

Barokline Instabilitäten

Diplomarbeit von Simón Domingo López

**unter Leitung von
Prof. Huw C. Davies und Heini Wernli**

Inhalt

1. Einleitung	1
Fragestellung dieser Arbeit	10
2. Bemerkungen zur Dynamik und zum Modell	11
2.1 Theoretische Zusammenfassung	11
2.2 Das Modell	12
2.3 Hinweise zu den Bildern und Graphiken	14
3. Beschreibung einer Simulation	15
Zusammenfassung	26
4. Simulationen bei denen des zonale Mittel der Störung verschwindet	28
4.1 Variation der Amplitude	29
4.2 Variation der Weite	33
4.3 Variation der Abstände der Warmluft- bezüglich der Kaltluftstörung	37
4.4 Verschiebung des Störungssystems auf der y-Achse	40
4.5 Drehung der Warmluftstörungen um die Kaltluftstörung	47
5. Ergebnisse bei denen der zonal gemittelte Grundzustand nicht verschwinden muss	53
5.1 Aenderung der Amplituden der Warmluftstörungen	54
5.2 Aenderung der Amplitude der Kaltluftstörung	60
5.3 Variation der Weite der Warmluftstörungen	65
5.4 Variation der Weite der Kaltluftstörungen	68
5.5 Variation der Weiten der Kalt- und der Warmluftstörungen, wobei keine Ueberlappung vorkommt	71
6. Simulationen mit asymmetrischen Trögen	75
6.1 Störungen aus drei unabhängigen Komponenten	75
6.2 Störungen aus vier unabhängigen Komponenten	77
7. Ein reales Beispiel	78
Anhang	88
Bibliography	90

Zusammenfassung

Die Dynamik der baroklinen Instabilität ist seit Ende der Vierzigerjahre Gegenstand der Forschung. Während Eady und Charney in einfachen Modellen einfach, analytische Lösungen mit Hilfe von Normal-Moden fanden, sind heute, dank den Hochleistungsrechnen, numerische Simulationen möglich. Als Näherung wird häufig eine adiabatische, reibungsfreie semi-geostrophe Dynamik einer Modellatmosphäre in einer f -Ebene, mit uniformer potentieller Vorticity verwendet. Bei diesen Modellen findet man mit Normal-Moden-Ansätzen Zyklonenentwicklungen realistischer Grösse ($\sim 4000\text{km}$) und Entstehungsdauer (~ 6 Tage) (siehe z.B. Hoskins und West (1979)).

Als Grundlage dieser Arbeit dient ein Modell von Schär (1989), in dem ursprünglich barokline Instabilitäten ebenfalls durch Normal-Moden-Ansätze hervorgebracht wurden, und das jetzt so modifiziert ist, dass diese Instabilitäten durch finite, symmetrische Temperaturstörungen am Deckel zu stande kommen. Die Störungen bestehen aus einem zentralem Kaltlufttrog, der von zwei Warmluftbuckeln begleitet wird. Durch Variation der Parameter der Störungen wurden Entwicklungen erreicht, die ähnlich denjenigen des ursprünglichen Modells sind, wobei in den meisten Fällen keine Warmfront beobachtet wird. Zudem wurde untersucht, wie die Störungen auf feine Parameteränderungen reagieren, was zum Teil auf eine Reihe neuer Entwicklungen führt.

Im ersten Teil der Arbeit wurde darauf geachtet, dass das zonales Mittel der Anfangstörung verschwindet. Die wichtigsten Erkenntnisse daraus waren, dass bei Variation der Amplitude ähnliche Entwicklungen entstehen wie bei Variation der Weite, und dass kleinräumige Variationen sich kaum entwickeln. Ausserdem, dass Störungen ausserhalb der baroklinen Zone nur sehr kleine Auswirkungen auf den Boden haben

Im zweiten Teil verschwindet das Mittel der Anfangstörung nicht mehr. Es wird gezeigt, dass bei den Warmluftbuckeln Amplituden- und Weitenvariation ein fast lineares Wachstum des Druckminimums am Boden in Abhängigkeit der veränderten Parameter ergibt, dass sich nur im Totalenwachstum unterscheidet. Bei Variation der Amplitude des Kaltlufttrogs kann eine schwache Warmfront bei gleichzeitigem Minimalen Wachstum des Druckminimums am Boden beobachtet werden. Dasselbe tritt auch bei Weitevariation ohne Ueberlappung auf.

Im dritten Teil treten bei asymmetrischen Störungen vermehrt Warmfronten auf.

1. Einleitung

Die ungleichmässige Erwärmung der Erde bewirkt einen ständigen Energiefluss von den Tropen zu den Polen. Die überschüssige Energie wird durch die Ozeane und die Atmosphäre nach Norden bzw. nach Süden transportiert. In unseren Breiten vollzieht sich dieser Transport in der Atmosphäre durch das Wechselspiel von Tief- und Hochdruckgebieten (vgl. Bild 1.1). Solche Zyklonen und Antizyklonen haben eine durchschnittliche Ausdehnung von 3000km und eine mittlere Lebensdauer von 5 Tagen. Nimmt man die Atmosphäre als stabil an, so können diese und andere Erscheinungen als Störungen betrachtet werden. Die Komplexität der Atmosphäre fordert das Einführen von Modellen.

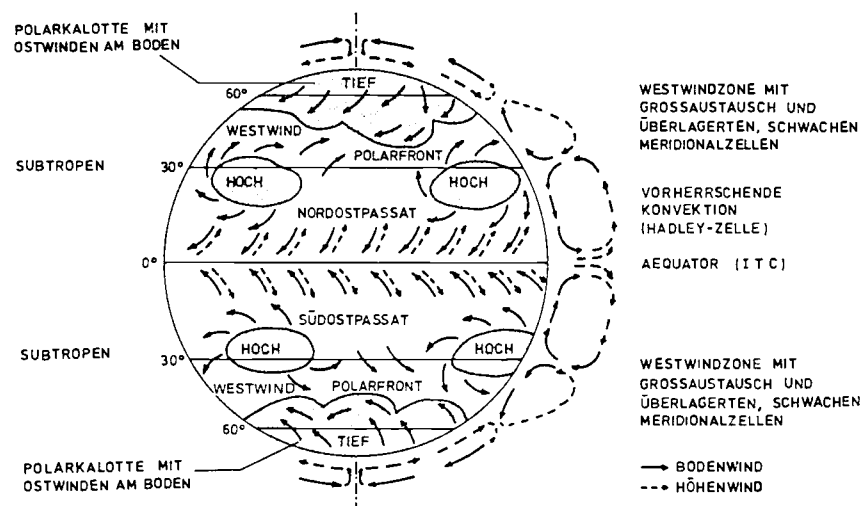


Bild 1.1 Schema der allgemeinen Zirkulation in der Atmosphäre. Aus Ling (1991)

Ein Fundament der geophysischen Fluidodynamik ist die Baroklinität des Fluidums. In einem baroklinen Fluidum fallen die Flächen konstanten Drucks und konstanter Dichte nicht zusammen, was gleichbedeutend ist mit der Aussage, dass das Vektorprodukt der Gradienten von Druck und Dichte ungleich Null ist. Weiter folgt daraus, dass die Dichte nicht nur eine Funktion des Drucks alleine, sondern noch von weiteren Parametern unter anderem der Temperatur abhängig ist. Somit ist auch ein horizontaler Temperaturgradient vorhanden. Ist zudem eine zonale Grundströmung von einem Temperaturfeld mit einem meridionalen Temperaturgradient überlagert, so nimmt als Folge der thermalen Windgleichung die Stärke des zonalen Grundstroms mit der Höhe zu. Solche starken Ströme werden Jets genannt. Auf der Erdoberfläche sind die meridionalen Temperaturgradienten am grössten in der sogenannten Polarfrontzone. Sie werden durch die jahreszeitlichen

nannten Polarfrontzone. Sie werden durch die jahreszeitlichen Schwankungen beeinflusst und liegen zwischen 50° und 70° Grad geographischer Breite. Darüber tritt ein starker westwärts gerichteter Jet auf.

Jets mit starker Geschwindigkeitsscherung können bei kleinen Störungen instabil werden. Die im Jet gespeicherte potentielle Energie verwandelt sich während des Wachstums der Störung in potentielle und kinetische derselben. Die meisten Störungen in den mittleren Breiten haben eine Verbindung zu einer Instabilität im Jet.

Die Schichtung der Atmosphäre zeigt eine stabile Grenze zwischen 8 und 16km. Sie trennt die Tropo- von der Stratosphäre und wird Tropopause genannt. Austausch von Teilchen zwischen diesen Schichten ist selten. Sieht man von Schwankungen der Höhe der Tropopause ab, kann die Grenze als starrer Deckel betrachtet werden. Bei der Modellierung ist jedoch darauf zu achten, dass der Deckel dieselben Eigenschaften wie die Tropopause hat, d. h. insbesondere, dass die horizontale Windgeschwindigkeit am Deckel ungleich 0 sein kann.

Eady (1949) machte diese Annahme, vernachlässigte jedoch die vertikale Bewegung der Tropopause. Mit dem Normalmoden-Ansatz fand er eine analytische Lösung für das Instabilitätsproblem einer 2-dimensionalen baroklinen Zone. Normalmoden bilden eine vollständige Basis im Funktionenraum der Lösungen des Systems. Die so erhaltenen Wellen sind die Eady-Wellen. Die Wachstumsrate σ ist von der Wellenzahl k abhängig.

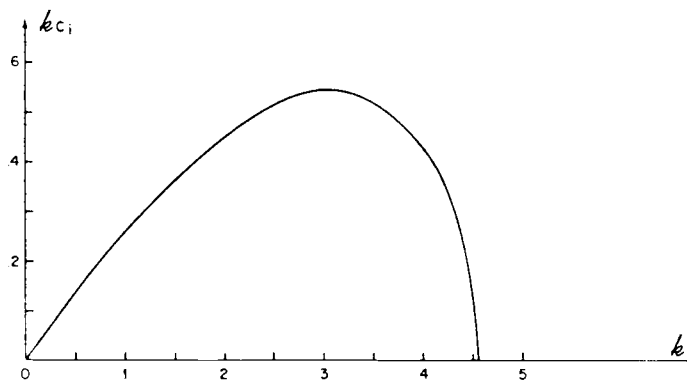


Bild 1.2 Wachstumsrate des instabilsten Eady-Modes. Aus Pedlosky (1979).

Nach der Theorie wächst jeder Mode unabhängig von den anderen. Derjenige mit der grössten Wachstumsrate dominiert somit nach einer gewissen Zeit die Entwicklung. Seine Wachstumsrate ist in Bild 1.2 dargestellt. Mit vernünftigen Werten für die Höhe

der Atmosphäre und die barokline Zone kommt man mit dem schnellsten Mode auf folgende Werte: 2000-4000 km in der Wellenlänge und 1-2 Tage in der Bildungszeit. Die Werte stimmen gut mit der Natur überein.

In Bild 1.3 sind die Eigenschaften der instabilsten Eady-Wellen dargestellt. Sie sind die einfachsten baroklinen Wellen. (a) ist die Entwicklung am Deckel, (d) die am Boden. Die ausgezogene Linie ist die Isobare, die gestrichelte die Isotherme. (Die Phasendifferenz ist in (a) und (d) der Klarheit halber etwas zu gross eingezeichnet.) Die Strömung Richtung Pol ist auf der warmen Seite, diejenige Richtung Äquator auf der kalten, so dass ein Wärmetransport zu den Polen entsteht. (b) stellt den ageostrophischen Wind in der x-z-Ebene dar. Absteigende Luft ist verbunden mit nach Süden strömender Luft, aufsteigende mit nach Norden strömender Luft. In (c) sind die Geschwindigkeitskomponente v (ausgezogen) und die Isentrope (gestrichelt) dargestellt. Im Zentrum der Hochs (H) und Tiefs (T) verschwindet der geostrophe

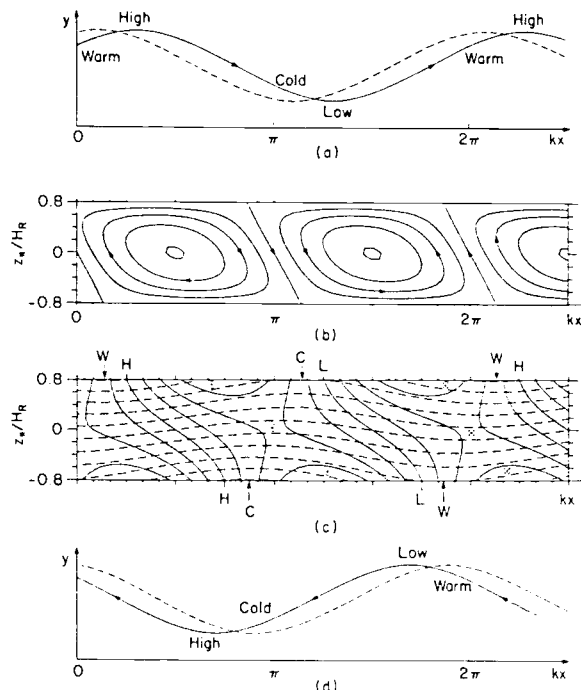


Bild 1.3 Eigenschaften der instabilsten Eady-Welle. Die einzelnen Bilder sind im Text erklärt. Aus Gill (1982).

Wind. W (warm) und C (kalt) anzeigen, wo die Luft am wärmsten bzw. am kältesten ist. Aus allen Bildern geht hervor, dass polwärts strömende Luft wärmer ist als südwärts strömende. Dieses Modell erklärt so mit einfachen Mitteln den Wärmetransport von den Tropen zu den Polen.

Eady ignorierte die Erdkrümmung. Der β -Effekt (siehe Kap. 2) berücksichtigt diese in 1. Ordnung. Charney (1947) findet eine

deckellose Atmosphäre einführt. Die barokline Zone ist wiederum 2-dimensional. Zusätzlich können auch Kompressibilitätseffekte berücksichtigt werden. Wie schon bei Eady beschreiben Normalmoden das Wachstum der Störungen. Obwohl dem Charney-Problem eine kompliziertere Modellatmosphäre zugrundeliegt, unterscheiden sich die Wachstumsraten σ von derjenigen vom Eady-Problem maximal um 8%. in Bild 4 sind die Eigenschaften des schnellsten Charney-Mode dargestellt, dieser ist unabhängig vom β -Effekt.

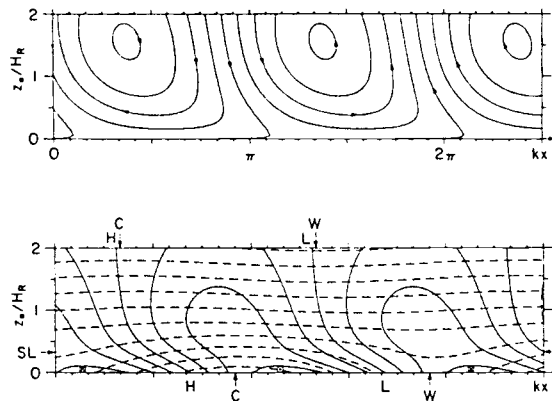


Bild 1.4 Eigenschaften der instabilsten Charney-Welle. Die einzelnen Bilder sind im Text erklärt. Aus Gill (1982).

Die Ähnlichkeit in den tieferen Schichten zum schnellsten Mode von Eady sind nicht zu übersehen. oben: ist die Stromfunktion der ageostrophischen Strömung in der x-z-Ebene. Auch hier ist sinkende (aufsteigende) Luft am Boden verbunden mit Luftströmung gegen Süden (Norden). unten: der ageostrophe Wind.

Sowohl Eady wie auch Charney benutzen periodische, infinitesimale Störungen, die wegen des geringen Unterschieds der Wachstumsrate σ sich etwa in der selben Zeit zu ähnlich grossen Strukturen in der Horizontale entwickeln. Der Unterschied besteht in der vertikalen Struktur der Atmosphäre. Bei Eady wird sie durch den Deckel begrenzt. Bei Charney hingegen ist sie gegen oben offen. Die Lösung von Charney zeigt, dass horizontale und vertikale Skalen nicht durch die Höhe der Tropopause sondern durch den Wert des β -Effekt gesetzt werden. Dies zeigt, dass auch ohne Tropopause vernünftige Lösungen in der tieferen Atmosphäre erhalten werden kann, Strukturen in den oberen Schichten werden jedoch nicht mehr erklärt. Die im weiteren beschriebenen Modellatmosphären haben alle einen Deckel und berücksichtigen den β -Effekt nicht.

Das Wachsen von infinitesimalen, periodischen Störungen ist mit einfachen Modellen recht gut und zufriedenstellend verfolgbar. Schär (1989) benutzte in seinem Modell die sogenannte semi-geostrophe Dynamik auf einer f-Ebene (vgl Kap. 2). Er unter-

sucht eine barokline Instabilität eines balancierten Grundzustands mit einem stetigen Temperaturübergang und einem Jet am Deckel. Die mit Normalmoden initialisierte nichtlineare Simulationen führen nach einer Entwicklungsdauer von sechs Tagen zu Tief- und Hochdruckgebieten begleitet von Kalt- und Warmfronten. Zudem wird gezeigt, dass ein Okklusionsprozess wegen einer Symmetrienerhaltung der semi-geostrophischen Dynamik nicht auftreten kann (vgl. Kapitel 2.2).

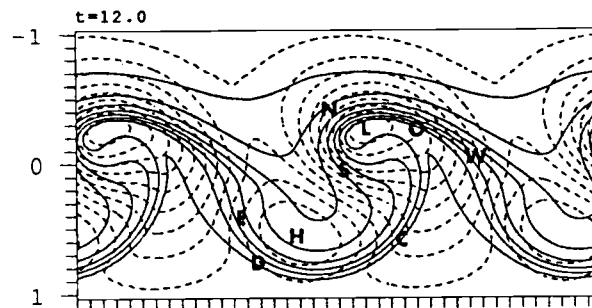


Bild 1.5 Bild einer Simulation nach einer Entwicklungszeit von 6 Tag. Der Bruch der Symmetrie wird mit einer nicht-modalen Anfangsbedingung erreicht. Isentropen und Isobaren (gestrichelt) am Boden mit einem Isolinienabstand von 2 K bzw. 3hPa. Aus Schär (1989).

Im folgenden werden die verschiedene Typen von Zyklonenentwicklungen, der Zusammenhang zwischen Zyklonen und Fronten, sowie die physikalischen Ursachen für die Störungen besprochen.

Nach **Petterssen** und **Smebye** (1971) unterscheidet man zwei Typen von Zyklonen. Beide setzen das Vorhandensein einer baroklinen Zone voraus. Typ A beginnt die Entwicklung unterhalb einer zonal gerichteten Höhenströmung ohne nennenswerte Vorticityadvektion in der Zone maximaler Baroklinität, d. h. in einer sogenannten Frontalzone. Ein Trog fehlt. Bei Typ B hingegen breitet sich von Anfang an ein Höhentrog mit starker Vorticityadvektion an der Vorderseite über ein Gebiet thermischer Advektion aus. In A bildet sich der Höhentrog erst als Antwort auf die Zyklonenentwicklung am Boden. Der horizontale Abstand zwischen Trog und Zyklone bleibt bis zum Erreichen des Maximums der Entwicklung etwa gleich, bei B hingegen verringert er sich stark, beim Maximum liegen Trog und Zyklone übereinander. In B nimmt die Vorticityadvektion am Deckel anfänglich stark zu, nimmt aber noch vor Erreichen des Maximums wieder stark ab. Die thermische Advektion ist anfangs unbedeutend, nimmt aber mit dem Wachsen der Zyklone überall zu. Die thermische Advektion in A nimmt während des Anwachsens der Zyklone zu und nach Erreichen des Maxi-

mums wieder ab. Vorticityadvektion bleibt in A immer unbedeutend. Die Baroklinität nimmt anfangs in A am Boden stark zu (Bildung einer Bodenfront) und nimmt wieder ab, sobald die so entstehende Temperaturwelle wieder absorbiert wird. In B hingegen nimmt sie erst mit dem Anwachsen der Zyklone zu. Typ A endet in einer klassischen Okklusion, während B dieser ähnlich sieht. Was damit gemeint ist soll untenstehende Graphik verdeutlichen.

Bild 5a-e zeigt eine klassische Okklusion. Kalt- und Warmfront gehen vom Zentrum des Tiefs aus. Ab einem bestimmten Zeitpunkt okkludiert die Kalt- mit der Warmfront, die Okklusion geht weiterhin vom Zentrum des Tiefs aus.

Bild 5f-g zeigt eine Variation davon. Der Beginn der Kaltfront wird unter die Warme geschoben. Wegen der Ähnlichkeit zu einem T wird diese Struktur auch T-förmige Front genannt. Solche T-Fronten werden immer wieder beobachtet und sind neuerdings auch erfolgreich simuliert worden. Diese dreht sich im Tief auf. Die resultierende Okklusion ist nicht mehr eindeutig von der Warmfront zu unterscheiden.

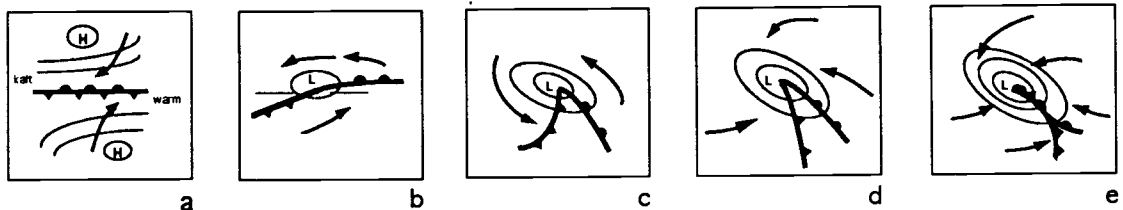


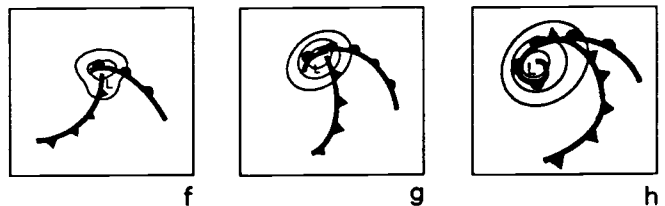
Bild 1.6

a-c klassische Okklusion

Die herrschenden Winde sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

f-h eine Okklusion, die der klassischen ähnlich sieht.

Die herrschenden Winde sind mit denjenigen in a-c vergleichbar.



Während reine A Typen häufig vorkommen, sind reine B Typen sehr selten. Meistens beeinflussen sich die beiden Entwicklungen gegenseitig. Beide sind immer begleitet von Fronten. Ueber den Polen existiert eine kalottenförmige Region bestehend aus polarer Kaltluft. Sie wird durch die sogenannte Polarfront von den warmen Luftmassen getrennt. Die Polarfront ist meist sehr stabil. Unter gewissen Umständen kann sie jedoch instabil werden (siehe Bild 1.6) und die Entwicklung eines Tiefs einleiten. Solche Tiefs entstehen ohne Einfluss von Entwicklungen in den höheren Schichten und werden frontale Zyklone genannt, da die Front schon vor der Zyklone existiert; sie entsprechen dem Typ A.

Bei Typ B hingegen entstehen die Zyklone durch eine trogförmige Störung am Deckel über einer baroklinen Zone (siehe Bild 1.7).

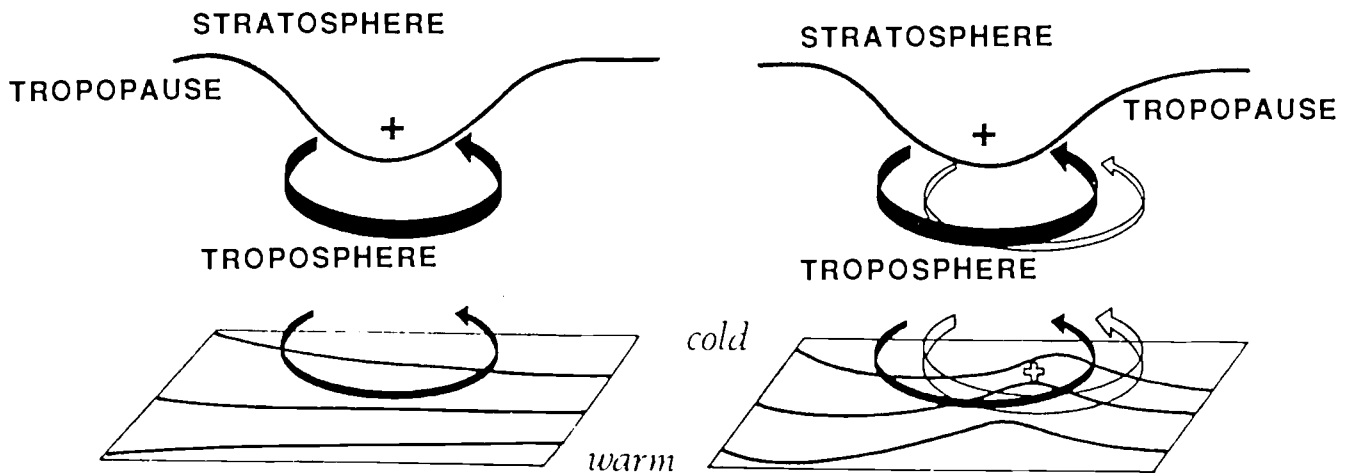


Bild 1.7 Schematische Darstellung einer Zyklonogenese, die durch einen Höhentrog über einer baroklinen Zone entsteht. Schwarze Pfeile kennzeichnen die durch den Trog bedingte Zirkulation, weiße solche, die durch die wachsende Zyklone zu Stande kommen. Aus Hoskins et al. (1985)

Zyklone und Front entwickeln sich gemeinsam. Dies ist u. a. in dieser Arbeit der Fall. Die Existenz eines oberen Troges am Anfang der Entwicklung einer Zyklone wird recht häufig beobachtet. Solche Einbuchtungen sind verbunden mit Einbuchtungen der Stratosphäre in die Troposphäre. Am einfachsten sind sie zu erkennen auf sogenannten IPV-Karten. Dies sind Darstellungen von isentroper, potentieller Vorticity (IPV) auf Flächen konstanter potentieller Temperatur. Die IPV bleibt bei adiabatischen Prozessen erhalten. Da Luftmassen sich meist auf Linien konstanter Temperatur bewegen, ist auf den IPV-Karten die Luftbewegung

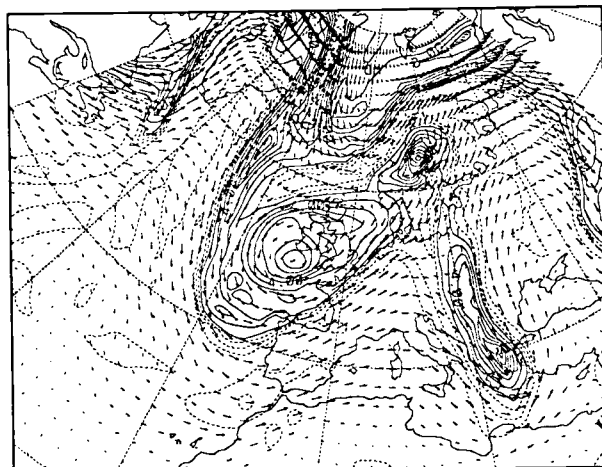


Bild 1.8 Beispiel einer IPV-Karte auf einer 320 K Fläche vom 5. Okt. 1993 um 0.00 Uhr. Zu sehen ist ein ausgedehnter Trog südlich der Britischen Inseln und ein zusammen gedrückter über Griechenland

leichter zu erkennen. Zu den Polen hin nehmen die potentielle Temperatur und die Höhe der Stratosphäre ab. Da die IPV in der Stratosphäre viel grösser ist als in der Troposphäre, nimmt darum die IPV zu den Polen hin zu. Man spricht von einem IPV-Reservoir über den Polen. Die Bildung von Trögen wird am Rande dieses Reservoirs begünstigt.

Solche Tröge werden PV-Anomalien genannt. Sie verteilen sich nicht gleichmässig über die mittleren Breiten. Im Osten der grossen Landmassen und im Lee der Gebirge kommen sie zahlreicher vor. Dies zeigen auch Karten mit Zugbahnen von Tiefdruckgebieten. In Europa immer wieder beobachtbar ist die Zyklonogenese im Golf von Genua, die sogenannte **alpine Lee-Zyklonogenese**. Wegen der relativen Häufigkeit ist diese schon lange Gegenstand meteorologischer Forschung. Sie entsteht in relativ kurzer Zeit von 1-2 Tagen, hat aber nur eine Ausbreitung von etwa 1000 km. Auch im Lee anderer Gebirge ist eine Häufung erkennbar, z. B. bei den Rocky Mountains oder bei den Pyrenäen (vgl. Bild 1.9).

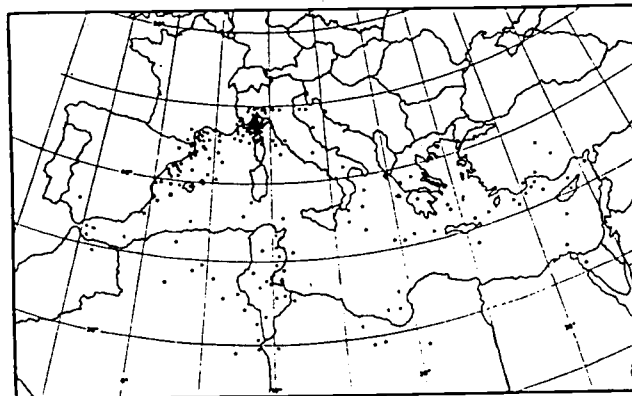


Bild 1.9 Zyklonogenese im Mittelmeerraum in den Wintermonaten. Nach Reiter (1975)

Da die Entstehung von Leezyklonen sehr von den lokalen orographischen Eigenschaften abhängig ist, unterscheiden sie sich sehr in Ausdehnung, Entstehungsdauer, Stärke etc.

Die Topographie beeinflusst nicht nur die Wetterentwicklung in unmittelbarer Nähe. Sie beeinflusst auch die planetaren Wellen, die wiederum die mittlere Baroklinität und somit die Zyklonogenese in grosser Entfernung von Gebirgen bestimmen. Die geographische Verteilung der Zyklonogenese ist von zahlreichen komplexen Vorgängen abhängig. Eigenschaften orographischer Zyklonogenese werden in Schär (1989) ausführlich beschrieben.

Die bis jetzt besprochenen Zyklonogenese Typen haben alle eine Entwicklungsdauer von mehreren Tagen¹. Es gibt Zyklone, die sich in weniger als einem Tag bilden, die sogenannten **schnellen** oder **explosiven Zyklone**. Sie werden von rauhen Winden und starken Niederschlägen begleitet. Meist entstehen sie über Ozeanen oder Küstengebieten in Nähe tropischer also sehr warmer Meeresströmungen, z. B. an der Ostküste Nordamerikas. Mit den beschriebenen Modellen der baroklinen Instabilität lässt sich diese schnelle Entwicklung nicht mehr erklären. Es wird vermutet, dass explosive Zyklone von zusätzlichen Mechanismen abhängig sind, welche die baroklinen Prozesse vielfältig beeinflussen (adiabatische Prozesse, Auswirkungen latenter und sensibler Wärmeflüsse auf den Temperaturgradient, auf die Beschleunigung von Luftpaketen, auf die Transformation von Energie aus dem Jet sowie auf die Thermal- und auf die Vorticityadvektion). Eine detaillierte Diskussion über schnelle Zyklonogenese findet man bei Uccellini (1990).

Whitaker et al. (1988) weisen in ihrer Arbeit über das Modellieren der "Presidents' Day Zyklon" am 19. Februar 1979 darauf hin, dass die schnelle Entwicklung möglicherweise mit dem Aufkommen trockener, stratosphärischer Luftmassen in der Region, in der die Zyklone entsteht und der möglichen Superposition mit einem PV-Maximum in der tieferen Troposphäre zusammenhängt.

Takayabu (1991) nennt solche Superpositionen **gekoppelte Entwicklungen**. Ihr Einfluss ist auch bei normaler Zyklonogenese nicht unwesentlich wie seine Beispiele und Simulation zeigen. Unter gewissen Voraussetzungen können zwei Zyklone zu einer einzigen gekoppelt werden. Dabei ist das Vorhandensein eines Jets mit einer Störung an der nördlichen Seite der baroklinen Zone notwendig. Die eine Zyklone befindet sich nördlich des Jets und bewegt sich ostwärts, die andere ist südlich und wandert in nordöstlicher Richtung. Diese wird unter der Störung hindurch gedrückt und vereinigt sich dann mit der nördlichen Zyklone.

¹Eine Ausnahme bilden oft die Lee-Zyklone, sofern sie in kleinem Raum entstehen.

Fragestellung dieser Arbeit

Die folgende Arbeit benutzt das semi-geostrophe Modell von Schär. Hier werden Simulationen beschrieben, die aus einer 3-dimensionalen finiten Temperaturstörung am Deckel über einer baroklinen Zone entstanden sind. Diese Störungen ist symmetrisch und besteht aus einem zentralen Kaltlufttrog, der von zwei Warmluftbuckeln begleitet wird (Siehe Bild 1.10). Diese Buckel haben immer dieselben Werte in Amplitude und Weite sowie denselben Abstand zum Zentrum. Variiert werden folgende Parameter

- ◇ die Amplitude A_+, A_-
- ◇ die Weite w_+, w_-
- ◇ die Position des Trogs, also des Zentrums (x_-, y_-)
- ◇ die Position der Buckel relativ zum Trog (x_+, y_+)

Der Index $+(-)$ bezieht sich auf die Buckel (den Trog)

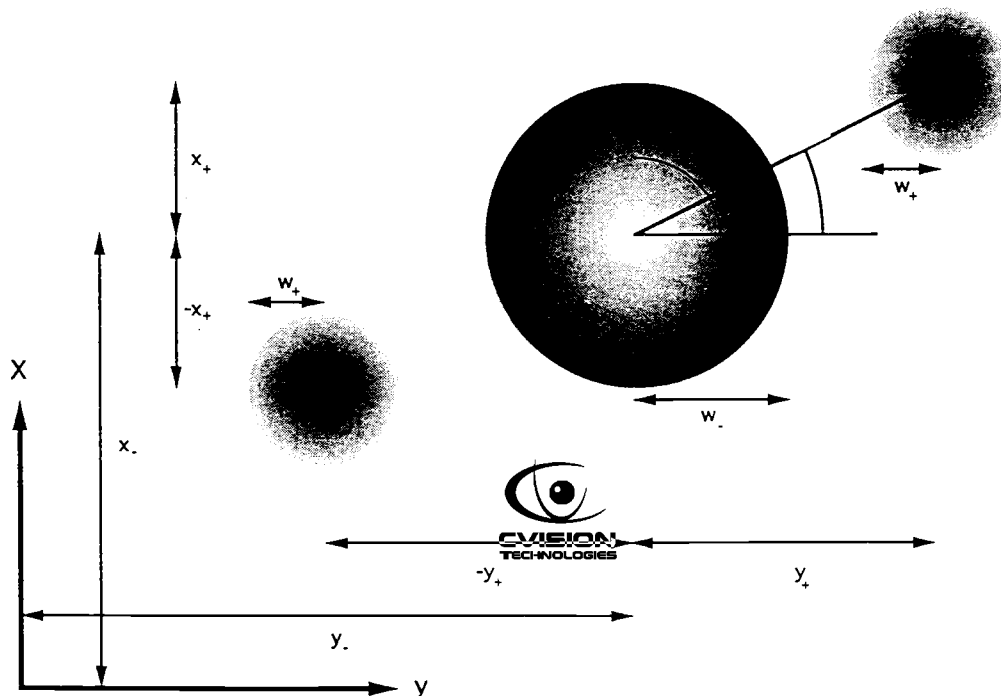


Bild 1.10 Schematische Darstellung der Störung

Ziel ist es, zu erkennen, ob mit finiten Störungen über eine Integrationszeit von 5 Tagen ähnliche Resultate wie mit infinitesimalen bekommen werden können, sowie zu sehen ob neue bisher in Simulationen mit Normal-Moden-Ansatz nicht beobachtete Strukturen auftreten. Weiter wird nach der Sensitivität der Strukturen und des Wachstums der Druckextrema bzgl. der Form und Stärke der Anfangsstörung gesucht.

2. Bemerkungen zur Dynamik und zum Modell

2.1 Theoretische Zusammenfassung²

Die Dynamik der Atmosphäre wird durch den Impulssatz, die Kontinuitätsgleichung, den 1. Hauptsatz der Thermodynamik und einer Zustandsgleichung beschrieben.

Die Komplexität dieser Gleichungen erfordert für das Lösen einige Vereinfachungen. Die Atmosphäre sei ein reibungsfreies, ideales Gas. Dies ermöglicht das Arbeiten mit der Zustandsgleichung einfachster Art. Ist zudem eine stabile Schichtung vorhanden, so wird die Brunt-Väsiälä-Frequenz, die durch Verbindung der Zustandsgleichung mit der z-Komponente des Impulssatzes folgt, konstant.

Weiter lässt sich mit "scale analysis" die z-Komponente des Impulssatzes auf die hydrostatische und die x- und y-Komponente auf die geostrophische Approximation reduzieren. In dieser tritt in erster Näherung ein Coriolisterm $f = 2 \Omega \sin\Phi$ auf. Erweitert man die x- und y-Koordinaten durch die Terme der totalen zeitlichen Ableitung so, folgen für die atmosphärischen Bewegungen die sogenannten 'f-Ebene' Gleichungen. Berücksichtigt man weiter nur den ersten Term der Potenzreihenentwicklung von f, so ergeben sich die vereinfachten β -Gleichungen, die die Bewegung in einer Ebene, der sogenannten ' β -Ebene' beschreibt.

Werden alle Winde als geostrophische behandelt, so folgt die quasi-geostrophe Approximation. Diese ist gültig, solange die Rossby-Zahl $R_o = \frac{U}{a f} \ll 1$ ist (U, a charakteristische horizontale Geschwindigkeits- bzw. Längenskala). Durch die horizontalen Impulsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung erhält man die quasi-geostrophe (relative) Vorticitygleichung. Die Vorticity kann nur durch Vorticity-Advektion oder durch horizontale Divergenz des ageostrophischen Windfeldes geändert werden. Mit Hilfe des 1. Hauptsatzes und der hydrostatischen Gleichung kann die Vorticitygleichung zur Erhaltungsgleichung für die absolute, quasi-geostrophe, potentielle Vorticity (PV) umgeschrieben werden.

Mit Berücksichtigung ageostrophischer Impulsadvektion kann die Gültigkeit in den Bereich $R \approx 1$ ausgedehnt werden und mit der sogenannten geostrophischen Koordinatentransformation³ erhält man dann das semi-geostrophische Gleichungssystem. Dieses ist vollständig isomorph zu den quasi-geostrophischen Gleichungen, sofern Boden und Deckel flach sind.

² vgl. Holton 1972, Riegel 1992

³ vgl. Hoskins 1975

2.2 Das Modell

Die folgenden Resultate wurden mit einem Modell errechnet, dem adiabatische semi-geostrophe Dynamik uniformer potentieller Vorticity zu Grunde liegt. Das Modell wurde von Christoph Schär während seiner Doktorarbeit erstellt. Eine detaillierte Beschreibung findet man in Schär 1989, Wernli 1989 und Giorgetta 1991. Hier das wichtigste in Kürze.

Die Modell-Gleichungen sind hier für den quasi-geostrophen Fall in einer f -Ebene zusammengestellt. Die thermodynamische Gleichung dient als prognostische Gleichung.

$$\frac{D_g \theta}{Dt} + R_o^{-1} w = 0 \quad (2.1)$$

mit

$$\frac{D_g}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.2)$$

Die Atmosphäre befindet sich zwischen einem flachen Boden und einem festen Deckel, der die Tropopause darstellt. Er befindet sich auf einer dimensionslosen Höhe von $z_T = 0.45$, was einer realen Höhe von 9 km entspricht.

$$w(x,y,z=0) = w(x,y,z=z_T) = 0 \quad (2.3)$$

Damit vereinfacht sich die prognostische Gleichung für Boden und Deckel zu

$$\frac{D_g \theta}{Dt} = 0 \quad (2.4)$$

für $z = 0, z_T$.

Ein diagnostisches Neumann-Problem schliesst das System. Es besteht aus der Bedingung für die uniforme potentielle Vorticity

$$\Delta \Psi(x,y,z) = 0 \quad (2.5)$$

im Raum und der hydrostatischen Gleichung

$$\theta = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.6)$$

auf den Raum der Begrenzungsfläche $z = 0, z_T$.

Die Dynamik der Atmosphäre lässt sich vollständig beschreiben durch die räumliche Verteilung der potentiellen Vorticity und der potentiellen Temperatur auf den Begrenzungsflächen (an den Rändern).

Die x-Achse verläuft von Nord nach Süd, die y-Achse von West nach Ost. Zusammen spannen sie ein Rechengebiet auf, das 3.5×7.32 dimensionslosen Einheiten umfasst, was $7000 \times 14640 \text{ km}^2$ entspricht. Dies reicht auf der Erde von den Spitzbergen bis in die Sahara und von den Azoren bis zum Aralsee.

Die Auflösung beträgt 64×128 Komponenten, dies ergibt einen Gitterabstand von $110 \times 114 \text{ km}$.

Integriert wird in dimensionslosen Zeitschritten von $t = 0.0125$, was 522 s entspricht, $t = 1$ entspricht also 11.6 Tagen.

Der Coriolisparameter beträgt $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, was einer geographischen Breite von 43.3° entspricht. Die Brunt-Väisälä-Frequenz ist gleich $N = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Skalen der dimensional Notation sind in folgender Tabelle angegeben.

hor. Längenskala	a	2000 km
hor. Geschw.skala	U	48 m/s
vert. Längenskala	$\frac{a f}{N}$	20 km
Rossby-Zahl	$\frac{U}{a f}$	0.24
Zeitskala	$\frac{a}{U}$	11.6 h
Temperaturskala	$\frac{U N \theta}{g}$	14 K
Druckskala	$a U f \rho_0$	96 hPa

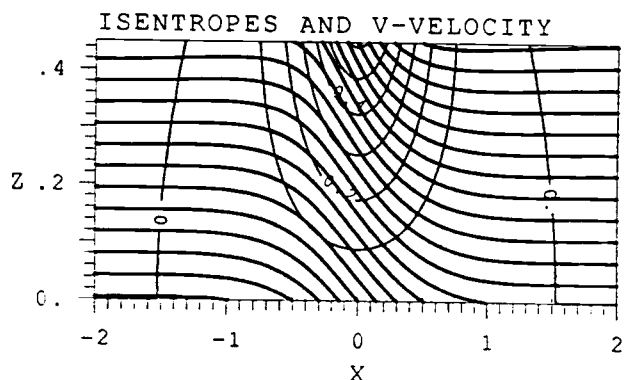
Tab. 2.1

Die benutzte barokline Zone ist in Bild 2.1 dargestellt. Sie ist zweidimensional, erfüllt die Bedingung uniformer potentieller Vorticity und ist im Gleichgewicht des thermischen Windes. Die Aenderung des Temperaturfeldes vollzieht sich über eine Nord-Süd-Ausdehnung von 4000 km stufenartig, was im direkten Zusammenhang mit der horizontalen Längenskala (Tab. 2.1) steht. Der Isoli-

nienabstand beträgt 2.8 K. Am Deckel ist die maximale Windgeschwindigkeit 0.62 was 30 m/s entspricht.

Bild 2.1

Querschnitt durch die barokline Zone. Die dicken Linien sind Isentropen im Abstand von 2.8 K, die dünnen markieren die zonale Windgeschwindigkeit mit einem Isolinienabstand von 4.8 m/s. Der gezeichnete Bereich umfasst ein Gebiet von 8000 x 9 km²



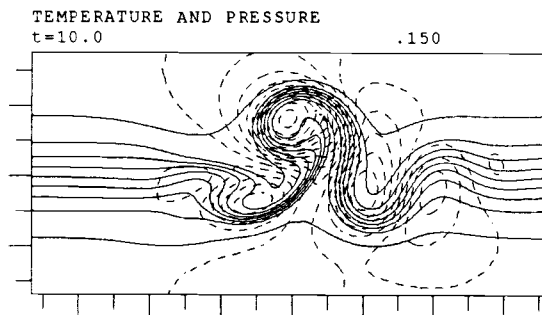
2.3 Hinweise zu den Bildern und Graphiken

Ueber den durch die Simulationen berechneten Bilder ist immer die Art desselben angegeben. In der darunter folgenden Zeile sind Angaben über Zeit, Höhe und Konturing in dimensionslosen Einheiten der betreffenden Darstellung enthalten. Die Höhe ist jedoch nur angegeben falls sie von $z = 0$, also dem Boden, abweicht angegeben. Temperatur- und Druckfelder sind immer zusammen wiedergegeben. Die Angabe des Konturings bezieht sich auf die Temperatur. Diejenige des Drucks beträgt immer 0.03. Der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte der Bilder (vgl. S1-1 auf Seite 15). Zudem ist jedes Bild mit einer Nummer der Form Sa-b versehen. Das a bezieht sich auf die Simulation, das b auf das Bild dieser. b ist zudem in der Reihenfolge der Erscheinung im Text numeriert, hat also nichts mit dem zeitlichen Ablauf der Simulationen zu tun. Eine Zusammenstellung der zu den Simulationen gehörenden Parameter befindet sich in Anhang (siehe Seite 87).

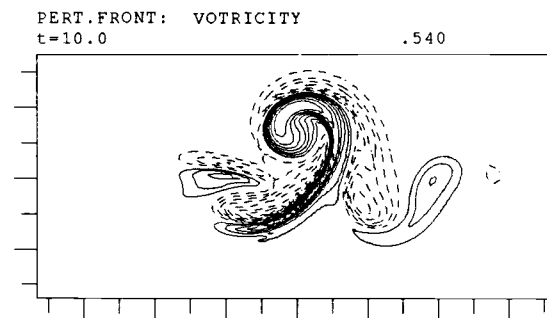
Weiter sind meistens für mehrere Simulationen Wachstumskurven von Druck- oder Vorticityextrema angegeben. Dabei sind Kurven die nicht im Text vorkommen gestrichelt (vgl. Bild 4.1 auf Seite 31).

3. Beschreibung einer Simulation

Im folgenden werden die physikalischen Prozesse einer Simulation detailliert beschrieben. Die Anfangsbedingungen haben finite Amplituden und bestehen aus trog- bzw. buckelartigen Störungen, die durch eine Kalt- und zwei Warmanomalien, die symetrisch bzgl. des Zentrums der Kaltanomalie angeordnet sind, zustande kommen. Nach der ganzen Entwicklung bildet sich am Boden ein Tiefdruckgebiet mit folgender Kaltfront, dass durch zwei Hochdruckgebieten (S1-1) begleitet wird.



S1-1



S1-2

In S1-2 ist die dazugehörige Vorticity abgebildet. Die Kaltfront ist hier durch die grossen Vorticitygradienten charakterisiert. Häufig ist die Bildung von Kalt- und Warmfronten im Feld der Vorticity besser zu erkennen als in demjenigen der Temperatur. Ebenso haben die Randbedingungen des Modells meist in der Vorticity erkennbare Auswirkungen.

Diese Simulation wird als Reverenz in allen weiteren Betrachtungen benutzt.

Immer wieder wird auf die Windverhältnisse verwiesen. Veränderungen in den Temperatur-, Druck- und Vorticityfeldern lassen sich oft am besten durch die herrschenden Winde erklären. Darum sei hier der Zusammenhang zwischen dem Wind- und dem Druckfeld in einer horizontalen, reibungsfreien Strömung beschrieben. Der Wind beschreibt ein Gleichgewicht zwischen der Coriolis-, der Zentrifugal- und der horizontalen Druckgradientkraft und wird deshalb auch Gradientfluss genannt. Das Kräftegleichgewicht ist für die Nordhalbkugel in Fig. 3.1 graphisch dargestellt.

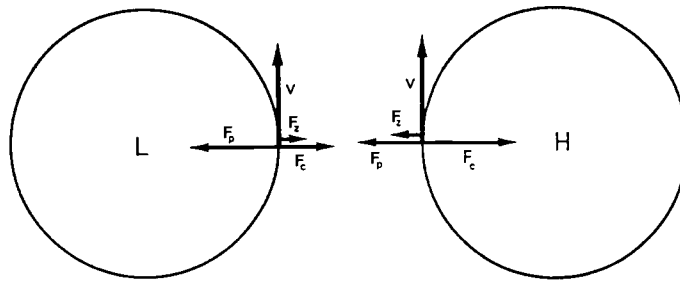
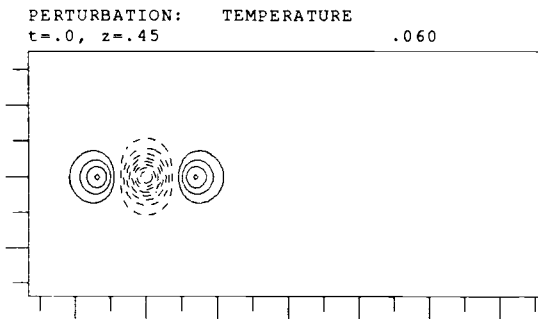


Fig. 3.1

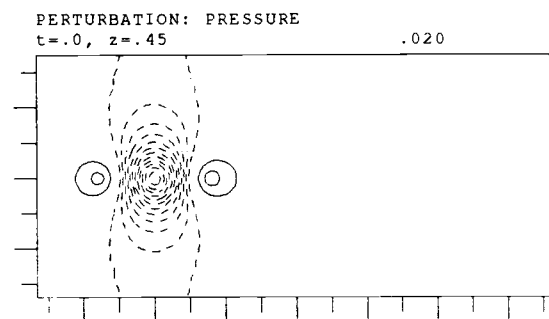
Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass dies nur eine Näherung ist. Die Winde weichen geringfügig davon ab.

Vorerst wird nur die Entwicklung der Störungen am Deckel betrachtet.

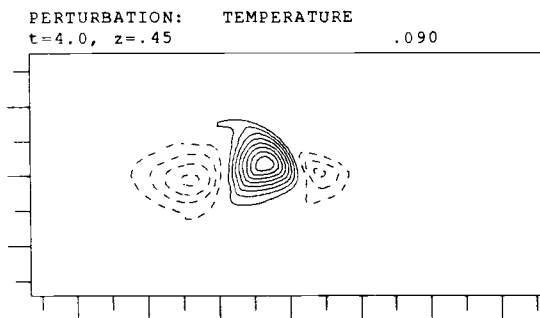
Die Temperaturstörung (S1-3) induziert eine Druckstörung (S1-4). Die Störungen entwickeln sich vorerst langsam. Nach der Zeit $t=4$ haben sie die Formen von S1-5 bzw. S1-6 erreicht.



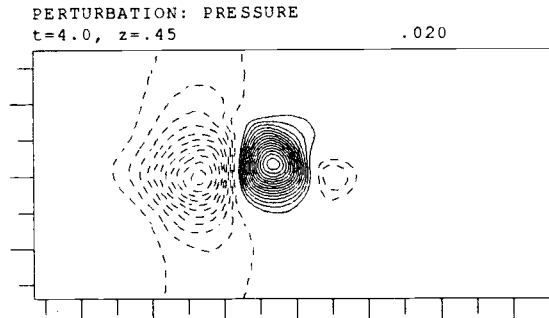
S1-3



S1-4



S1-5



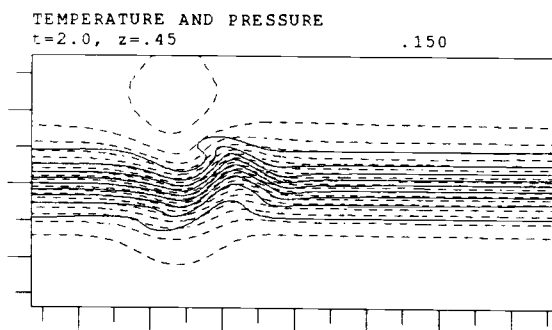
S1-6

Durch die nach Süden gerichteten Winde des westlichen Hochs wird die warme Luft desselben nach Süden geschoben. In warmer Umgebung verliert die Temperaturstörung ihren Einfluss,

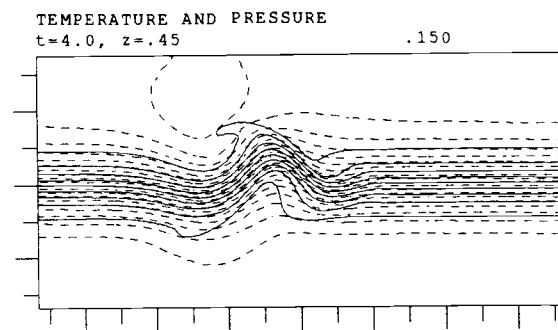
wodurch sich auch das Druckmaximum auflöst. Durch diese Luftverschiebung strömt kalte Luft ins ursprüngliche Warmluftgebiet und senkt da den Druck erkennbar an der Ausbuchtung westlich des Tiefdruckzentrums auf S1-6.

Das östliche Hoch befördert durch die starken Nordwinde an seinem westlichen Rand die Warmluft nach Norden. Warmluft strömt nach. Druck- und Temperaturstörung wachsen massiv und erreichen absolute Werte, die bereits zur Zeit $t=2$ grösser sind als die des Tiefs. Im weiteren Verlauf wird dieses Hoch die Entwicklung entscheidend mitbestimmen. Östlich des Hochs ist Warmluft durch die südwestlich gerichteten Winde abgesogen und durch Kaltluft ersetzt worden. Dadurch entsteht ein weiteres Tief.

Die Auswirkungen auf das totale Temperaturfeld sind bereits zur Zeit $t=2$ gut sichtbar (S1-7), deutlicher jedoch zur Zeit $t=4$ erkennbar (S1-8). Es entsteht eine Temperaturwelle, die vorerst im wesentlichen einen Warmlufteinbruch beschreibt.



S1-7



S1-8

Das totale Druckfeld hingegen ändert sich kaum. Dies ist auf die grossen Unterschiede des Konturings zurückzuführen.

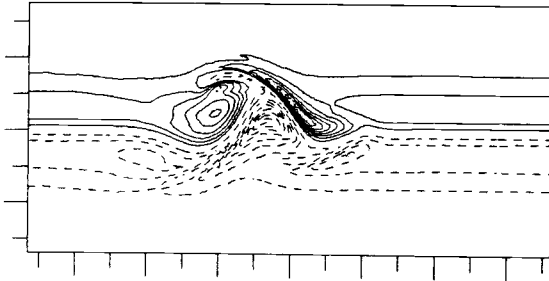
Schon zur Zeit $t=2$ ist im Norden der Warmluftstörung ein nach Westen gerichteter Zipfel zu erkennen. Zur Zeit $t=4$ (S1-6) ist dies auch im Süden der vorderen Kaltluftstörung zu sehen. Sie entstehen als Folge abgesogener warmer bzw. kalter Luft. Im späteren Verlauf wird der warme Zipfel durch die Entwicklung stark beeinflusst

Dasselbe ist auch im Vorticityfeld zusehen⁴. Negative Vorticity entsteht zwischen zwei Maxima und bildet einen nach Westen gekrümmten Keil dazwischen (S1-9).

⁴Auf die Präsentation der Vorticitystörung wird wegen der auffallenden Ähnlichkeit mit den -felder verzichtet

PERT. FRONT: VORTICITY
t=4.0, z=.45

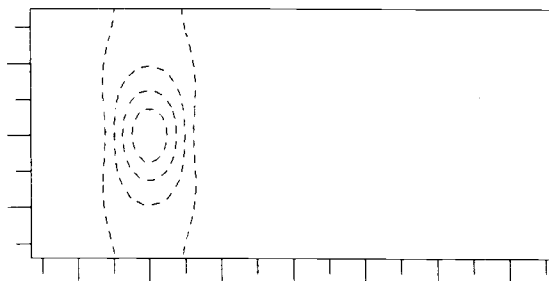
.360



S1-9

PERTURBATION: PRESSURE
t=.0

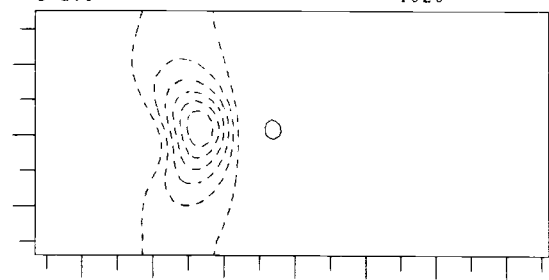
.020



S1-10

PERTURBATION: PRESSURE
t=2.0

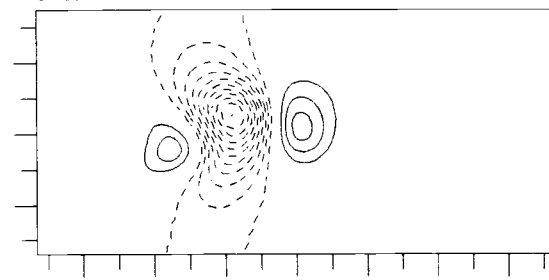
.020



S1-11

PERTURBATION: PRESSURE
t=4.0

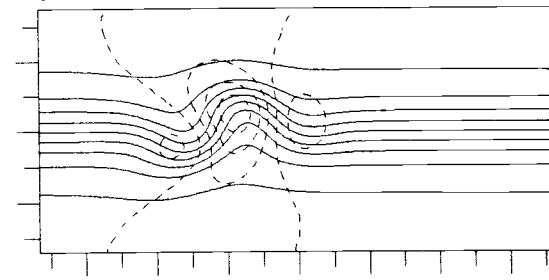
.020



S1-12

TEMPERATURE AND PRESSURE
t=4.0

.150



S1-13

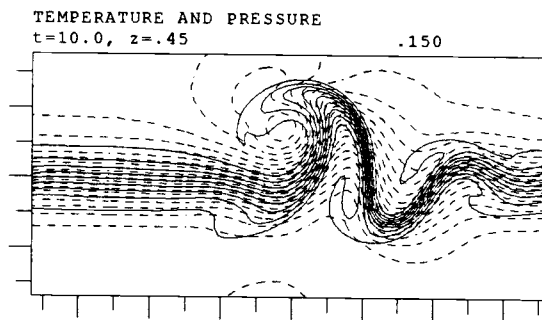
Die Entwicklung am Boden ist vorerst langsamer als am Deckel. Alle Felder werden von denjenigen am Deckel induziert. Sie fallen in den dazwischen liegenden Luftmassen unterschiedlich stark ab. Zu Beginn tritt wegen der Anfangsbedingung keine Temperaturstörung am Boden auf. Die Druckstörung (S1-10) hat Aehnlichkeit mit derjenigen am Deckel (S1-4).

Zur Zeit $t=2$ hat sie sich nur gering verändert (S1-11). Das schnelle Wachstum des östlichen Hochs am Deckel zeigt bereits Auswirkungen am Boden. Das am Boden im Westen zur Zeit $t=4$ erkennbare Hoch (S1-12) hat keinen Ursprung am Deckel, es entsteht ausschliesslich am Boden. Es entsteht durch Kaltluftzufuhr aus Norden. Ueber ihm wird sich später das Tiefdruckzentrum bilden. Diese Entwicklung zeigt, dass nach einer gewissen Zeit von etwa $t=4$ die Entwicklung am Boden eine Dynamik entwickelt hat, die sich schneller entwickelt als diejenige, die vom Deckel her übertragen wird.

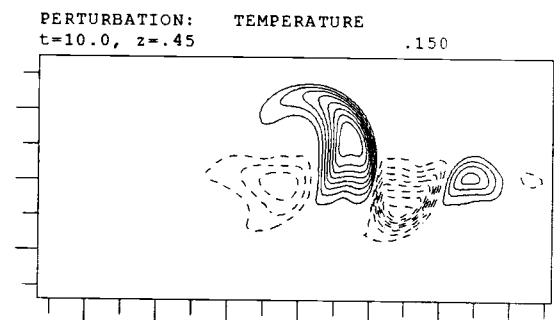
Wie am Deckel bildet sich auch am Boden eine Temperaturwelle, die vorerst im wesentlichen aus einem Warmlufteinbruch besteht (S1-13).

Druckfeld und -störung am Boden sind identisch, da im Grundzustand keine Druckunterschiede am Boden auftreten.

Die ursprüngliche Welle am Deckel endet mit der Bildung einer starken Warm- gefolgt von einer etwas schwächeren Kaltfront. Im Osten davon bilden sich weitere Wellenberge begleitet von sich abwechselnden Kalt- und Warmfronten, die von Kalt- und Warmlufteinbrüchen herrühren, die jedoch nicht die Stärke und Grösse der am Anfang stark anwachsenden Warmluftstörung erreichen (S1-14).

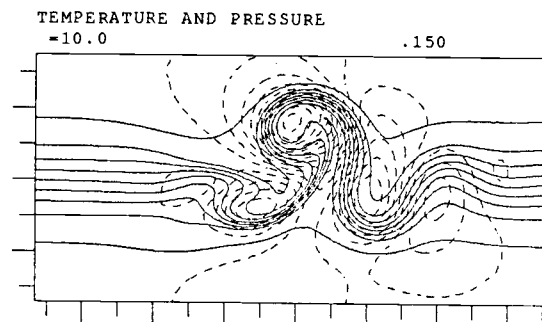


S1-14



S1-15

Der Warmlufteinbruch ist weiter nach Norden vorgerückt und hat somit die Temperaturwelle verstärkt (S1-15). Diese ist im Osten um eine Schwingung erweitert worden, die einen starken Kalt- und einen mässigen Warmlufteinbruch repräsentieren. Westlich des Hauptauschlags ist ein sehr schwacher Kaltluftauschlag erkennbar. Der auf mehrere Isolinien sich auswirkende Zipfel des Hauptauschlags ist auf die Wechselwirkung mit der Wirbelung des Warmlufteinbruchs am Boden zurückzuführen (S1-1). Die noch schwachen Zipfel auf den anderen Wellenbergen kommen von ähnlichen Effekte, wie anfangs beschrieben. Warme (kalte) Luft wird verschoben und von kalter (warmer) ersetzt.



S1-1

Auch das Druckfeld zeigt jetzt eine deutliche Schwingung dessen Extrema etwa mit denjenigen des Temperaturfeldes zusammenfallen.

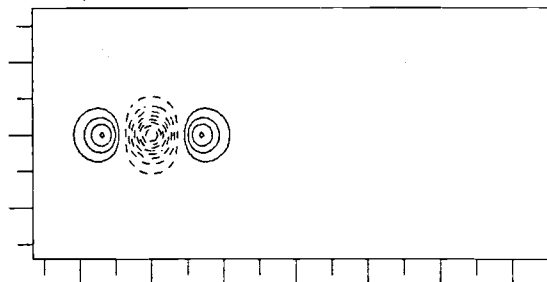
Die verwirbelte Schwingung des Warmlufteinbruchs am Boden wird durch das nach Norden verschobene Tiefdruckzentrum begünstigt. Neben der verwirbelten sind auch weitere Schwingungen, die mit Kalt-, Warmlufteinbrüchen verbunden sind, erkennbar. Das Druckfeld hat weitere Extremas in Ost und West bekommen.

Auf die Darstellung der Vorticity wurde weitgehend verzichtet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird sie nur zum Erkennen von Frontenbildung und von Auswirkungen der Randbedingungen des Modells auf die Entwicklung benutzt.

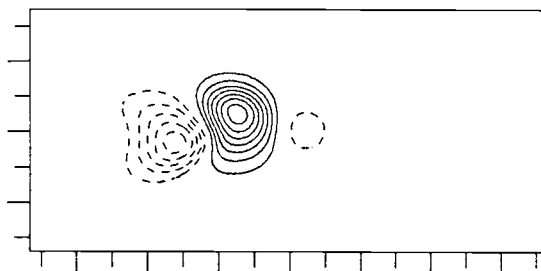
Auf den folgenden vier Seiten sind die Entwicklungen der Störungen und Felder von Druck und Temperatur sowie die Vorticityfelder angegeben. Man beachte, dass die starke Warmfront am Deckel sich im Vorticityfeld bereits zur Zeit $t=6$ deutlich abzeichnen beginnt, während im Temperaturfeld erst bei $t=8$ als solche erkennbar wird.

Temperaturstörung

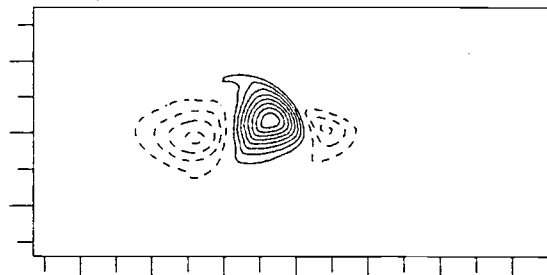
PERTURBATION: TEMPERATURE
= .0, z=.45 .060



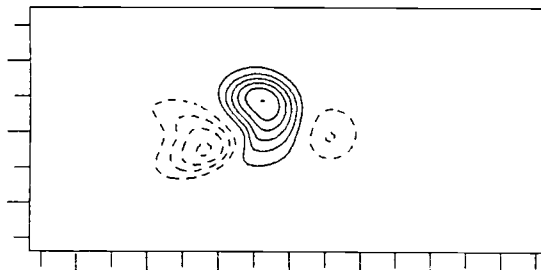
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 4.0 .060



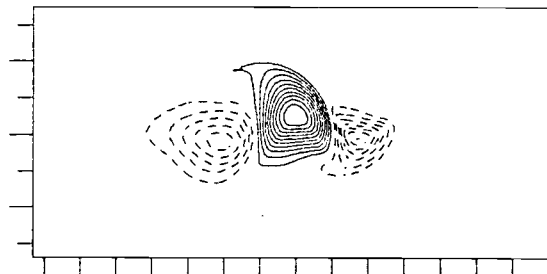
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 4.0, z=.45 .090



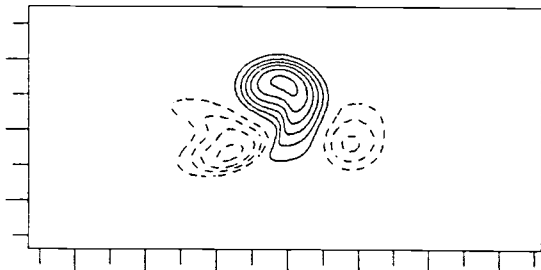
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 6.0 .120



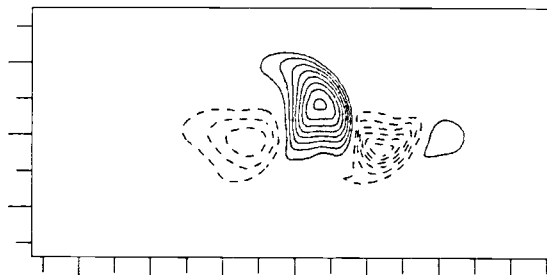
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 6.0, z=.45 .090



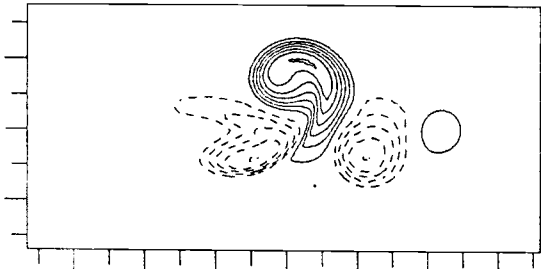
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 8.0 .150



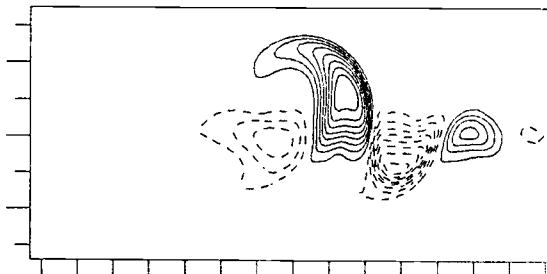
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 8.0, z=.45 .150



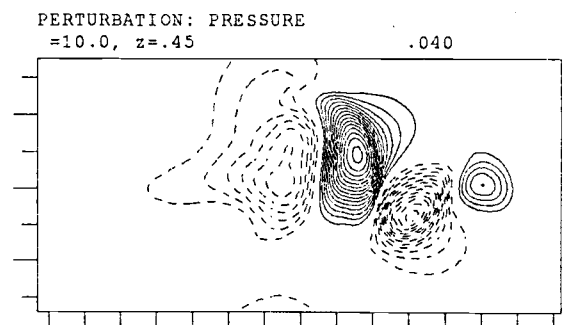
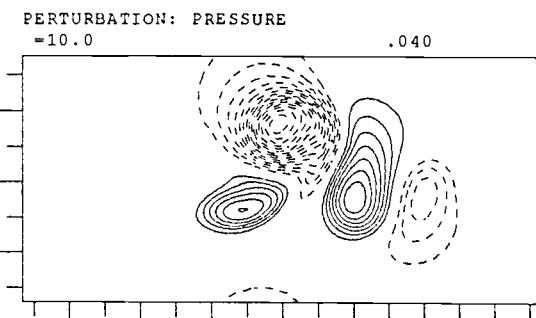
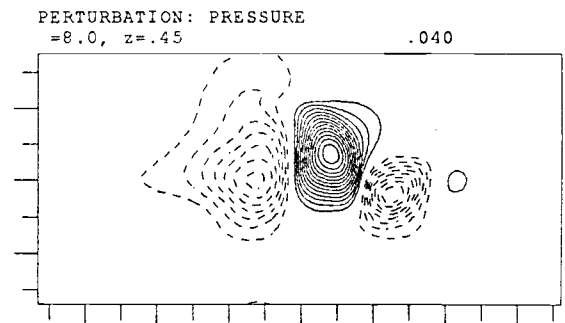
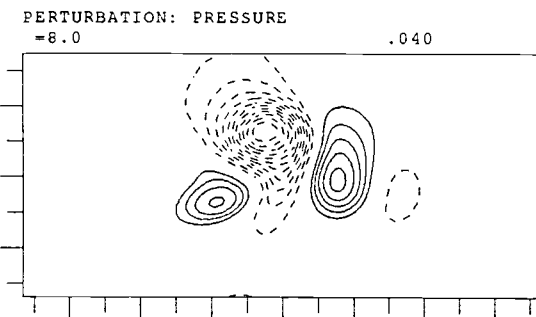
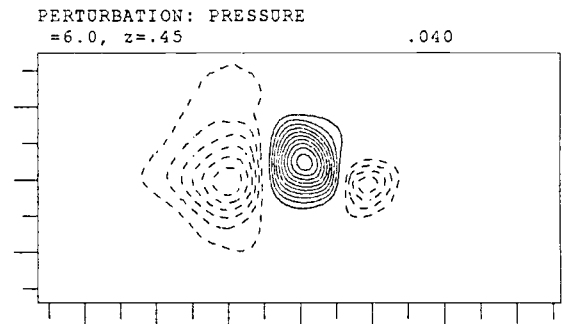
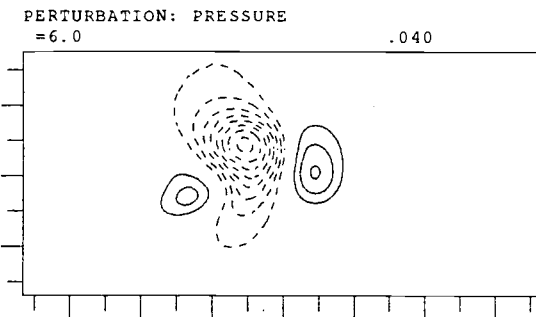
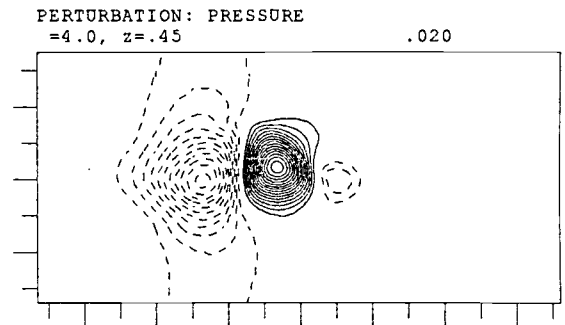
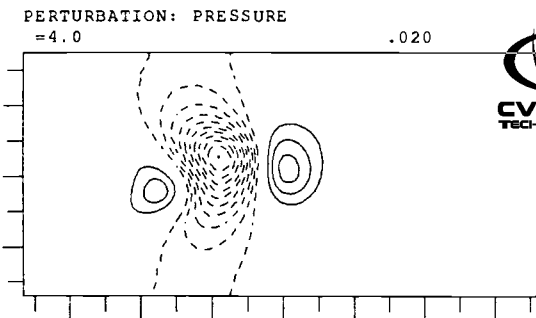
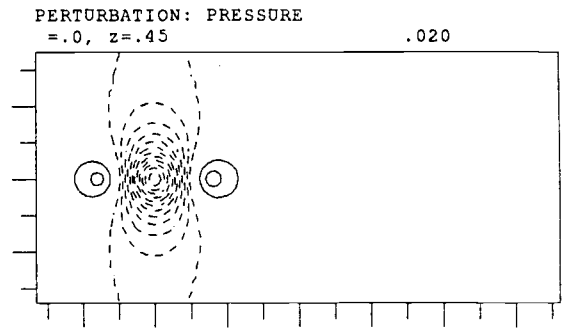
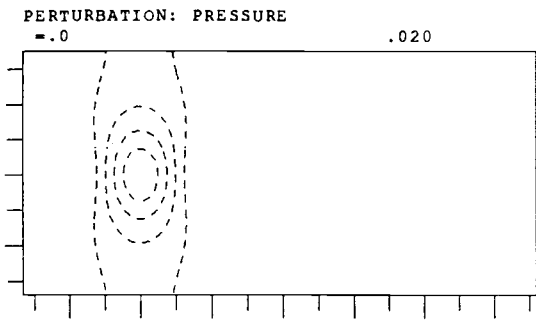
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 10.0 .150



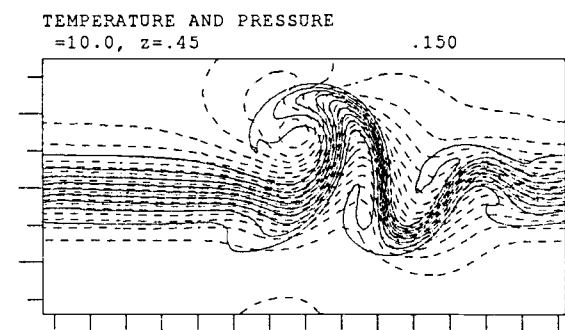
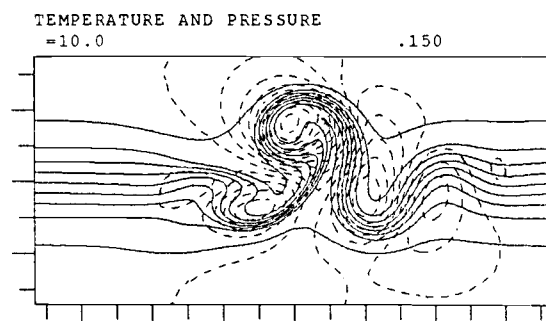
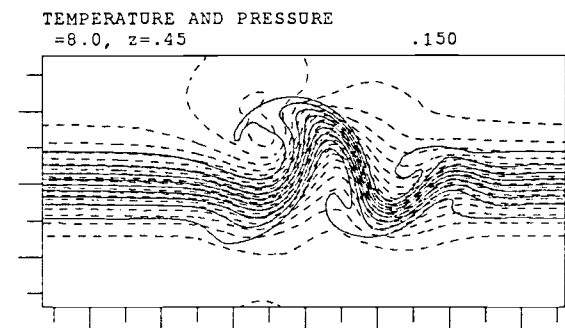
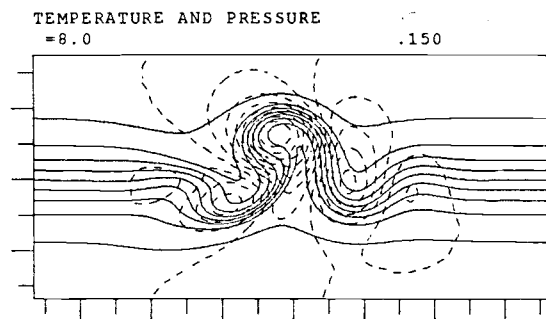
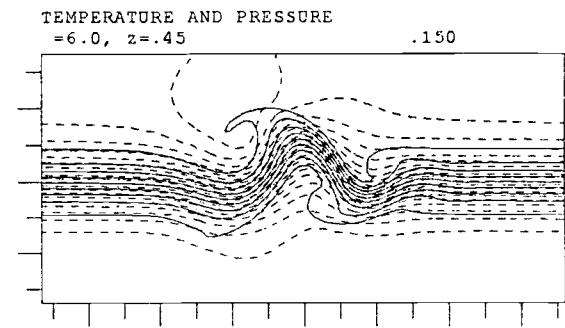
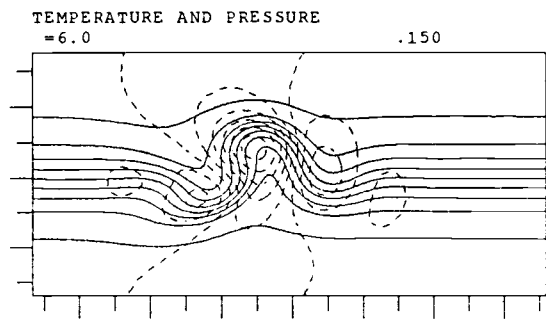
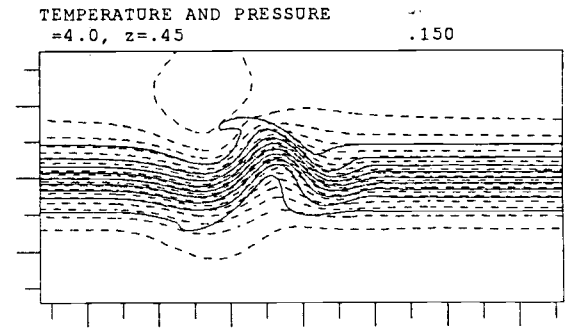
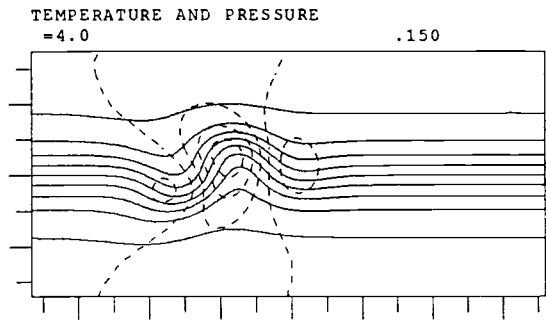
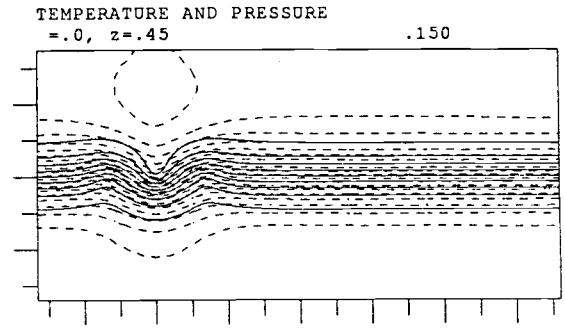
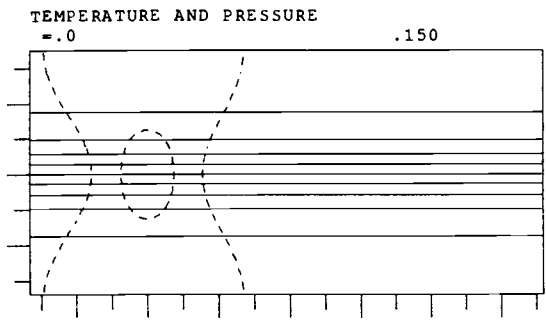
PERTURBATION: TEMPERATURE
= 10.0, z=.45 .150



Druckstörung

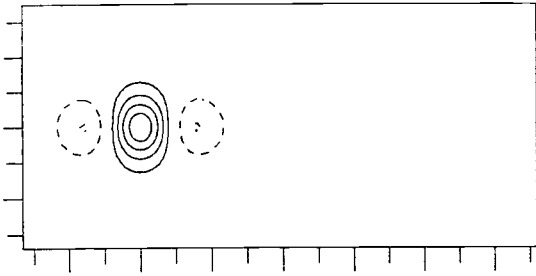


Teperatur- und Druckfeld

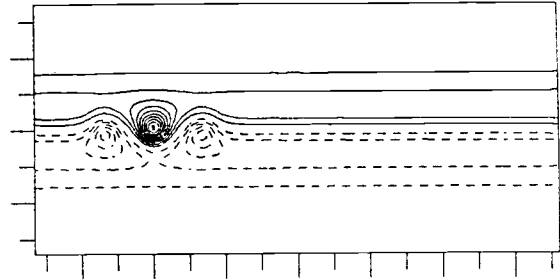


Vorticityfeld

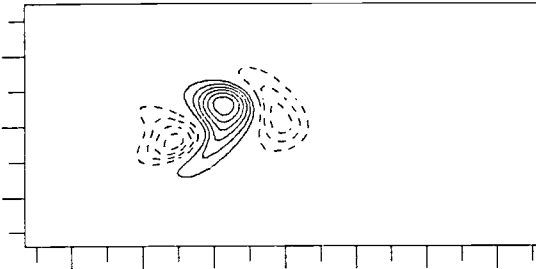
PERT.FRONT: VOTRICITY
=0.0 .100



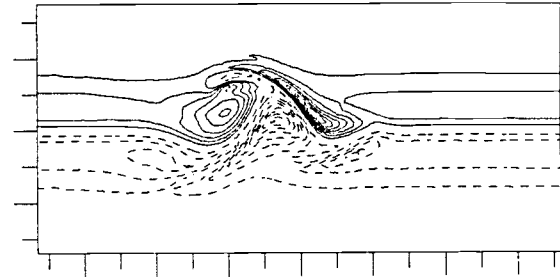
PERT. FRONT: VORTICITY
=0.0, z=.45 .360



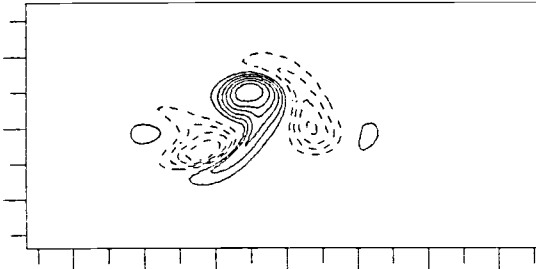
PERT.FRONT: VOTRICITY
=4.0 .240



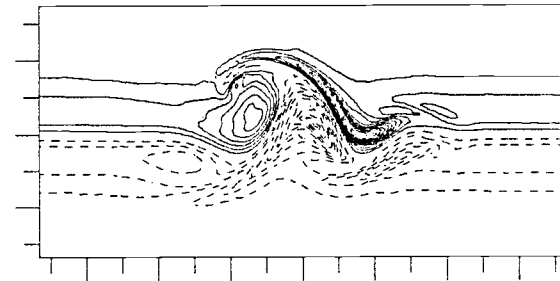
PERT. FRONT: VORTICITY
=4.0, z=.45 .360



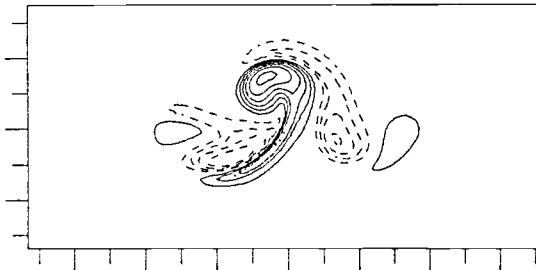
PERT.FRONT: VOTRICITY
=6.0 .360



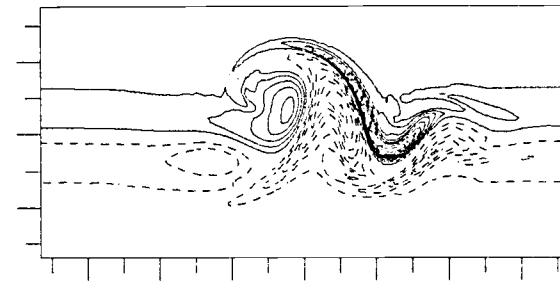
PERT. FRONT: VORTICITY
=6.0, z=.45 .360



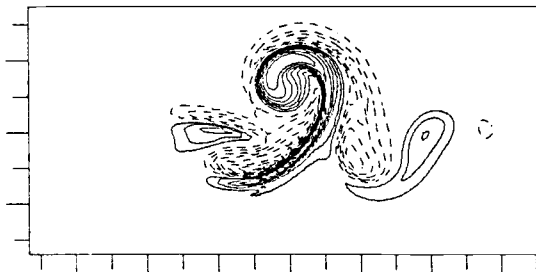
PERT.FRONT: VOTRICITY
=8.0 .540



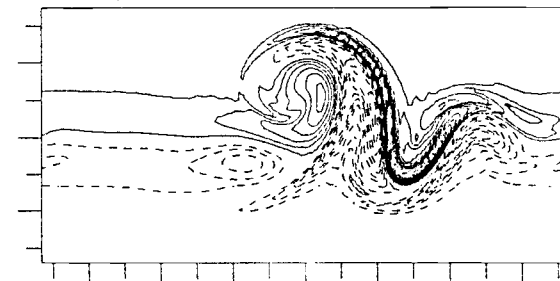
PERT. FRONT: VORTICITY
=8.0, z=.45 .540



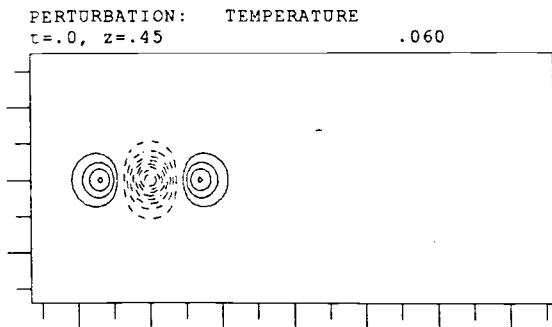
PERT.FRONT: VOTRICITY
=10.0 .540



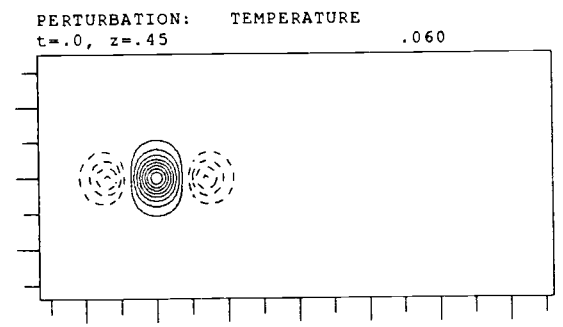
PERT. FRONT: VORTICITY
=10.0, z=.45 .540



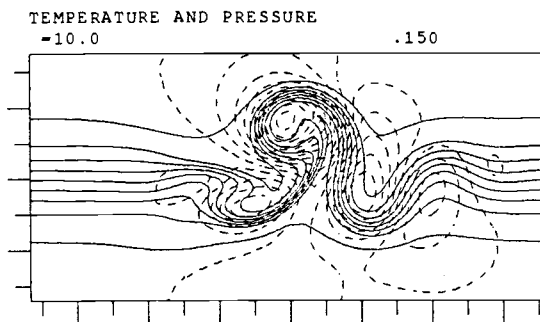
Vertauscht man Kalt- und Warmluftstörung am Anfang so sieht das Resultat aus, wie die vorhin beschriebene Entwicklung, als ob sie an der y-Achse gespiegelt würden.



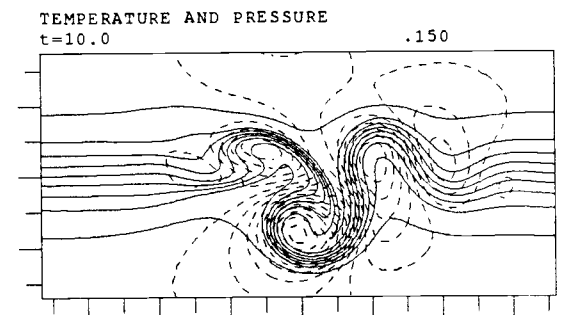
S1-3



S2-3

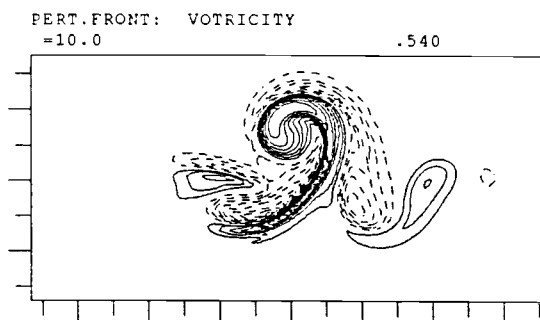


S1-1

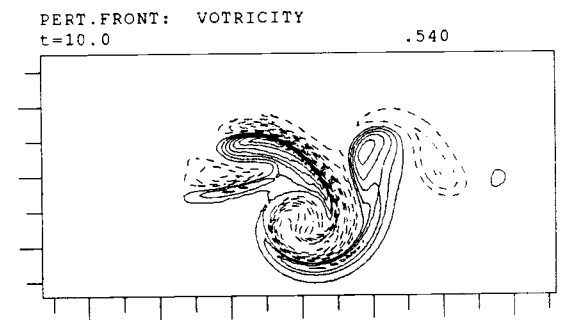


S2-1

Vergleicht man die Vorticityfelder miteinander, so erkennt man, dass das dominierende Druckgebiet in der Simulation 2 ein Hoch ist, dass durch zwei Tiefs begleitet wird.



S1-2



S2-2

Diese Entwicklung zeigt zwar völlig neue, in der Natur kaum beobachtbare Strukturen. Was sie jedoch sehr schön zeigt, ist,

dass die induzierte Druckstörung, die im wesentlichen aus einem Hoch besteht, dafür verantwortlich ist, dass die Temperaturwelle zuerst nach Süden ausschlägt. Kaltluft dringt also in warme Gebiete vor.

Allgemein lässt sich also sagen: Wird Luft nach Süden (Norden) bewegt, so entsteht eine Kalt-(Warm-)luftstörung, die eine Welle nach Süden (Norden) verursacht.

Zusammenfassung

AUS SIMULATION 1

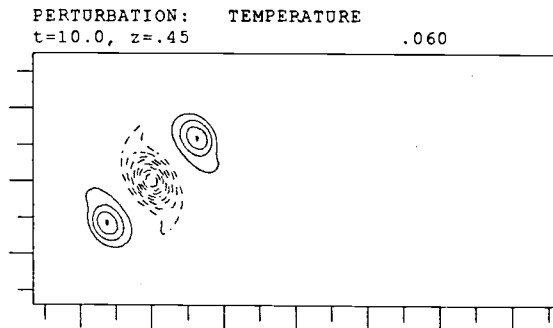
- | | |
|-----------------------------|--|
| westliche Temperaturstörung | <ul style="list-style-type: none">- Verschwindet am Deckel nach kurzer Zeit- Wenig Einfluss auf den Boden |
| mittlere Temperaturstörung | <ul style="list-style-type: none">- Nimmt vorerst etwas ab- Entwickelt sich zu einem Tief an Boden und Deckel- Fördert Eigendynamik am Boden |
| östliche Temperaturstörung | <ul style="list-style-type: none">- Entwickelt sich am schnellsten- Bildet neue Störungen- Bildet starke Fronten am Deckel |

AUS SIMULATION 1 UND 2

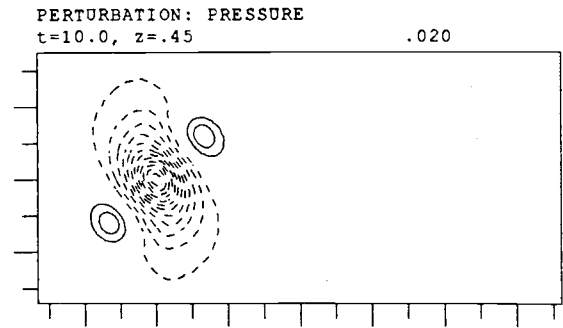
- | | | |
|-----------------|---|-------------------|
| Warmluftstörung | ⇒ | Welle nach Süden |
| Kaltluftstörung | ⇒ | Welle nach Norden |

Das die hier beschriebenen Resultate tatsächlich Auswirkungen Temperaturstörung auf die barokline Zone zeigt eine Simulation mit denselben Anfangsbedingungen wie in S1, der jedoch die barokline Störung fehlt (siehe Seite 14). Weder Temperatur- noch Druckstörung am Deckel zeigen ein Wachstum nach dem die Simulationszeit von $t=10$ abgelaufen ist (S0-1, S0-2). Die Winde, die östlich (westlich) des Tiefs nord-(süd-)wärt gerichtet sind, vermögen die Störung im Gegenuhrzeigersinn etwas zu drehen. Dies trifft auch am Boden zu (S0-3), wo jedoch wegen dem fehlenden Temperaturunterschied zwischen Norden nach Süden gar

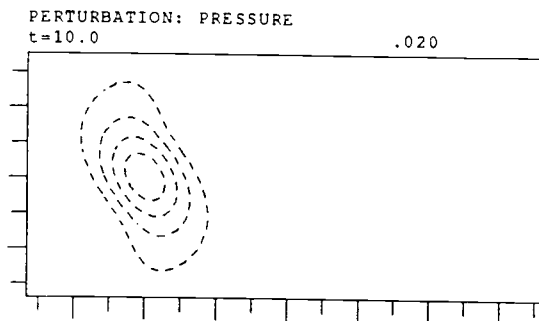
keine Temperaturstörung auftritt. Einzig in der Vorticitystörung am Deckel ist die Bildung von negativer (positiver) Vorticity um die induzierten positiven (negativen) Vorticitygebiete zu erkennen (S0-4). Diese neu entstandene Vorticity ist viel schwächer als die ursprüngliche und ist eine Folge der Drehung der Gesamtstörung.



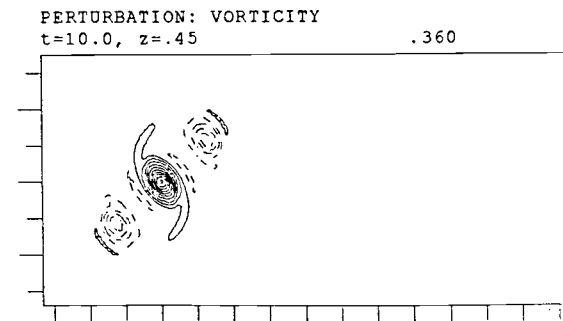
S0-1



S0-2



S0-3



S0-4

Die barokline Zone ist also Hauptursache aller in dieser Arbeit beobachteter Effekte.

4. Simulationen bei denen des zonale Mittel der Störung verschwindet

In diesem Kapitel werden Serien von Simulationen präsentiert, deren zonales Mittel der Anfangsstörung verschwinden. Dabei ist nach Schär und Wernli (1993) darauf zu achten, dass das Amplitudenverhältnis

$$\alpha = \left| \frac{A_-}{A_+} \right| = 2 \quad (4.1)$$

und die Weiten

$$\omega_- = \omega_+ \quad (4.2)$$

sind.

Hier ist ein Inhaltsverzeichnis der variierten Parameter mit einer kurze Zusammenfassung der beobachteten Effekte

- | | | |
|-----|--|-------|
| 4.1 | die Amplitude | S. 29 |
| | Starke (schwache) Amplitude bewirkt | |
| | ◊ eine schnelle (langsame) Entwicklung | |
| | ◊ eine weit-(klein-)räumige Ausbreitung | |
| 4.2 | die Weite | S. 33 |
| | Das Verhalten der Weiten ist ähnlich demjenigen der Amplituden. Unterschiede bestehen in | |
| | ◊ der Grösse der Entstandenen Hochs und Tiefs | |
| | ◊ der Position der Hochs am Schluss | |
| | ◊ dem Wachstum der Druckmaximas am Boden | |
| | ◊ der Uebertragung der Störung auf den Boden | |
| 4.3 | der Abstand der Warmluftstörungen in der y-Achse | S. 37 |
| | Zu kleine Abstände haben keine Entwicklung; grosse hingegen zeigen unabhängig vom Abstand | |
| | ◊ dieselbe Entwicklung | |
| | ◊ dasselbe Wachstum | |
| 4.4 | die Position des Systems in der x-Achse | S. 40 |
| | Bei Verschiebung | |
| | ◊ erkennt man, dass das östliche Hoch von grosser Bedeutung für die ganze Entwicklung ist. | |

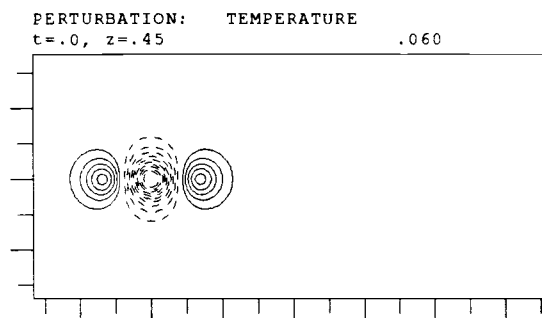
- ◇ nach Süden nimmt das Wachstum etwas zu um dann gegen den Rand hin schnell abzunehmen.
- ◇ nach Norden wird das westliche Hoch an der Entstehung gehindert.
- ◇ ausserhalb der baroklinen Zone bilden sich am Deckel kreisförmige Kaltluftanomalien.

4.5 Drehung der Warmluftstörungen um die Kaltluftstörung

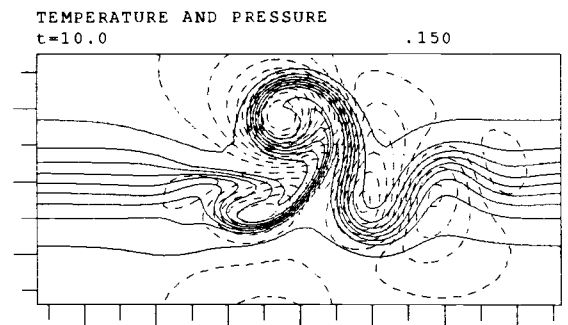
S. 47

4.1 Variation der Amplitude

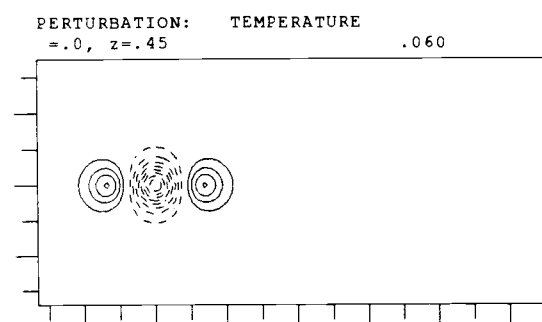
Die Entwicklungen nach der Zeit $t=10$ zeigen im wesentlichen dieselben Strukturen. Störungen mit grosser Amplituden sind stärker entwickelt als solche mit kleiner. Dies liegt an der Tatsache, dass bei grosser Amplitude auch die Tiefe derselben grösser wird, d. h. der Boden spürt mehr von der Störung am Deckel.



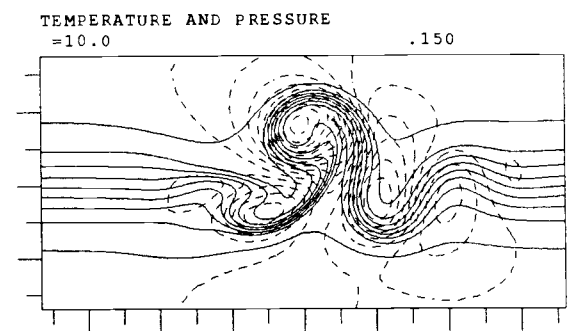
S3-1



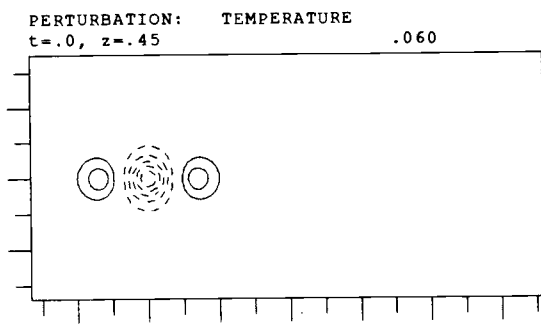
S3-2



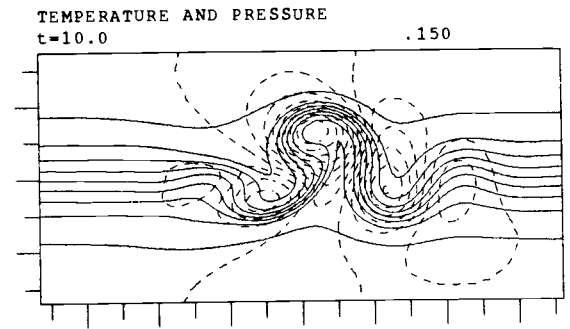
S1-3



S1-1

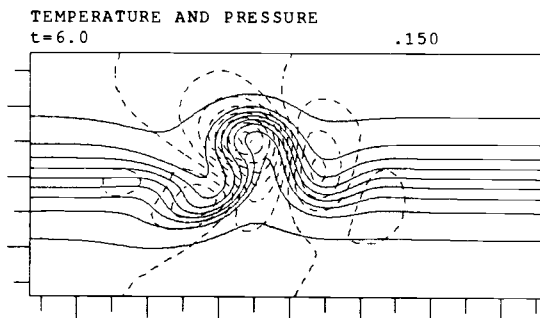


S4-1

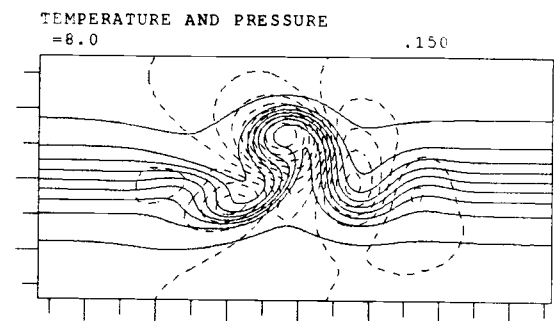


S4-2

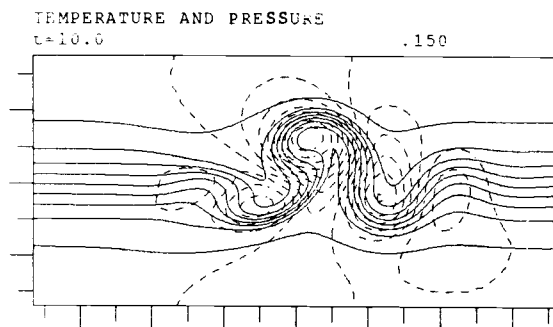
Die Simulation mit der schwächsten Amplitude zeigt Strukturen, die die anderen zu einem vorhergehenden Zeitpunkt erreicht haben.



S3-3



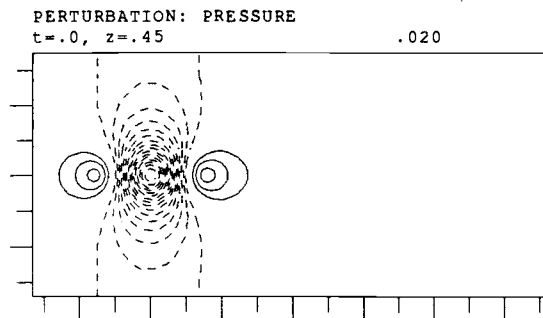
S1-16



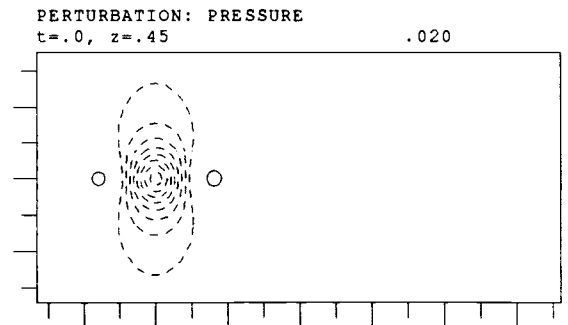
S4-3

Der einzige Unterschied besteht in der Grösse der Struktur. Je grösser die Amplitude umso flächen-deckender wird die Entwicklung. Dies ist am besten zu verstehen, wenn man die Druckstörung am Anfang betrachtet (S3-4, S4-4).

Die starken Winde bei grosser Amplitude (S3-4) reissen die Störungen weiter auseinander. Die Tiefs driften weiter nach Norden und das westliche Hoch wird ein wenig nach Süden verlagert, wodurch die Kaltfront länger wird.



S3-4



S4-4

Auch das Wachstum von Druck- und Vorticityextrema in Abhängigkeit der Zeit zeigt, dass die Variation der Amplitude nur eine Verzögerung in der Wachstumsgeschwindigkeit bewirkt (Bild 4.1a-d).

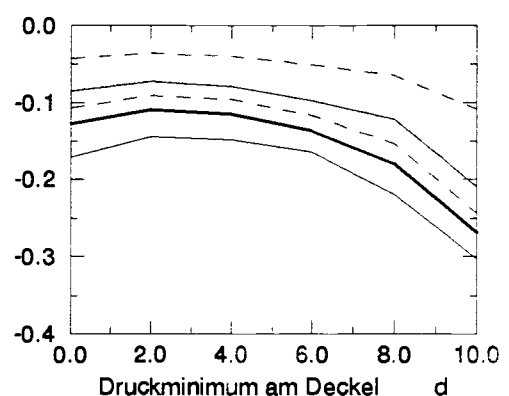
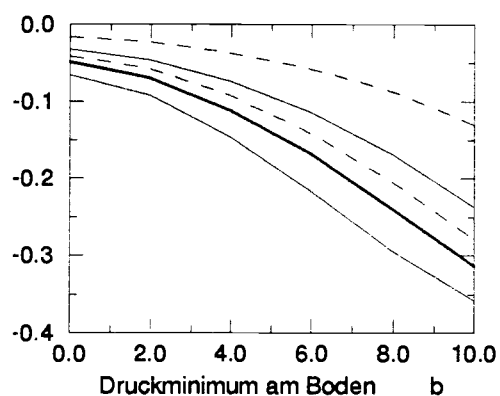
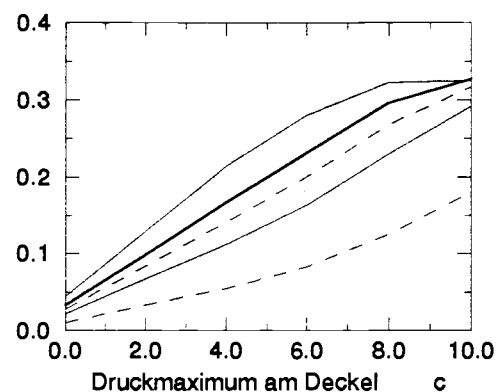
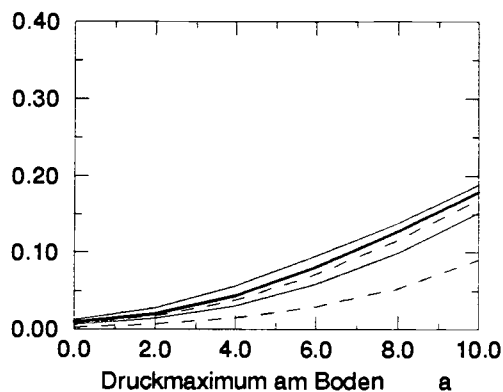


Bild 4.1a-d

Kleine Amplituden haben länger um auf dieselbe Wachstumsrate zu kommen. Ab etwa $t=6$ wachsen alle bis auf diejenige mit schwächster Amplitude mit der selben Wachstumsrate. Die Abnahme der Wachstumsrate des Druckmaximums am Deckel zur

Zeit $t=8$ bei grosser Amplitude ist auf das sprunghafte Wachstum des Vorticityminimums am Deckel zurückzuführen (Bild 4.2c).

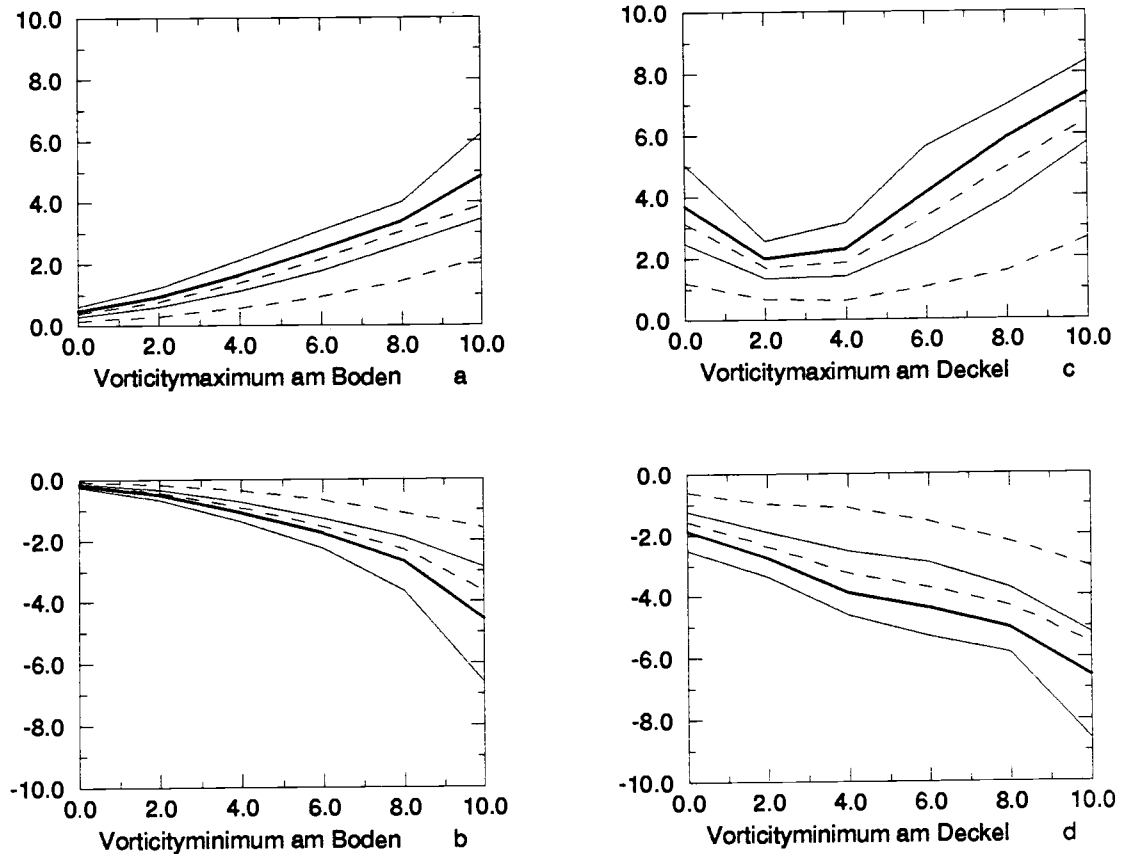
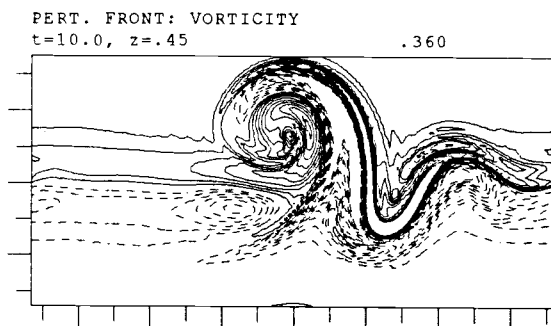


Bild 4.2a-d

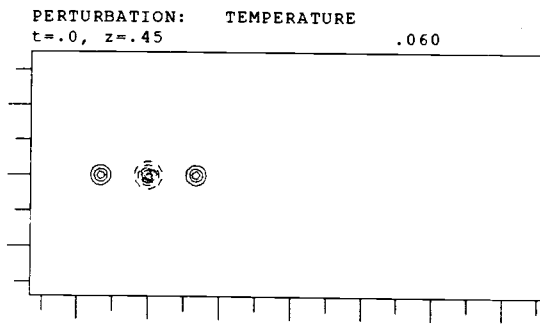
Dieser plötzliche Anstieg ist im Vorticityminimum an Deckel (Bild 4.2c) und Boden (Bild. 4.2d), sowie im Maximum am Deckel (Bild 4.2a) zu erkennen. Der Hauptgrund dafür liegt an den Randbedingungen in der x-Richtung. Das Wachstum wird durch die

Periodizität der Störung so stark beeinflusst, dass es nicht mehr von der eigentlichen Entwicklung geprägt wird. Dies ist zuerst an der Vorticity am Deckel beobachtbar (S3-5). Später auch im Druck und in der Temperatur und noch etwas später am Boden. Die Grenzen des Modells werden bei grossen Amplituden schnell erreicht.



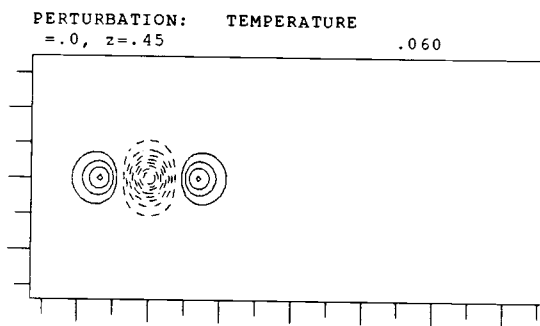
S3-5

4.2 Variation der Weite

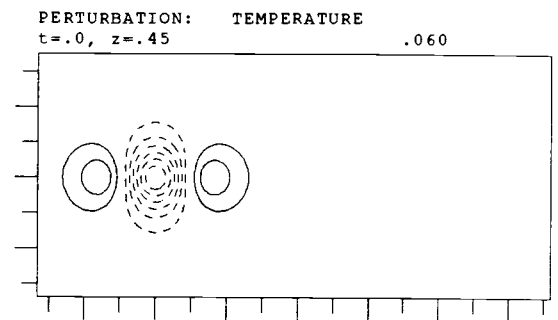


S5-1

Kleine Weiten bilden drei voneinander unabhängige Störungen. Mit grossen Weiten ist hingegen eine Abnahme der Amplitude der Störung verbunden. Durch die gegenseitige Ueberlappung heben sich die Amplituden zum Teil auf (S6-1).

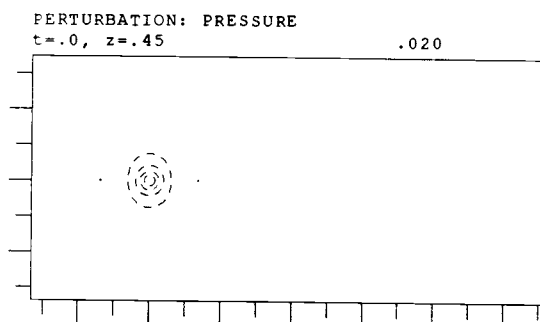


S1-3

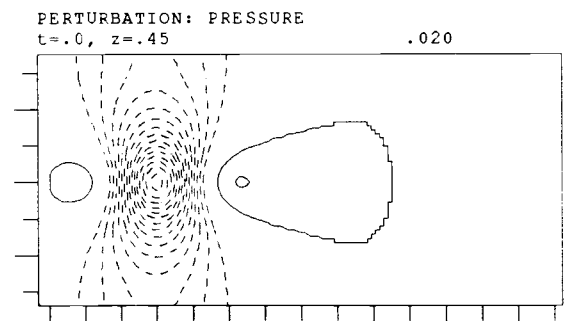


S6-1

Als Folge davon stimmen die Positionen der Maxima der induzierten Druckstörung nicht mehr mit denen der Temperaturstörung überein.

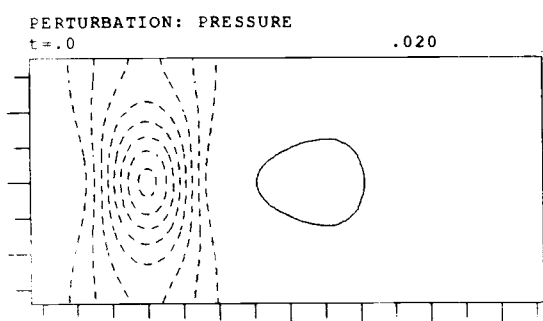


S5-2

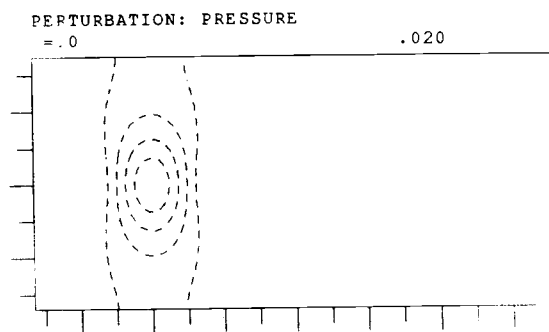


S6-2

Dadurch kann die negative Druckstörung bei grossen Weiten zunehmen. Dadurch wird die Uebertragung auf den Boden stärker bei grossen Weiten (S6-3) grösser als bei grossen Amplituden (S1-16).

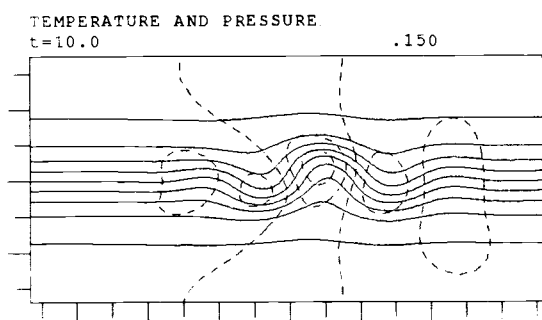


S6-3

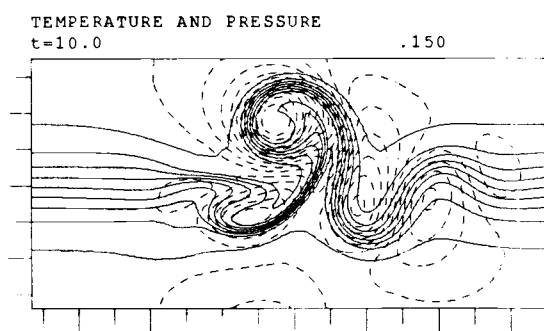


S1-16

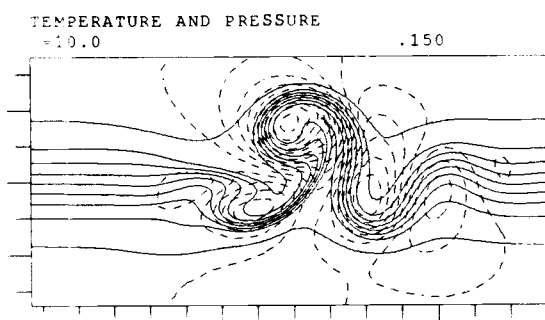
Im Wesentlichen treten aber keine neuen Formen in den Strukturen der Störungen auf. Darin liegt auch der Grund für die ähnliche Entwicklungen der Variation von Weite und Amplitude.



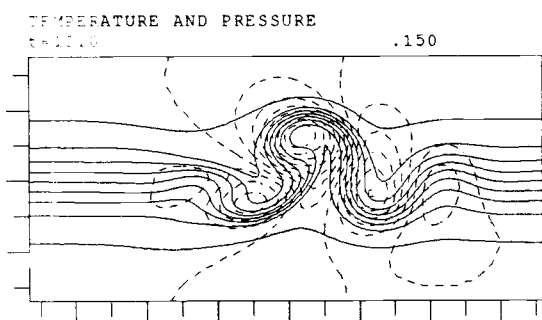
S5-3



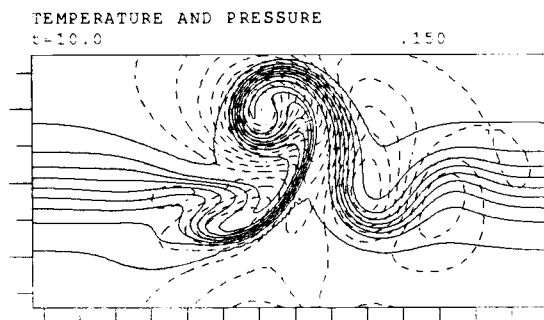
S6-4



S1-1



S4-2



S3-2

Grosse Weiten verursachen am Boden (S6-4) Hochs und Tiefs die flächenmässig grösser sind als bei grossen Amplituden (S3-2). Als Folge davon wird auch die zweite Isolinie von Süden ins Zentrum des Tiefs gezogen. Die Ursache dafür liegt in der weiträumigeren Druckstörung am Anfang und die damit verbundene weiträumiger Uebertragung derselben auf den Boden. Erklärt werden kann dieser Sachverhalt durch der allgemeine Lösung des diagnostischen Neumanproblems (vgl. Seite 11, (2-3)), die die folgende Form hat

$$\Psi(x,y,z) = \sum_{(k,l)} A_{\pm}^{(k,l)} \sin(kx+ly) e^{\pm mz} \quad (4.3)$$

Aus (4.3) folgt mit der Bedingung uniformer PV

$$0 = \Delta\Psi(x,y,z) = (m^2 - (k^2 + l^2)) \Psi \quad (4.4)$$

Daraus folgt

$$m^2 = k^2 + l^2 \quad (4.5)$$

Die Weite ist umgekehrt proportional zu k bzw. l. Da die Störung die Form eines Kugelsegmets haben gilt

$$\text{Weite} \sim \frac{1}{k} = \frac{1}{l} \quad (4.6)$$

Woraus ersichtlich ist, dass die Weite auch umgekehrt proportional ist zu m

$$\text{Weite} \sim \frac{1}{m} \quad (4.7)$$

Damit ergibt sich die Beziehung

$$\text{grosse Weite} \rightarrow \text{kleines } m \quad (4.8)$$

Die Exponentialfunktion nähert sich somit bei sehr grossen Weiten Werte, die die Störung weniger stark abgeschwächen (vgl Bild 4.3).

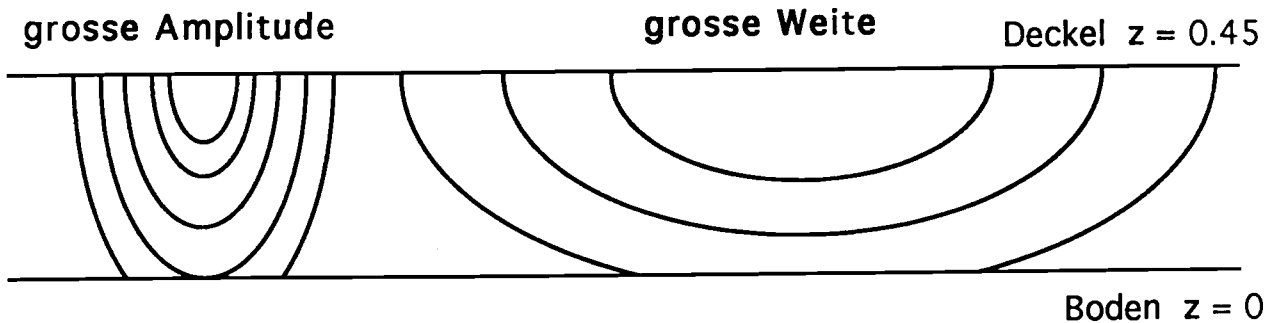


Bild 4.3

Ebenfalls ersichtlich ist, dass die Ausdehnung der Tiefs und Hochs bei grossen Weiten gross sein muss, da die Störung am Anfang ein grosseres Gebiet stört.

Das Wachstum des Druckmaximums am Boden (Bild 4.4a) bei zunehmender Weite nimmt kaum mehr zu. Dies ist eine Folge der Ueberlappung und der damit verbundenen Auslöschung der Amplituden.

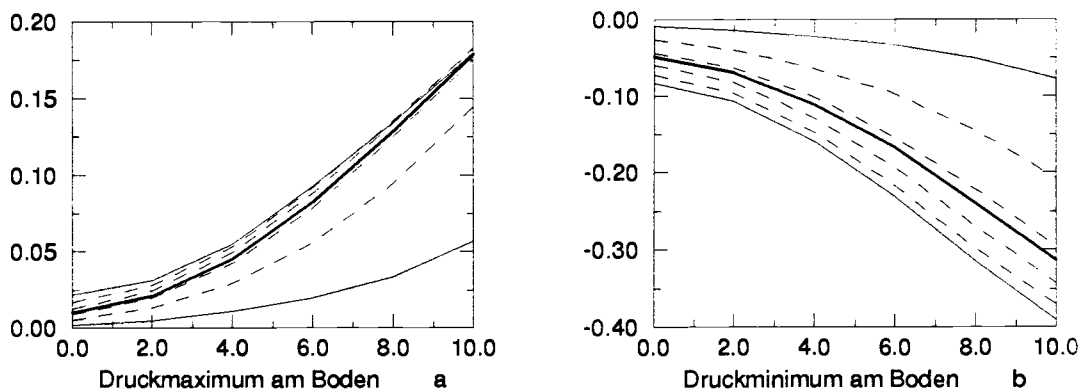


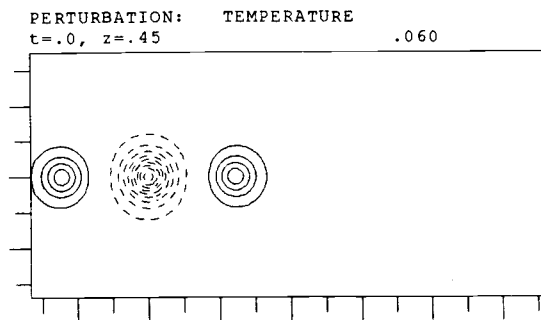
Bild 4.4a,b

Das Wachstum des Druckminimums am Boden in Abhängigkeit der Weite (Bild 4.4b) zeigt, dass das Wachstum logarithmisch abnimmt.

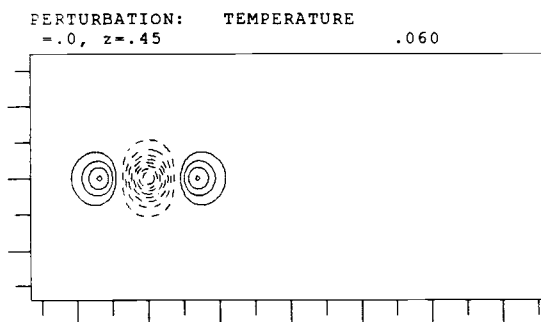
Bei grossen Weiten wird wiederum die Grenze des Modells schnell erreicht.

4.3 Variation der Abstände der Warmluft- bezüglich der Kaltluftstörung

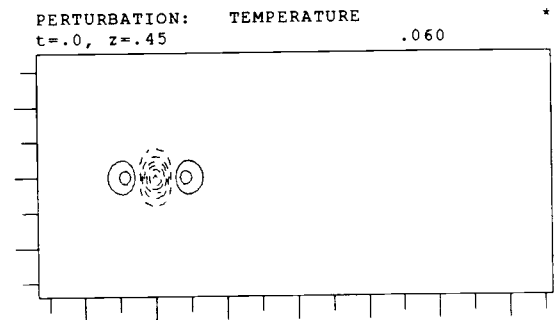
Bei grossen Abständen beeinflussen sich die Störungen anfangs praktisch nicht (S7-1). Bei kleinen treten wiederum Ueberlappungen auf, die zu ähnlichen Effekten führen wie in Kapitel 4.2 beschrieben (S8-1).



S7-1



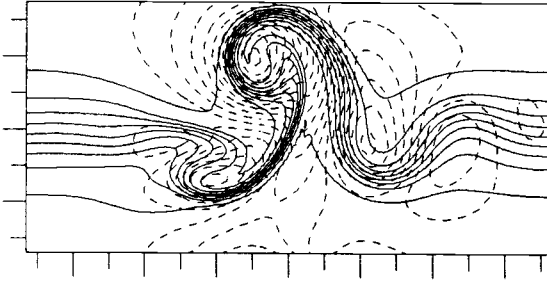
S1-3



S8-1

Die Daraus induzierten Druckstörungen am Deckel sind bei grossen Abständen beträchtlich grösser als bei kleinen, ebenso deren Auswirkung auf den Boden. Der Grund dafür liegt darin, dass sich die Störungen weitgehend unabhängig voneinander entfalten können.

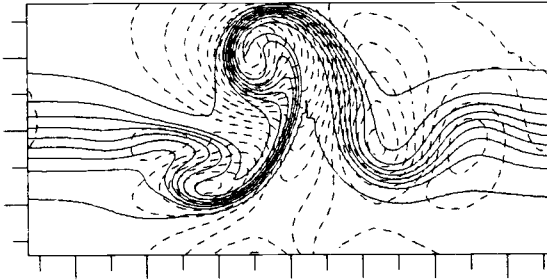
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0 .150



S9-1

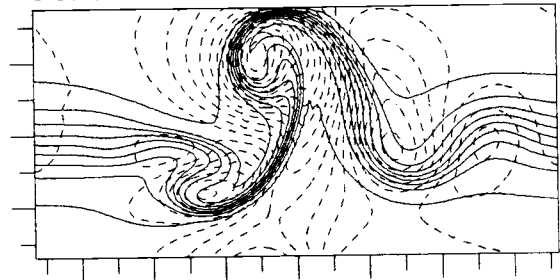
Abstände, die anfangs grösser sind als etwa 1 zeigen dieselben Entwicklungen nach der Zeit t=10.

TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0 .150



S7-2

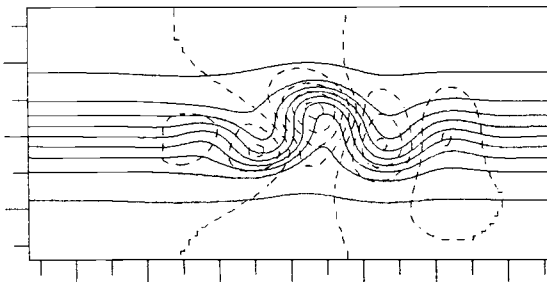
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0 .150



S10-1

Das weite Verschieben des Tiefs nach Norden und des westlichen Hochs nach Süden ist auf die allgemeine "freie" Zugrichtung solcher Systeme zurückzuführen. Das Hoch wird jedoch durch die Kaltfront am Abdriften gehindert, gleichzeitig wird so die Temperaturwelle stabilisiert.

TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0 .150



S8-2

Bei kleine Abständen ist die Entwicklung verschwindend (S8-2).

Das Wachstum bestätigt die Bemerkung über die Entwicklung für Abstände grösser als 1. Sie verhalten sich praktisch gleich.

Zu grosse Abstände dürfen wegen den Randbedingungen nicht gewählt werden.

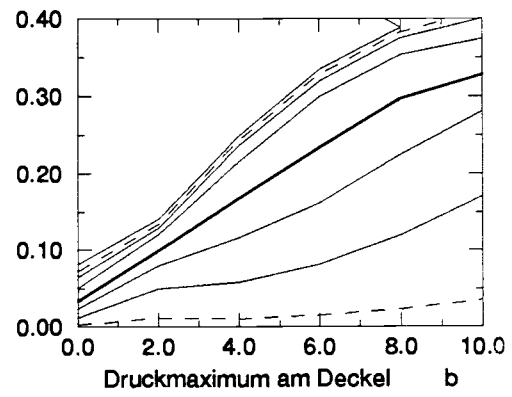
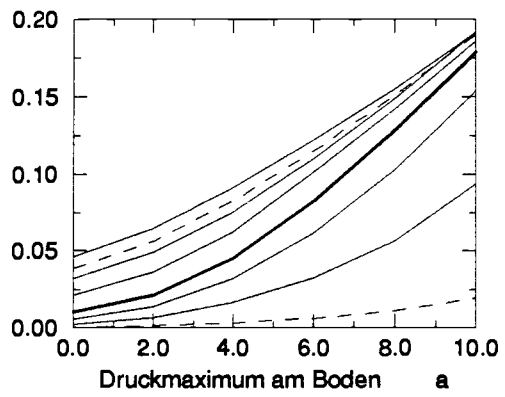


Bild 4.5a,b

4.4 Verschiebung des Störungssystems auf der y-Achse

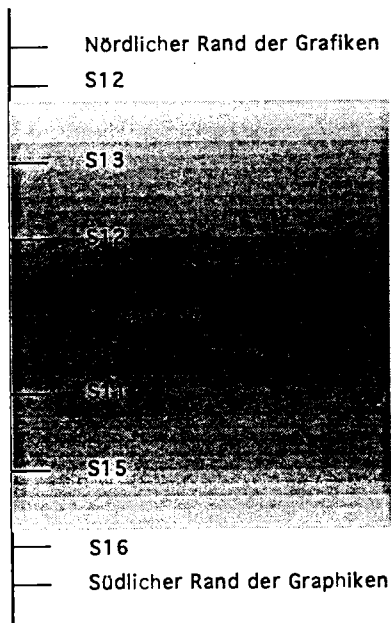
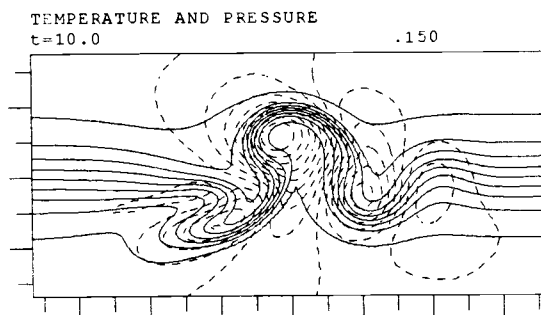


Bild 4.6 Verschiebung der Störung in der x-Achse

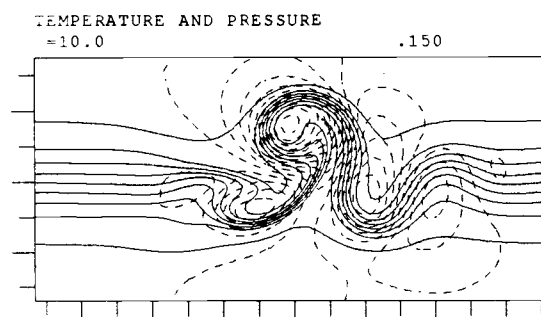
Die Verschiebungen in x-Richtung bezüglich der baroklinen Zone sind in Bild 4.6 graphisch dargestellt.

Liegt die Störung in der Nähe des Zentrums der baroklinen Zone, so sind die Entwicklungen am Boden nach der Zeit $t=10$ vertraut.

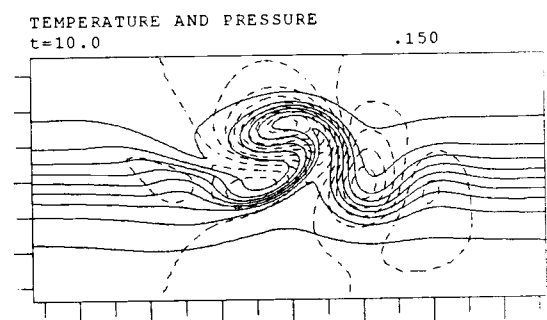
S11-1



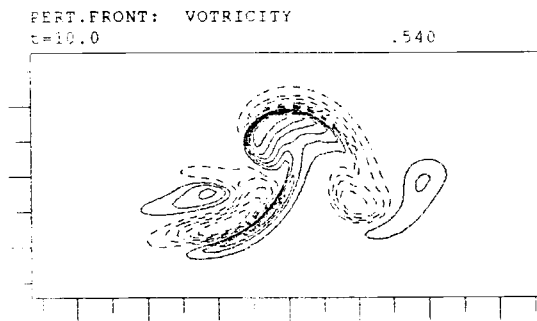
S1-1



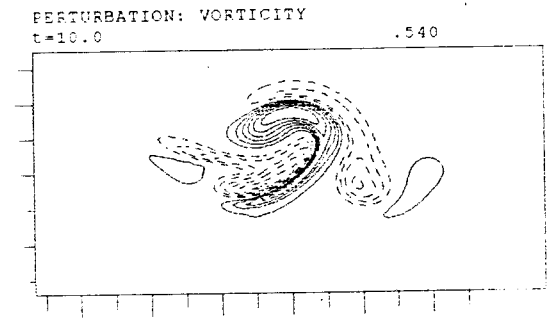
S12-1



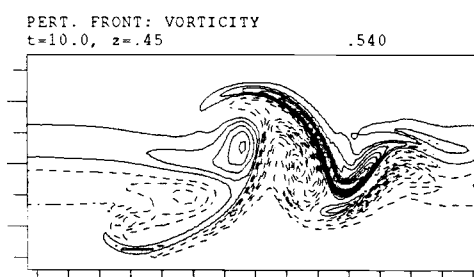
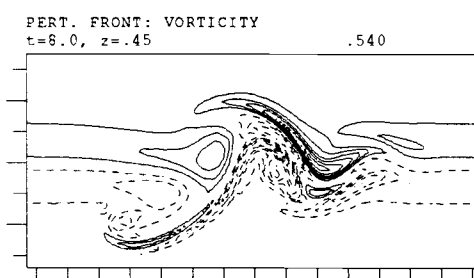
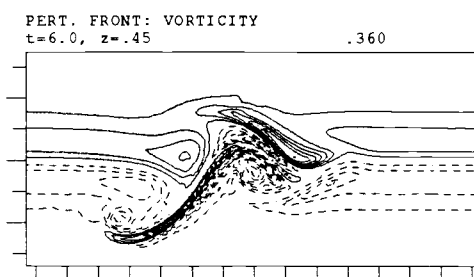
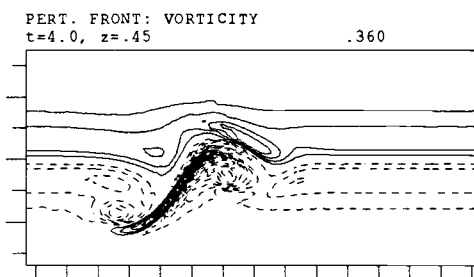
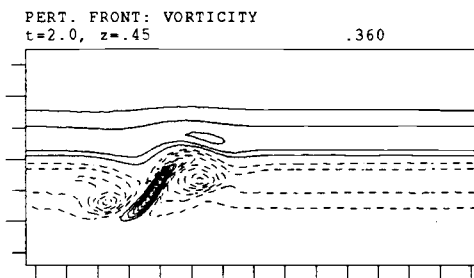
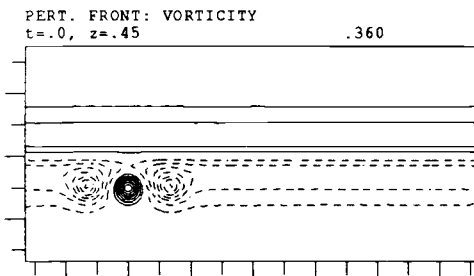
Ist das Zentrum des Systems nach Süden verschoben (S11-2), so wird das induzierte östliche Hoch weit in die barokline Zone hineingedreht, das westliche Hoch, dass wie in Kap.3 beschrieben zuerst am Boden entsteht, bleibt stationär und lässt dadurch dem Tief ein weitäumigeres, darüberliegendes Gebiet um sich auszubreiten. Ist das Zentrum hingegen nach Norden verschoben, so bleibt das westliche Tief während der ganzen Entwicklungszeit am Boden in einem stabilen, verbogenen Vorticitykomma (S12-2) eingeschlossen und entwickelt sich nicht richtig. Das östliche Hoch wird aus dem Zentrum der baroklinen Zone heraus gedreht und verliert seinen Einfluss. Dies ist auch deutlich im Wachstum (Bild 4.7) zu sehen.



S11-2



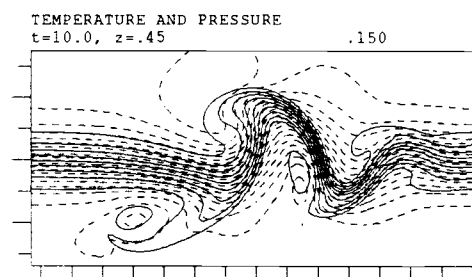
S12-2



S11-3 bis 8

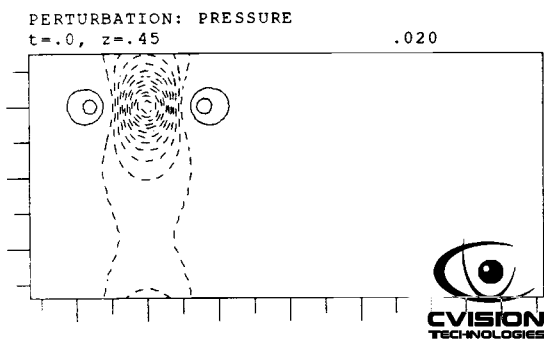
An der Vorticityentwicklung am Deckel ist sehr schön zu sehen, dass für die gesamte Entwicklung das östliche Hoch am wichtigsten ist (S11-2 bis 6). Die Warmfront, die am Deckel entsteht und durch die negative Vorticitypeife erkennbar ist, entsteht durch die nach Norden driftende und sich verstärkende positive Vorticity und somit als Folge der östlichen Warmluftstörung.

Gleichzeitig wird das ursprünglich negative Vorticitygebiet in südwest-nordöstlicher Richtung ausgezogen und langsam abgebaut. An dessen westlichen Rand entsteht eine schwache Kaltfront ausgezeichnet durch positive Vorticity. Um dies deutlicher zu sehen ist hier das Druck- und Temperaturfeld am Ende dargestellt (S11-3 bis 9).

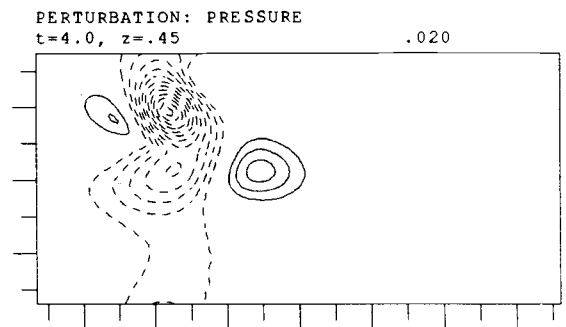


S11-9

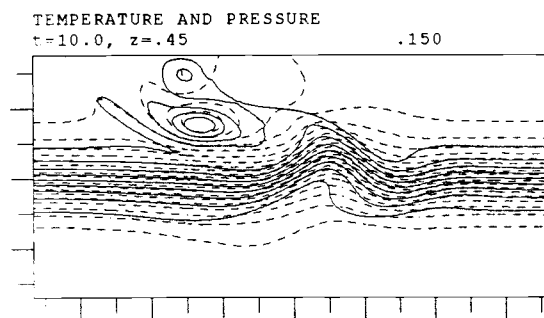
Wie nicht anders zu erwarten, nehmen die Intensitäten der Störungen ab, wenn man die Störung aus dem Zentrum der baroklinen Zone weiter entfernt. Verschiebt man zuerst das Zentrum nach Norden, so verliert die westliche Warmluftstörung ihren Einfluss, da sie nicht mehr mit der baroklinen Zone in Kontakt kommt. Der südliche Teil der induzierten Druckstörung vermag jedoch ein weiteres Druckminimum auszubilden (S13-1,2), dadurch entsteht ein positives Druckgebiet im Westen. Zusammen vermögen sie eine schwache Welle am Boden und Deckel sowie ein weiträumiges Tief am Boden auszubilden (S13-3,4).



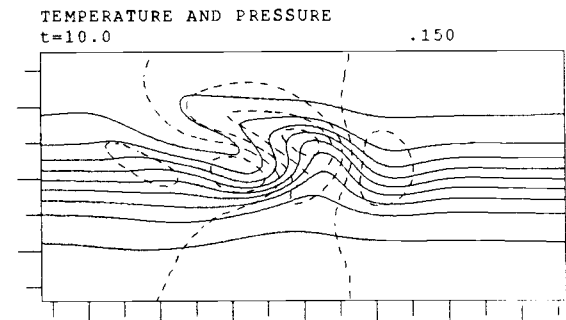
S13-1



S13-2

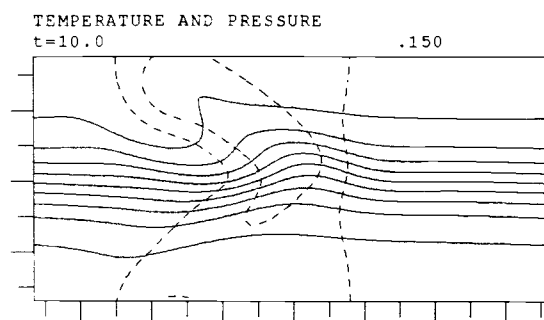


S13-3

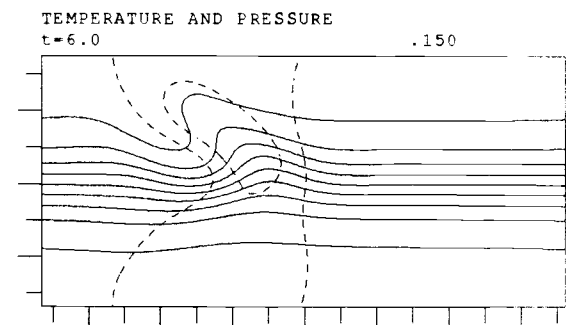


S13-4

Verschiebt man die Störung weiter nach Norden (S14), so ist die Entwicklung viel langsamer. Sie gleicht jedoch derjenigen von S13 zu einem früheren Zeitpunkt.

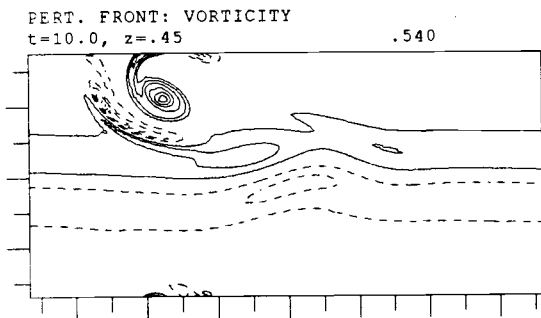


S13-5

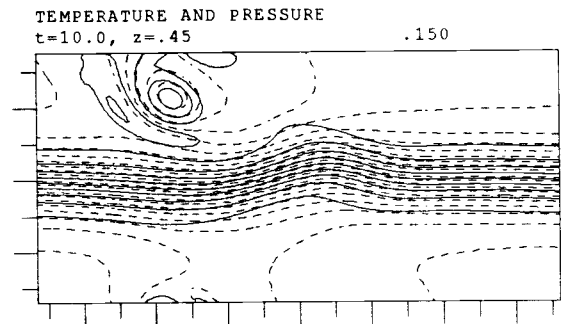


S14-1

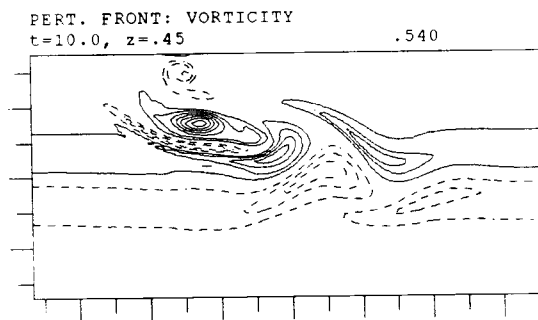
Am Deckel ist deutlich das Aufrollen der negativen Vorticity (S14-2) und die damit verbundene Kaltluftanomalie (S14-3) erkennbar. Sie ist für den in südwestlicher Richtung verlaufenden Kaltluftkeil am Boden verantwortlich (S14-1). Solch ein Keil ist schon in Simulation S13-4 zu sehen, die PV-Anomaly dringt da aber in die barokline Zone ein (S13-6)



S14-2

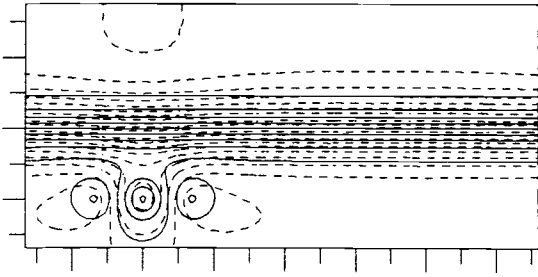


S14-3

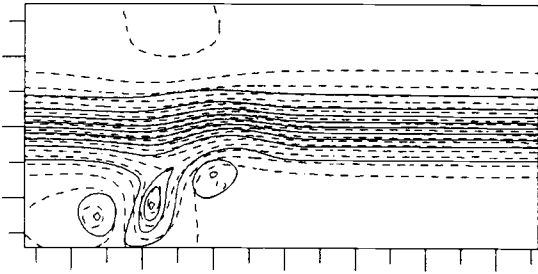


S13-6

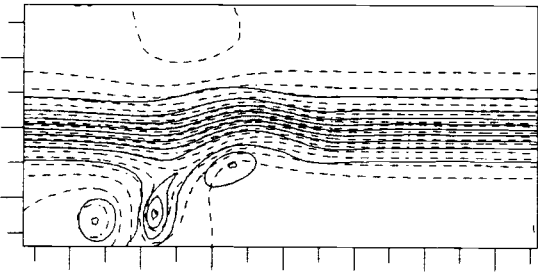
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=.0, z=.45 .150



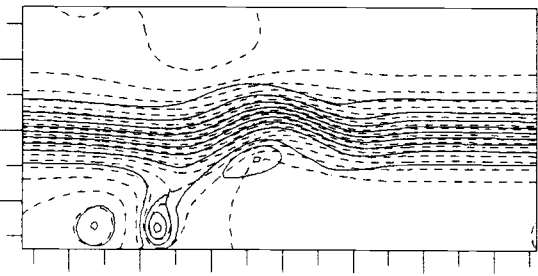
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=4.0, z=.45 .150



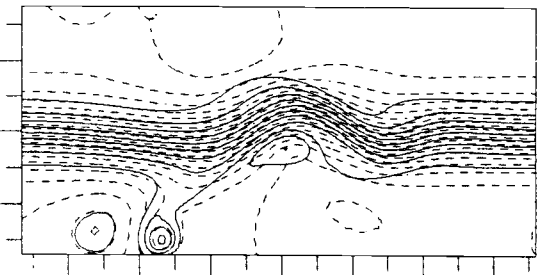
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=6.0, z=.45 .150



TEMPERATURE AND PRESSURE
t=8.0, z=.45 .150



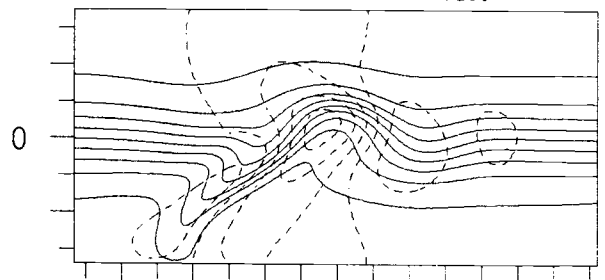
TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0, z=.45 .150



S15-1,5

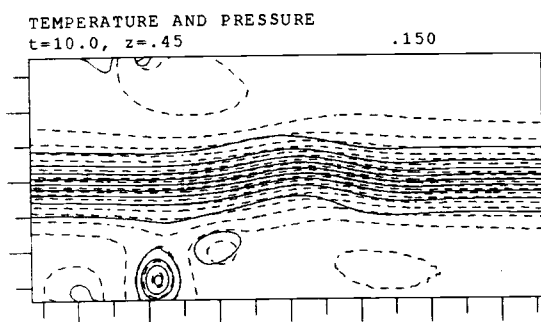
Verschiebt man die Störung nach Süden, so wird die westliche Warmluftstörung in die barokline Zone hinein gedreht. Als Folge bildet sich am Deckel früh ein kräftiges Hoch. Nach etwa der Hälfte der Simulationszeit hat sich auch das östlich davon liegende Tief genug weit in die barokline Zone ausgedehnt, so dass es auch weiter entwickelt wird. Am Deckel wird die Kaltluftstörung zuerst ausgezogen und dann aufgerollt. (S15-1,5). Am Boden bildet sich dadurch ein Kaltluftkeil in Richtung Süden (S15-6).

TEMPERATURE AND PRESSURE
t=10.0 .150

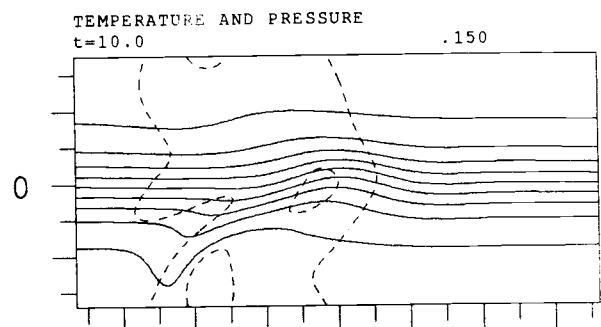


S15-6

Ist die Störung noch weiter im Süden, so bildet sich eine vom Temperaturfeld isolierte Kaltluftanomalie am Deckel (S16-1), die einen schwachen Kaltluftkeil am Boden (S16-2) verursacht.



S16-1



S16-2

Das stärkste Wachstum der Extrema wird nicht durch die Störung im Zentrum verursacht, sondern durch eine die etwas südlich davon liegt. Die Unterschiede sind so klein, dass auf die Darstellung verzichtet wird. Die Wachstums des Druckminimums in Abhängigkeit der x-Achse nimmt gegen Süden vorerst viel langsamer ab als gegen Norden. Ausserhalb der baroklinen Zone nimmt sie dann gleich schnelle ab (Bild 4.7). Der Grund dafür liegt an der Bedeutung der östlichen Warmluftstörung.

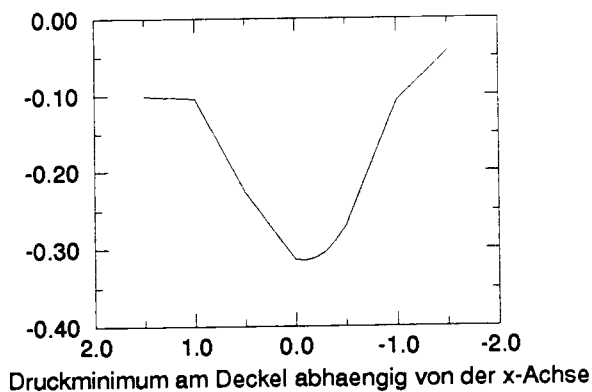


Bild 4.7

4.5 Drehung der Warmluftstörungen um die Kaltluftstörung

In diesem Abschnitt werden die Warmluftstörungen um die Kaltluftstörung gedreht, die sich in der Mitte der baroklinen Zone befindet. Gedreht wird in Winkel Abständen von 15° Grad. Wegen der symmetrischen Anordnung wird nur bis 180° Grad gedreht. Der Abstand der Störungen beliebt gleich. Deren Anordnungen zur Zeit $t=0$ sind auf Seite 50 dargestellt.

Sowohl an Deckel wie auch am Boden erreicht die um etwa 15° Grad im Uhrzeigersinn gedrehte Anfangsstörung nach der Zeit $t=10$ die höchsten Werte, dies wird für das Druckextrema zuerst am Deckel erreicht und dann auf den Boden übertragen, was aus einem Vergleich der letzten beiden Wachstumslinien ($t=8$, $t=10$) von Bild 4.9a-b ist ersichtlich wird. Das ursprünglich etwas südlich liegenden Hoch wird besser verstärkt, da es mit wärmerer Luft versorgt wird als dasjenige bei 0° Grad. Ist es hingegen um mehr als 15° gedreht, so sind die Temperaturunterschiede des Hoch mit der Umgebung bereits zu gering um es weiterhin so zu verstärken.

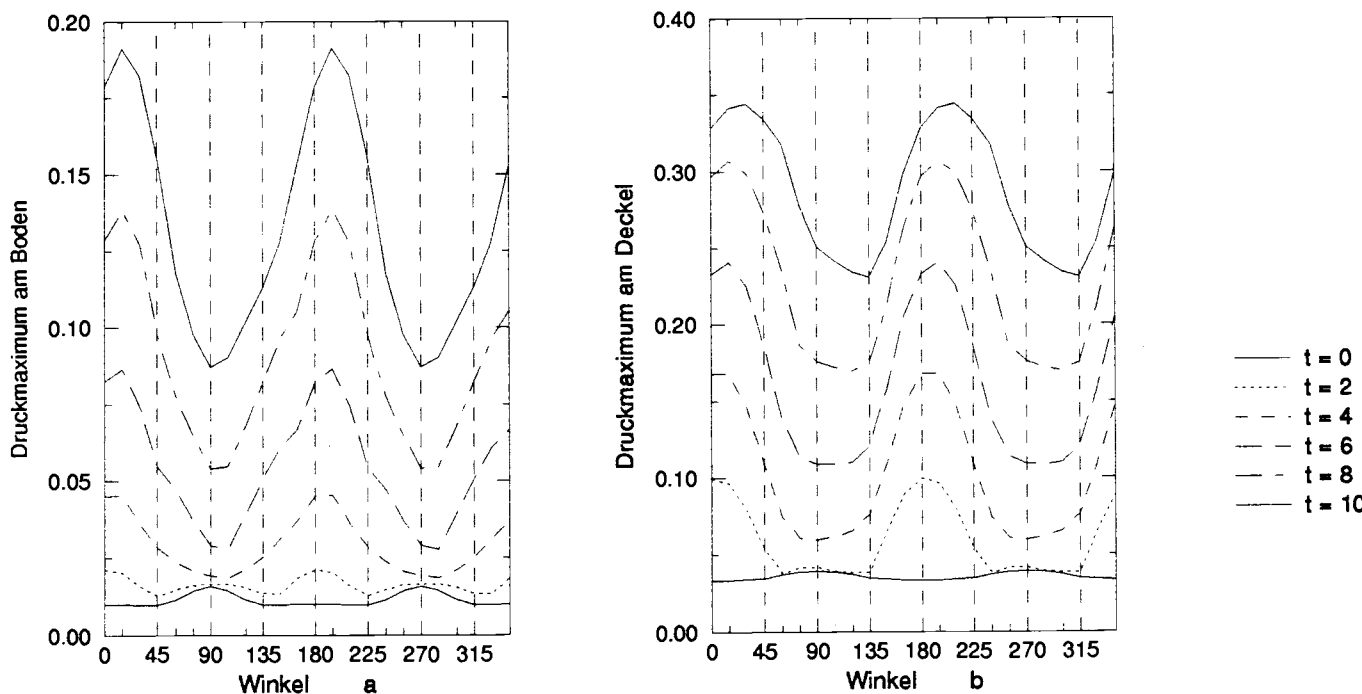


Bild 4.9a,b

Die kleinsten Druckmaximas werden bei 90° am Boden und bei 135° am Deckel erreicht (Bild 4.9c,d). Die ursprünglichen Hochs werden abgebaut. Das in etwa west-östlicher Richtung liegende Tief bildet ein vorgelagertes Hoch, dieses entwickelt sich rasch und ist für die Bildung der Welle verantwortlich. Das ursprünglich im Norden liegende Hoch wird abgebaut ebenso das

Winkel von 135° Grad gelangt kalte Luft weit nach Süden in das Gebiet aus dem das Hoch unter anderem mit Warmluft "versorgt" wird. Gleichzeitig wird das Tief wegen mangelnder Kaltluft zuzufuhr nicht wesentlich verstärkt. Dadurch wird die Entwicklung des Hochs und somit der ganzen Störung gehemmt, wodurch zwei deutliche "Minima" entstehen. Um dies zu verdeutlichen sind die Druckstörungen von den Simulationen mit Anfangswinkel 90° (S22) und 135° (S25) auf der nächsten Seite 49 angegeben.

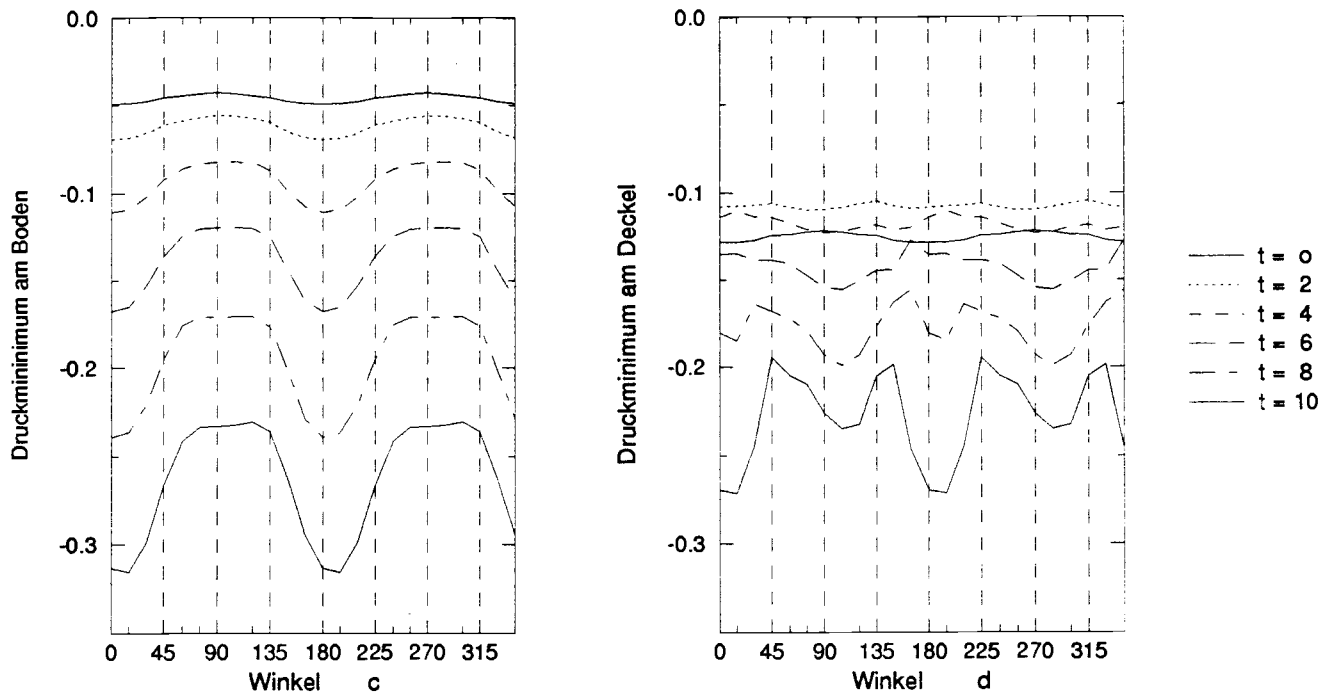
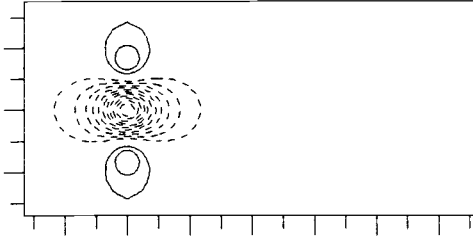


Bild 4.9c,d

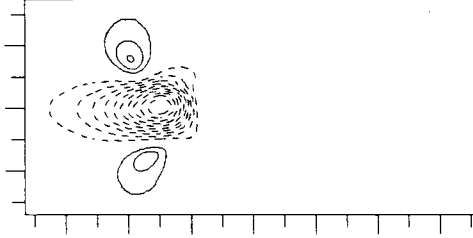
Auf den Seiten 51, 52 sind die Entwicklungen nach der Zeit $t=10$ an Deckel und Boden angegeben. Sie sind voller kleiner, lokaler Sonderheiten ausgestattet, auf die ich hier nicht weiter eingehen will.

S22

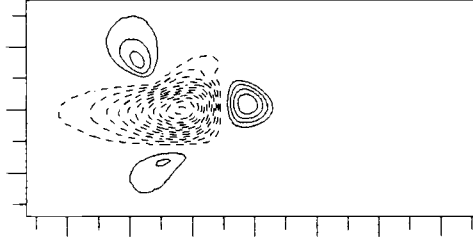
PERTURBATION: PRESSURE .020 S22
t=.0, z=.45



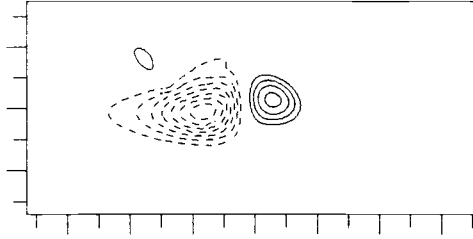
PERTURBATION: PRESSURE .020 S22
t=2.0, z=.45



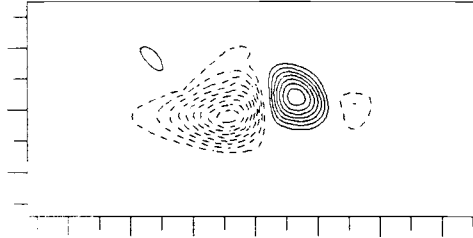
PERTURBATION: PRESSURE .020 S22
t=4.0, z=.45



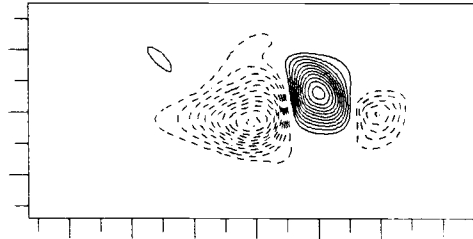
PERTURBATION: PRESSURE .040 S22
t=6.0, z=.45



PERTURBATION: PRESSURE .040 S22
t=8.0, z=.45

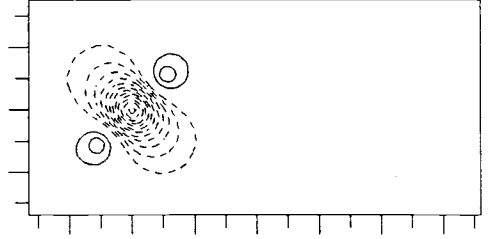


PERTURBATION: PRESSURE .040 S22
t=10.0, z=.45

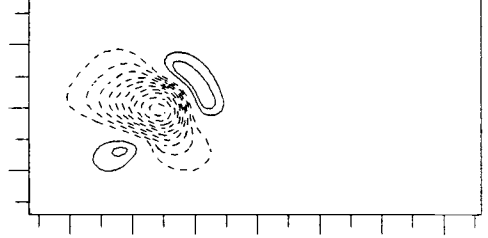


S25

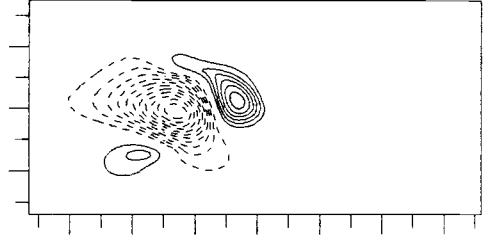
PERTURBATION: PRESSURE .020 S25
t=.0, z=.45



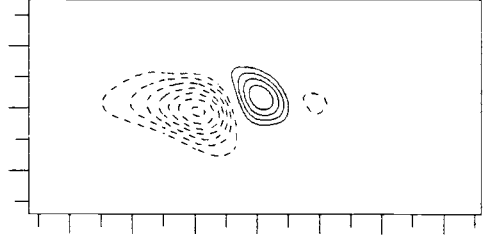
PERTURBATION: PRESSURE .020 S25
t=2.0, z=.45



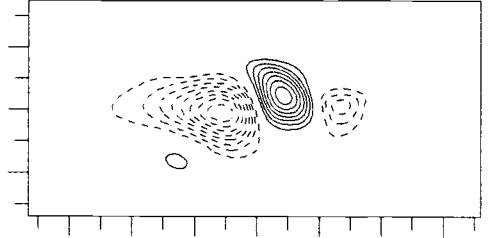
PERTURBATION: PRESSURE .020 S25
t=4.0, z=.45



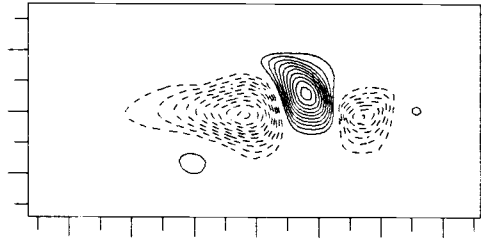
PERTURBATION: PRESSURE .040 S25
t=6.0, z=.45



PERTURBATION: PRESSURE .040 S25
t=8.0, z=.45

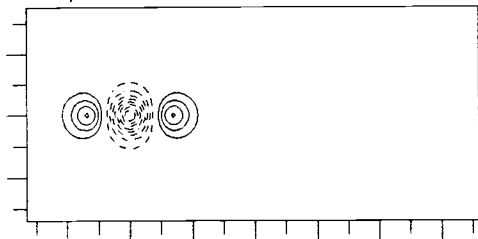


PERTURBATION: PRESSURE .040 S25
t=10.0, z=.45

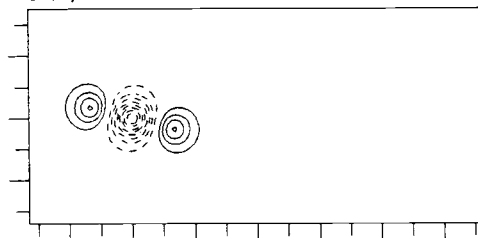


Anordnungen der Temperaturstörungen

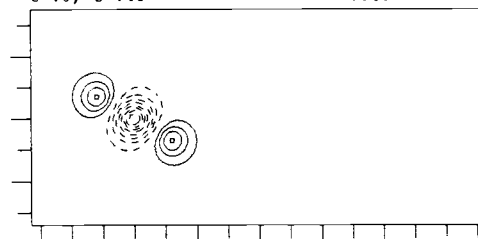
PERTURBATION: TEMPERATURE .060
t=.0, z=.45



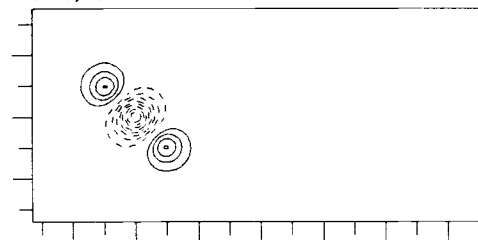
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S17
t=.0, z=.45



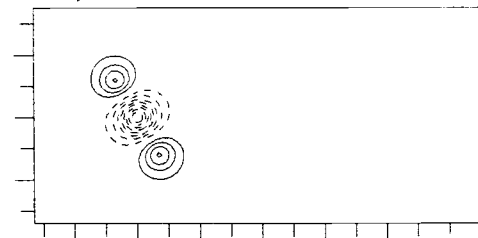
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S18
t=.0, z=.45



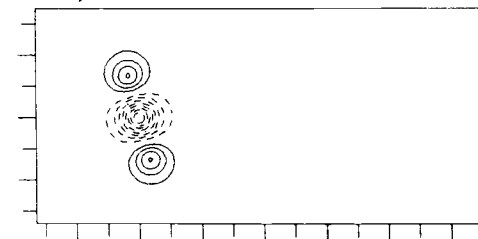
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S19
t=.0, z=.45



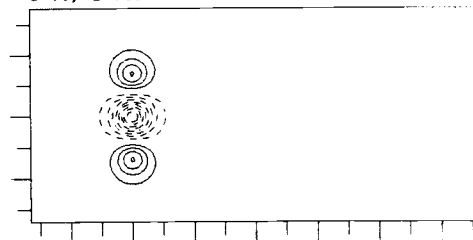
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S20
t=.0, z=.45



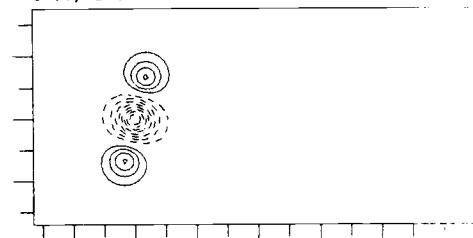
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S21
t=.0, z=.45



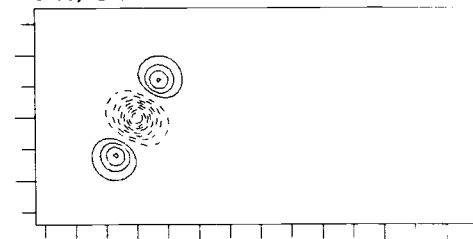
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S22
t=.0, z=.45



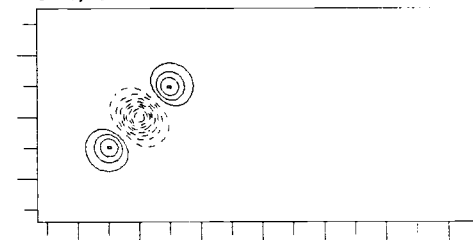
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S23
t=.0, z=.45



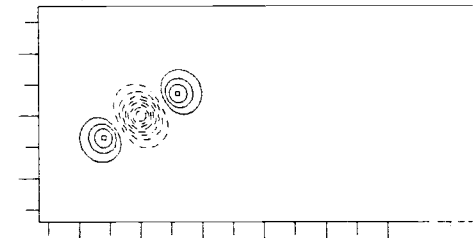
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S24
t=.0, z=.45



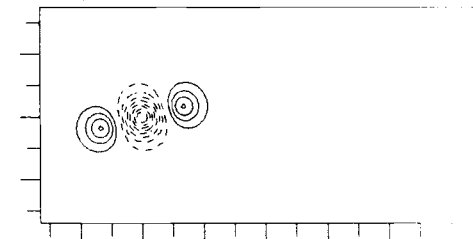
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S25
t=.0, z=.45



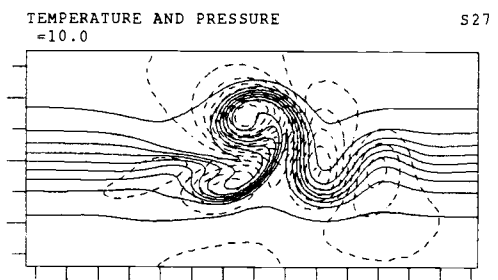
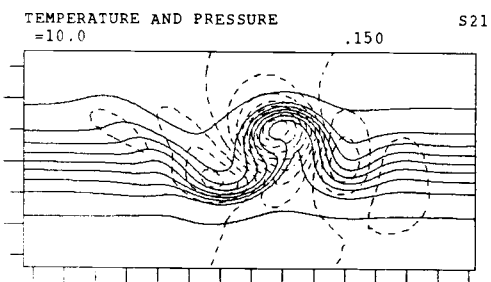
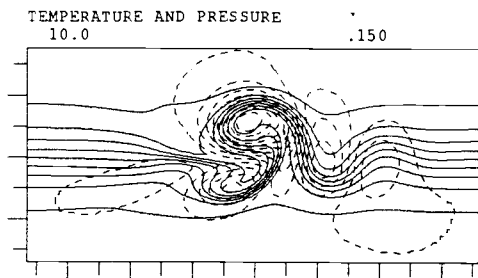
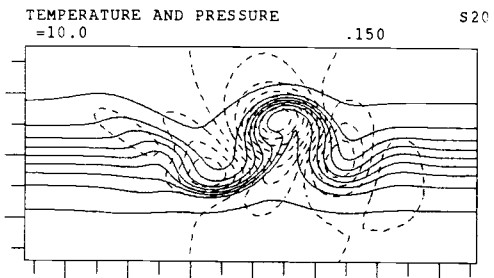
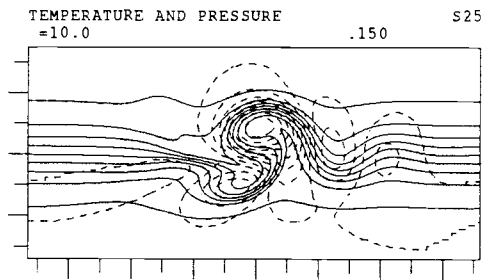
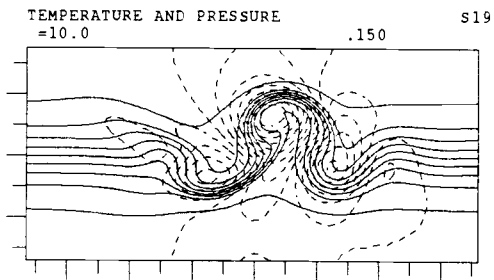
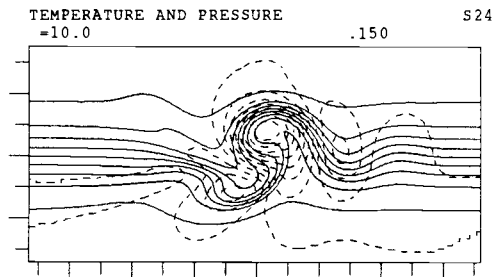
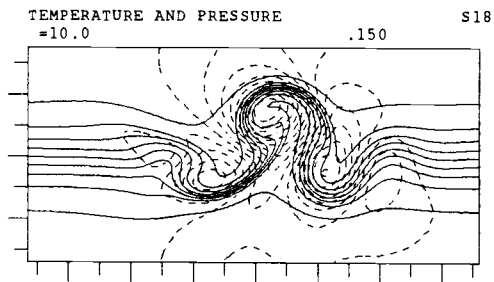
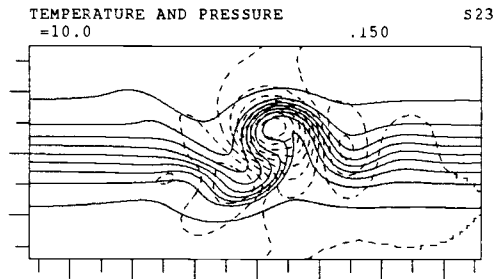
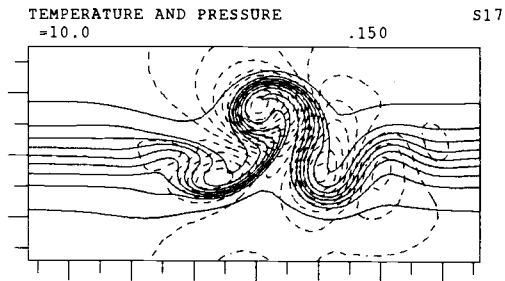
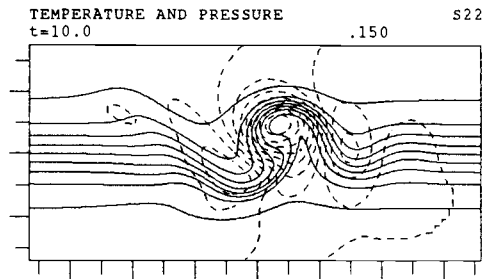
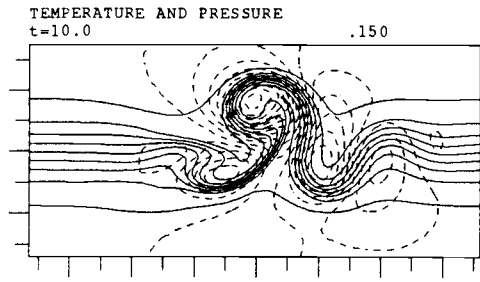
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S26
t=.0, z=.45



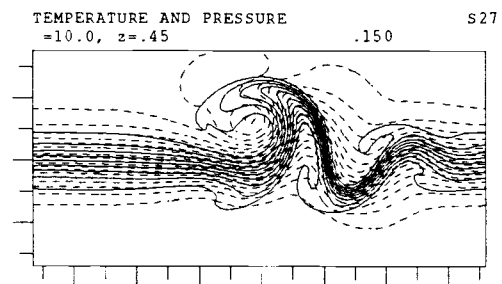
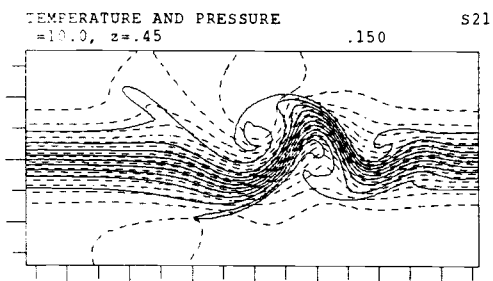
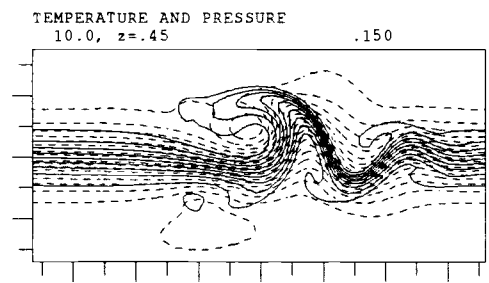
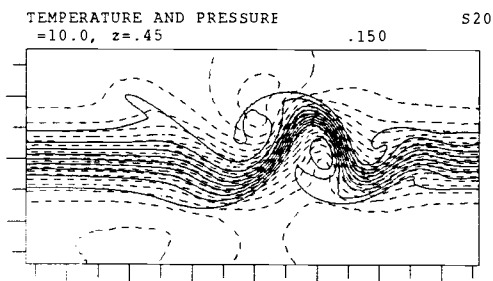
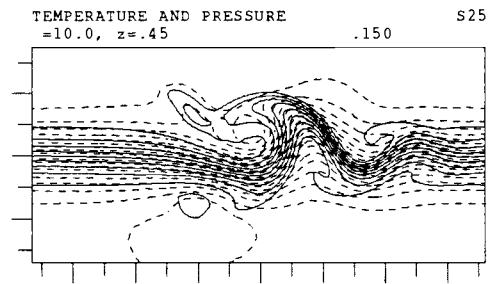
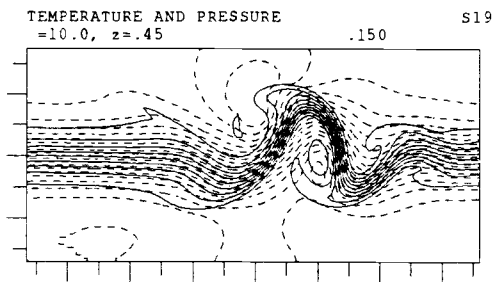
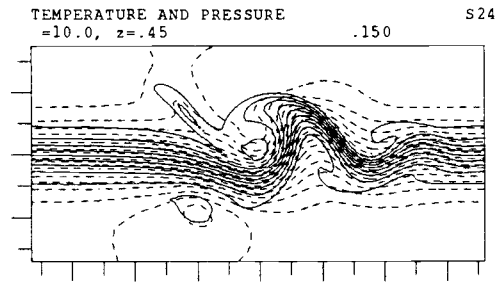
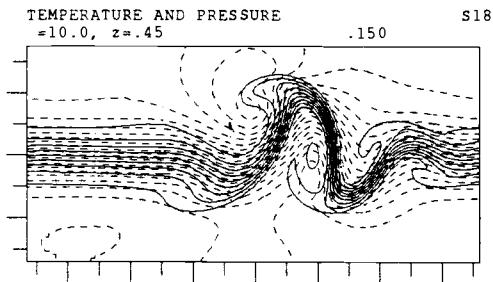
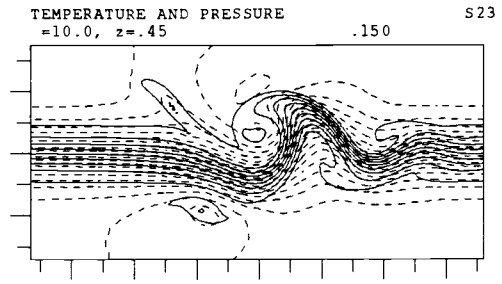
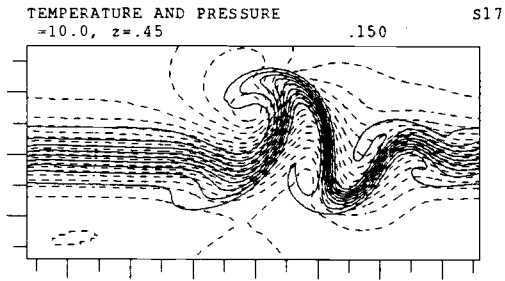
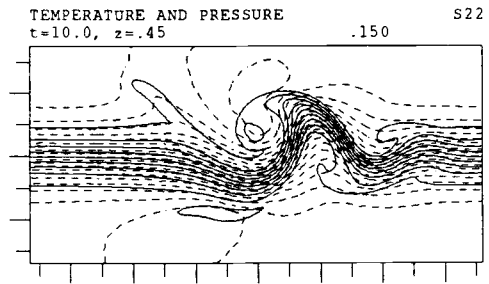
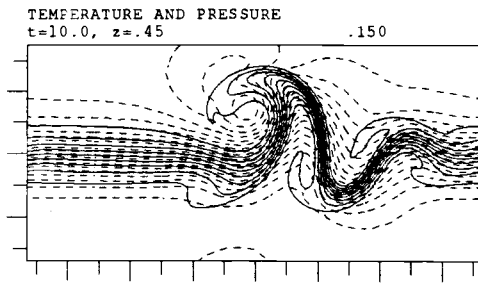
PERTURBATION: TEMPERATURE .060 S27
t=.0, z=.45



Entwicklung am Boden zur Zeit t=10



Entwicklung am Deckel zur Zeit $t=10$



5. Ergebnisse bei denen der zonal gemittelte Grundzustand nicht verschwinden muss

In den bisherigen Simulationen wurde die Störung so gewählt, dass ihr zonales Mittel verschwindet und dadurch der Grundzustand nicht verändert wird. Da die zonale Position der Störungen wegen ihrer Symmetrie bzgl. ihres Zentrums keinen Einfluss auf den gemittelten Grundzustand hat, werden hier nur die Amplituden und die Weiten verändert. Als Referenz wird weiterhin die in Kapitel 3 beschriebene Simulation S1 verwendet.

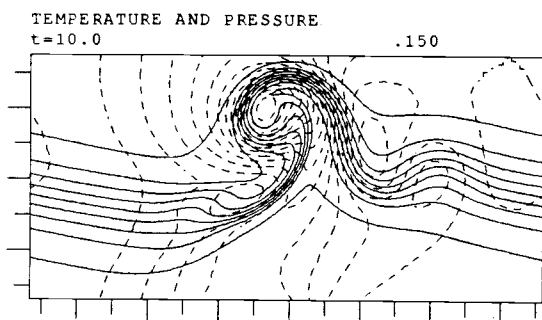
Verändert werden in diesem Kapitel folgende Parameter:

- | | | |
|------------|--|--------------|
| 5.1 | Aenderung der Amplituden der Warmluftstörungen | S. 54 |
| | <ul style="list-style-type: none">◇ Schwache Amplituden führen zu freier Entwicklung eines Tiefs am Boden.◇ Starke Amplituden bilden starke Hochs und verschieben das System nach Süden, und drehen dieses im Uhrzeigersinn.◇ Das Wachstum des Druckminimums am Boden ist durch eine Gerade darstellbar, dessen Steigung unabhängig von den Amplituden von Kalt- und Warmluftstörung ist. | |
| 5.2 | Aenderung der Amplitude der Kaltluftstörung | S. 60 |
| | <ul style="list-style-type: none">◇ Grosse Amplitude ergibt ähnliche Entwicklungen wie S1.◇ Kleine Amplituden führt wieder zu einer Verschiebung des Systems nach Süden und zu einer Drehung im Uhrzeigersinn.◇ Ist die Amplitude der Kalt- kleiner als die der Warmstörung, so kann eine T-förmige Frontstruktur auftreten | |
| 5.3 | Variation der Weite der Warmluftstörungen | S. 65 |
| | <ul style="list-style-type: none">◇ Es treten bei kleinen (grossen) Weiten etwa dieselben Entwicklungen auf wie bei kleinen (grossen) Amplituden (vgl. 5.1).◇ Bei grossen Weiten sind die Entwicklungen etwas weiträumiger.◇ Das Wachstum der Extremas gleicht demjenigen der Amplitudenvariation der Warmluftstörung.◇ Das Wachstum des Minimums am Boden kann durch eine quadratische Formel approximiert werden. | |
| 5.4 | Variation der Weite der Kaltluftstörung | S. 68 |
| | <ul style="list-style-type: none">◇ Es treten wiederum bei kleiner (grosser) Weite etwa dieselben Effekte wie bei kleiner (grosser) Amplitude (vgl. 5.2).◇ Das Wachstum der Extrema an Deckel und Boden hin gegen haben nicht viel mit denjenigen in 5.2 zu tun. | |
| 5.5 | Variation der Weiten der Kalt- und der Warmluftstörungen wobei keine Ueberlappung vorkommt | S. 71 |
| | <ul style="list-style-type: none">◇ Bei minimalem Wachstum des Druckminimum am Boden tritt eine T-förmige Frontstruktur auf. | |

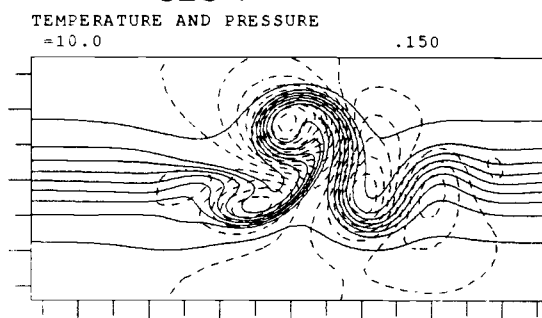
5.1 Änderung der Amplituden der Warmluftstörungen

Die Amplitude der Warmluftstörung wird schrittweise erhöht, während alle anderen Parameter die Werte von S1 beibehalten.

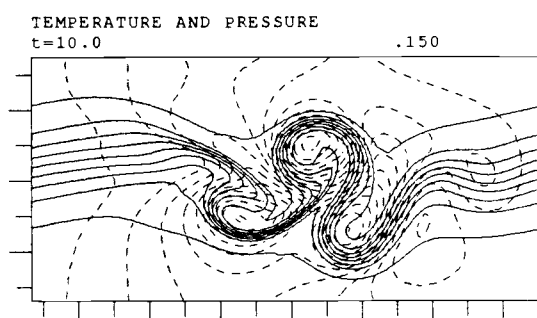
Bei schwachen Amplituden sind die errechneten Resultate bekannt. Bei starker Störung treten hingegen neue auf.



S28-1

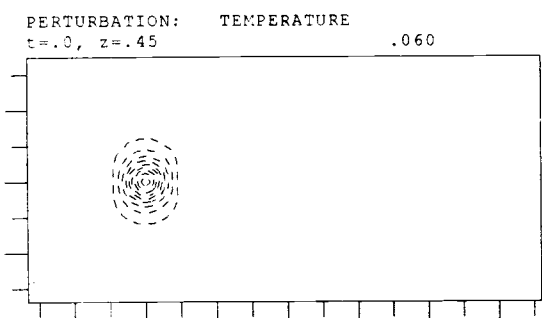


S1-1

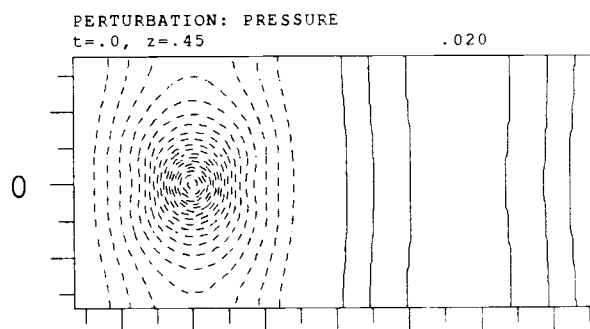


S29-1

Der Grund dafür ist in der Störung am Anfang zu suchen. Schwache Warmluftstörung beeinflusst die Kaltluftstörung und ihre Entwicklung wenig (S28-2). Die Resultate gleichen daher denjenigen, bei denen sich das induzierte Tief unabhängig von den Hochs entwickeln kann, z.B. bei grossen Abständen der Störungen (vgl. Kapitel 4.3). Das jedoch auch noch Hochs vorhanden sein müssen, lässt sich an den leicht nach zum Zentrum hin gebogenen Isolinien in der anfangs induzierten Druckstörung erkennen (S28-3).

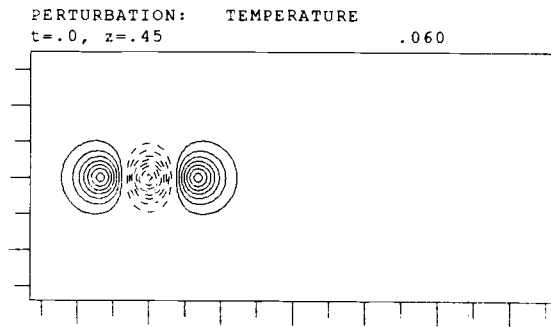


S28-2

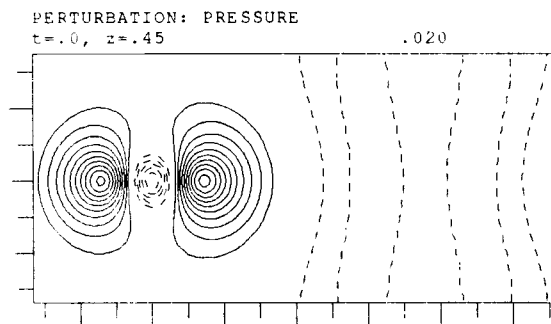


S28-3

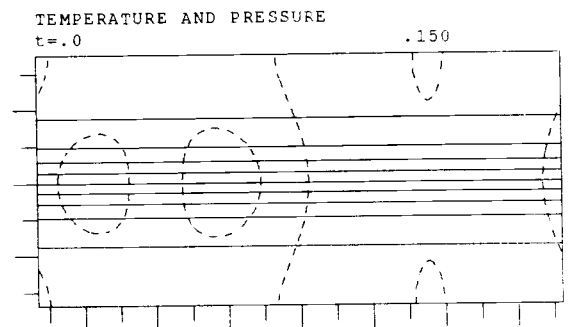
Bei grossen Warmamplituden hingegen wird die Kaltluftstörung von den warmen eingeklemmt (S29-2). Die anfängliche Druckstörung am Deckel wird von zwei kräftigen Hochs bestimmt (S29-3), die das Tief umgeben. Am Boden existiert dieses nicht (S29-4). Uebertragen werden nur zwei Hochs.



S29-2

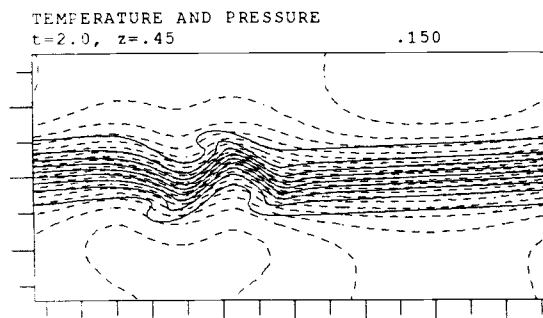


S29-3

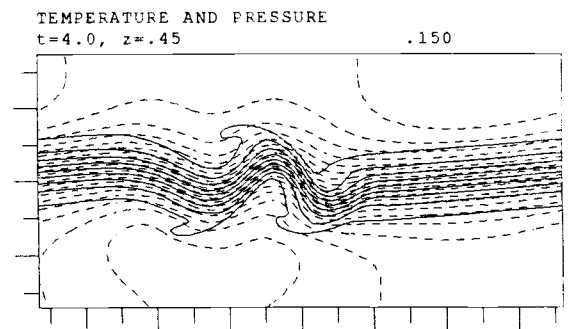


S29-4

Positive Druckgebiete entwickeln eine nach Süden gerichtete Welle. Nach der Zeit $t=2$ (S29-5) sind zwei solche am Deckel bereits deutlich zu erkennen. Das Tief verstärkt sich jedoch, dank den starken Winden, schneller als in S1 und bewirkt schon bald eine starke Welle mit Ausschlag nach Norden. Der Ausschlag ist bereits zur Zeit $t=4$ (S29-6) grösser als nach Süden. Die Folge davon ist, dass die Hochs dank den nach Süden gerichteten Wellen weiter nach Süden gelangen und das Tief mit sich ziehen (S29-1). Zudem wird das ganze System im Uhrzeigersinn gedreht.

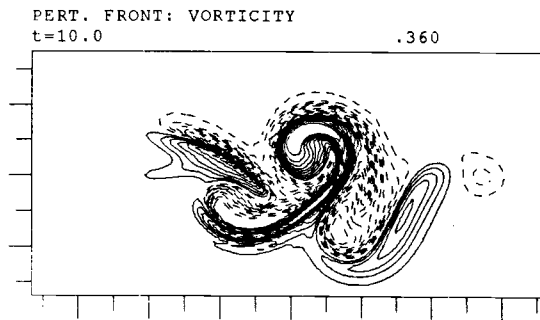


S29-5

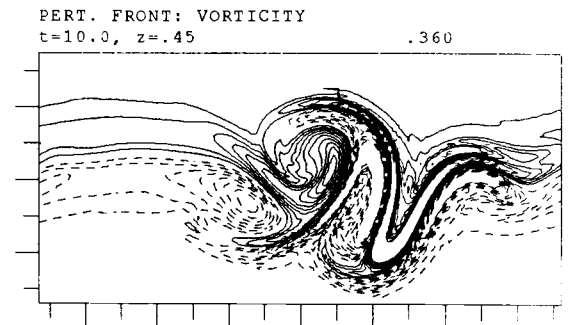


S29-6

Das Vorticityfeld am Boden zeigt im Westen eine Warmfront. Sie ist eine Folge des südwärts gerichteten Bogens (S29-7). Die starken Hochs verursachen auch eine Verstärkung der Kaltfront, die nun auch am Deckel zu erkennen ist (S29-8):



S29-7



S29-8

Die Wachstumskurven der Druckextrema an Deckel und Boden in Abhängigkeit der Amplitude (Bild 5.1) sehen also recht verschieden aus. Maximales Wachstum an Boden und Deckel fallen nicht zusammen. Bei geringen Amplituden der Warmluftstörung erwartet man starke Tiefs am Boden, was durch das Wachstum des Druckminimums am Boden in Abhängigkeit der Amplitude sehr gut bestätigt wird (Bild 5.1b). Erstaunlich ist aber, dass das absolute Wachstum für alle Amplituden etwa gleich gross ist.

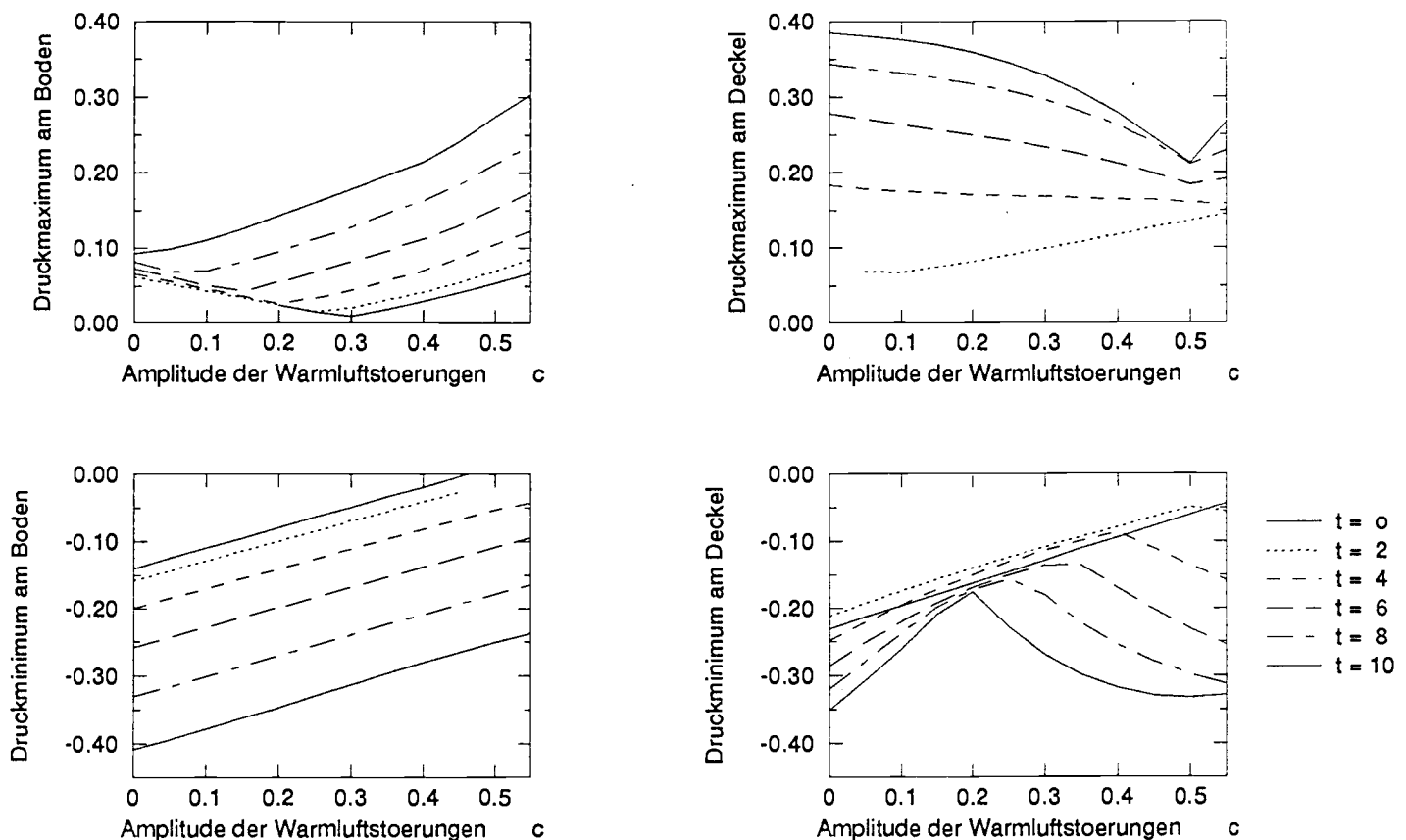


Bild 5.1

Das Wachstum des Druckminimums am Boden ist also linear von der Amplitude der Warmluftstörung abhängig. Dies ermöglicht das Wachstum in einer Formel der folgenden Form anzugeben

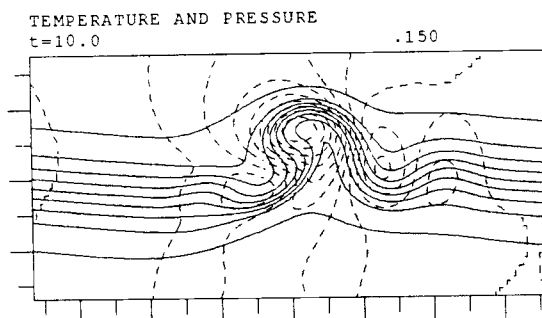
$$X_1(A_+,t) = m_1 A_+ + c_1(t) \quad (5.1)$$

Die Kaltluftstörung und die anderen Parameter gehen nur in die zeitabhängige Konstante $c_1(t)$ und in die Steigung der Wachstumsgrade m_1 ein. Zudem kann angenommen werden, dass $c_1(t)$ keine Exponentialfunktion ist, da

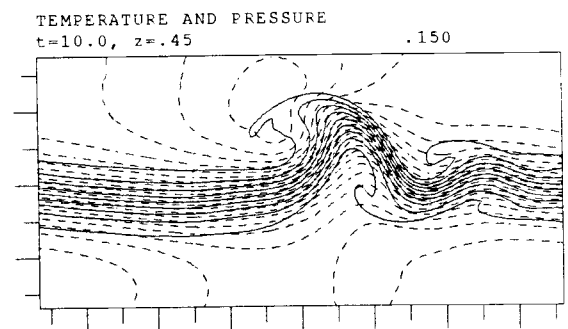
$$\frac{c_1(t+2) - c_1(t)}{t} \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad t \rightarrow \infty \quad (5.2)$$

Kleine Abweichungen bei grossen Amplituden sind wohl auf die stärkere Wechselwirkung zwischen Deckel und Boden zurückzuführen.

Das Wachstum des Bodenmaximums (Bild 5.1a) nimmt mit zunehmender Warmamplitude zu, im Gegensatz zum Deckelmaximum (Bild 5.1c), das bis zu einem Wert von 0.5 abnimmt, also da ein minimales Wachstum hat. Auch das Druckminimum (Bild 5.1d) am Deckel zeigt ein minimales Wachstum. Es liegt um einen Wert der Warmamplituden von 0.2. Die Hochs und das Tief am Deckel neutralisieren sich weitgehend und hindern sich am Wachsen. Bei 0.2 fördern die Winde die Entwicklung des östlichen Hochs, sind aber nicht stark genug, um auch das Tief anwachsen zu lassen. Bei 0.5 wird das Tief gefördert, während die Entwicklung der Hochs behindert wird. Dies heisst jedoch nicht, dass keine Strukturen bei diesen Amplituden entstehen. Als Beispiel seien hier die Entwicklungen zur Zeit $t=10$ zur Warmamplitude von 0.2 angegeben (S30-1, S30-2).



S30-1



S30-2

Zudem erkennt man, dass für eine bestimmte Zeit zwischen $t=2$ und 4 das Wachstum des Druckmaximums am Deckel in Abhängigkeit der Amplitude eine horizontale Gerade bildet, also konstant sein muss. In der Darstellung des Wachstums in Abhängigkeit der Zeit (Bild 5.2) sieht man einen Schnittpunkt bei $t=3.8$, der mit der Geraden in Bild 5.1d übereinstimmt.

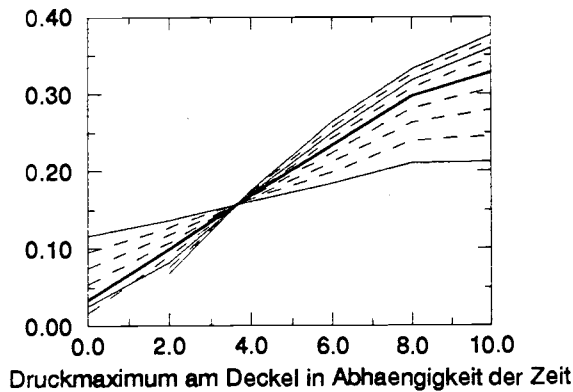


Bild 5.2

Für das Wachstum des Druckmaximums am Deckel ist man versucht auf Grund der Bilder 5.1c und 5.2 folgenden Ansatz für das Wachstum $X_2(A,t)$ zu machen

$$X_2(A_{\pm},t) = X_2(A_{\pm},0) e^{\sigma(A_{\pm},t)t} + \text{Konstante} \quad (5.3)$$

mit

$$X_2(A_{\pm},0) = m_2 A_{\pm} + c_2 \quad (5.4)$$

$\sigma(A_{\pm},t)$ die Wachstumsrate in Abhängigkeit von A und der Zeit t ist. Das Problem ist jedoch, dass die Wechselwirkung der nicht variierten Parameter und ihre Auswirkungen auf σ nicht unwesentlich aber unbekannt sind.

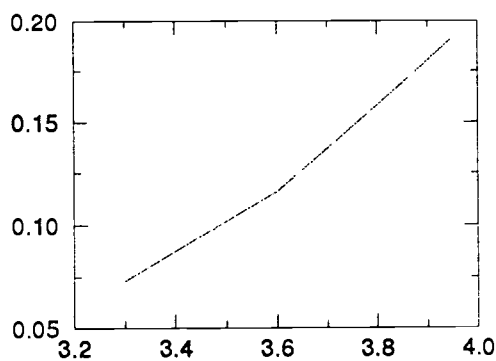


Bild 5.3

Simulationen mit Variation desselben Parameters bei anderer Kaltamplitude zeigen im Wachstums ähnliches Verhalten. Im Bild 5.3 sind die Schnittpunkte der Wachstumsraten des Druckmaximums am Deckel in Abhängigkeit der Zeit zu verschiedenen Kaltamplituden dargestellt.

Ebenso zeigt das Wachstum des Bodenminimums in Abhängigkeit der Amplitude der Warmluftstörung bei anderer Kaltamplitude (Bild 5.4a) ähnliches Verhalten, wie in Bild 5.1b beschrieben.

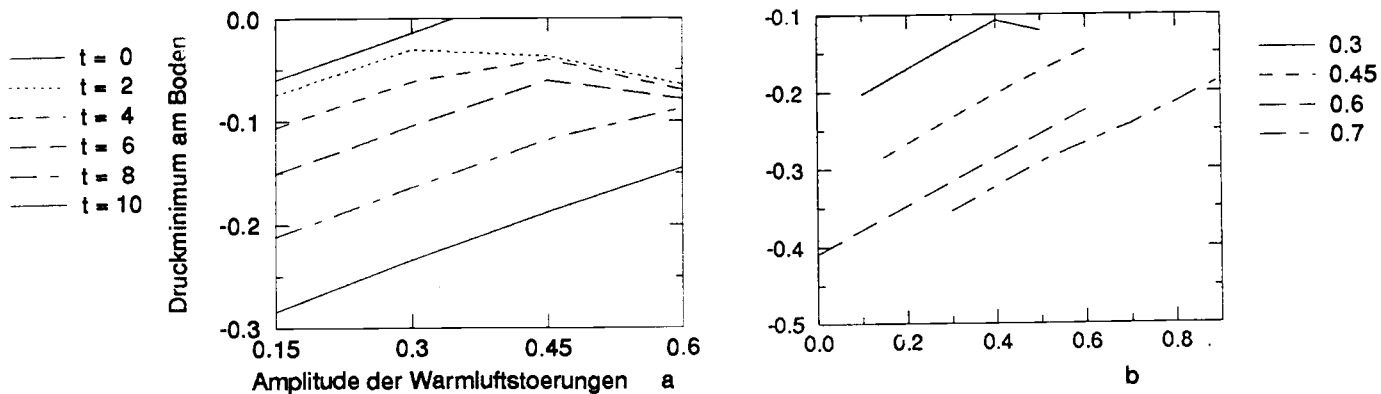


Bild 5.4 a die Kaltamplitude beträgt 0.45
b erreichte Werte des Druckminimums am Boden zur Zeit $t=10$ zu verschiedenen Kaltamplituden (siehe Legende)

Für Amplituden, die grösser sind als der Betrag der Kaltluftamplitude, treten Abweichungen von der Geraden auf. Die Tiefs werden von den zu starken Hochs zu stark gefördert, was zu einem schnellen Wachstum der Druckminima führt. Der Bereich der Gültigkeit der Formel (5.1) muss somit auf

$$A_+ \leq A_- \quad (5.5)$$

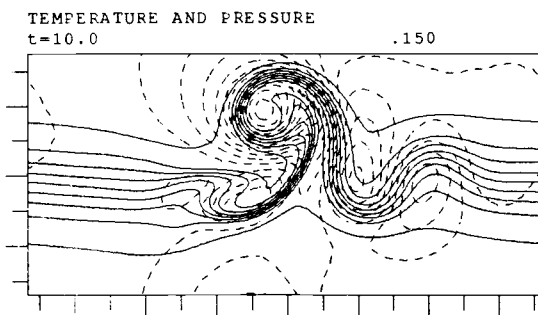
eingeschränkt werden.

Wie ein direkter Vergleich der Werte in Abhängigkeit der variierten Amplitude zur Zeit $t=10$ (Bild 5.4b) zeigt, ist die Steigung m_1 von (5.1) weitgehend unabhängig von der Amplitude der Kaltluftstörung. Diese geht demzufolge nur in den Achsenabschnitt $c_1(t)$ ein.

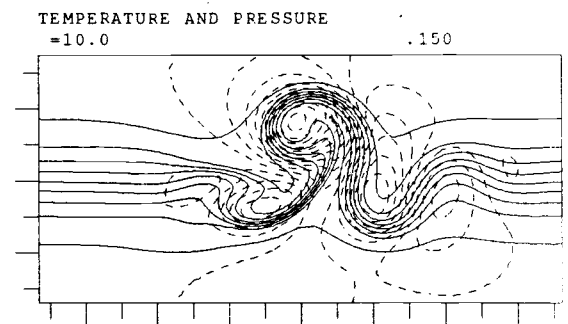
5.2 Aenderung der Amplitude der Kaltluftstörung

Während die Amplitude der Kaltluftstörung verändert wird, bleiben diejenigen der warmen vorerst auf den Werten von S1.

Bei grossen Amplituden (S31-1) entstehen ähnliche Strukturen wie in der Referenzsimulation. Das Tief wandert ein wenig weiter nach Norden. Weitere Unterschiede sind im Osten und im Westen des Systems zu erkennen, wo sich neue Druckgebiete nicht so stark entwickeln.

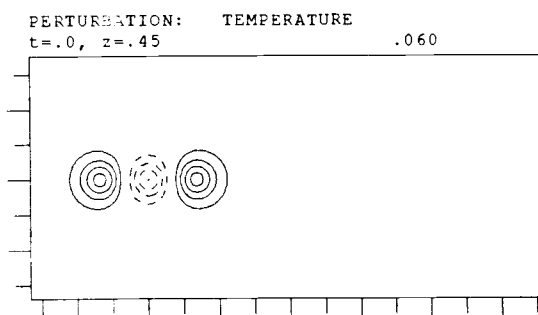


S31-1

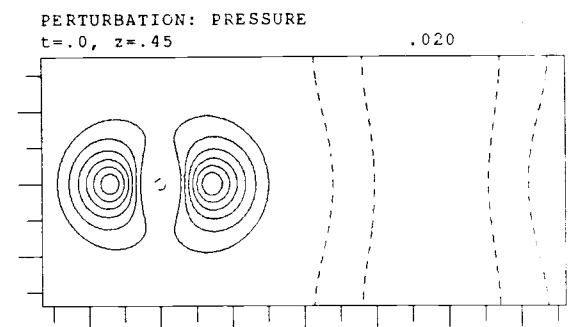


S1-1

Haben die Warmstörungen dieselbe Amplitude wie die Kaltstörung, so ist der Einfluss letzterer in der Temperaturstörung am Anfang bereits geringer (S32-1). In der induzierten Druckstörung (S32-2) verschwindet das zur Kaltstörung gehörende Tief fast vollständig zwischen den ausgedehnten ohrenförmigen Hochs.



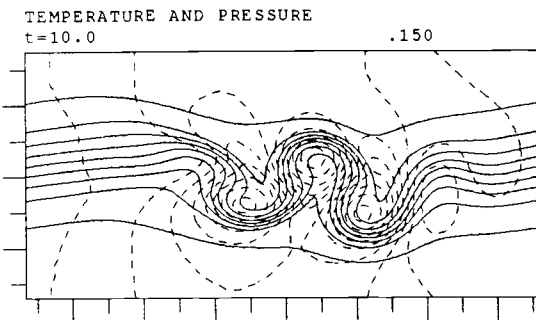
S32-1



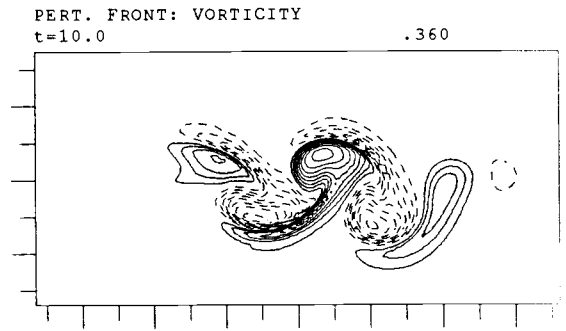
S32-2

Die ganze Entwicklung wird von den beiden Hochs bestimmt (S32-3). Sie sorgen dafür, dass das ganze System nach Süden verlagert wird und dass eine leichte Drehung desselben im Uhrzeigersinn erkennbar wird. Das Tief am Boden wächst langsamer als die Hochs (vgl. Bild 5.3a,b). Trotzdem ist in der Vorticity (S32-4) eine schwache Kaltfront zu erkennen. Zudem ist

ansatzweise der Beginn der Bildung einer Warmfront zu erkennen, die zu einer T-förmigen Frontstruktur führt.

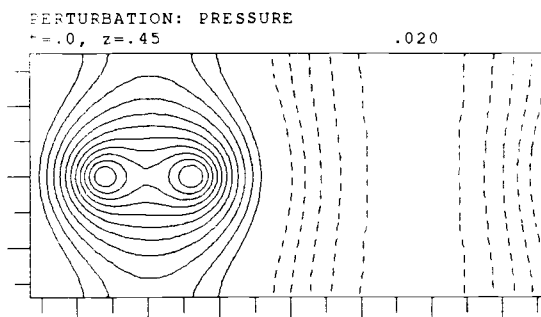


S32-3

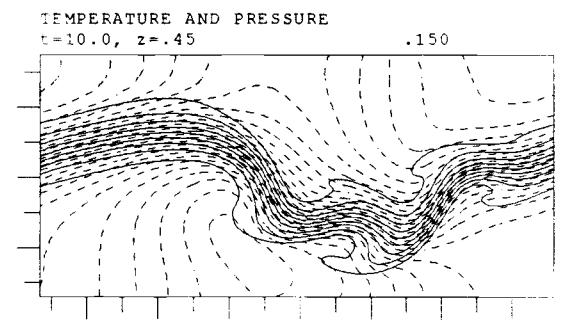


S32-4

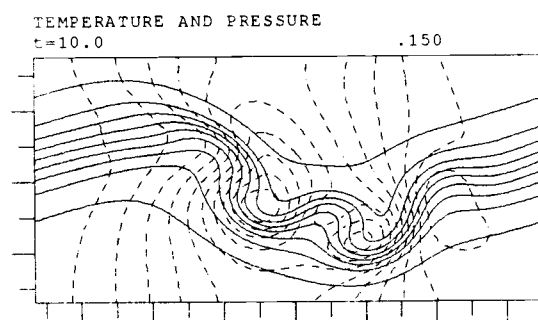
Wird die Kaltluftstörung ganz weggelassen, so besteht die anfangs induzierte Druckstörung aus einem zusammenhängendem Hoch mit zwei Extrema (S33-1). Die dadurch entstehende Temperaturwelle schlägt also hauptsächlich nach Süden aus. Zwischen den Hochs wird ein kleiner Ausschlag nach Norden entstehen (S33-2). Dasselbe ist auch am Boden zu erkennen (S33-3), wo allerdings die kleinere der beiden Wellen sich nur auf die inneren Isotherme auswirkt. Der Grund dafür ist, dass das am Deckel sich bildende starke Tief nach unten von den Hochs so gut abgeschirmt wird, dass es nicht an den Boden reicht, wo keine eigentliche Bildung eines Tiefdruckgebietes stattfindet.



S33-1



S33-2

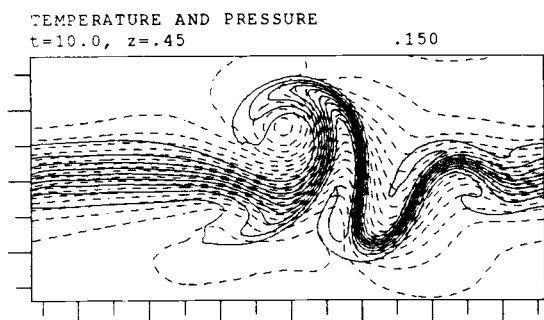


S33-3

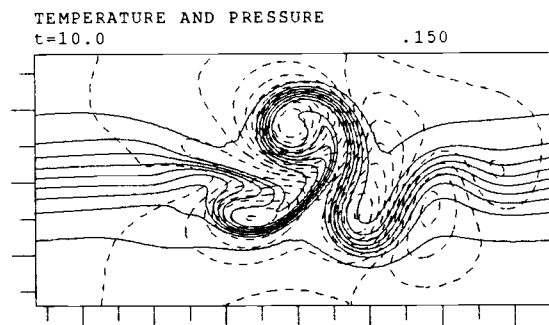
Eigentliche Fronten bilden sich wegen der schwachen Gesamtstörung am Anfang nicht mehr aus.

Das System wird noch weiter nach Süden verlagert und noch etwas stärker im Uhrzeigersinn gedreht.

Wird die Amplitude der Warmluftstörung erhöht, so erkennt man, dass das Drehen des Systems schon bei höheren Amplituden der Kaltluftstörung auftritt. Das östliche Hoch gelangt etwas weiter nach Süden, wodurch das Drehen des Systems hervorgerufen wird (S34-1,2).

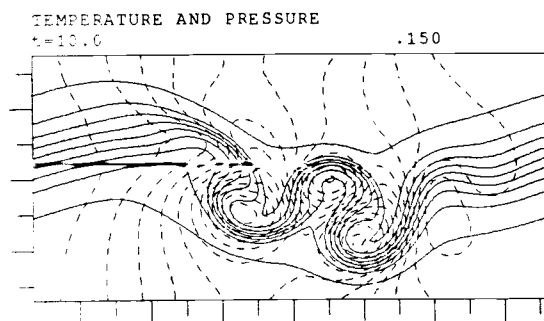


S34-1

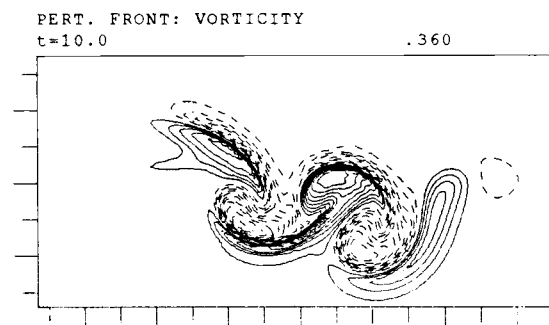


S34-2

Wird die Amplitude der Kaltstörung etwas kleiner gewählt als die der warmen, erkennt man nebst einer kurzen kräftigen Kaltfront, sowie einer ausgedehnten Warmfront im Westen der Entwicklung, die in nordwest-südöstlicher Richtung verläuft, auch die Bildung einer Warmfront nördlich des Tief, die deutlich, jedoch viel schwächer ist (S35-2). Diese bildet zusammen mit der Kaltfront ein T-Frontstruktur. Die tritt bei minimalem Wachstum des Druckminimums am Boden auf (Bild 5.5).



S35-1



S35-2

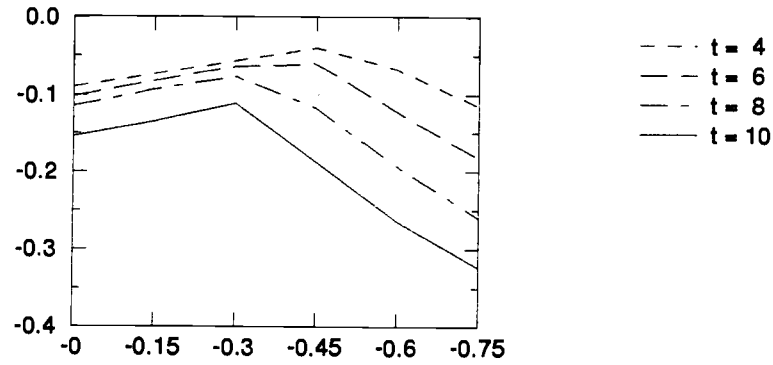


Bild 5.5

Im folgenden sind nur die Wachstumsraten für die Simulationen mit gleicher Amplitude wie in S1 angegeben.

Wiederum zeigt das Wachstum an Boden und Deckel recht verschiedene Kurven. Dies ist ersichtlich aus der Tatsache, dass für grosse Amplituden das Maximum (Minimum) am Boden ab-(zu-)nimmt, während es am Deckel zu-(ab-)nimmt. Bei kleinen Amplituden ist dies jedoch für das Druckminimum nicht mehr der Fall. Ab einem Amplitudenwert von 0.15 nimmt es für sinkende Amplituden wieder leicht zu (Bild 5.6b).

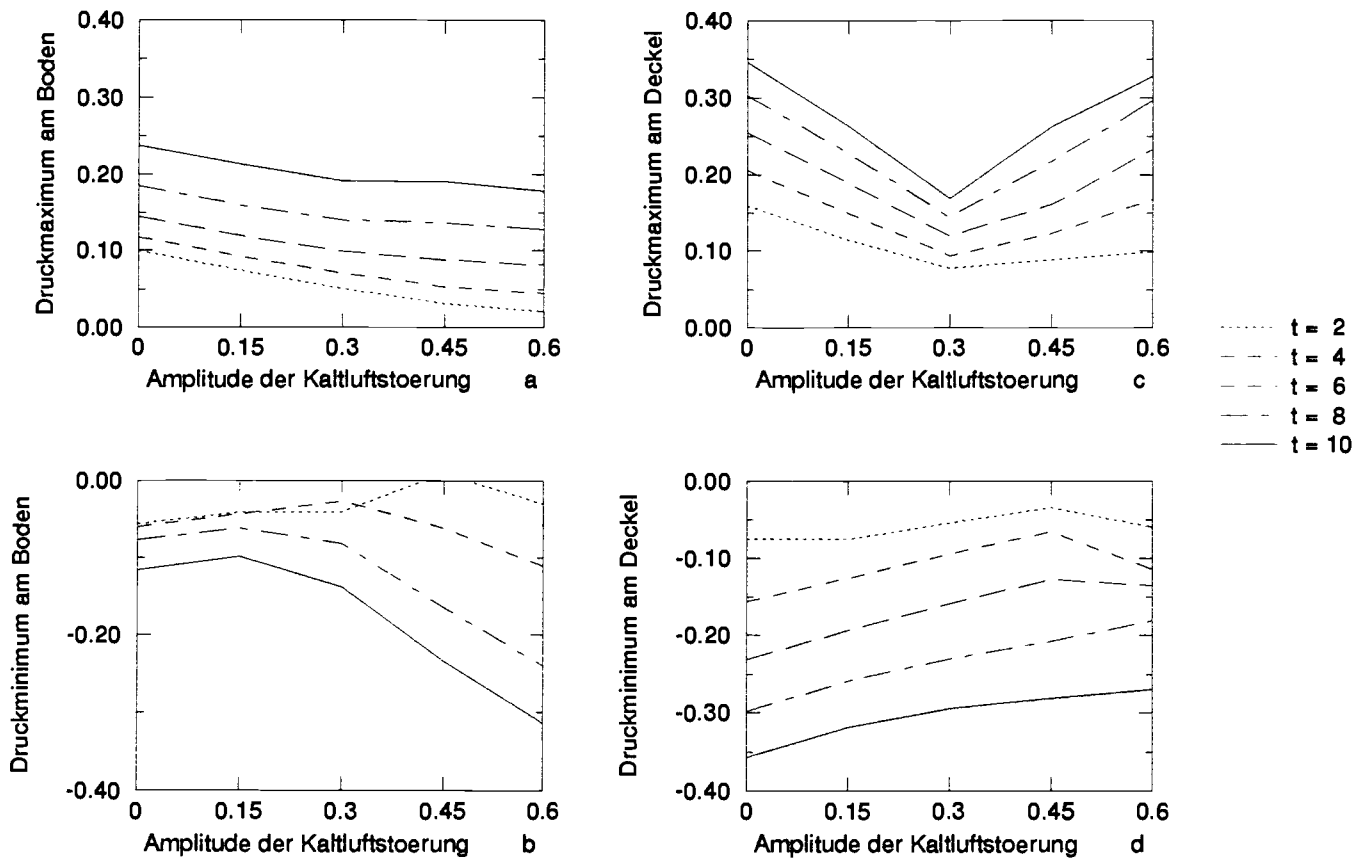


Bild 5.6

Der Grund dafür ist, dass bei kleinen Amplituden das Druckminimum am Deckel stärker zunimmt als bei grossen (Bild 5.6d), und am Deckel entstehenden Hochs sind zu schwach, um es genügend zum Boden hin abzuschirmen. Dies ist eine Folge der schnelleren Verstärkung des Tiefs durch die Hochs bei kleinen Amplituden. Das Druckmaximum am Deckel (Bild 5.6c) wird bis zum Amplitudenwert der kalten Störung von 0.3, der auch der Wert der Warmluftamplitude ist, immer mehr am Wachsen gehindert, da sich die positiven Druckgebiete in die Quere kommen (vgl. S32-2). Bei kleineren Amplituden kann das Maximum wieder anwachsen, da die Entwicklung des Tiefs anfangs vollständig von einem Hochdruckgebiet umgeben ist und dadurch in kurzer Zeit genug gross werden kann, um wieder das östliche Hoch im Wachstum zu fördern (vgl. S33-1).

Das Druckmaximum am Boden wächst mit sinkender Amplitude der Kaltluftstörung (Bild 5.6a), da das starke Tief am Boden bei grossen Amplituden die Uebertragung der Hochs vom Deckel behindert.

Im maximalen Druckwachstum am Deckel tritt für Amplituden mit einem Amplitudenverhältnis $\alpha < 1$ wiederum ein Schnittpunkt auf (Bild 5.7).

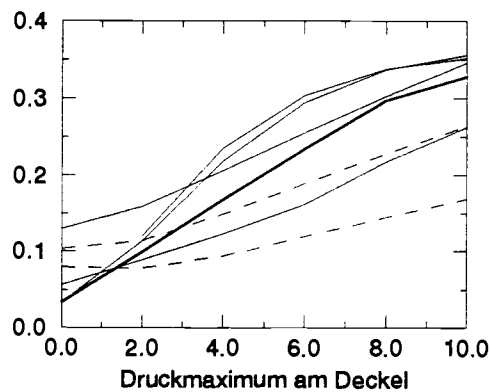


Bild 5.7

Dies ermöglicht, die in (5.3) angegebene Wachstumsrate $\sigma(A_{\pm}, t)$ in Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses α zu bringen, woraus die Wachstumsrate

$$X_2(A_{\pm}, t) = X_2(A_{\pm}, 0) e^{\sigma(\alpha, t)t} + \text{Konstante} \quad (5.6)$$

mit

$$X_2(A_{\pm}, 0) = m_2 A_{\pm} + c_2$$

bekommt.

5.3 Variation der Weite der Warmluftstörungen

In Kapitel 4.2 erhält man ähnliche Ergebnisse wie in 4.1. Auch die hier erreichten Ergebnisse zeigen Gemeinsamkeiten zu den Resultaten in 5.1.

Bei kleinen Weiten der Warmluftstörungen bekommt man fast dieselben Entwicklungen wie für kleine Amplituden der Warmluftstörungen (siehe Seite 67).

Wegen derselben Referenzsimulation gleichen sich die Entwicklungen auch noch bei schwachen Ueberlappungen, die erst für Weiten grösser als in S1 vorkommen, also für $\omega_+ > 0.33$.

Bei grossen Weiten sind dann deutliche Unterschiede zu sehen. Der Grund dafür liegt wie in Kapitel 4.2 beschrieben in der Tatsache, dass die Positionen der Maxima der Störung der Temperatur am Anfang nicht mehr mit denjenigen des induzierten Druckes übereinstimmen (vgl. z.B. S6-1,2, Seite 33). Als Folge davon ist wiederum die Entwicklung weiträumiger, was auch die Positionen der Entwicklungen am Ende etwas beeinflusst.

Das Wachstum der Druckextrema zeigt wiederum recht unterschiedliche Kurven für Deckel und Boden. Die Aehnlichkeiten zu den in 5.1 erhaltenen Wachstumsraten ist nicht zu übersehen.

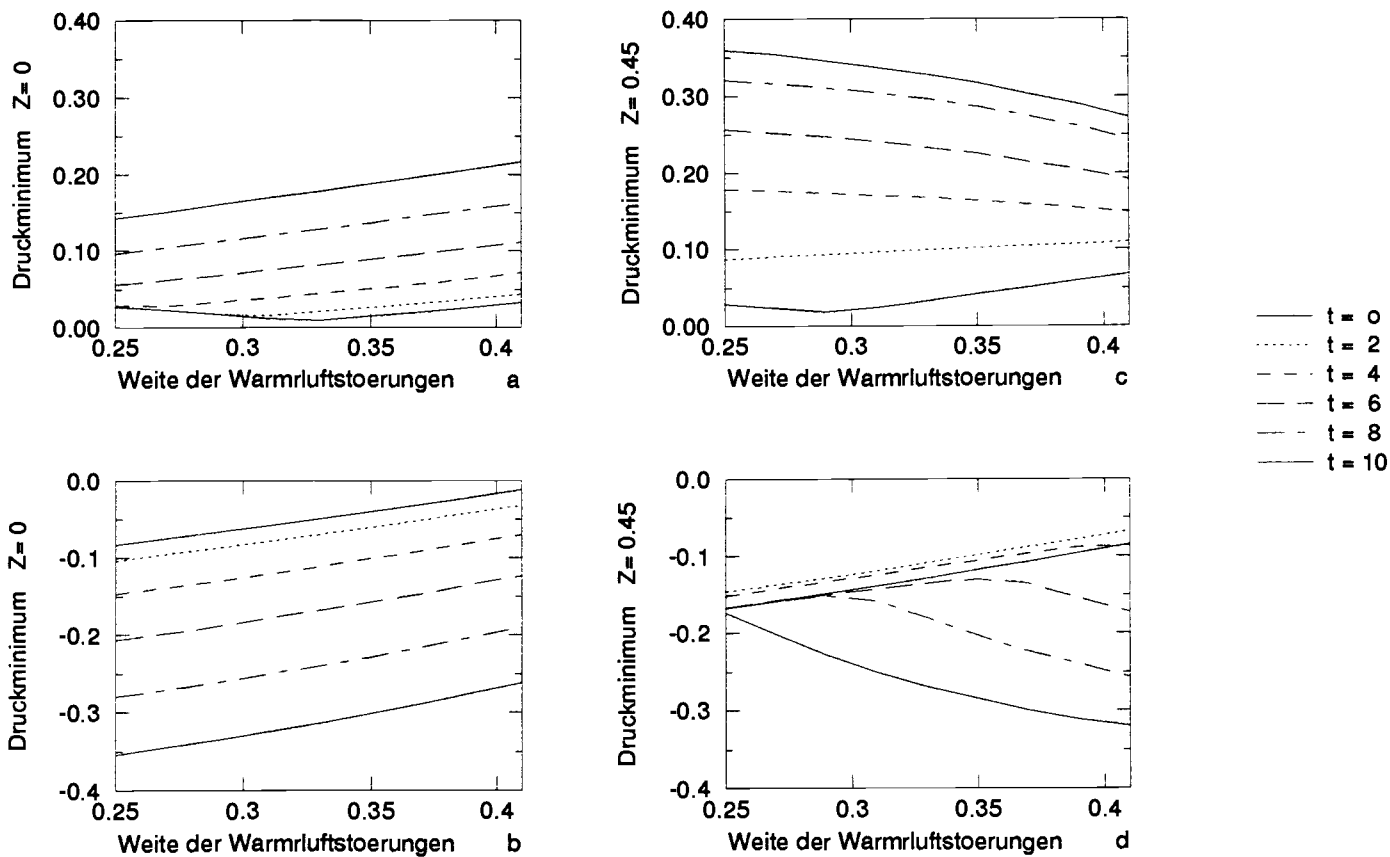


Bild 5.8

Bild 5.8b zeigt ein fast lineares Wachstum des Druckminimums am Boden. Das totale Wachstum nimmt bei wachsender Weite etwas ab. Demzufolge kann eine ähnliche Formel wie in Kapitel 5.1 für das Wachstum am Boden (5.1) angegeben werden, falls man die Steigung m_3 in Abhängigkeit der Weite bringt

$$X_3(w_+, t) = m_3(w_+) w_+ + c_3(t) \quad . \quad (5.7)$$

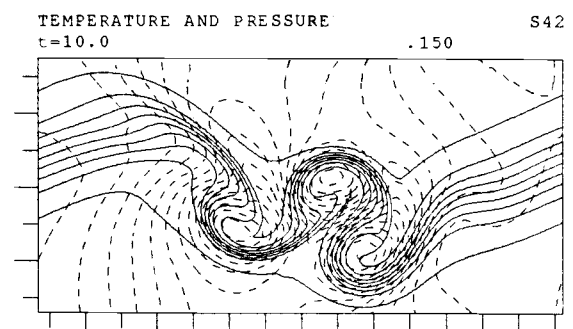
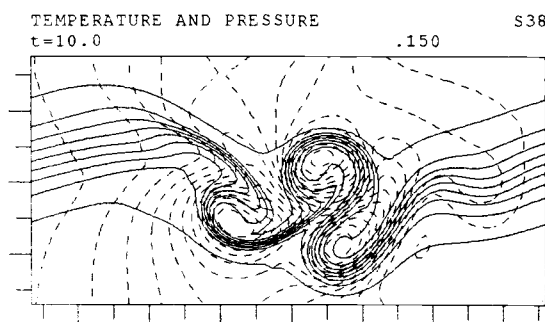
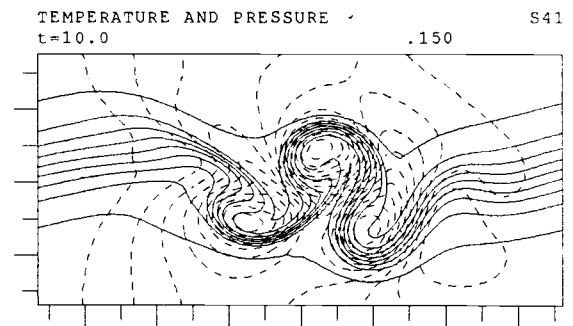
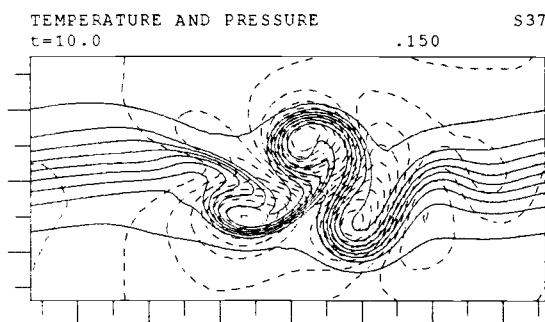
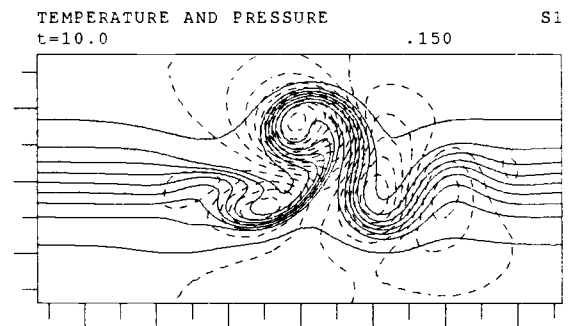
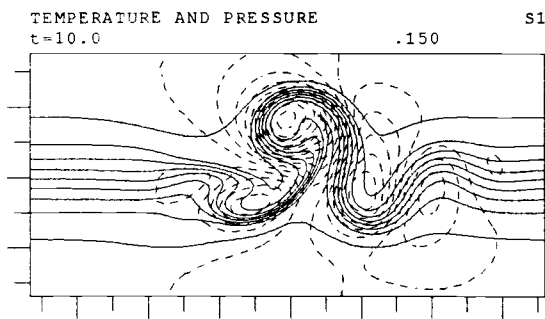
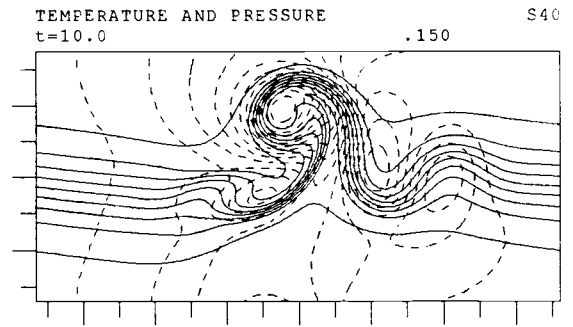
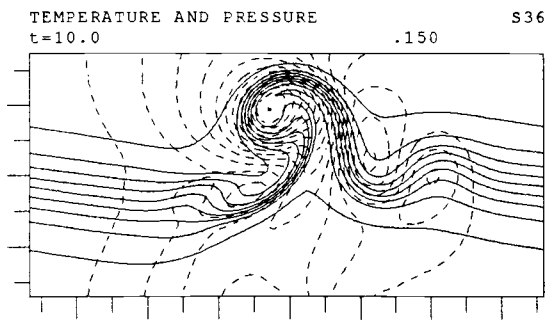
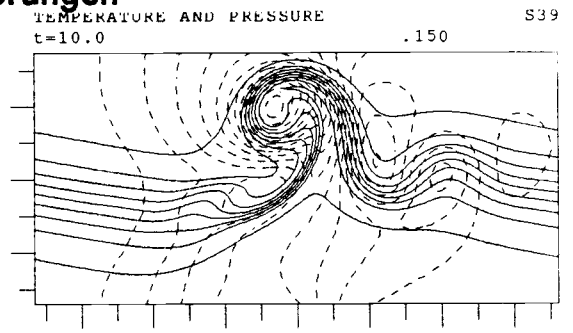
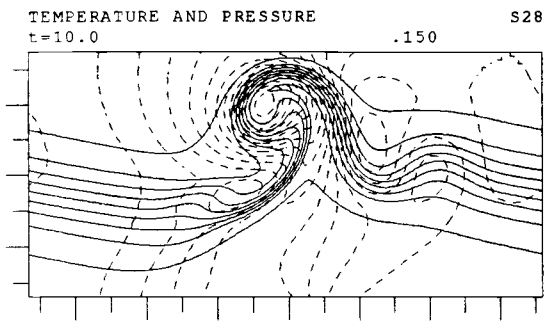
$m_3(w_+)$ kann in erster Näherung wegen den kleinen Differenzen linear approximiert werden. Da bei der Weite $\omega=0.33$ die Achsenabschnitte $c_3(t) = c_1(t)$ sind, ist es möglich dieselben (5.7) auch für Amplitudenvariation der Warmluftstörung zu verwenden. $X_3(w_+, t)$ hat also eine quadratische Form.

In derselben Form kann das Wachstum des Druckmaximum am Boden (Bild 5.8a) angegeben werden.

Auch das Wachstum des Deckelmaximums kann ähnlich wie in (5.3) beschrieben werden. (Bild 5.8c).

Variationen der Weiten und Amplituden der Warmluftstörung zeigen also nicht nur ähnliche Entwicklungen, sondern auch weitgehend ähnliches Wachstum.

Amplitudenvariation im Vergleich mit Weitenvariation der Warmluftstörungen



5.4 Variation der Weite der Kaltluftstörungen

Diese Entwicklungen gleichen denjenigen in Kapitel 5.2.

Bei kleinen Weiten ist jedoch der Einfluss der induzierten Tiefs etwas grösser, als bei kleiner Amplitude. Dafür ist er etwas geringer bei grosser Weite als bei grosser Amplitude (siehe Seite 69).

Erstaunlicherweise ist das Wachstum der Extrema in Abhängigkeit der Weite (Bild 5.9) sehr verschieden von demjenigen in Abhängigkeit der Amplitude in Kapitel 5.2 (Bild 5.6). Der Grund dafür liegt wohl im Einfluss der Kaltluft- auf die Warmluftstörung am Deckel. Bei grosser Weite verschwindet die Warmluftstörung, dadurch entsteht ein neues Hoch, das schneller wächst als das Tief, da dieses bereits hohe Werte hat. Bei kleinen Weiten vermögen zwar die induzierten Hochs das Tief schnell anwachsen zu lassen, behindern jedoch das Wachstum des Druckmaximum am Deckel. Das Minimum im Wachstum des Druckminima ist Folge des zu schnell angewachsenen, östlichen Hochs, das weitere Kaltluftzufuhr zum Tief behindert.

Am Boden nimmt das Druckminimum wie erwartet mit steigender Weite zu. Das Maximum hat bei beginnender Ueberlappung ein Minimum ($\omega=0.48$), da mit steigender Weite der Einfluss der anfangs induzierten Hochs vom Deckel immer geringer wird und erst später der Einfluss der Eigendynamik am Boden genügend gross ist, um das Maximum wieder anwachsen zu lassen,

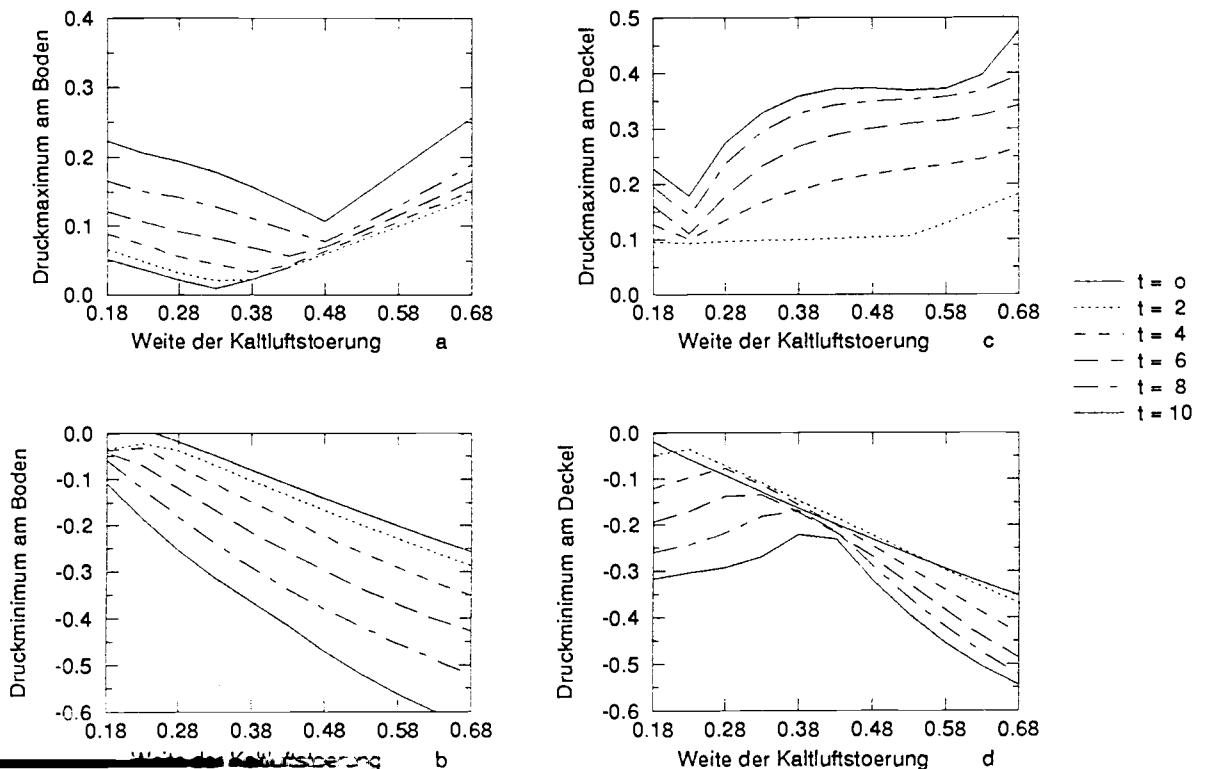
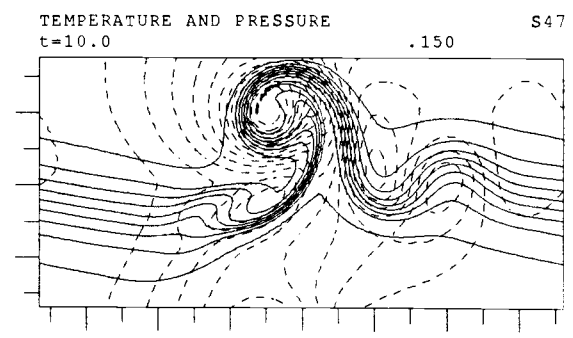
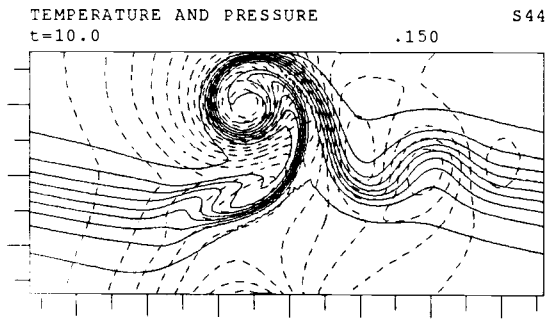
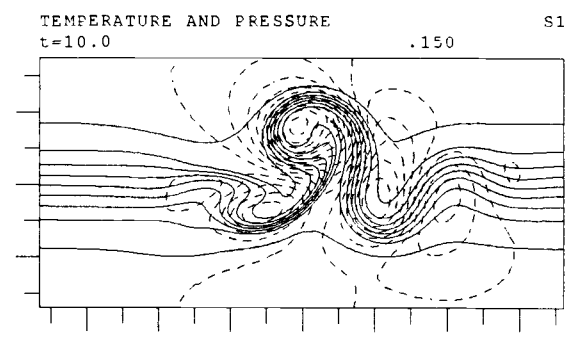
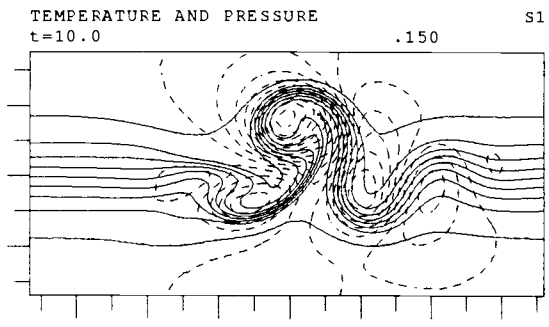
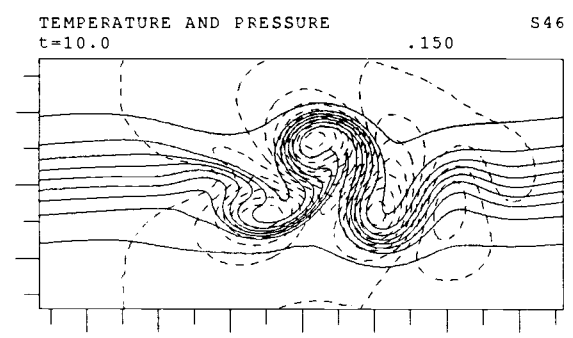
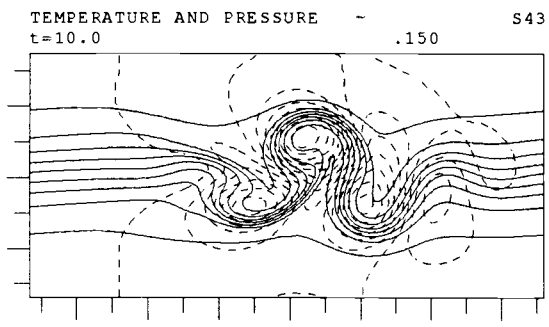
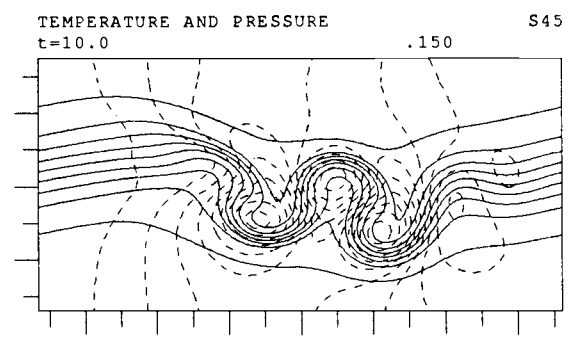
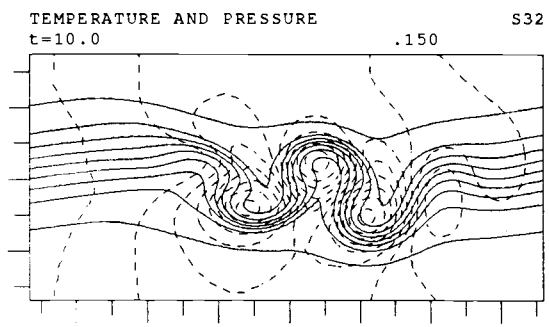


Bild 5.9

Variation der Amplitude gegenüber der Variation der Weite der Kaltluftstörung



Die Gemeinsamkeit mit der Variation der Amplitude wird klar, wenn man das Wachstum der Variationen in Abhängigkeit der Zeit betrachtet. In Bild 5.10 sind nur das Wachstum der Minima an Deckel und Boden angegeben. Auf Grund des Verlaufs bei kleinen Variationswerten sind die ähnlichen Entwicklungen durchaus verständlich.

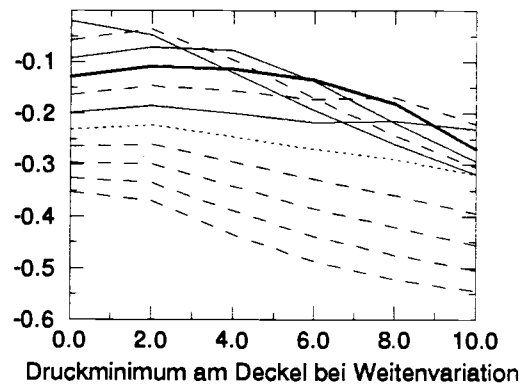
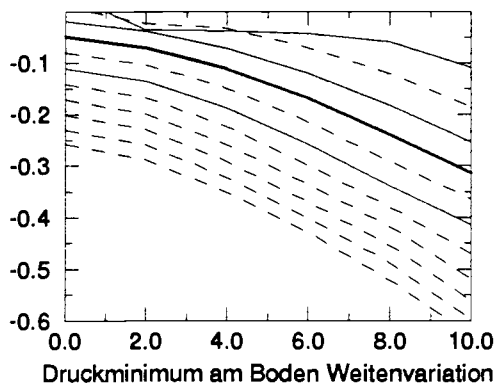
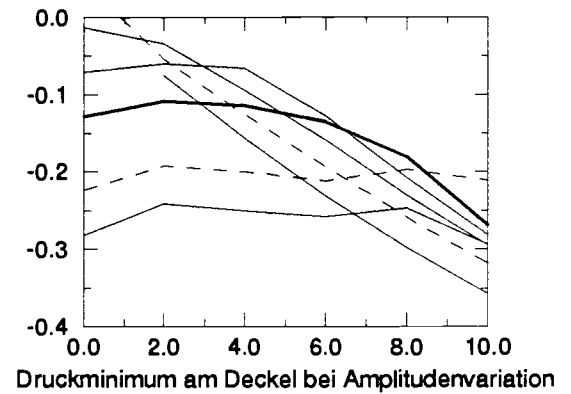
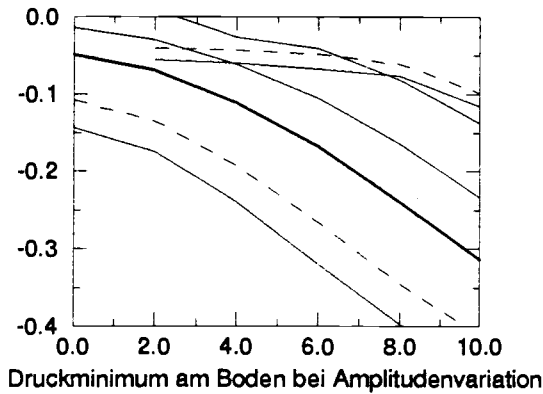


Bild 5.10

Auf Grund der Existenz eines Schnittpunktes im Druckmaximum in Abhängigkeit der Zeit (Bild 5.10), kann gesagt werden, dass eine andere Weite der Kaltluftstörung in der Formel (5.6) wenig Einfluss auf die Form der Wachstumskurve am Deckel haben wird, falls die Bedingung

$$0.23 < \omega < 0.53 \quad (5.8)$$

erfüllt ist.

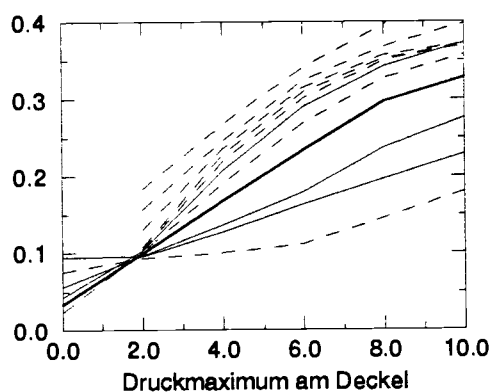
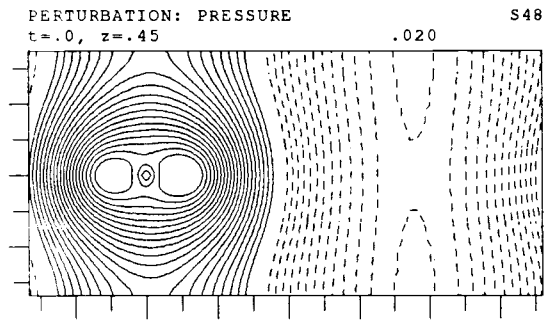


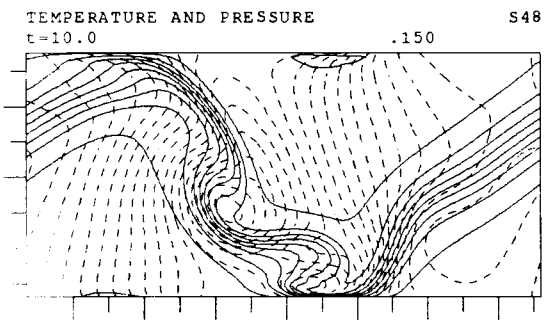
Bild 5.11

5.5 Variation der Weiten der Kalt- und der Warmluftstörungen, wobei keine Ueberlappung vorkommt

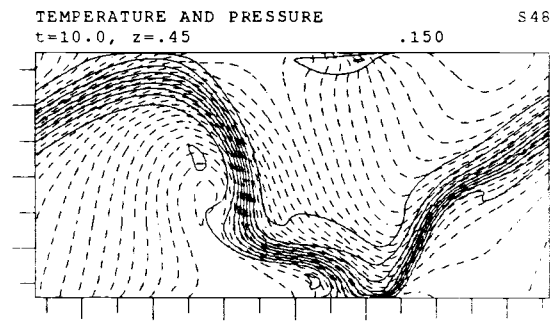


S48-1

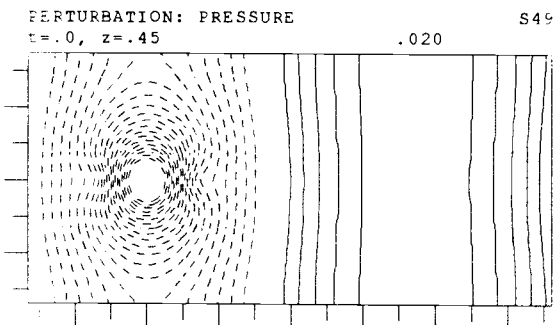
Wiederum beobachtet man bei kleiner Kalt- und grosser Warmluftstörungsweite eine Temperaturwelle nach Süden, die von den, durch die anfangs induzierten starken positiven Druckgebieten, herkommt.



S48-2

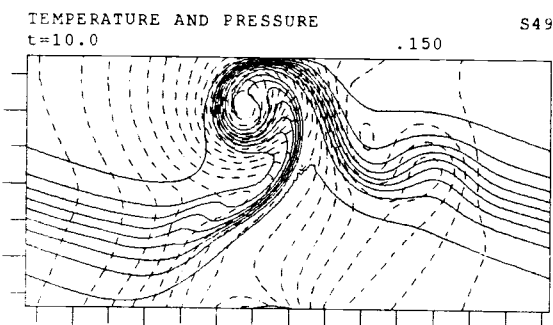


S48-3

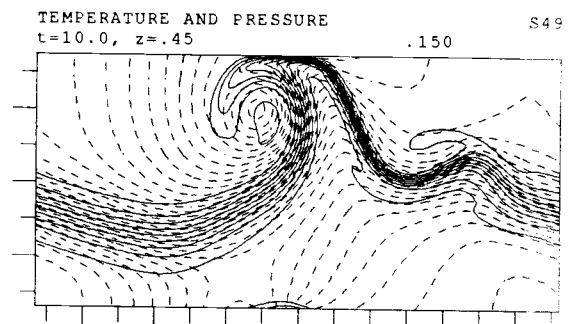


S49-1

Bei grosser Kalt- und kleiner Warmluftstörung tritt eine Welle nach Norden auf.



S49-2



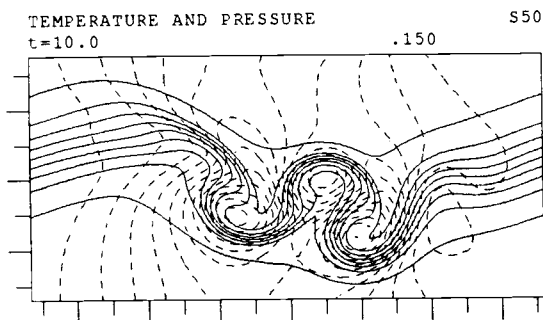
S49-3

Weiter fällt in den Vorticityfeldern am Boden für ein Weiteverhältnis von etwa

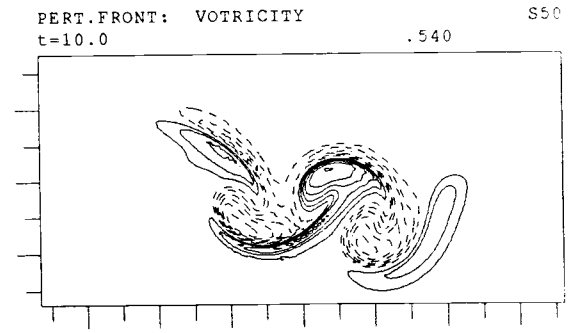
$$W = \left| \frac{\omega_-}{\omega_+} \right| = 0.5$$

(5.10)

der Ansatz einer T-förmigen Frontstruktur auf (S50-2).

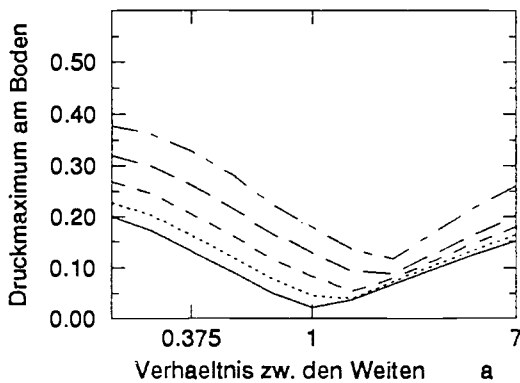


S50-1

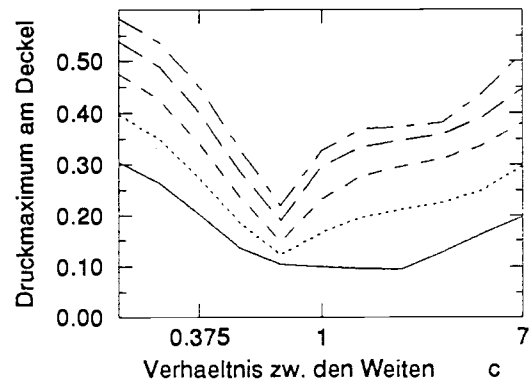


S50-2

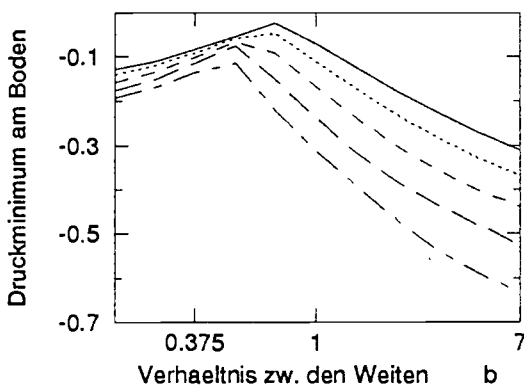
Das Wachstum des Druckminimums am Boden in Abhängigkeit dieses Verhältnisses zeigt für $W = 0.5$ ein Minimum (Bild 5.12b). Stark ausgedehnte Warmfronten können also bei minimalen Wachstum des Druckminimums am Boden auftreten. Die Minima der anderen Extrema können nicht einem Ereignis zugeordnet werden.



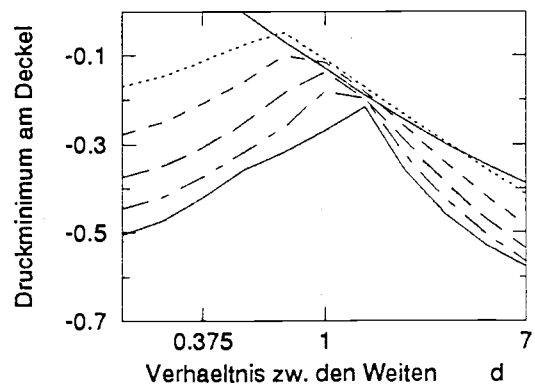
a



c



b



d

— t = 0
 - - - t = 2
 - - - t = 4
 - - - t = 6
 - - - t = 8
 - - - t = 10

In der Darstellung des Wachstums nach der Zeit fällt wiederum ein Schnittpunkt auf. Er ist ein Indiz für die Gültigkeit der durch die Formel (5.6) gegebene Wachstumskurve des Druckmaximums am Deckel, die auch bei geringer Weitenvariation ohne Ueberlappung vorkommt. Es muss darauf geachtet werden, dass das Weitenverhältnis die Bedingung

$$0.75 < W < 2 \tag{5.11}$$

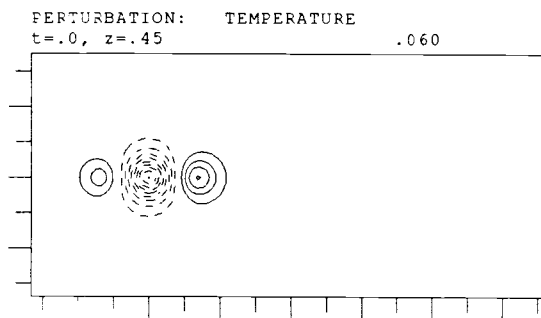
erfüllt.

6. Simulationen mit asymmetrischen Trögen

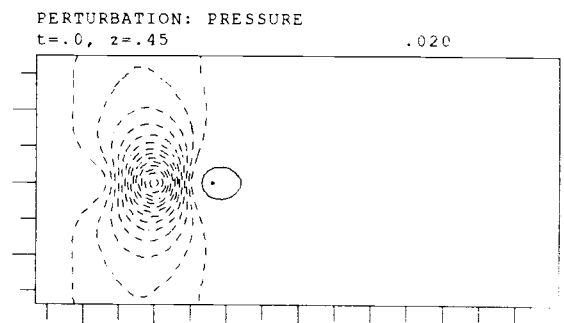
6.1 Störungen aus drei unabhängigen Komponenten

In den folgenden Beispielen sind die Parameter der Störungen frei wählbar (vgl. Seite 10). Aus zeitlichen Gründen war es nicht möglich, die neuen Variationen wie bis anhin detailliert durchzugehen. Die Motivation meinerseits zur Entkopplung der Warmluftstörungen war, zu erkennen, welches der induzierten Hochs für welche Effekte verantwortlich ist. Variiert wurde nur die Amplitude der westlichen und östlichen Störungen, da der Zusammenhang zwischen der Amplitude und der Weite aus den vorhergehenden Kapitel offensichtlich ist. Der Kaltlufttrog bekommt so eine asymmetrische Form (vgl. z.B. S51-1).

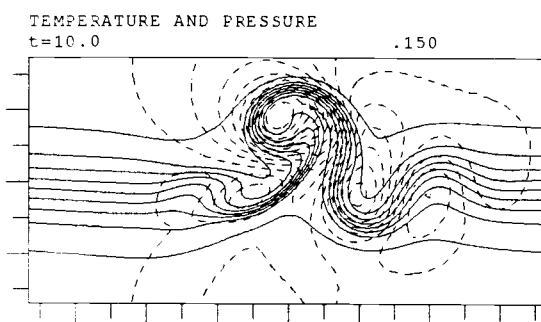
Vorerst sei nur die westliche Amplitude variiert. Alle anderen Parameter haben die Werte der Referenzsimulation. Bereits eine Störung mit schwacher Amplitude (S51-1) vermag ein positives Druckfeld zu induzieren (S51-2), dessen Auswirkungen auf den Boden genug stark sind, um nach der Entwicklungszeit von $t=10$ ein schwaches Hoch im Südwesten des Tiefs entstehen zu lassen (S51-3). Dieses begrenzt auch die Kaltfront nach Westen und gleichzeitig vermag es bereits die ganze Störung innerhalb des Integrationsgebietes zu halten. Es hindert das Tief daran, zu weit nach Norden abzufriften. Fehlt es hingegen, so wandert das Tief weit nach Norden (S52-1).



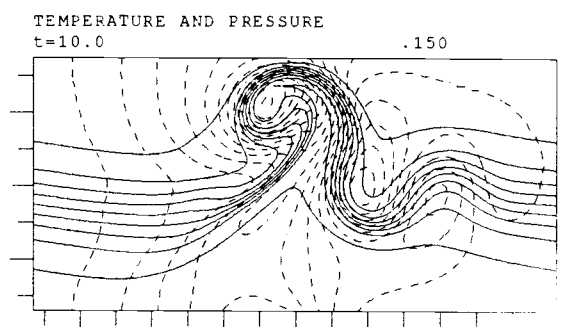
S51-1



S51-2

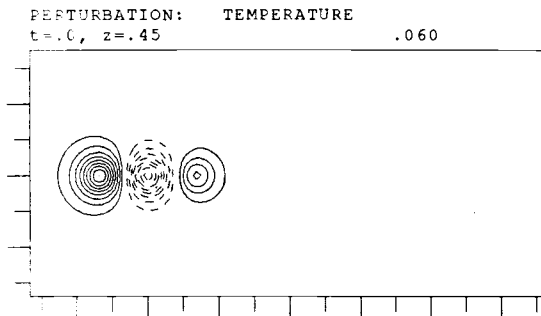


S51-3

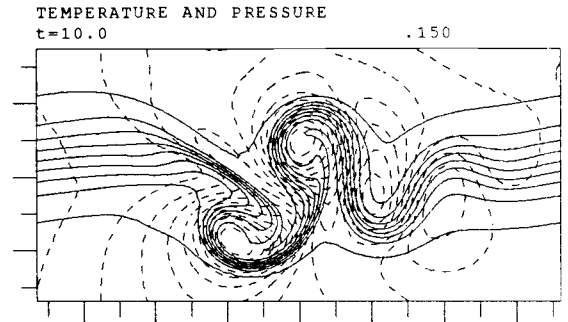


S52-1

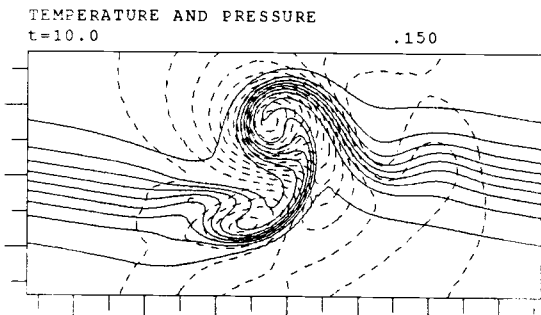
Hat die Amplitude der westlichen Warmluftstörung den gleichen Betrag wie die Amplitude der Kaltluftstörung (S53-1), so entsteht am Boden ein Hoch, das etwa gleich stark ist wie das Tief (S53-2). Die ganze Entwicklung wird nach Süden gezogen. Die Kaltfront ist vor allem im Süden des Hochs ausgeprägt.



S53-1



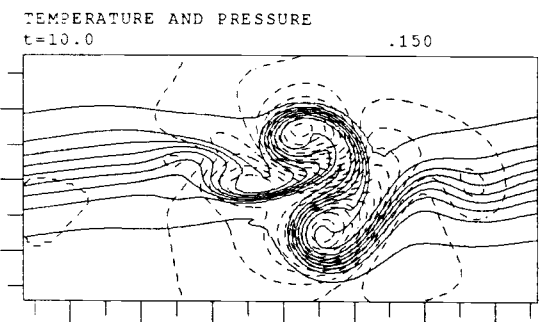
S53-2



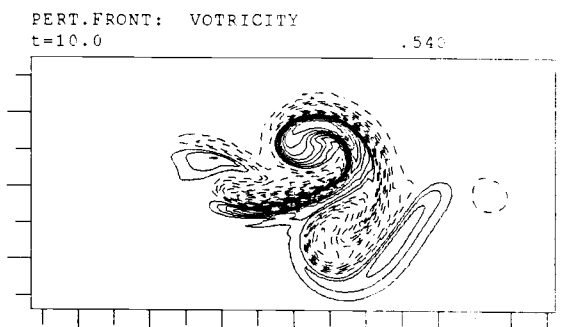
S54-1

Sei nun die östliche Warmluftstörung variiert. Fehlt dieses (S54-1), so hält das im Westen entstehende Hoch das Tief vom Abdriften nach Norden ab.

Ist der Wert der Amplitude hingegen gleich gross wie derjenige des Tiefs, so entsteht ein Hoch, über das sich das Tief schiebt (S55-1). Die ganze Entwicklung dreht sich im Gegenuhrzeigersinn. Das Tief wird nach Süden gezogen und gleichzeitig das westliche Hoch nach Norden gedrängt. Die Warmfront im Vorticityfeld ist deutlich zu erkennen (S55-2).



S55-1



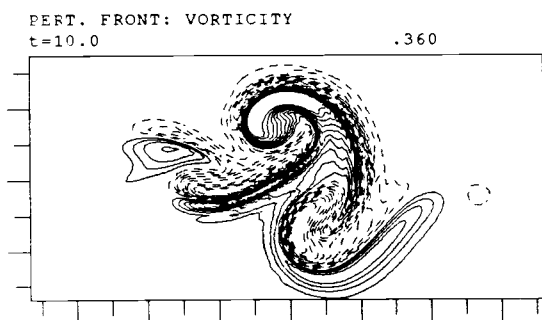
S55-2

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die westliche Warmluftstörung die ganze Entwicklung in Nord-Süd-Richtung stabilisiert und das die östliche Störung das System im Gegen-
 uhrzeigersinn dreht.

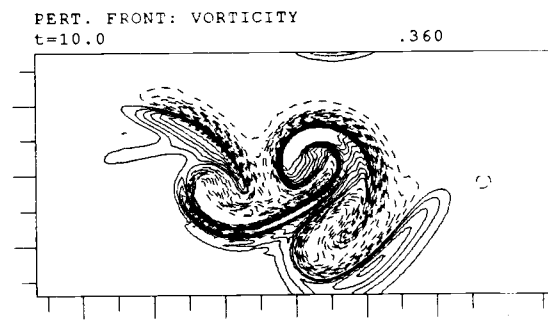
6.2 Störungen aus vier unabhängigen Komponenten

Ziel dieses Kapitels ist es zu zeigen, dass, ähnlich wie bei infinitesimaler Störung (vgl. Wernli 1989, Schär 1989), auch bei finiten deutliche Warmfronten gebildet werden.

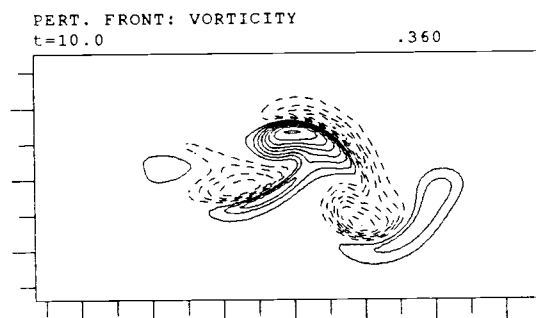
Die in S50 und S55 erkennbaren Warmfronten war Ausschlag dafür nach Bedingen zu suchen unter denen sie stark ausgebildet werden. Im Verlauf zahlreicher Simulationen hat sich heraus gestellt, dass eine Störung, bestehend aus vier Komponenten, von denen die mittleren zwei Kalt- und die äusseren Warmluft-
 einbrüche sind, am erfolgversprechendsten ist. Hier seien nur drei Beispiele und wegen der Deutlichkeit nur die Vorticityfelder angegeben. Zwei davon sind Resultat einer starker Störung (S56-1, S57-1). Die letzte Simulation hingegen wurde mit einer schwacher Störung gestartet und zeigt eine starke Warm-
 begleitet von einer sehr schwachen Kaltfront (S58-1).



S56-1



S57-1



S58-1

7. Ein reales Beispiel

Zum Abschluss wird noch ein reales Beispiel einer atlantischen Zyklonogenese besprochen. Im Gegensatz zu den simulierten Entwicklungen stehen die realen auch unter Einfluss bereits entstandener, später entstehender Strukturen, sowie zahlreicher weiteren Einflüssen wie unregelmässige Temperaturgradienten (Meer, Land, Tag, Nacht), Topographie, etc. Aufgetreten ist es zwischen dem 20. und 27. November 1992. Als Grundlage dienen die Berliner Wetterkarten, welche die Lage in der Höhe für 500 hPa sowie am Boden angeben. Der von ihnen benutzte Ausschnitt entspricht in etwa demjenigen im Modell.

Die Entwicklung entsteht im Nordatlantik im Süden Grönlands und baut sich dann über Islands wieder ab.

Am 20. November ist in der Höhe über dem Atlantik eine gleichmässige Druckverteilung (ausgezogene Linien) die in etwa in westöstlicher Richtung verläuft zu erkennen. Nördlich davon liegt ein ausgedehntes Tief über dem Skandinavien, Nordatlantik, Is- und Grönland, südlich zwischen den Azoren und Spanien ein Hoch. Die daraus resultierenden Winde verlaufen von West nach Ost. Ueber Ostkanada ist ein Trog erkennbar, der im folgenden durch das Tief seine Form bekommt. Er wird der weiteren Beschreibung nicht mehr explizit erwähnt.

Am Boden sind ebenfalls über dem Nordatlantik und Skandinavien kleinere schwächere Tiefs und über dem Atlantik lange zusammenhängende Kalt- und Warmfronten zu sehen. Es kann wegen der weiträumigen Struktur angenommen werden, dass bei diesen Fronten einen kleinen Temperaturgradienten haben und sich somit das Temperaturgefälle über ein grosses Gebiet erstreckt, was zusammen mit den in der Höhe vorherrschenden Winden eine baroklinen Zone ergibt, deren Querschnitt derjenigen im Modell recht ähnlich sieht. Neben bei sie noch erwähnt, dass über der Aegäis und schwächer über dem Golf von Genua die Entstehung von Lee-Zyklonen zu sehen ist.

Am 21. November ziehen sich die Tiefs in der Höhe nach Westen südlich von Grönland als Folge des sich zwischen Spitzbergen und Grönland sich aufbauenden Hochs zurück. Das ursprünglich westöstlich verlaufende Temperaturfeld (gestrichelte Linien) bekommt einen Ausschlag nach Norden. Entlang den Drucklinien im Westen hat das Temperaturfeld bereits einen Ausschlag nach Süden.

Am Boden haben sich die Tiefs über dem Nordatlantik weitgehend aufgelöst. Als Folge des Temperaturgefälles und des

Tiefs am Deckel südlich von Grönland bildet sich ein Tief am Boden, das aus zwei Zentren besteht und dessen Frontstrukturen noch nicht sehr ausgeprägt sind. Es liegt westlich des Tiefs am Deckel.

Am 22. November ist das Tief am Deckel in den Süden über Grönland verschoben worden. Das Hoch im Süden ist inzwischen über Spanien, während das im Norden kaum verschoben wurde. Ueber Finnland und Weissrussland bildet sich ein weiteres Tief. Die Welle hat einen starken Ausschlag nach Norden über Island bekommen. Das östliche Tief zwingt die Welle wieder nach Süden. Der im Westen folgende Ausschlag nach Süden hat sich verstärkt.

Am Boden ist das Tief nach Norden gewandert. Es befindet sich jetzt südlich von Island unterhalb des Tiefs am Deckel. Die Fronten sind weiterhin nur schwach ausgebildet.

Am 23. November haben sich Temperatur- und Druckfeld am Deckel zu einer Welle mit westlichem Ausschlag nach Süden und östlichem nach Norden nördlich von Grossbritannien entwickelt. Die Hochs im Norden und Süden verschieben sich nur wenig. Das Tief über Finnland und Weissrussland wandert etwas nach Osten und verschiebt sich nach Süden über die Ukraine.

Am Boden hat das Tief Begleitung eines weiteren bekommen, das als Folge der nach Norden ausschlagenden Welle entstanden ist. Die Distanz des neuen Tiefs zu demjenigen am Deckel ist beträchtlich, doch kann es als Entwicklung des östlichen Tiefs vom 21. November angesehen werden.

Am 24. November hat sich das westliche Tief am Deckel nach Island verschoben, dasjenige über der Ukraine nach Osten, es teilt sich in zwei Zentren über Russland und dem Russischen Eismeer auf, letzteres entwickelt sich schneller. Das Hoch im Süden ist ins westliche Mittelmeer weiter gezogen. Das nördliche hat sich aufgelöst, dadurch gelangt die nach Norden gerichtete Wellen weit nach Norden.

Am Boden ist das Tief nach Island verschoben worden und liegt unterhalb desjenigen am Deckel. Es überdeckt fast den gesamten Nordatlantik. Die Fronten verstärken sich etwas.

Am 25. November hat sich das Tief über Island etwas abgebaut. Die nach Norden ausschlagende Welle bricht in zwei Teile auf und bildet ein neues Hoch über Spitzbergen. Die nach Süden gerichtete hat sich ausgeglättet.

Am Boden hat das Tief über Island seine grösste Stärke erreicht. Es liegt westlich des Tiefs am Deckel. Es hat sich jedoch

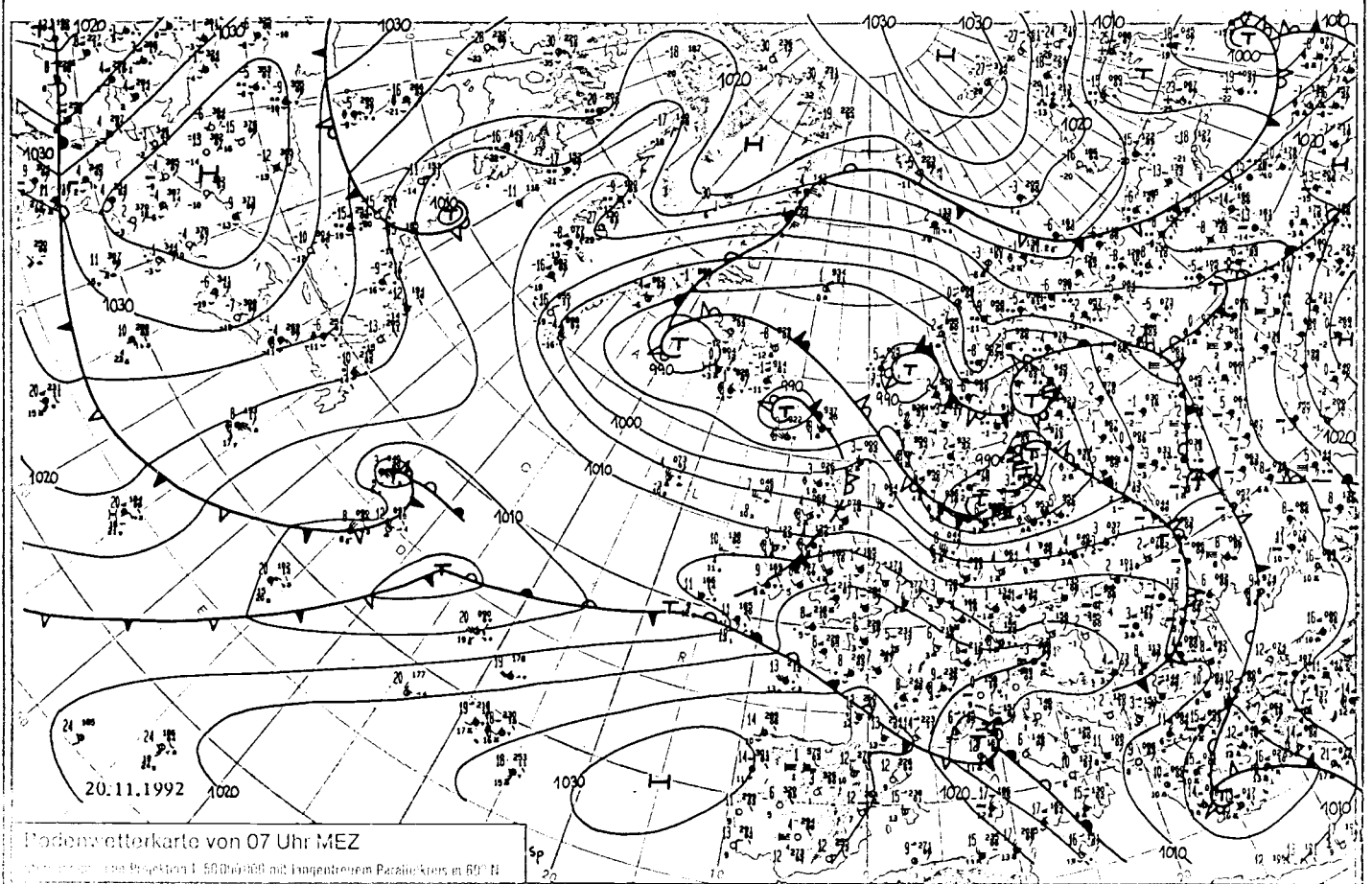
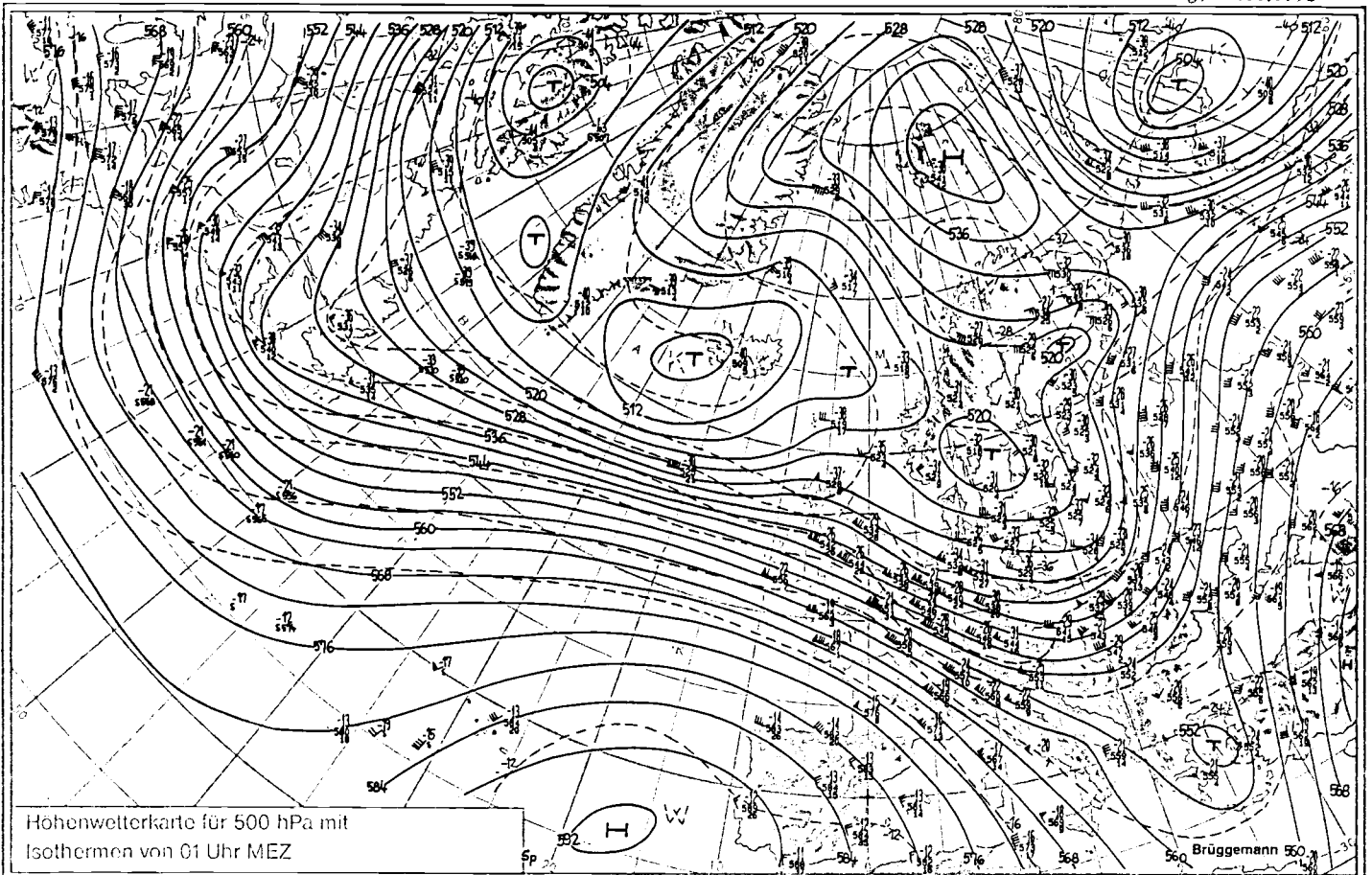
ein wenig zusammengezogen. Die Frontstrukturen sind stark ausgeprägt.

Am 26. November vermag das Tief über Island, das etwas nach Westen abgedrängt worden ist, wieder etwas anzuwachsen. Mit Hilfe des über das Eismeer ins nördliche Sibirien gewanderten Tiefs und einem neuen westlich von Grönland kann das Hoch über Spitzbergen wieder abgebaut werden.

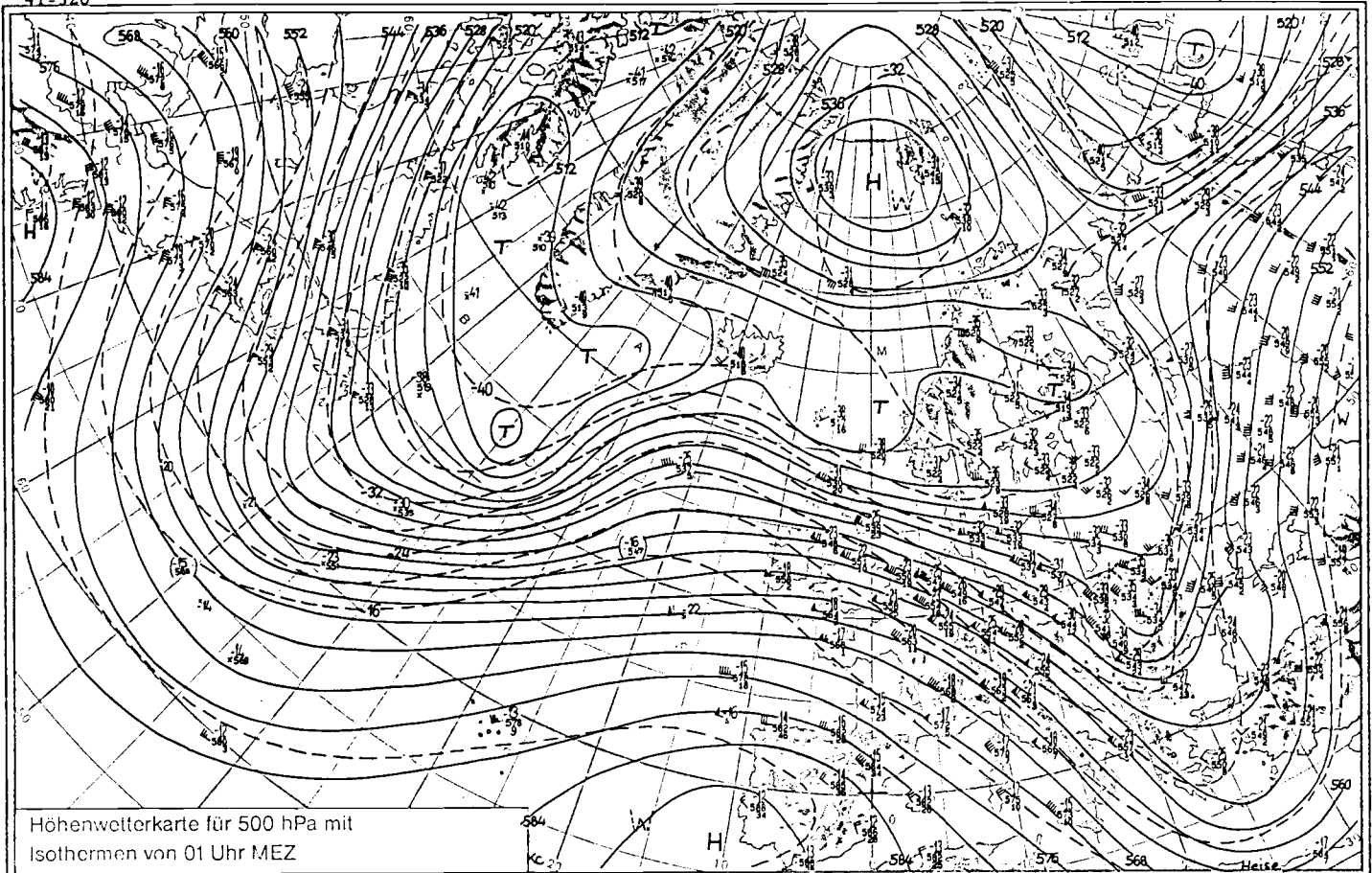
Am Boden vermag das Tief über Island sich wieder etwas auszubreiten, es liegt nördlich desjenigen am Deckel und wird langsam etwas abgebaut.

Am 27. November haben sich die in den Westen über Island verschobenen Tiefs am Boden und Deckel, die nun fast übereinander liegen schon weitgehend abgebaut. Diese Entwicklung geht zu Ende.

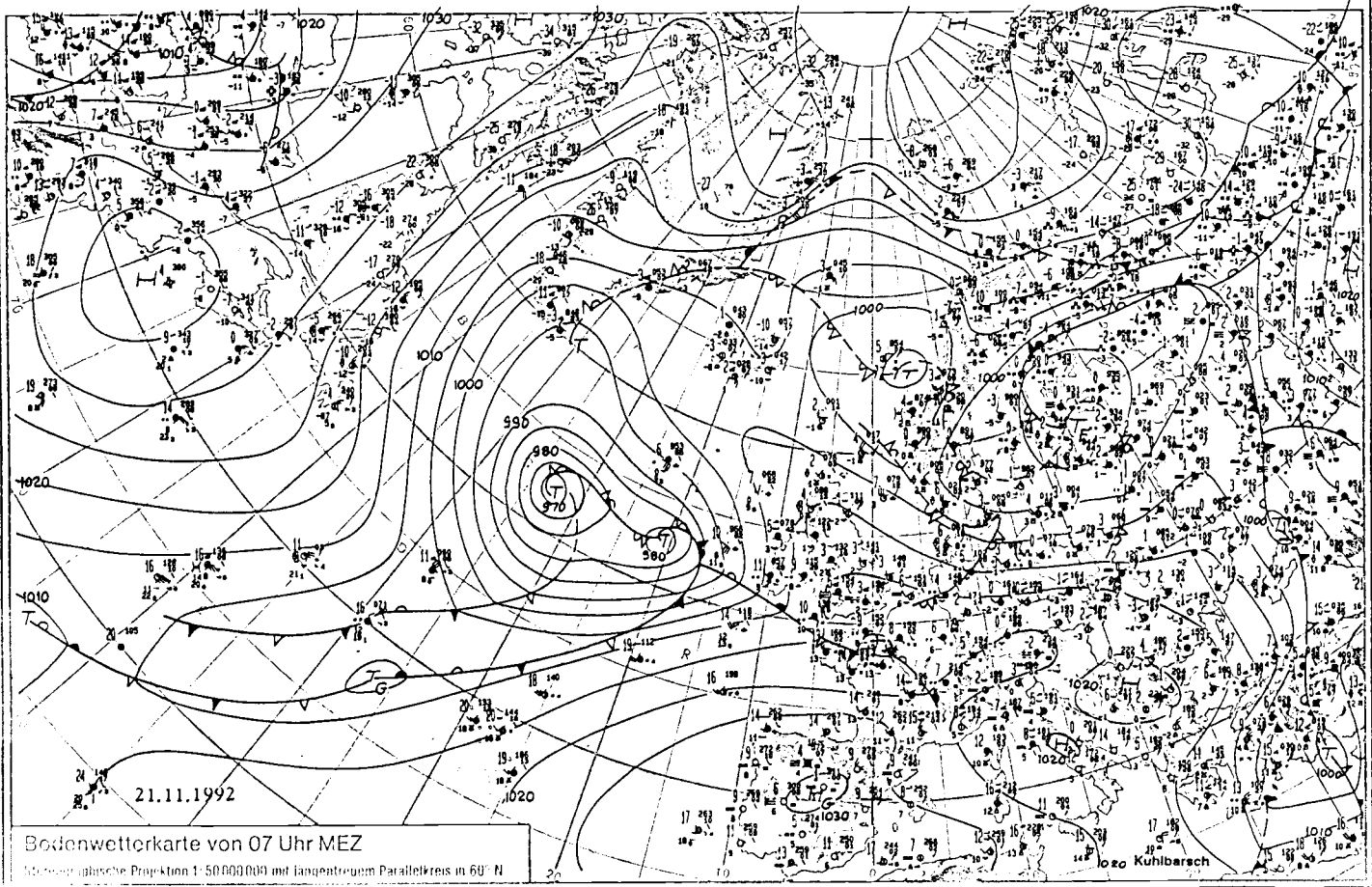
41-525



41-326



Höhenwetterkarte für 500 hPa mit Isothermen von 01 Uhr MEZ



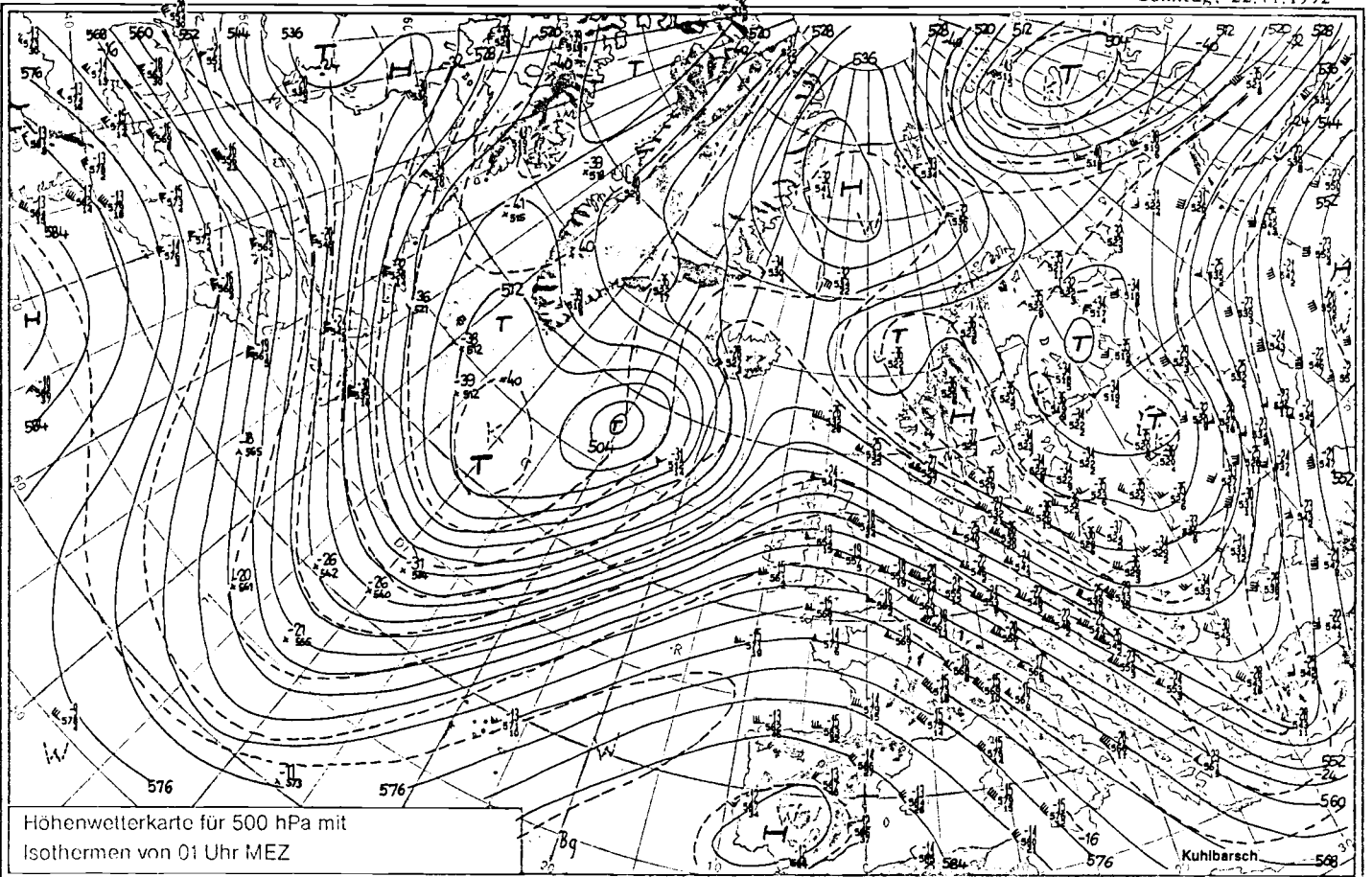
Bodenwetterkarte von 07 Uhr MEZ

Meteorologische Projektion 1:50 000 000 mit Jaquet-Formen Parallellkreis in 60° N

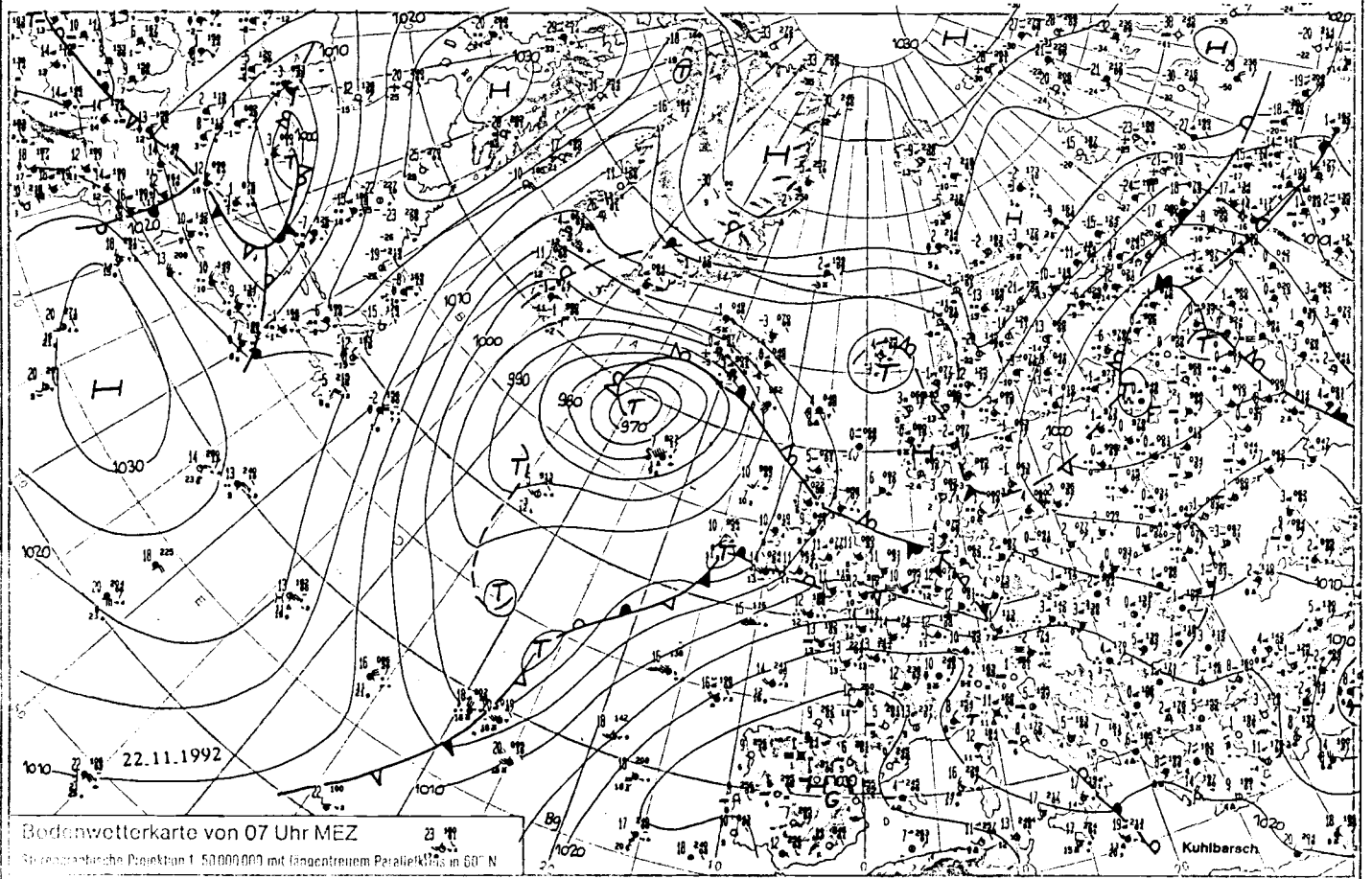
22. November

41-327

Sonntag, 22.11.1992



Höhenwetterkarte für 500 hPa mit Isothermen von 01 Uhr MEZ



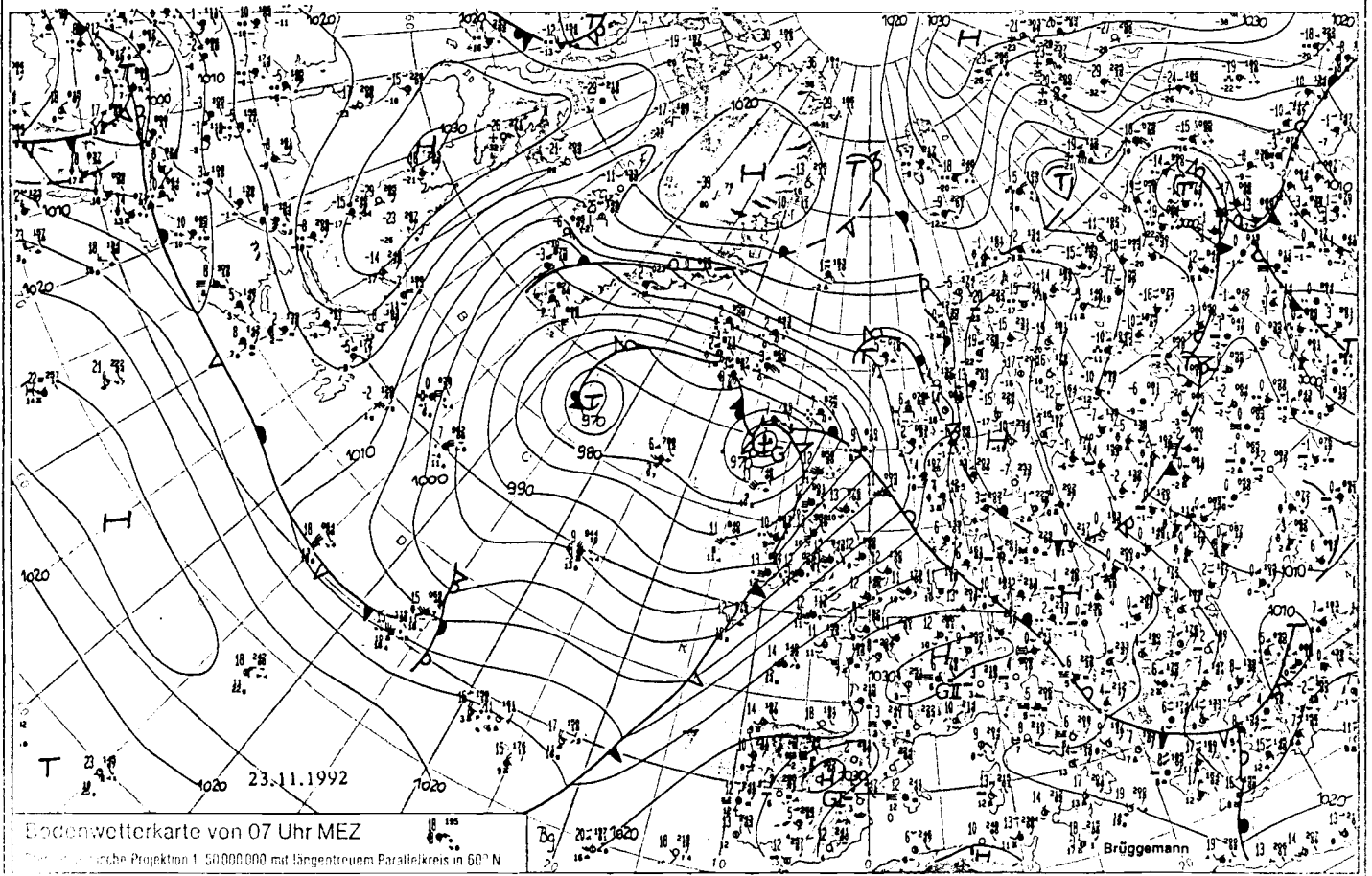
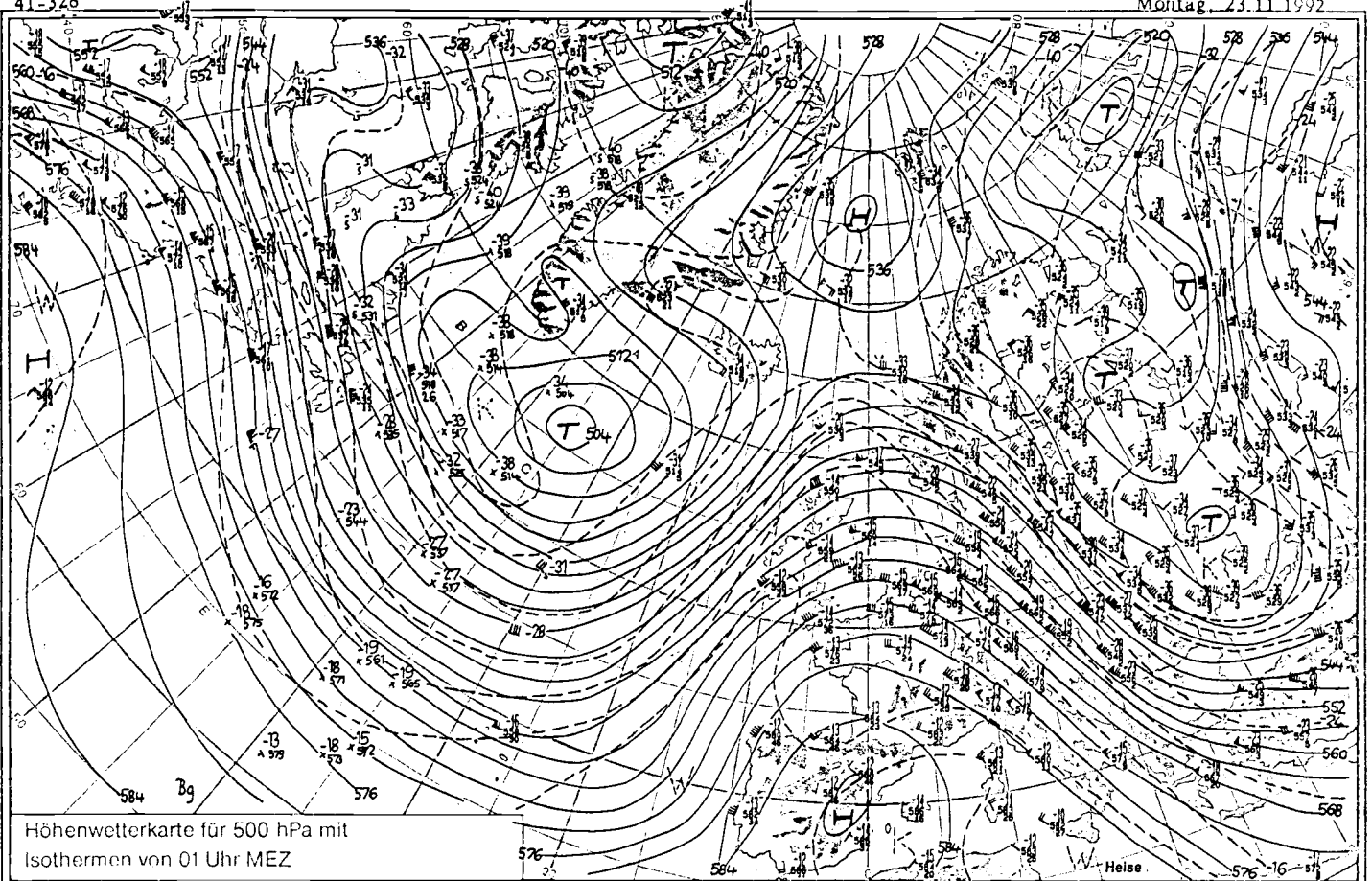
Bodenwetterkarte von 07 Uhr MEZ

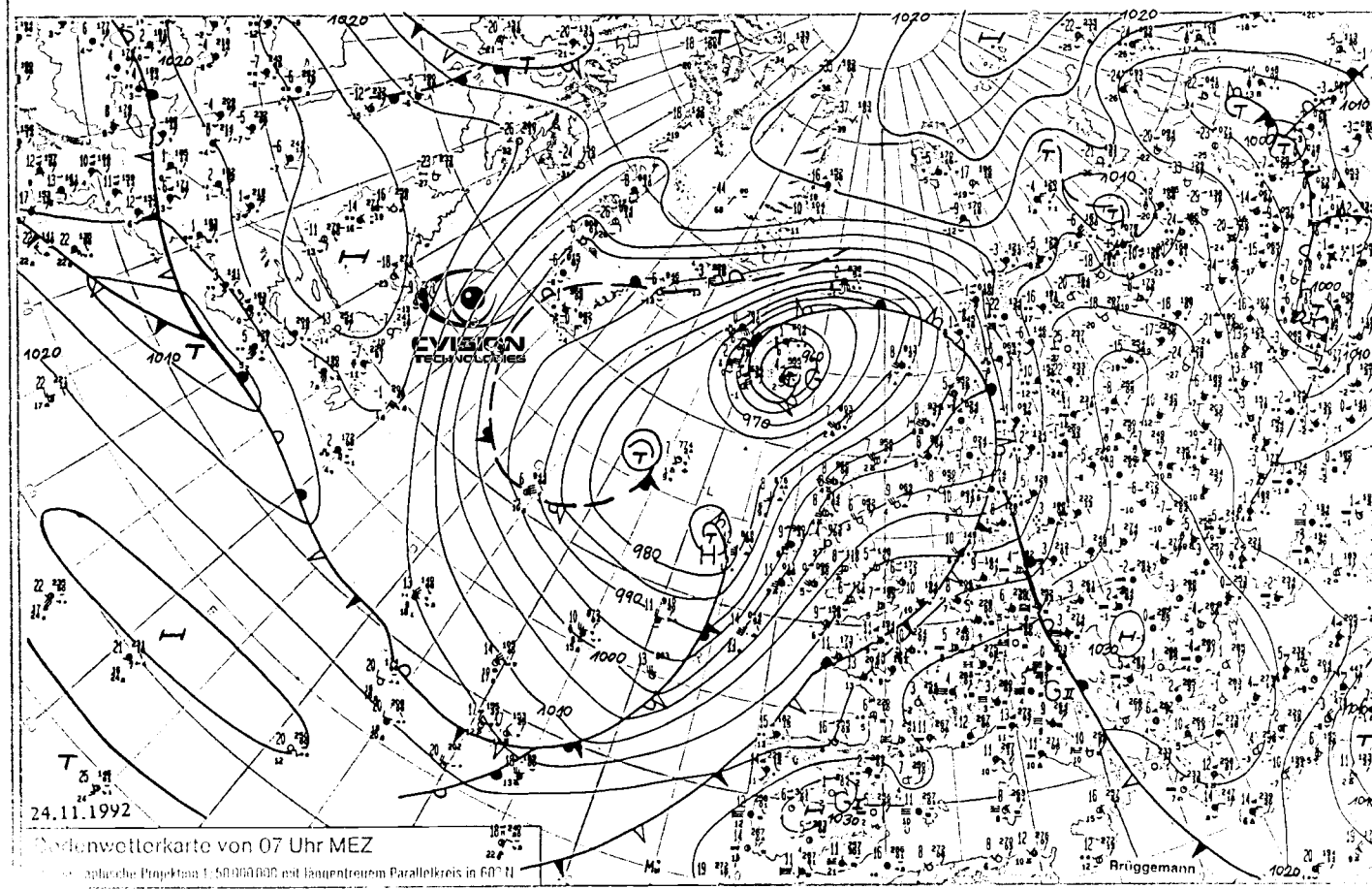
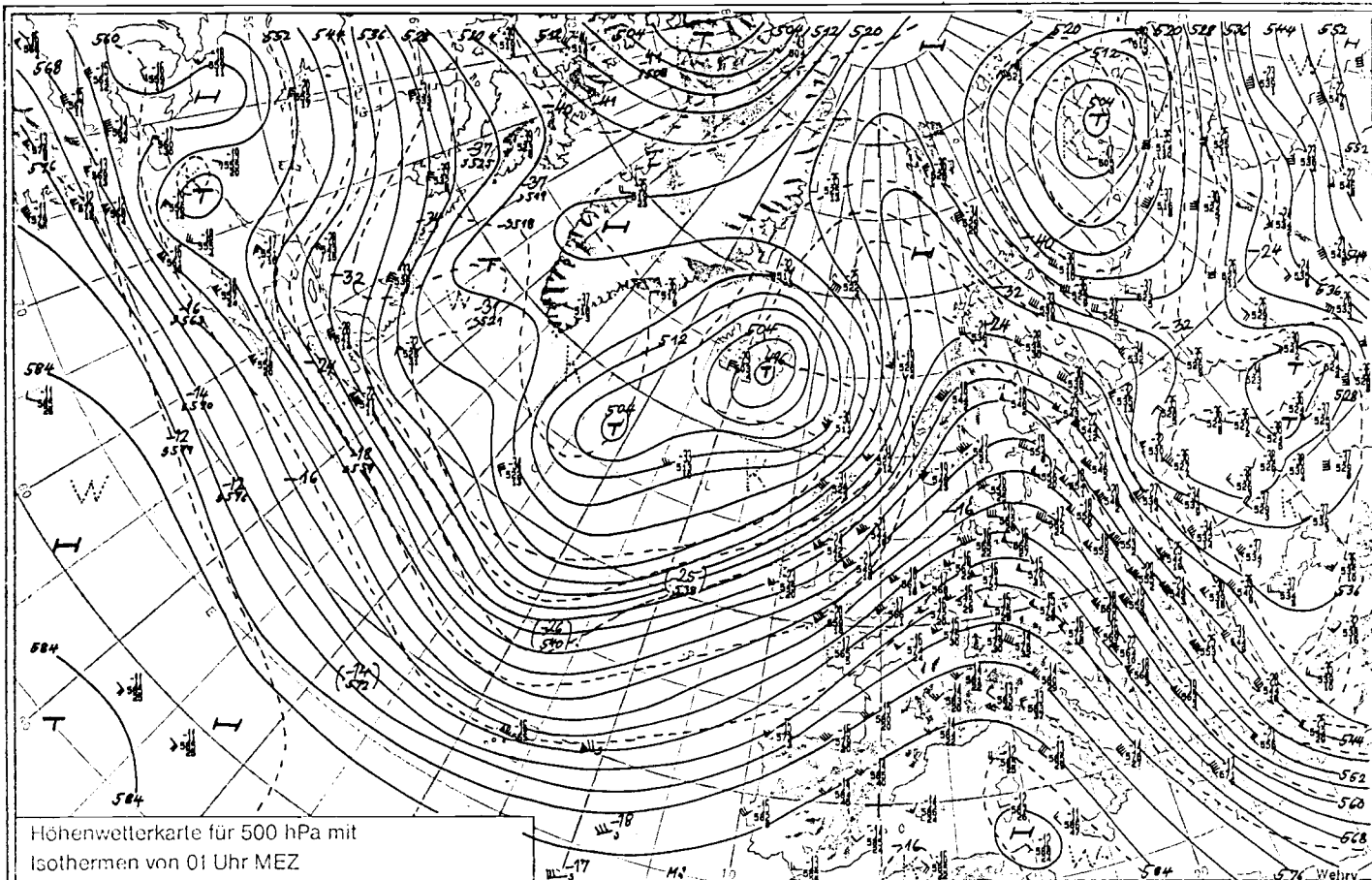
Stromkreisdiagramm 1:50.000.000 mit äquidistantem Parallelkreis in 60" N

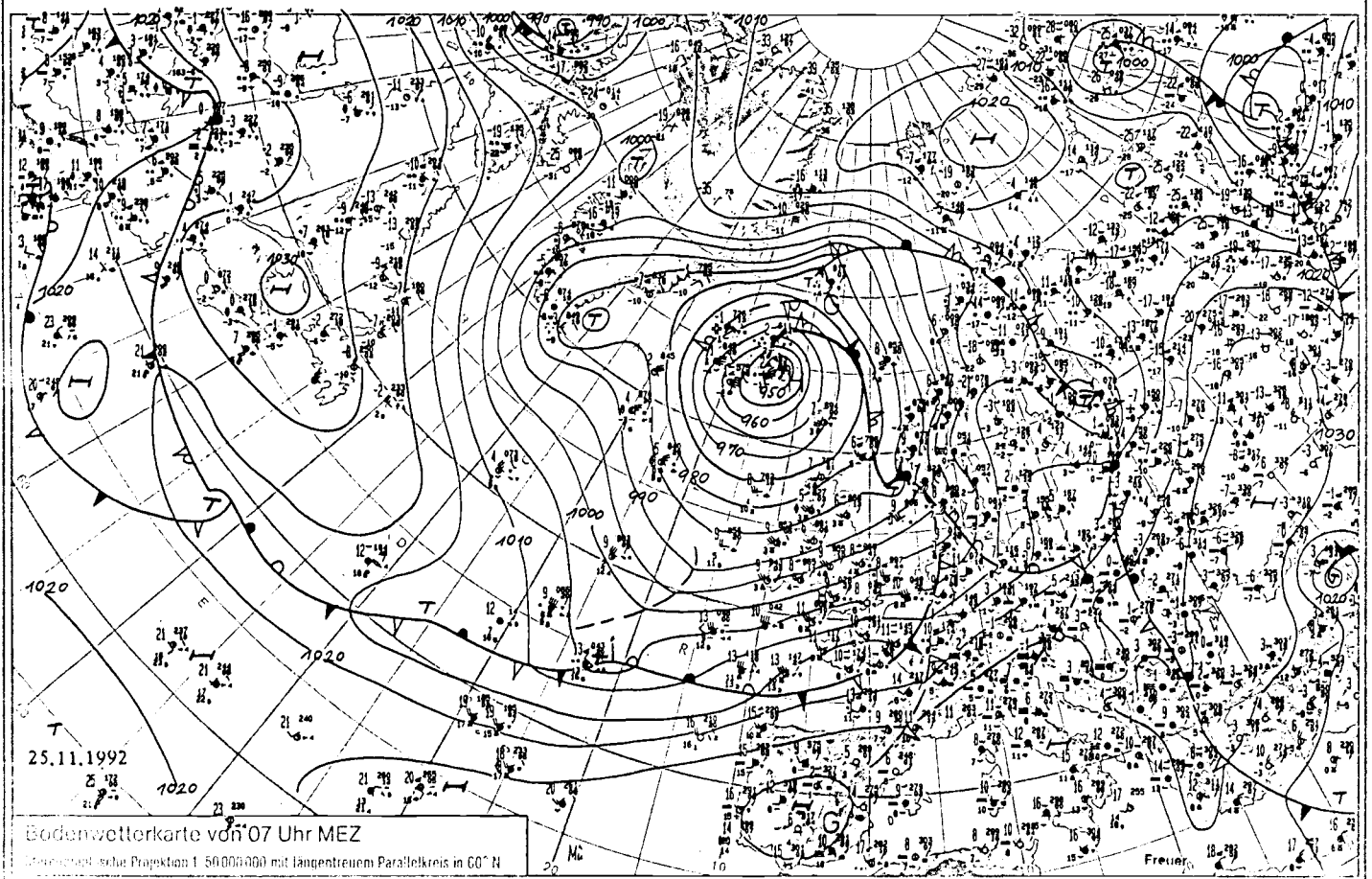
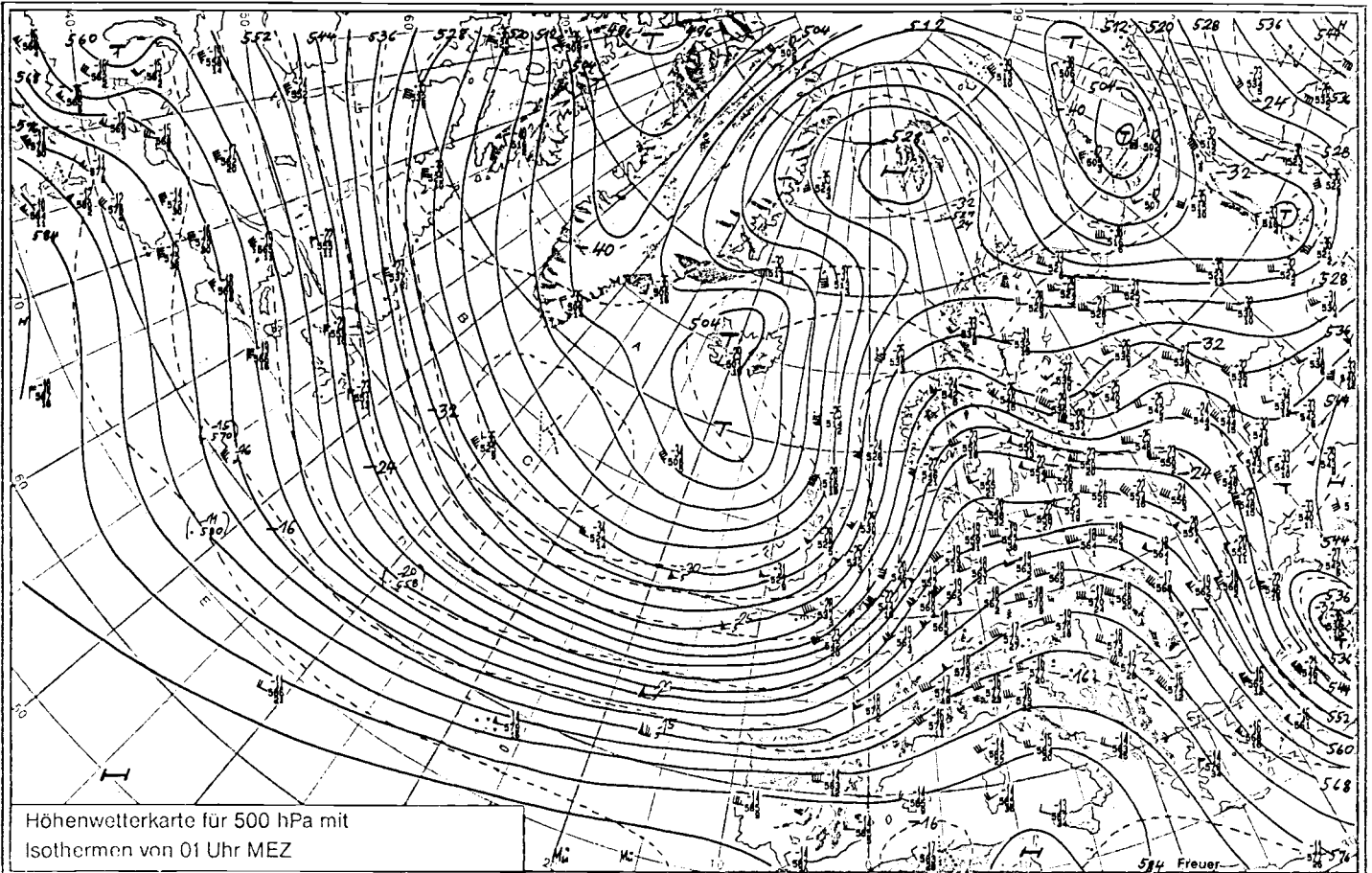
23. November

Montag, 23.11.1992

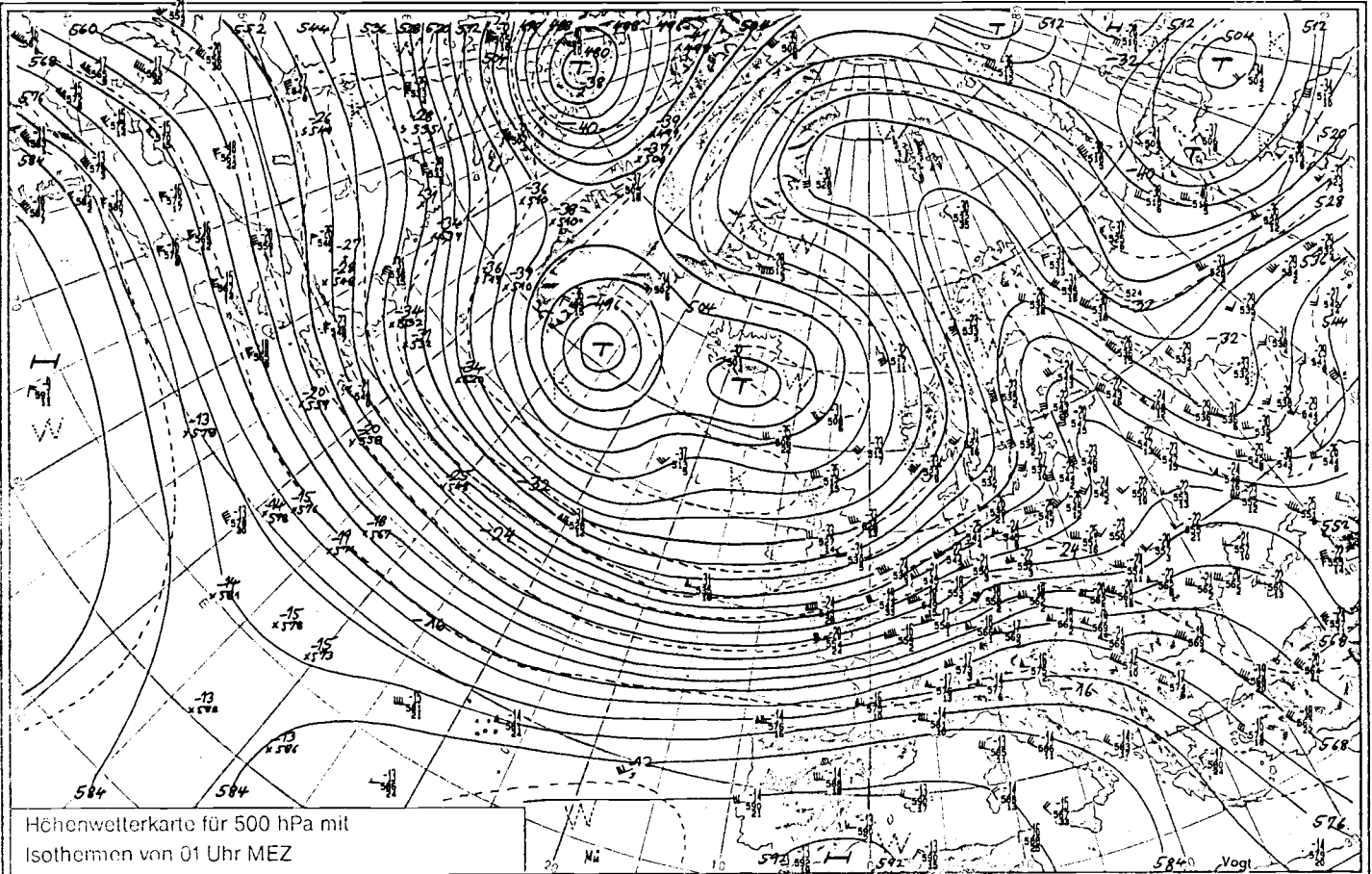
41-328



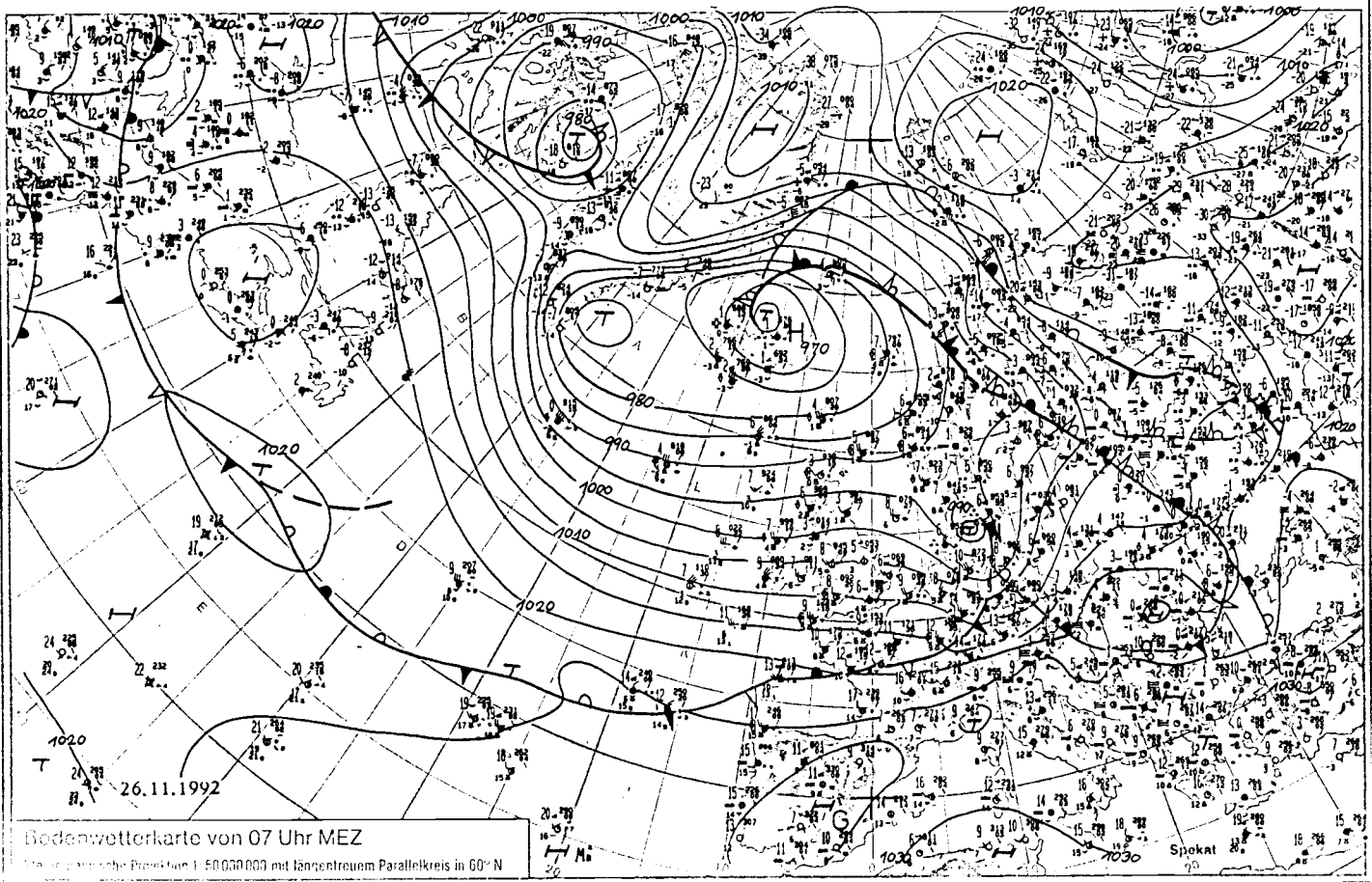




41-551



Höhenwetterkarte für 500 hPa mit Isothermen von 01 Uhr MEZ



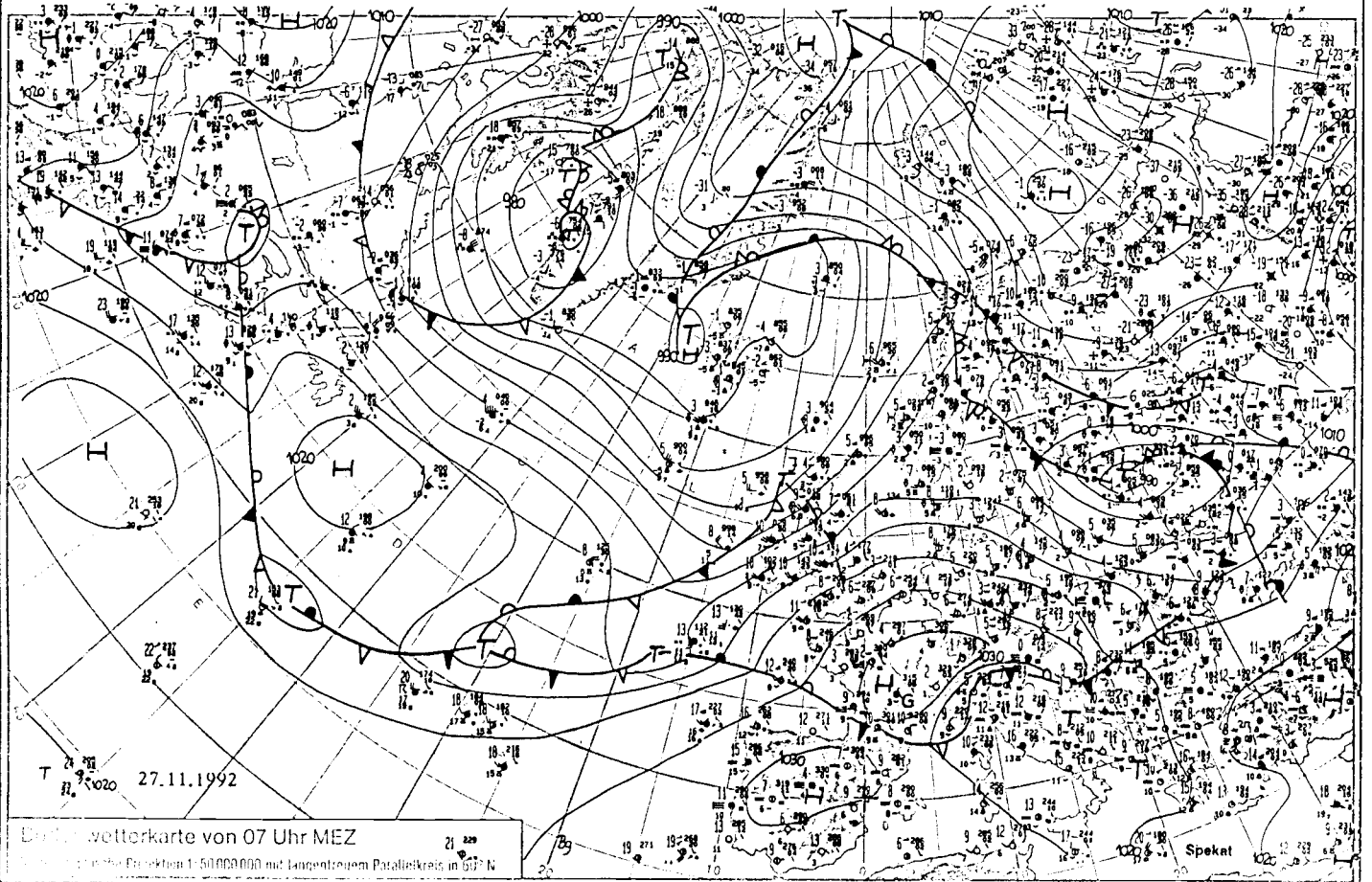
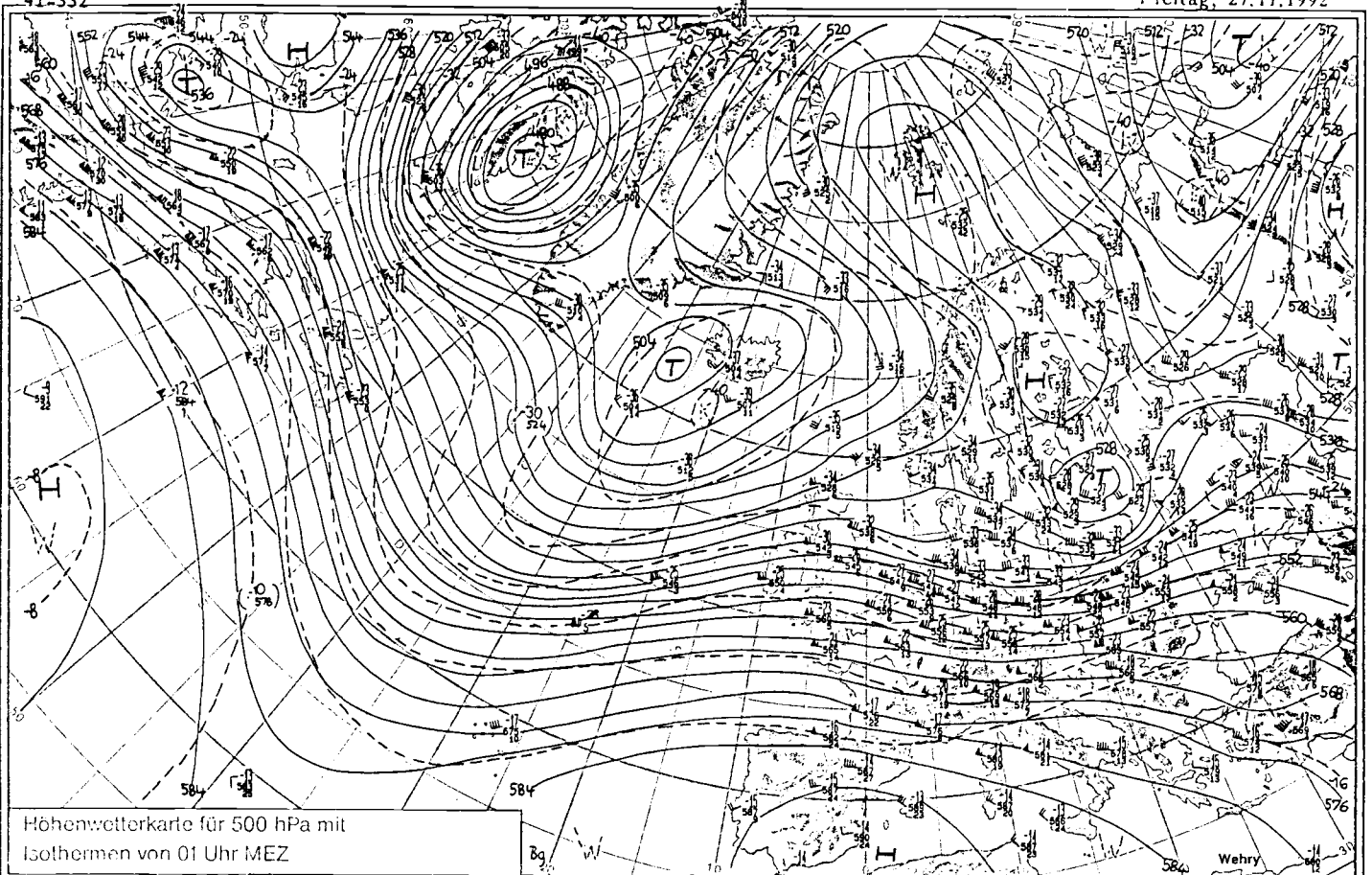
Bodenwetterkarte von 07 Uhr MEZ

Met. Z. Nr. 1000000 mit längstem Parallelkreis in 60° N

27. November

Freitag, 27.11.1992

41-332



Anhang

Tabelle der verwendeten Parameter

Simulation	Amplitude		Weite		Kaltluftstörung		Positionen	
	Tief	Hochs	Tief	Hochs	x_-	y_-	x_+	Warmluftstörungen y_+
unveränderter Grundzustand	A_-	A_+	w_-	w_+				
S1	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S2	0.6	-0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S3	0.8	0.4	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S4	0.4	0.2	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S5	-0.6	0.3	0.1	0.1	0	-2	0	0.67
S6	-0.6	0.3	0.6	0.6	0	-2	0	0.67
S7	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	1.22
S8	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.33
S9	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	1.34
S10	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.98
S11	-0.6	0.3	0.33	0.33	0.5	-2	0	0.67
S12	-0.6	0.3	0.33	0.33	-0.5	-2	0	0.67
S13	-0.6	0.3	0.33	0.33	-1	-2	0	0.67
S14	-0.6	0.3	0.33	0.33	-1.5	-2	0	0.67
S15	-0.6	0.3	0.33	0.33	1	-2	0	0.67
S16	-0.6	0.3	0.33	0.33	1.5	-2	0	0.67
S17	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.17	0.65
S18	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.34	0.58
S19	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.47	0.47
S20	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.58	0.34
S21	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.65	0.17
S22	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.67	0
S23	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.65	-0.17
S24	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.58	-0.34
S25	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.47	-0.47
S26	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.34	-0.58
S27	-0.6	0.3	0.33	0.33	0	-2	0.17	-0.65

S0 hat dieselben Parameter wie S1 jedoch keine barokline Zone.

Simulation	Amplitude		Weite		Kaltluftstörung		Positionen	
	Tief	Hochs	Tief	Hochs	x ₋	y ₋	x ₊	Wärmeluftstörungen y ₊
veränderter Grundzustand	A ₋	A ₊	w ₋	w ₊	x ₋	y ₋	x ₊	y ₊
S28	-0.6	0.1	0.33	0.33	0	-2	0	0.33
S29	-0.6	0.5	0.33	0.33	0	-2	0	0.33
S30	-0.6	0.2	0.33	0.33	0	-2	0	0.33
S31	-0.75	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S32	-0.3	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S33	0	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S34	-0.75	0.45	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S35	-0.45	0.45	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S36	-0.6	0.15	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S37	-0.6	0.45	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S38	-0.6	0.6	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S39	-0.6	0.3	0.33	0.2	0	-2	0	0.67
S40	-0.6	0.3	0.33	0.25	0	-2	0	0.67
S41	-0.6	0.3	0.33	0.46	0	-2	0	0.67
S42	-0.6	0.3	0.33	0.56	0	-2	0	0.67
S43	-0.45	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S44	-1	0.3	0.33	0.33	0	-2	0	0.67
S45	-0.6	0.3	0.18	0.33	0	-2	0	0.67
S46	-0.6	0.3	0.28	0.33	0	-2	0	0.67
S47	-0.6	0.3	0.43	0.33	0	-2	0	0.67
S48	-0.6	0.3	0.08	0.58	0	-2	0	0.67
S49	-0.6	0.3	0.58	0.08	0	-2	0	0.67
S50	-0.6	0.3	0.23	0.43	0	-2	0	0.67

Asymmetrische Simulationen	Amplitude				Weite				Positionen							
	A ₀	A ₁	A ₂	A ₃	w ₀	w ₁	w ₂	w ₃	x ₀	y ₀	x ₁	y ₁	x ₂	y ₂	x ₃	y ₃
S51	-0.6	0.3	0		0.33	0.33	0		0	-2	0	-0.67	0	0.67		
S52	-0.6	0.3	0.2		0.33	0.33	0.33		0	-2	0	-0.67	0	0.67		
S53	-0.6	0.3	0.6		0.33	0.33	0.33		0	-2	0	-0.67	0	0.67		
S54	-0.6	0	0.3		0.33	0	0.33		0	-2	0	-0.67	0	0.67		
S55	-0.6	0.6	0.3		0.33	0.33	0.33		0	-2	0	-0.67	0	0.67		
S56	-0.8	0.4	-0.3	0.5	0.18	0.48	0.25	0.33	0	-2	0	0.67	0	-0.43	0	-1
S57	-0.8	0.4	-0.3	0.2	0.18	0.48	0.25	0.33	0	-2	0	0.67	0	-0.43	0	-1.4
S58	-0.3	0.17	-0.13	0.08	0.18	0.48	0.25	0.33	0	-2	0	0.67	0	-0.43	0	-1.4

Die Indizes beziehen sich auf:

- 0 } das Zentrum der Störung
- 1 } die relativ vom Zentrum verschobenen Störungen
- 2 }
- 3 }

Bibliography

- Berliner Wetterkarten
Institut für Meteorologie
Freie Universität Berlin
- Gill, Adrian G., 1982
"Atmosphere - Ocean
Dynamics"
International Geophysics Series,
vol. 30
Academic Press, New York
- Giorgetta, Marco, 1991
"Symmetrieberechnung in der ba-
roklinen Zone durch ein warmes
Band - eine Instabilitätsanalyse"
Diplomarbeit ETH, Zürich
- Ling Chao-Chi, 1991
"Einführung in die Meteorologie"
Verlag der Fachvereine, Zürich
- Holton, James R., 1992
"An Introduction to Dynamic
Meteorology"
3th edition
Academic Press, San Diego
- Hoskins, B. J. & Draghici, I., 1977
"The forcing of ageostrophic mo-
tion according to the semi-geo-
strophic equations and in an
isentropic coordinate model"
J. Atmos. Sci.,
34, pp. 1859-1867
- Hoskins, B.J. & West, N.V., 1979
"Baroclinic waves and fronto-
genesis. Part II: Uniform poten-
tial vorticity flow"
J. Atmos. Sci.,
36, pp. 1663-1680
- Hoskins, McIntyre, Robertson, 1985
"On the use and significance of
isentropic potential vorticity
maps"
Q. J. R. Meteorol. Soc.
111, pp. 17-56
- Liljequist, Gösta H. & Cehak, Konrad, 1984
"Allgemeine Meteorologie"
Vieweg, 3. Aufl., Braunschweig
- Neiman, P. J. & Shapiro, M. A.
"The life Cycle of Extratropical
Marine Cyclone. Part 1"
Monthly Weather Review
Am. Meteor. Soc.
121, pp. 2153-2176
- Pedlosky, Joseph, 1979
"Geophysical Fluid Dynamics"
Springer, New York
- Petterssen, S. & Smebye, S.J., 1971
"On the development of extratro-
pical cyclons"
Q. J. R. Meteorol. Soc.,
97, pp. 457-482
- Pichler, Helmut, 1984
"Dynamik der Atmosphäre"
Wissenschaftsverlag, Mannheim
- Reiter, E.R., 1975
"Handbook for forecasters in the
Mediterranean. Part 1"
Naval postgraduate School
Monterey, California
- Rigel, C. A., 1992
"Fundamentals of atmospheric
Dynamics and Thermodynamics"
World Scientific, Singapore
- Schär, Christoph Josef, 1989
"Dynamische Aspekte der ausser-
tropischen Zyklonogenese"
Diss Nr.8845 ETH, Zürich
- Schär, C. J. & Wernli, H., 1993
"Structure and evolution of an
isolated semi-geostrophic cyclone"
Q. J. R. Meteorol. Soc.,
119, pp. 57-90
- Takayabu, Izuru, 1991
"Coupling development: An effi-
cient mechanism for the develop-
ment of extratropical cyclons"
J. Meteorol. Soc. of Japan
69, pp. 609-628

Thorncroft, C. D. & Hoskins, B.J., 1990
"Frontal Cyclogenesis"
J. Atmos. Sci.,
47, pp2317-2336

Thorncroft, Hoskins & McIntyre, 1993
"Two paradigms of baroclinic-
wave life-cycle behaviour"
Q. J. R. Meteorol. Soc.
119, pp. 17-56

Uccellini, Louis W., 1990
"Processes Contributing to the
Rapid Development of Extratropi-
cal Cyclones"
In "Extratropical Cyclones:
The Erik Palmén memorial vol."
Am. Meteorol. Soc., Boston,
pp. 81-105

Wernli, Heini, 1989
"Front-Strukturen in Zyklonen
der mittleren Breite - eine
numerische Studie"
Diplomarbeit ETH, Zürich