eliassen-Palm-Flußdivergenz (einschließlich des Asymmetrietendenzterms) eventuell große Werte annehmen. Die Eliassen-Palm-Flußdivergenz ist dann neben dem vertikalen Advektionsterm, der bei Gültigkeit der quasigeostrophischen Näherung vernachlässigbar ist, nicht alleine aussagekräftig. Die Asymmetrieterme zusammen (einschließlich des Asymmetrietendenzterms und der Eliassen-Palm-Flußdivergenz) ergeben jedoch immer das selbe Ergebnis wie der Eddy-PV-Fluß (vgl. Gl. (A14)).

² Wie die Ergebnisse in dieser Arbeit zeigen, kann der vertikale Advektionsterm in Gebieten mit starker Konvektion und/oder großskaliger Hebung, wie in der Nähe von tropischen Zyklonen und Monsuntiefs nicht vernachlässigt werden.

³ vor allem wenn die horizontalen Variationen der Pseudodichte σ' klein im Vergleich zum Mittel $\bar{\sigma}$ sind und/oder der Wirbel hoch symmetrisch ist.

SYMBOLVERZEICHNIS

A_H	horizontaler Flußterm	g	Gravitationsbeschleunigung
a, b	beliebige Variablen oder mathematische Ausdrücke	H	Skalenhöhe
c	Kondensationsrate	I	Trägheitsstabilität
\mathbf{c}	Verlagerungsgeschwindigkeit des Wirbelzentrums	\mathbf{i}	Einheitsvektor Richtung Osten
c_1, c_2	Ost- bzw. Nordkomponente der Verlagerungsgeschwindigkeit des Wirbelzentrums	\mathbf{j}	Einheitsvektor Richtung Norden
\hat{c}	radiale Komponente der Verlagerungsgeschwindigkeit des Wirbelzentrums	\mathbf{k}	vertikaler Einheitsvektor
C_d	Reibungskoeffizient	\mathbf{K}	Rotation der Reibungskraft
C_1, C_2	Konstanten	L	spezifische Verdampfungswärme
dq/dt_{ce}	Netto-Kondensationsrate	L_R	Rossby-Radius der Deformation
dq/dt_{con}	Cumulus-Anfeuchtungsrate	M	absoluter Drehimpuls
dq/dt_d	Anfeuchtungsrate durch vertikale (subskalige Eddy-) Diffusion	$\hat{\mathbf{n}}$	normaler Einheitsvektor
dT/dt_{ce}	Netto-Kondensationserwärmungsrate	N	Brunt-Väisälä-Frequenz
dT/dt_{con}	Cumulus-Erwärmungsrate	p	Druck
dT/dt_l	Erwärmungsrate durch langwellige Strahlung	p_a	Druck an der Wolkenobergrenze
dT/dt_s	Erwärmungsrate durch solare Strahlung	p_c	Kerndruck
dT/dt_d	Erwärmungsrate durch vertikale (subskalige Eddy-) Diffusion	p_E	mittlerer Druck in der Taifunumgebung
D	Abweichung der geopotentiellen Höhe vom Wert in der Taifunumgebung	p_s	Standardreferenzdruck
e	Verdunstungsrate	p_{ms}	Druck in der mittleren Stratosphäre (20 hPa)
f	Coriolisparameter; beliebige Feldvariable (Kap. 2)	P	Ertelsche potentielle Vorticity
F^{φ}	Azimutalkomponente der äußeren Kraft	q	Mischungsverhältnis
\mathbf{F}	Eliassen-Palm-Flußvektor	Q	Erwärmungsrate
		Q_1	scheinbare Wärmequelle
		Q_2	scheinbare Feuchtesenke
		r	radialer Abstand vom Wirbelzentrum
		r_a	Radius der äußersten Beobachtung
		r_b	Außenradius der Taifunkeimzelle
		r_{max}	Radius des maximalen Tangentialwinds

r_{out}	Radius der äußersten, geschlossenen Isobare	v_{tar}	Tangentialwind des Zielprofils
R	Gaskonstante	\mathbf{v}	horizontaler Windvektor
R_{15}	Radius des 15 ms^{-1} -Windes	V	Volumen
R_x	Radien bei der Berechnung einer Taifunkeimzelle	w	Vertikalgeschwindigkeit im Log-p-Koordinatensystem
$\hat{\mathbf{t}}$	tangentialer Einheitsvektor	w^t	transformierte Vertikalgeschwindigkeit im Log-p-Koordinatensystem
t	Zeit	x	horizontale, kartesische Koordinate Richtung Osten
T	Zeit im wirbelfolgenden Koordinatensystem; Temperatur (Kap. 2, 11)	y	horizontale, kartesische Koordinate Richtung Norden
T	Temperatur (Anhang)	z	vertikale, kartesische Koordinate
T_E	mittlere Temperatur in der Taifunumgebung	z	vertikale Koordinate im Log-p-Koordinatensystem
T_C	Wolkentemperatur	α	spezifisches Volumen
u	radiale Windgeschwindigkeit	β	Breitengradient des Coriolisparameters
u_a	ageostrophische, radiale Windgeschwindigkeit	χ	beliebige Vertikalkoordinate
u_a^t	transformierte, ageostrophische Radialgeschwindigkeit	γ	Gewichtungsfaktor
u_g	geostrophische, radiale Windgeschwindigkeit	η	absolute Vorticity
\mathbf{u}	dreidimensionaler Windvektor im wirbelfolgenden Koordinatensystem	η_g	geostrophische, absolute Vorticity
\mathbf{U}	dreidimensionaler Windvektor im ruhenden Koordinatensystem	φ	Azimutwinkel
v	tangentiale Windgeschwindigkeit	Φ	Geopotential
v_g	geostrophische, tangentielle Windgeschwindigkeit	θ	potentielle Temperatur
v_G, \mathbf{v}_A	tangentialer bzw. asymmetrischer Wind oberhalb der Grenzschicht	ρ_0	Referenzdichte
v_{max}	maximale, tangentielle Windgeschwindigkeit	σ	Pseudodichte; Vertikalkoordinate in σ -Koordinaten (Kap. 2)
v_n	neu angepaßter Tangentialwind	τ	Zeitskala
v_{obs}	beobachteter Tangentialwind	ω	vertikale p-Geschwindigkeit
v_R	Tangentialwind des Referenzprofils	Ψ	beliebige Variable oder mathematischer Ausdruck
		Ψ	Montgomery-Stromfunktion
		ζ	relative Vorticity
		ζ_g	geostrophische, relative Vorticity

Akronyme der Analysen und Modellvorhersagen

DMJj	Modellvorhersage mit dem Deutschlandmodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter JMA-Keimzelle
DMJ1	Modellvorhersage mit dem Deutschlandmodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter JMA-Keimzelle und ausgeschalteter Cumulusparameterisierung
EMJa	Nicht initialisierte JMA-Analyse mit eingepflanzter JMA-Taifunkeimzelle
EMJj	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter JMA-Keimzelle
EMJ1	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter JMA-Keimzelle und ausgeschalteter Cumulusparameterisierung
EMJ2	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter JMA-Keimzelle und ausgeschalteter, vertikaler Diffusion von Wärme, Feuchte und Impuls.
EMNa	Nicht initialisierte NCEP-Analyse ohne eingepflanzte Taifunkeimzelle
EMNo	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC ohne eingepflanzte Taifunkeimzelle
DMJg	Modellvorhersage mit dem Deutschlandmodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle
DMNg	Modellvorhersage mit dem Deutschlandmodell ausgehend von der NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle
EMJg	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der JMA-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle
EMNg	Modellvorhersage mit dem Europamodell ausgehend von der NCEP-Analyse vom 14. September 1990, 0000 UTC mit eingepflanzter GFDL-Keimzelle

Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G. und M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Andrews, D. G. und M. E. McIntyre, 1978: Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 175-185.
- Andrews, D. G., Holton, J. R. und Leovy, C. B., 1987: Middle Atmosphere Dynamics. *Academic Press*, 489 S.
- Baik, J.-J., M. DeMaria und S. Raman, 1990a: Tropical cyclone simulations with the Betts convective adjustment scheme. Part I: Model description and control simulation. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 513-528.
- Baik, J.-J., M. DeMaria und S. Raman, 1990b: Tropical cyclone simulations with the Betts convective adjustment scheme. Part II: Sensitivity experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 529-541.
- Bender, M. A., R. J. Ross, R. E. Tuleya und Y. Kurihara, 1993: Improvements in tropical cyclone track and intensity forecasts using the GFDL initialization system. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2046-2061.
- Bourke, W. P., Seaman, R., Embrery, G., McAvaney, B., Naughton, M., Hart, T. und Rikus, L., 1989: The BMRC global assimilation and prediction system. ECMWF Seminar Proceedings on Ten Years of Medium-Range Weather Forecasting. 4. – 8. September 1989, 221-252.
- Bretherton, C. S. und P. K. Smolarkiewicz, 1988: Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 740-759.
- Challa, M. und R. L. Pfeffer, 1980: Effects of eddy fluxes of angular momentum on model hurricane development. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1603-1618.
- Challa, M. und R. L. Pfeffer, 1990: Formation of Atlantic hurricanes from cloud clusters and depressions. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 909-927.
- Challa, M., R. L. Pfeffer, Q. Zhao und S. W. Chang, 1998: Can eddy fluxes serve as a catalyst for Hurricane and typhoon formation. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2201-2219.
- Charney, J. G. und A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68-75.
- Daggupaty, S. M. und D. R. Sikka, 1977: On the vorticity budget and vertical distribution associated with the life cycle of a monsoon depression. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 773-792.
- Davidson, N. E. und G. J. Holland, 1987: A diagnostic analysis of two intense monsoon depressions over Australia. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 380-392.
- Davidson, N. E., 1995a: Vorticity budget for AMEX. Part I: Diagnostics. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 1620-1635.

- Davidson, N. E., 1995b: Vorticity budget for AMEX. Part II: Simulation of monsoon onset, mid-tropospheric lows and tropical cyclone behaviour. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 1636-1659.
- Davidson, N. E., G. J. Holland, J. L. McBride und T. D. Keenan, 1990: On the formation of AMEX tropical cyclone Irma and Jason. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1981-2000.
- Davidson, N. E., J. Wadsley, K. Puri, K. Kurihara und M. Ueno, 1993: Implementation of the JMA typhoon bogus in the BMRC tropical prediction system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 437-467.
- Dell'Osso, L. und L. Bengtsson, 1985: Prediction of a typhoon using a fine-mesh NWP model. *Tellus*, **37 A**, 97-105.
- DeMaria, M., J.-J. Baik und J. Kaplan, 1993: Upper-level eddy angular momentum fluxes and tropical cyclone intensity change. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1133-1147.
- Dengler, K. und R. K. Smith, 1998: A monsoon depression over northwestern Australia. Part II: A numerical model study. *Aust. Meteor. Mag.*, **47**, 135-144.
- Douglas, M. W., 1992a: Structure and dynamics of two monsoon depressions. Part I: Observed structure. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1524-1547.
- Douglas, M. W., 1992b: Structure and dynamics of two monsoon depressions. Part II: Vorticity and heat budgets. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1548-1564.
- DWD, 1995: Dokumentation des EM/DM-Systems. Version 1.0. *Verlag des Deutschen Wetterdienstes (Offenbach)*, Abteilung Forschung.
- ECMWF, 1994: The description of the ECMWF/WCRP Level III-A Global Atmospheric DATA Archive. *Verlag des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (Reading)*.
- Edelmann, W. und D. Majewski, 1993: Die Datenbanken des Deutschland-Modells auf der Cray Y-MP und der MFB (MFA) des DWD. *Verlag des Deutschen Wetterdienstes (Offenbach)*, Abteilung Forschung, 63 S.
- Eliassen, A. und E. Palm, 1960: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publ.*, Vol. **22**, No. 3, 1-23.
- Elsberry, R. L., 1990: International Experiments to study tropical cyclones in the Western North Pacific. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 1305-1316.
- Elsberry, R. L., B. C. Diehl, J. C.-L. Chan, P. A. Harr, G. J. Holland, M. Lander, T. Neta und D. Thom, 1990: ONR Tropical Cyclone Motion Research Initiative: Field Experiment Summary. NPS-MR-91-001, *Naval Postgraduate School*, Monterey, California.
- Elsberry, R. L., 1995: Global perspectives on tropical cyclones. *WMO Rep. No. TCP-38*. WMO/TD-No. 693.
- Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585-604.
- Emanuel, K. A., J. D. Neelin und C. S. Bretherton, 1994: On large-scale circulations in convecting atmospheres. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **120**, 1111-1144.

- Fiorino, M. und R. L. Elsberry, 1989: Some aspects of vortex structure related to tropical cyclone motion. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 975-990.
- Foster, I. J. und T. J. Lyons, 1984: Tropical cyclogenesis: A comparative study of two depressions in the northwest of Australia. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **110**, 105-119.
- Frank, W. M. und J. L. McBride, 1989: The vertical distribution of heating in AMEX and GATE cloud clusters. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3464-3478.
- Frank, W. M., 1982: Large-scale characteristics of tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 572-586.
- Fujita, T., 1952: Pressure distribution within typhoon. *Geophys. Mag.*, **23**, 437-451.
- Gill, A. E., 1982: Atmosphere-Ocean Dynamics. Atmospheric Press, *Int. Geophys. Series, Vol. 30*, 662 S.
- Haynes, P. H. und McIntyre, M. E., 1987: On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 828-841.
- Hell, R. M. und R. K. Smith, 1998: A monsoon depression over northwestern Australia. Part I: Case study. *Aust. Meteor. Mag.*, **47**, 21-40.
- Hell, R. M., 1997: A monsoon depression over northwestern Australia: An observational case study. Preprint of the *22nd Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, American Meteorological Society, 641-642.
- Hell, R. M., 1998a: Durchführung und Auswertung numerischer Experimente im Rahmen von COMPARE (Taifun Flo), Teil I. *German Weather Service (DWD)*, 83 p.
- Hell, R. M., 1998b: Durchführung und Auswertung numerischer Experimente im Rahmen von COMPARE (Taifun Flo), Teil II. *German Weather Service (DWD)*, 91 p.
- Hell, R. M., 1999: The influence of resolved and subgrid-scale asymmetries on intensity changes of tropical cyclones and monsoon depressions. Preprint of the *23rd Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, American Meteorological Society, 1020-1022.
- Holland, G. J. und R. T. Merrill, 1984: On the dynamics of tropical cyclone structural changes. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **110**, 723-745.
- Holland, G. J., 1983: Angular momentum transports in tropical cyclones. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **109**, 187-209.
- Holland, G. J., 1984a: On the climatology and structure of tropical cyclones in the Australian / southwest Pacific region: I. Data and tropical storms. *Aust. Met. Mag.*, **32**, 1-15.
- Holland, G. J., 1984b: On the climatology and structure of tropical cyclones in the Australian / southwest Pacific region: II. Hurricanes. *Aust. Met. Mag.*, **32**, 17-31.
- Holland, G. J., 1984c: On the climatology and structure of tropical cyclones in the Australian / southwest Pacific region: III. Major hurricanes. *Aust. Met. Mag.*, **32**, 33-46.
- Holland, G. J., J. L. McBride, R. K. Smith, D. Jasper und T. Keenan, 1986: The BMRC Australian Monsoons Experiment: AMEX. *Bull. Amer. Met. Soc.*, **67**, 1466-1472.

- Holton, J. R., 1992: An introduction to dynamic meteorology. Third edition, *Academic Press*, 511 S.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre und A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, 877-946.
- Iwasaki, T., H. Nakano und M. Sugi, 1987: The performance of a typhoon track prediction model with cumulus parameterization. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 555-570.
- Jacobsen, I. und E. Heise, 1982: A new economic method for the computation of the surface temperature in numerical models. *Beitr. Phys. Atmos.*, **55**, 128-141.
- Kanamitsu, M., 1985: A study of the predictability of the ECMWF operational forecast model in the Tropics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 779-804.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr.*, **10**, No. 32, 84 S.
- Krishnamurti, T. N., D. Oosterhof und N. Dignon, 1989: Hurricane prediction with a high resolution global model. *Mon. Wea. Rev.* **117**, 631-669.
- Kuo, H. L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 40-63.
- Kuo, H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232-1240.
- Kurihara, Y., M. A. Bender und R. J. Ross, 1993: An initialization scheme of hurricane models by vortex specification. *Mon. Wea. Rev.* **121**, 2030-2045.
- Kurihara, Y., M. A. Bender, R. E. Tuleya und R. J. Ross, 1995: Improvements in the GFDL hurricane prediction system. *Mon. Wea. Rev.* **123**, 2791-2801.
- Kurihara, Y., R. E. Tuleya und M. A. Bender, 1998: The GFDL hurricane prediction system and its performance in the 1995 hurricane season. *Mon. Wea. Rev.* **126**, 1306-1322.
- Lin, Y.-L., R. D. Farley und H. D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **22**, 1065-1092.
- Louis, J.-F., 1979: A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteor.*, **17**, 187-202.
- Love, G. und G. Garden, 1984: The Australian monsoon of January 1974. *Aust. Met. Mag.*, **32**, 185-194.
- Majewski, D., 1991: The Europa-Modell of the Deutscher Wetterdienst. ECMWF Seminar Proceedings on Numerical Methods in Atmospheric Models, Vol. II, *Verlag des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (Reading)*.
- Mapes, B. E. und R. A. Houze, Jr., 1992: An integrated view of the 1987 Australian monsoon and its mesoscale convective systems. Part I: Horizontal structure. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **118**, 927-963.
- Mapes, B. E., 1993: Gregarious tropical convection. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2026-2037.
- McBride, 1981: Observational analysis of tropical cyclone formation. Part III: Budget analysis. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1152-1166.

- McBride, J. L. und T. D. Keenan, 1982: Climatology of tropical cyclone genesis in the Australian region. *J. Climatol.*, **2**, 13-33.
- Mellor, G. L. und T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- Merrill, R. T., 1988: Environmental influences on hurricane intensification. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1678-1687.
- Mills, G. A. und R. S. Seaman, 1990: The BMRC regional data assimilation system. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1217-1237.
- Molinari, J. und D. Vollaro, 1989: External influences on hurricane intensity. Part I: Outflow layer eddy angular momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1093-1105.
- Molinari, J. und D. Vollaro, 1990: External influences on hurricane intensity. Part II: Vertical structure and response of the hurricane vortex. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1902-1918.
- Molinari, J., D. Knight, M. Dickinson, D. Vollaro und S. Skubis, 1997: Potential vorticity, easterly waves, and eastern Pacific tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.* **125**, 2699-2708.
- Molinari, J., D. Vollaro und F. Robasky, 1992: Use of ECMWF operational analyses for studies of the tropical cyclone environment. *Meteor. Atmos. Phys.*, **47**, 127-144.
- Molinari, J., D. Vollaro und S. Skubis, 1993: Application of the Eliassen balanced model to real-data tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.* **121**, 2409-2419.
- Molinari, J., S. Skubis und D. Vollaro, 1995: External influences on hurricane intensity. Part III: Potential vorticity structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3593-3606.
- Molinari, J., S. Skubis, D. Vollaro, F. Alsheimer und H. E. Willoughby, 1998: Potential vorticity analysis of tropical cyclone intensification. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2632-2644.
- Möller, J. D. und R. K. Smith, 1994: The development of potential vorticity in a hurricane-like vortex. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **120**, 1255-1265.
- Montgomery, M. T. und B. F. Farrell, 1993: Tropical cyclone formation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 285-310.
- Nagata, M., 1997: Introduction to the Third COMPARE Exercise: TCM-90 (SPECTRUM, TYPHOON-90) Case, Ver. 3. Numerical Prediction Division (Forecast Department), *Japan Meteorological Agency*, Tokyo.
- Ooyama, K. V., 1964: A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofis. Intern.*, **4**, 187-198.
- Ooyama, K. V., 1969: Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 3- 40.
- Ooyama, K. V., 1982: Conceptual evolution of the theory and modelling of the tropical cyclone. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 369-380.
- Palmén, E. und H. Riehl, 1957: Budget of angular momentum and energy in tropical cyclones. *J. Meteor.*, **14**, 150-159.
- Pfeffer, R. L. und Challa, M., 1981: A numerical study of the role of eddy fluxes of momentum in the development of Atlantic hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2393-2398.

- Pfeffer, R. L. und Challa, M., 1992: The role of environmental asymmetries in Atlantic hurricane formation. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1051-1059.
- Pfeffer, R. L., 1958: Concerning the mechanism of hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **15**, 113-120.
- Pielke, R. A., 1990: The hurricane. *Routledge*, 89-91.
- Puri, K. und M. J. Miller, 1990: Sensitivity of ECMWF analyses-forecasts of tropical cyclones to cumulus parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1709-1741.
- Reed, R. J., A. Hollingsworth, W. A. Heckley und F. Delsol, 1988: An evaluation of the performance of the ECMWF operational system in analyzing and forecasting easterly wave disturbances over Africa and the tropical Atlantic. *Mon. Wea. Rev.* **116**, 824-865.
- Ritter, B. und J.-F. Gelenyn, 1992: A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with applications in climate simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 303-325.
- Rodgers, E. B., S. W. Chang, J. Stout, J. Steranka und J.-J. Shi, 1991: Satellite observations of variations in tropical cyclone convection caused by upper-tropospheric troughs. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 1163-1184.
- Ross, R. J. und Y. Kurihara, 1992: A simplified scheme to simulate asymmetries due to the beta effect in barotropic vortices. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1620-1628.
- Rotunno, R. und K. A. Emanuel, 1987: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part II: Evolutionary study using a nonhydrostatic axisymmetric numerical model. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 542-561.
- Sadler, J. C., 1976: A role of the tropical upper-tropospheric trough in early-season typhoon development. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1266-1278.
- Sadler, J. C., 1978: Midseason typhoon development and intensity changes and the tropical upper tropospheric trough. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1137- 1152.
- Schubert, W. H. und B. T. Alworth, 1987: Evolution of potential vorticity in tropical cyclones. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **113**, 147-162.
- Schubert, W. H. und J. J. Hack, 1982: Inertial stability and tropical cyclone development. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1687-1697.
- Schubert, W. H. und J. J. Hack, 1983: Transformed Eliassen balanced vortex model. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1571-1583.
- Shi, J.-J., S. W.-J. Chang und S. Raman, 1990: A numerical study of the outflow layer of tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2042-2055.
- Shi, J.-J., S. W.-J. Chang und S. Raman, 1997: Interaction between hurricane Florence (1988) and an upper-tropospheric westerly trough. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1231-1247.
- Sikka, D. R., 1977: Some aspects of life history, structure and movement of monsoon depressions. *Pageoph*, **115**, Ed. T.N. Krishnamurti, *Birkhäuser Verlag*, Basel, 1501-1529.
- Skubis, S. und J. Molinari, 1987: Angular momentum variation in a translating cyclone. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **113**, 1041-1048.

- Smith, R. K., H. C. Weber und A. Kraus, 1995: On the symmetric circulation of a moving hurricane. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **121**, 945-952.
- Steranka, J., E. B. Rodgers und R. C. Gentry, 1986: The relationship between satellite measured convective bursts and tropical cyclone intensification. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1539-1546.
- Sundqvist, H., 1970: Numerical simulation of the development of the tropical cyclones with a ten-level model. Part I. *Tellus*, **22**, 369-390.
- Temperton, 1988: Implicit normal mode initialization. *Mon. Wea. Rev.* **116**, 1013-1031.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.* **117**, 1779-1800.
- Tiedtke, M., W. A. Heckley und J. Slingo, 1988: Tropical forecasting at ECMWF: The influence of physical parameterization on the mean structure of forecasts and analyses. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **114**, 639-664.
- Titley, D. W. und R. L. Elsberry, 1999: Rapid intensification of tropical cyclones: A case study of Supertyphoon Flo during TCM-90. Preprint of the *23rd Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, American Meteorological Society, 588-591.
- Tuleya, R. E. und Y. Kurihara, 1975: The energy and angular momentum budgets of a three-dimensional tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 287-301.
- Tung, K. K., 1986, Nongeostrophic theory of zonally-averaged circulation. Part I: Formulation. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2600-2618.
- Warner, C., 1984: Core structure of a Bay of Bengal monsoon depression. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 137-152.
- Weber, H. und R. K. Smith, 2000: A monsoon depression over northwestern Australia. Part III: Motion. *Aust. Meteor. Mag.*, in Druck.
- Webster, P. J. und R. A. Houze Jr, 1991: The Equatorial Mesoscale Experiment (EMEX): An overview. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 1481-1505.
- Wergen, W., 1988: The diabatic ECMWF normal mode initialization scheme. *Beitr. Phys. Atmos.*, **61**, 274-302.
- Yanai, M., S. Esbensen und J. H. Chu, 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611-627.
- Zhao, S., und G. A. Mills. 1991: A study of a monsoon depression bringing record rainfall over Australia. Part II. Synoptic-diagnostic description. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2047-2094.

DANKSAGUNG

Mein größter Dank gebührt Herrn Prof. Dr. R. K. Smith für seine Betreuung und für die Anregung des Doktorarbeitsthemas sowie für die Ermöglichung des Forschungsaufenthalts in Australien und der zahlreichen Konferenzteilnahmen (in Ft. Collins, Dallas, Reading, Bad Tölz und Seeon).

Ein großes Dankeschön verdient auch Herr Dr. N. Davidson vom Bureau of Meteorology Research Centre in Melbourne (Australien), der die Analysedaten zur Untersuchung des australischen Monsuntiefs zur Verfügung stellte. Die Datenaufbereitung für die spätere, diagnostische Studie konnte freundlicherweise am Centre for Meteorology and Oceanography der Monash Universität in Melbourne bei Herrn Prof. Dr. M. Reeder durchgeführt werden. Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern des Bureau of Meteorology Regional Forecast Centre in Darwin, insbesondere bei Herrn Dr. G. Garden, für die Einblicke in den operationellen Vorhersagebetrieb.

Des weiteren möchte ich vor allem Herrn D. Majewski vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach für die Miteinbeziehung in das internationale COMPARE-Experiment, für das Datenumschreiben der vom Japanische Wetterdienst und von den National Centers for Environmental Prediction bereitgestellten TCM 90-Daten auf das Format des Europa- bzw. Deutschlandmodells (EM/DM) und für die Unterstützung bei der Durchführung der Modellrechnungen am Großrechner meine Dankbarkeit bekunden. Für die weitere Bearbeitung der Modell- und Analysedaten wurde unserem Institut von Herrn Dr. M. Gertz großzügigerweise die Workstation-Version des EM/DM zur Verfügung gestellt, die unter Mithilfe von Herrn Dr. W. Ulrich an unseren DEC-Rechnern implementiert wurde.

Meine weitere Anerkennung gilt Herrn H. Lösslein, der das Rechnernetz zu jeder Zeit auf dem neuesten Stand und trotz der großen Zahl an Benutzern am Laufen halten konnte. Auch möchte ich Herrn R. Heuer meinen Dank aussprechen, der mir bei jeglichen Computerfragen gerne mit Rat und Tat zur Seite stand.

Zu guter Letzt möchte ich mich recht herzlich bei meinen Eltern und meinem Bruder für Ihre Unterstützung und Ihr Verständnis in den vergangenen Jahren bedanken.

Finanziell wurde diese Arbeit von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), von der Office of Naval Research (ONR) und vom Deutschen Wetterdienst (DWD) getragen.

Lebenslauf

Name: Reinhard Michael Hell

Geburtstag: 28. Februar 1969

Geburtsort: Rosenheim

Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung: 1975 - 1979: Grundschule in Prien
1979 - 1988: Ludwig-Thoma-Gymnasium Prien
Allgemeine Hochschulreife (Abitur): Juni 1988

Grundwehrdienst: 1988/89 Grundwehrdienst beim GebFlaRgt 8 in Traunstein

Studium: WS 1989/90 - SS 1995 Studium der Geophysik an der Ludwig-Maximilians-Universität München (Diplomarbeit in Meteorologie)
Vordiplom: Oktober 1991; Hauptdiplom: Juni 1995

Promotion: seit November 1995 wissenschaftlicher Mitarbeiter und Promotion am Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität München