

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität Kiel

Nr. 46

DIE STRUKTUR DER STEHENDEN TEMPERATUR- UND
GEOPOTENTIALWELLEN IM JANUAR UND JULI UND
DIE DURCH SIE HERVORGERUFENEN TRANSPORTE
VON SENSIBLER ENERGIE UND DREHIMPULS

von

Anne Osthaus

DOI 10.3289/FM_BER_46

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:

Institut für Meereskunde
Abt. Maritime Meteorologie
Düsternbrooker Weg 20
D 2300 K i e l 1

ISSN 0341-8561

DIE STRUKTUR DER STEHENDEN TEMPERATUR- UND
GEOPOTENTIALWELLEN IM JANUAR UND JULI UND
DIE DURCH SIE HERVORGERUFENEN TRANSPORTE
VON SENSIBLER ENERGIE UND DREHIMPULS

Freie wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung
des Grades eines Diplommeteorologen des
Fachbereiches Mathematik-Naturwissenschaften
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von: Anne Osthaus
Referent: Prof. Dr. P. Speth
Koreferent: Prof. Dr. Fr. Defant

Kiel 1978

ZUSAMMENFASSUNG

Durch die atmosphärische Zirkulation wird in großskaligen Austauschprozessen sensible Wärme von den Gebieten mit Strahlungsüberschuß in den niedrigen Breiten zu den Polen mit Strahlungsdefizit transportiert. In ähnlicher Weise findet ein meridionaler Fluß von Drehimpuls aus den Tropen und - in geringerem Maße - von den Polen in die Regionen mit Westwinden statt, denn dort gibt die Atmosphäre ständig durch Reibung Drehimpuls an die Erdoberfläche ab. Der größte Teil dieser Transporte wird in den mittleren und höheren Breiten durch großskalige Wellen getragen, welche sich in einem "gemischt räumlich-zeitlichen Bereich" in stehende und wandernde Wellen aufteilen lassen.

Die vorliegende Arbeit beschreibt das Verhalten der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im Wellenzahlenbereich zwischen dem 850 und 100 mb-Niveau für Januar und Juli. Dadurch werden die Eigenheiten der winterlichen und sommerlichen Zirkulation erfaßt. Als Berechnungsgrundlage dienten monatliche Mittelfelder der Temperatur und des Geopotentials für alle Januar- und Juli-Monate von 1967-1976.

Die Struktur der stehenden Wellen wird jeweils für das zehnjährige Mittelfeld diskutiert. Sie weist bestimmte Merkmale auf, durch welche Richtung und Größe der mittleren meridionalen Transporte von Drehimpuls und sensibler Energie charakterisiert sind. So hat z.B. eine horizontale Trögachsenneigung der Geopotentialwellen von SW nach NE einen polwärts gerichteten Fluß von Drehimpuls zur Folge.

Weiterhin werden - ebenfalls für das zehnjährige Mittelfeld - die durch stehende Wellen verursachten mittleren meridionalen Flüsse von sensibler Energie und Drehimpuls besprochen und die horizontale Verteilung der Transporte in der Nordhemisphäre dargestellt. Es folgt eine Untersuchung über die zeitliche Veränderlichkeit der mittleren meridionalen Transporte während des betrachteten zehnjährigen Zeitraumes. Sie erweist sich als recht groß.

ABSTRACT

By the general circulation of the atmosphere sensible heat is transported from the low-latitude regions with a surplus of radiation towards polar regions with a deficit. In a similar way a meridional momentum flux takes place from the tropics and the poles into the belts with westerly winds, which cause a sink of momentum for the atmosphere. The greatest part of these transports in the middle and high latitudes is due to large-scale eddies, which considering a "mixed space-time domain" can be separated in transient and mean standing eddies.

The present work carried out in the wavenumber domain describes the mean standing eddies occurring in the temperature and geopotential fields for January and July and between the 850 and 100 mb level. In this way the winterly and summerly circulation is represented. The basis for the computations were the monthly mean fields of temperature and geopotential for every January and July during the period 1967 - 1976.

The structure of the mean standing eddies is discussed for the ten-year averaged fields. They show certain specific properties, which are of importance for the direction and magnitude of the mean meridional fluxes of momentum and sensible heat. For example, a horizontal tilt of the geopotential trough axes from SW to NE originates a poleward directed momentum transport.

Furthermore, the zonally averaged transports of momentum and sensible heat caused solely by the mean standing eddies will be discussed using the ten-year averaged fields as a basis. In addition horizontal distributions will be presented. Finally the change in time during the given ten-year's period is examined, which shows a strong variability.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.0. Aufstellung der verwendeten Abkürzungen und Symbole	3
2.1. Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls durch stehende Wellen	4
2.2. Aufgabenstellung und Datenmaterial	10
2.3. Die mathematischen Grundlagen für die Berechnungen	12
2.3.1. Berechnung von Amplitude, Phase und Neigung	12
2.3.2. Berechnung der Transporte	14
3. Ergebnisse	
3.1. Das Temperatur- und Geopotentialfeld im Wellenzahlenbereich im zehnjährigen Mittel	19
3.1.1. Die stehenden Temperaturwellen im Januar und Juli	19
3.1.2. Die stehenden Geopotentialwellen im Januar und Juli	24
3.1.3. Vertikale Achsenneigung der Geopotential- und Temperaturwellen, Phasenverschiebung zwischen Temperatur- und Geopotentialwellen	30

	Seite
3.2. Die durch stehende Wellen hervorgerufenen Transporte im zehnjährigen Mittel	34
3.2.1. Der Transport von sensibler Energie im Januar- und Juli-Mittel	36
3.2.2. Der Transport von Drehimpuls im Januar- und Juli-Mittel	42
3.3. Zeitliche Veränderlichkeit der durch stehende Wellen hervorgerufenen Transporte von Drehimpuls und sensibler Energie im zehnjährigen Zeitraum 1967-1976	46
Schlußbetrachtung	55
Tabellen	57
Literaturverzeichnis	60
Abbildungen	

1. EINLEITUNG

ÜBERBLICK ÜBER DIE ALLGEMEINE ZIRKULATION

Der Antriebsmotor für die allgemeine Zirkulation ist die Strahlung (Sonnenstrahlung und terrestrische Ausstrahlung). Durch sie entsteht für das Gesamtsystem Erde und Atmosphäre ein Überschuss an Strahlungsenergie in niedrigen Breiten und ein Defizit in den gemäßigten und polaren Regionen. Die Zirkulation in der Atmosphäre und im Ozean muß so ausgerichtet sein, daß sie das Energiegefälle abzubauen versucht, also Energie in höhere Breiten transportiert. Im zeitlichen Mittel stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Strahlungsimbalance und Transport ein (siehe z.B. SPETH 1974a).

Wegen der Wirkung der Erdrotation erfolgt dieser Transport aber nicht derart, daß warme Luft am Äquator aufsteigt und Wärme zu den Polen transportiert, dort niedersinkt und sich als kalte Luft am Boden zum Äquator zurückbewegt. Die Erdrotation verhindert die Ausbildung einer solch großen Zirkulationszelle zwischen Äquator und Pol. Nur über den niederen Breiten (ca. 30° N bis Äquator), wo die Corioliskraft an Einfluß verliert, bildet sich tatsächlich eine sog. Hadley-Zelle aus. Unter der Wirkung der Corioliskraft entsteht mit zunehmender Breite eine immer intensiver werdende Strömung nach Osten, die bei ungefähr 30° nördlicher und südlicher Breite und nahe dem 200 mb-Niveau ein Maximum (Subtropenjet) erreicht. In mittleren Breiten wird die zonale Windscherung so groß, daß die Strömung instabil werden kann: Der nördlicher gelegene Polarjet hat meist einen mäandrierenden Verlauf (Rossby-Regime). Entsprechende Wellenstrukturen sind bei der Geopotential- und Temperaturverteilung ausgebildet. Man findet um den Breitenkreis verteilt mehrere Tröge und Rücken; dieses ist sowohl bei der Darstellung einer momentanen Situation als auch

bei der Aufzeichnung eines zeitlich gemittelten Zustandes festzustellen. Die mittlere meridionale Zirkulation ist dagegen sehr schwach ausgeprägt (Ferrel-Zelle). Deshalb wird auch in den mittleren Breiten vor allem durch diese Wellen in großskaligen Austauschprozessen die sensible Wärme in die strahlungsarmen Gebiete transportiert.

Außerdem gibt die Atmosphäre im Bereich der Westwinde ständig Drehimpuls an die sich relativ zu ihr langsamer drehende Erde ab. Andererseits erhält die Atmosphäre in niederen Breiten, wo östliche Winde vorherrschen, eine ständige Zufuhr von Drehimpuls von der Unterlage her (Konvergenz). Dieser Überschuss wird durch Massentransport der Luft in die mittleren Breiten befördert, wodurch die Westwinde aufrecht erhalten werden. In geringerem Maße findet auch ein ähnlicher, aber südwärts gerichteter Transport von den Polen in die mittleren Breiten hinein statt. Es soll noch zusätzlich erwähnt werden, daß auch die ozeanische Zirkulation, speziell zum meridionalen fühlbaren Wärmetransport, erheblich beiträgt.

Genauere Aussagen über den Mechanismus dieser Transporte kann man erhalten, wenn man, wie im folgenden ausgeführt wird, die Felder in der Atmosphäre in eine mittlere Verteilung und in einen Störungsanteil unterteilt, der dieser überlagert ist. Man unterscheidet stehende und fortschreitende Wellen. Wandernde Wellen beschreiben somit die zeitliche Veränderlichkeit der Feldverteilung, während stehende Wellen in jenem Bild zu finden sind, das man bei einer zeitlichen Mittelung erhält. Sie entstehen durch die Land- und Meerverteilung und durch große Gebirgshindernisse. Deshalb haben sie auf der landreicheren Nordhalbkugel eine größere Bedeutung als auf der Südhemisphäre, wie es z.B. OBASI (1963) durch Berechnungen des Drehimpulstransportes auf der Südhalbkugel aufzeigte.

Dem Einfluß der stehenden atmosphärischen Wellen soll in dieser Untersuchung nachgegangen werden, wobei diese Wel-

lenvorgänge sowohl im Temperatur- als auch im geopotentiellen Höhenfeld untersucht werden sollen.

2. GRUNDLAGEN

2.0. Aufstellung der verwendeten Abkürzungen und Symbole

x	Koordinate entlang von Breitenkreisen, positiv nach Osten
y	Koordinate entlang von Meridianen, positiv nach Norden
u	zonale Komponente der Windgeschwindigkeit, positiv nach Osten
v	meridionale Komponente der Windgeschwindigkeit, positiv nach Norden
ϕ	geographische Breite
λ	geographische Länge
t	Zeit
T	absolute Temperatur
p	Druck
Φ	Geopotential (= gz)
a	mittlerer Erdradius: $6,371 \times 10^6$ m
R =	$a \cdot \cos \phi$
f	Coriolisparameter, $f = 2\Omega \sin \phi$, $\Omega = 7,29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
g	1) mittlere Erdbeschleunigung, $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$ 2) als Index: geostrophisch
c_p	spezifische Wärme für trockene Luft bei konstantem Druck, $c_p = 0,24 \text{ cal g}^{-1} \text{ grad}^{-1}$
L	Wellenlänge
E	Eigenschaft
M	Drehimpuls
S	sensible Energie
H	horizontaler Transport
MSE	stehende Wellen (<u>mean standing eddies</u>)
TE	wandernde Wellen (<u>transient eddies</u>)
MMC	mittlere Meridionalzirkulation (<u>mean meridional circulation</u>)
[]	Mittel über die als Index in runden Klammern stehende Größe
()	Abweichung vom Mittel über die als Index in runden Klammern stehende Größe

2.1. Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls durch stehende Wellen

Es soll zuerst hergeleitet werden, wie der gebräuchliche Begriff von wandernden und stehenden Wellen durch eine gemischt räumlich-zeitliche Mittelung zustande kommt. Die meridionalen Transporte werden berechnet als ein Produkt der zu transportierenden Eigenschaft E mit der meridionalen Geschwindigkeitskomponente v . Es soll nun das Produkt $E \cdot v$ betrachtet werden.

Zuerst wird eine zeitliche Mittelung angewendet. Dazu werden E und v zerlegt in einen zeitlich gemittelten Anteil und in einen Zusatzanteil, der die Abweichung vom mittleren Zustand beschreibt.

$$E = [E]_{(t)} + (E)_{(t)} ; v = [v]_{(t)} + (v)_{(t)} \quad (1)$$

Es wird die von REITER (1969a) vorgeschlagene Nomenklatur benutzt: Ein in eckige Klammern gesetztes Zeichen bedeutet einen Mittelwert. Der Index in runden Klammern ist die Größe, über die die Mittelung vorgenommen wird. In diesem Fall ist es die Zeit t . Ein in runde Klammern gesetzter Buchstabe bezeichnet die Abweichung vom Mittel über die im Index stehende Größe.

Aus Gleichung (1) folgt:

$$\begin{aligned} [E \cdot v]_{(t)} &= \left[[E]_{(t)} [v]_{(t)} \right]_{(t)} + \left[(E)_{(t)} (v)_{(t)} \right]_{(t)} \\ &+ \left[[E]_{(t)} (v)_{(t)} \right]_{(t)} + \left[(E)_{(t)} [v]_{(t)} \right]_{(t)} \end{aligned} \quad (2)$$

Bei einer zeitlichen Mittelung verschwinden die beiden letzten Terme.

Nun lassen sich die zeitlichen Mittel ihrerseits wieder zerlegen in ein Breitenmittel und dessen Abweichung:

$$[E]_{(t)} = [E]_{(t,\lambda)} + ([E]_{(t)})'_{(\lambda)} \quad (3)$$

$$[v]_{(t)} = [v]_{(t,\lambda)} + ([v]_{(t)})'_{(\lambda)}$$

Wird dieses in Gleichung (2) eingesetzt, folgt:

$$[E \cdot v]_{(t)} = \left\{ [E]_{(t,\lambda)} + ([E]_{(t)})'_{(\lambda)} \right\} \left\{ [v]_{(t,\lambda)} + ([v]_{(t)})'_{(\lambda)} \right\} + \left[(E)_{(t)} (v)_{(t)} \right]_{(t)} \quad (4)$$

Ausmultiplizieren und Mitteln über den Breitenkreis ergibt:

$$\begin{aligned}
 [E \cdot v]_{(t,\lambda)} &= \left[[E]_{(t,\lambda)} [v]_{(t,\lambda)} \right]_{(t,\lambda)} && \text{a)} \\
 &\quad \text{MMC} \\
 &+ \left[([E]_{(t)})'_{(\lambda)} ([v]_{(t)})'_{(\lambda)} \right]_{(t,\lambda)} && \text{b)} \\
 &\quad \text{MSE} \\
 &+ \left[(E)_{(t)} (v)_{(t)} \right]_{(t,\lambda)} && \text{c)} \quad (5) \\
 &\quad \text{TE} \\
 &+ \left[[E]_{(t,\lambda)} ([v]_{(t)})'_{(\lambda)} \right]_{(t,\lambda)} && \text{d)} \\
 &+ \left[([E]_{(t)})'_{(\lambda)} [v]_{(t,\lambda)} \right]_{(t,\lambda)} && \text{e)}
 \end{aligned}$$

Die Glieder d) und e) verschwinden bei der Breitenmittlung. Es verbleiben die ersten drei Terme, wovon der erste den Anteil der mittleren Meridionalzirkulation beinhaltet (mean meridional circulation = MMC). Glied b) ist ein Produkt der Abweichungen vom Breitenmittel zweier zeitlicher Mittelwerte und beschreibt den Beitrag der sogenannten stehenden Wellen (mean standing eddies = MSE). Beim dritten Glied multipliziert man die zeitliche Abweichung beider Terme miteinander. Das ist der Anteil, verursacht durch die vorüberziehenden Wellenstörungen (transient eddies = TE).

Zur Berechnung der beiden Transporte benutzt man die nachfolgenden zwei Formeln. Für den relativen Drehimpulstransport über eine Längeneinheit eines Breitenkreises und zwischen zwei Druckniveaus p_1 und p_2 ergibt sich:

$$HvM = \int_{p_1}^{p_2} R \cdot u_g \cdot v_g \cos \phi \frac{dp}{g} \quad (6)$$

Für den Transport von sensibler Energie gilt entsprechend:

$$HvS = \int_{p_1}^{p_2} c_p \cdot T \cdot v_g \frac{dp}{g} \quad (7)$$

(siehe auch SPETH 1976). Zur Berechnung werden geostrophische Windgeschwindigkeiten benutzt, was für diesen Zweck als ausreichend angesehen wird und für den Fall, daß stehende oder wandernde Wellen betrachtet werden, möglich ist. Bei der reinen Meridionalzirkulation wäre $[v_g](\lambda)$ Null.

Damit von der gesamten Zirkulation Drehimpuls polwärts transportiert wird, ist eine bestimmte Struktur der Geopotentialwellen notwendig (A. u. Fr. DEFANT 1959; BJERKNES 1951; STARR 1948). Für die Berechnung des Drehimpulstransportes wird ein geostrophischer Wind zugrunde gelegt. Dieser verläuft parallel zu den Isohypsen einer bestimmten Druckfläche. Deshalb muß, damit z.B. im Breitenmittel das Produkt $u_g v_g$ positiv ist, die Achse der Wellentröge von SW nach NE ausgerichtet sein (Abb. I).

Dann sind auf der Vorderseite der Tröge beide Faktoren positiv und von relativ großem Betrag wegen der Drängung der Isohypsen; auf der Rückseite, wo v_g negativ ist, wird bei extremen Neigungen auch u_g kleiner als Null, im übrigen aber ist das dort negative Produkt geringer als das positive auf der Vorderseite, so daß im Breitenmittel ein positiver Restbetrag bleibt.

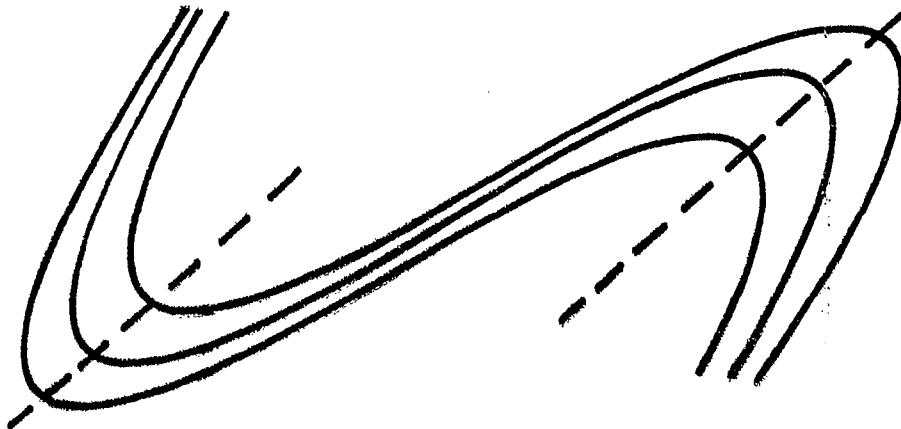


Abb. I: Schematische Darstellung von Geopotentialwellen mit einer von SW nach NE ausgerichteten Trogachsenneigung

Bei völlig symmetrisch gestalteten Trögen erhält man demzufolge keinen mittleren Transport und negative Werte bei Trögen mit einer von SE nach NW gerichteten Trogachse.

Betrachtet man nur den durch die stehenden Wellen hervorgerufenen Transport, wie es im Rahmen dieser Arbeit geschieht, so gelten folgende Transportgleichungen:

$$\begin{aligned}
 \text{HvM}_{\text{MSE}} &= \int_{p_1}^{p_2} R \cdot ([u_g](t))(\lambda) ([v_g](t))(\lambda) \cos \phi \frac{dp}{g} \\
 \text{HvS}_{\text{MSE}} &= \int_{p_1}^{p_2} c_p \cdot ([T](t))(\lambda) ([v_g](t))(\lambda) \frac{dp}{g}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Die Abweichungen vom Breitenmittel müssen also positiv korreliert sein, um einen positiven Transport zu bewerkstelligen. Das oben über die Trogachsenneigung Gesagte gilt für diesen Fall ebenfalls. Folgende Skizze zeigt das Geopotential (Abb. II) und die sich daraus ergebenden Wellen von $(u_g)(\lambda)$ und $(v_g)(\lambda)$. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Abweichungen vom Breitenmittel als harmo-

nische Schwingung dargestellt. Aus der Differenz der Geopotentialwellen bei $\phi + \Delta\phi$ und $\phi - \Delta\phi$ erhält man die Schwingung für $(u_g)_{(\lambda)}(\phi)$. $(v_g)_{(\lambda)}(\phi)$ liegt um eine Viertelwellenlänge nach Westen verschoben gegenüber der Geopotentialwelle bei ϕ . Man sieht, daß im Falle einer Achsenneigung von SW nach NE, wie sie hier dargestellt ist, der Bereich, in dem das Produkt der Geschwindigkeitsabweichungen positiv ist, den negativen Bereich an Größe übertrifft.

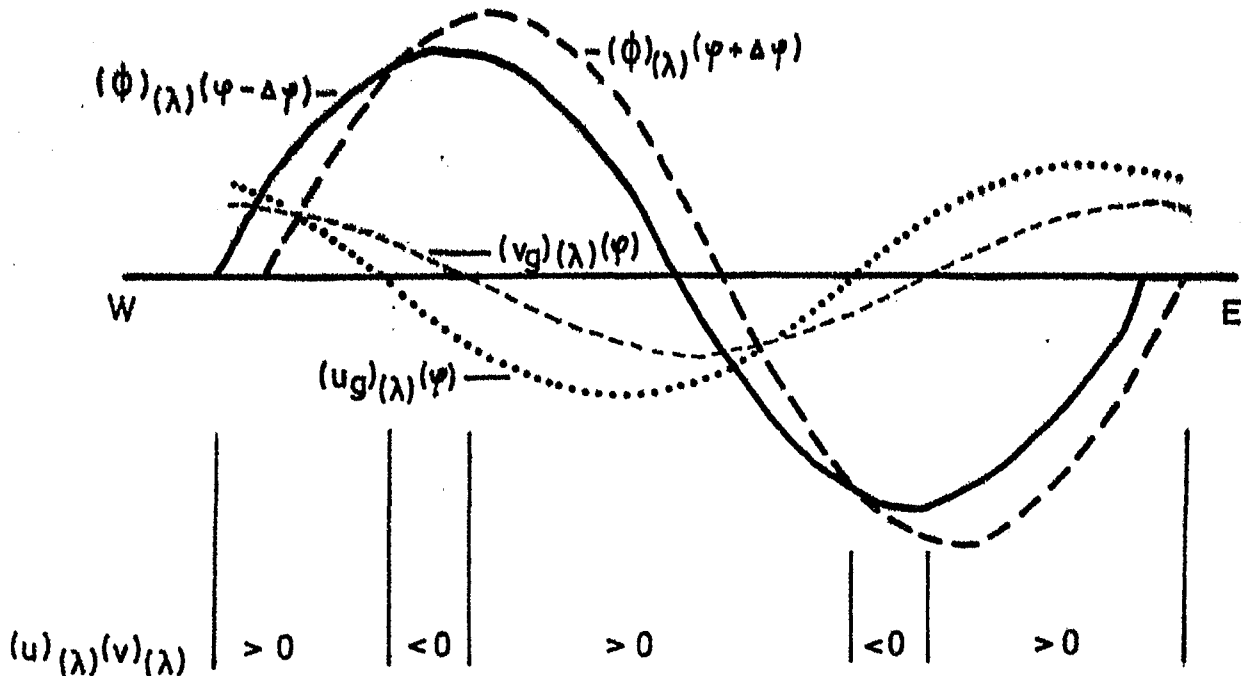


Abb. II: Schematische Darstellung von $(\phi)_{(\lambda)}$ und den sich daraus ergebenden geostrophischen Windabweichungen $(u_g)_{(\lambda)}$ und $(v_g)_{(\lambda)}$ für den Fall einer Trogachsenneigung von SW nach NE

Da Drehimpuls in die westwindreichen mittleren Breiten transportiert wird, haben die Trogachsen der stehenden

Wellen i.a. südlich davon eine Neigung von SW nach NE, nördlich davon von NW nach SE.

Für Überlegungen gleicher Art, die den Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen betreffen, sei nun angenommen, daß es sich bei der Temperatur- und der Geopotentialwelle um harmonische Wellen gleicher Wellenzahl handelt. Dann spielt es eine Rolle, welche Phasenverschiebung beide Wellen gegeneinander haben. Es gilt:

$$(v_g) (\lambda) \sim \frac{\partial (\phi) (\lambda)}{\partial x}$$

also ist $(v_g) (\lambda)$ gegenüber der Geopotentialwelle um eine Viertelwellenlänge nach Westen verschoben. Ist die Amplitude der Temperatur- und Geschwindigkeitswelle fest vorgegeben, so erhält man den größtmöglichen positiven Transport über eine Breite, wenn die Phasenverschiebung zwischen beiden Wellen Null beträgt. Dann wird an allen Punkten kalte Luft nach Süden und warme Luft nach Norden transportiert (siehe Abb. III).

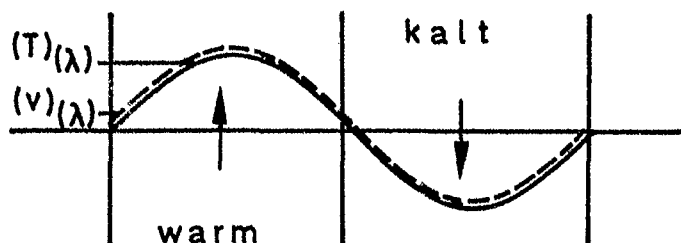


Abb. III

Verschiebt man die Phasen gegeneinander bis zu dem Wert $\pm L/4$, so werden die Bereiche negativer Korrelation zwischen Temperatur und meridionaler Geschwindigkeit immer größer, bis schließlich der mittlere Transport zu Null wird (siehe Abb. IV).

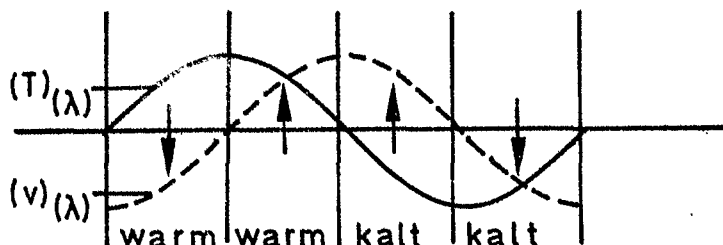


Abb. IV

Für eine Phasenverschiebung zwischen $L/4$ und $3L/4$ wird der Gesamttransport negativ. Das bedeutet: Bei einer Phasendifferenz zwischen den Temperatur- und Geopotentialwellen, bei der die Geopotentialwelle zwischen Null und $L/2$ östlich der Temperaturwelle gelegen ist, erhält man einen positiven mittleren Transport, ansonsten ist er negativ.

2.2. Aufgabenstellung und Datenmaterial

Die Aufgabe dieser Arbeit ist es einerseits, die großskaligen stehenden Wellen von Geopotential und Temperatur auf der Nordhemisphäre im Wellenzahlenbereich zu untersuchen. In der Literatur der letzten Jahre finden sich einige Arbeiten, die den Aufbau dieser Wellen zum Inhalt haben und einige ihrer Eigenschaften behandeln. Zu nennen wären u.a. die Autoren ELIASSEN (1958), KAO (1970a), van LOON et al. (1973), MATSUMO (1970), MUENCH (1965) und SATO (1974).

Zum zweiten wird im Rahmen dieser Arbeit der Beitrag der stehenden Wellen am meridionalen Transport von Drehimpuls und sensibler Energie festgestellt. Auch auf diesem Gebiet wurden zahlreiche Arbeiten veröffentlicht, von denen hauptsächlich die von HASTENRATH (1968), HOLOPAINEN (1967), KAO (1970 b,c), MILLER et al. (1967), OORT u. RASMUSSEN (1970/71), REITER (1969b) und WIIN-NIELSEN et al. (1963) zu nennen sind.

Für die Berechnungen lag folgendes Datenmaterial zugrunde: Von 1967-76 sind für jeden Januar- und Juli-Monat aus dem zeitlich gemittelten Geopotential- und Temperaturfeld Fourierkoeffizienten von SPETH berechnet und auf Magnetband gespeichert worden. Die Reihenentwicklung wurde für jeden 5. Breitengrad von 0° - 90° nördlicher Breite jeweils bis zum 15. Glied durchgeführt, und zwar für die Druckniveaus 850, 700, 500, 300, 200 und 100 mb.

Die Ausgangsdaten für die Berechnung der Fourierkoeffizienten waren vom DWD zur Verfügung gestellte tägliche Gitterwerte der objektiven Analyse. Da für diese Analysen in niedrigen Breiten als Grundlage recht wenige Radiosondenmeldungen zur Verfügung standen und zur Berechnung geostrophische Windgeschwindigkeiten benutzt wurden, sind die Ergebnisse nur für die Breiten nördlich von 20°N ausgewertet worden.

In dieser Untersuchung wird aus den Koeffizienten die Amplitude und Phasenlage für jede Wellenzahl berechnet. Aus der Phasenlage ergeben sich dann durch Differenzbildungen zwischen jeweils zwei Druckniveaus eine vertikale Achsenneigung der Tröge und Rücken. Außerdem wird durch Differenzbildung zwischen der Phasenlage der Geopotential- und Temperaturwellen eine Verschiebung zwischen diesen beiden Wellen berechnet.

Aus den Fourierkoeffizienten des Geopotentialfeldes lassen sich direkt die Koeffizienten der beiden Komponenten u_g und v_g des geostrophischen Windes bestimmen. Durch Multiplikation der Reihen von u_g und v_g bzw. T und v_g erhält man die Koeffizienten des Drehimpulstransportes und des Transportes von sensibler Energie. Daraus werden dann die Verteilung der meridionalen Transporte auf der Nordhalbkugel sowie die mittleren Transporte über die Breitenkreise gewonnen.

Zusätzlich wird der Anteil verschiedener Wellenzahlen an diesen mittleren Transporten berechnet und ihr Zusammenhang mit den Phasenverschiebungen und Achsenneigungen aufgezeigt.

Dies alles wird anhand des zehnjährigen Mittelfeldes dargestellt. Anschließend wird noch ein kurzer Überblick über die zeitliche Variation gegeben.

2.3. Die mathematischen Grundlagen für die Berechnungen

2.3.1. Berechnung von Amplitude, Phase und Neigung

Die Ausgangsdaten für die Berechnungen sind, wie schon ausgeführt, die aus dem Geopotential- und Temperaturfeld berechneten Fourierkoeffizienten. Jeder Wert A auf einem Breitenkreis ist durch die folgende Fourierreihe bestimmt (SPETH 1974b):

$$A(\lambda) = [A](\lambda) + \sum_{n=1}^N (a_n \cos(n\lambda) + b_n \sin(n\lambda)) \quad (1)$$

Die Reihe ist gleichwertig mit der folgenden (LINKE II, 1970, S. 177).

$$\begin{aligned} A(\lambda) &= [A](\lambda) + A_1 \sin(\lambda + \phi_1) + A_2 \sin(2\lambda + \phi_2) \dots \\ &= [A](\lambda) + \sum_{n=1}^N A_n \sin(n\lambda + \phi_n) \end{aligned} \quad (2)$$

A_n ist die Amplitude und ϕ_n die Phase der n-ten Sinuswelle. Wird nun

$$a_n = A_n \sin \phi_n \quad (a) \quad (3)$$

$$\text{und} \quad b_n = A_n \cos \phi_n \quad (b)$$

gesetzt, so geht (2) in (1) über, weil

$$\begin{aligned} A_n \sin(n\lambda + \phi_n) &= A_n \sin n\lambda \cos \phi_n + A_n \cos n\lambda \sin \phi_n \\ &= \underbrace{A_n \cos \phi_n}_{b_n} \sin n\lambda + \underbrace{A_n \sin \phi_n}_{a_n} \cos n\lambda \end{aligned}$$

Um aus den gegebenen Koeffizienten a_n , b_n die Amplitude und die Phasenverschiebung der n-ten Sinuswelle gegen o° zu erhalten - welche positiv ist, wenn der Ursprung der Sinuswelle westlich von o° liegt - benutzt man die aus (3) zu erhaltenden Beziehungen (LINKE II, 1970, S. 177):

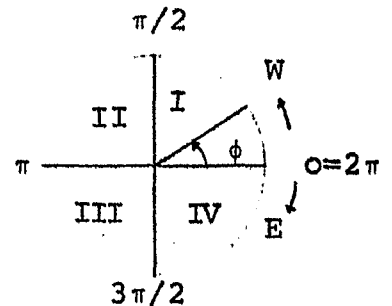
$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (a)$$

$$\phi_n = \arctan(a_n/b_n) \quad (b)$$

(4)

Bei der maschinellen Berechnung von ϕ_n muß beachtet werden, daß der Tangens keine eindeutige Funktion ist, sondern für $-\frac{\pi}{2} \leq \phi_n \leq \frac{\pi}{2}$ und $\frac{\pi}{2} \leq \phi_n \leq \frac{3\pi}{2}$ dieselben Werte annimmt. Die Arctan-Funktion ist in der Maschine jedoch so eingegeben, daß nur der Hauptwert, also $-\frac{\pi}{2} \leq \phi_n \leq \frac{\pi}{2}$ berechnet wird. Dieser Umstand wurde bei der Rechnung wie folgt berücksichtigt: Da das Vorzeichen von a_n und b_n durch das Vorzeichen des Sinus- bzw. Cosinuswertes von ϕ_n (Gl. (3)) bestimmt wird, sagt die Kombination der Vorzeichen von a_n und b_n aus, in welchem der vier Quadranten zwischen 0 und 2π sich der Wert von ϕ_n befindet.

Vorzeichen a_n	+	+	-	-
Vorzeichen b_n	+	-	-	+
Quadrant	I	II	III	IV



Durch entsprechende Addition von π (2. + 3. Quadrant) und 2π (4. Quadrant) erhält man die wahre Phasenverschiebung ϕ_n mit $0 \leq \phi_n \leq 2\pi$ in westlicher Länge.

Die Vertikalneigung der Tröge errechnet sich dann aus der Differenz der Phasen zwischen zwei benachbarten Niveaus, indem die Phase im unteren von der im oberen Niveau subtrahiert wird. Die Verschiebung zwischen den Trögen der Geopotential- und Temperaturwellen erhält man entsprechend aus der Differenz der Phasen beider Wellen. Dabei wird die Phase des Geopotentials von der der Temperatur abgezogen.

2.3.2. Berechnung der Transporte

Der Transport von Drehimpuls und sensibler Energie berechnet sich nach Gleichung (6) und (7) aus Kapitel 2.1., Der für die folgenden Ableitungen interessierende Teil der Formeln sind die Produkte $u_g v_g$ und $T v_g$.

Die Koeffizienten von u_g und v_g lassen sich direkt aus den vorliegenden Fourierkoeffizienten des Geopotentials berechnen. Die Formel für den geostrophischen Wind lautet:

$$v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{R \partial \lambda}$$

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{1}{f} a \frac{\partial \phi}{\partial \phi}$$

$$\text{Mit } \phi(\lambda) = [\phi](\lambda) + \sum_{n=1}^N \left[a_n^\phi \cos(n\lambda) + b_n^\phi \sin(n\lambda) \right] \quad (6)$$

erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} &= \sum_{n=1}^N \left[-n a_n^\phi \sin(n\lambda) + n b_n^\phi \cos(n\lambda) \right] \\ &= \sum_{n=1}^N \left[b_n^+ \sin(n\lambda) + a_n^+ \cos(n\lambda) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } b_n^+ &= -n \cdot a_n^\phi \\ a_n^+ &= n \cdot b_n^\phi \end{aligned} \quad (8)$$

Somit haben die Fourierkoeffizienten von v_g folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} a_n^v &= \frac{1}{f a \cos \phi} n b_n^\phi \quad (a) \\ b_n^v &= -\frac{1}{f a \cos \phi} n a_n^\phi \quad (b) \end{aligned} \quad (9)$$

Für die Koeffizienten von u_g für die Breite ϕ_0 wird ϕ nach ϕ abgeleitet: (Index 0, 1, 2 $\hat{=}$ ϕ_0, ϕ_1, ϕ_2 ; $\phi_1 < \phi_0 < \phi_2$)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \approx \frac{\Delta \Phi}{\Delta \phi} = \frac{[\Phi_2](\lambda) - [\Phi_1](\lambda)}{\Delta \phi} \quad (10)$$

$$+ \sum_{n=1}^N \left[\frac{a_{n,2}^\phi - a_{n,1}^\phi}{\Delta \phi} \cos(n\lambda) + \frac{b_{n,2}^\phi - b_{n,1}^\phi}{\Delta \phi} \sin(n\lambda) \right]$$

$$a_{n,0}^u = - \frac{a_{n,2}^\phi - a_{n,1}^\phi}{\Delta \phi} \frac{1}{f \cdot a} \quad (a)$$

$$b_{n,0}^u = - \frac{b_{n,2}^\phi - b_{n,1}^\phi}{\Delta \phi} \frac{1}{f \cdot a} \quad (b) \quad (11)$$

$\Delta \phi$ beträgt bei den Berechnungen 10° .

Um die Fourierkoeffizienten von $T \cdot v_g$ bzw. $u_g \cdot v_g$ zu bestimmen, werden jeweils beide Reihen miteinander multipliziert. Wenn die beiden Reihen die folgende Form besitzen:

$$X(\lambda) = a_0^x + \sum_{n=1}^N (a_n^x \cos(n\lambda) + b_n^x \sin(n\lambda)) \quad (12)$$

$$Y(\lambda) = a_0^y + \sum_{m=1}^M (a_m^y \cos(m\lambda) + b_m^y \sin(m\lambda))$$

so können a_0^x und a_0^y mit unter das Summenzeichen gezogen werden, da $\sin(0) = 0, \cos(0) = 1$ ist. Dann folgt:

$$XY(\lambda) = \sum_{n=0}^K \sum_{m=0}^K (a_n^x a_m^y \cos(n\lambda) \cos(m\lambda) + b_n^x b_m^y \sin(n\lambda) \sin(m\lambda) + a_n^x b_m^y \cos(n\lambda) \sin(m\lambda) + b_n^x a_m^y \sin(n\lambda) \cos(m\lambda)) \quad (13)$$

Es gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 1) \quad a_n^x a_m^y \cos(n\lambda) \cos(m\lambda) &= 1/2 a_n^x a_m^y (\cos((n-m)\lambda) + \cos((n+m)\lambda)) \\
 2) \quad b_n^x b_m^y \sin(n\lambda) \sin(m\lambda) &= 1/2 b_n^x b_m^y (\cos((n-m)\lambda) - \cos((n+m)\lambda)) \\
 3) \quad a_n^x b_m^y \cos(n\lambda) \sin(m\lambda) &= 1/2 a_n^x b_m^y (\sin((m-n)\lambda) + \sin((m+n)\lambda)) \\
 4) \quad b_n^x a_m^y \sin(n\lambda) \cos(m\lambda) &= 1/2 b_n^x a_m^y (\sin((n-m)\lambda) + \sin((n+m)\lambda))
 \end{aligned} \tag{14}$$

Mit (14) erhält man dann die Koeffizienten a_k^{xy} , b_k^{xy} ($k = 0, 1, \dots, K=M+N$) für die Wellenzahl k des Produktes durch Summieren aller Produkte, die vor $\cos(k\lambda)$ bzw. $\sin(k\lambda)$ stehen mit $k=m+n$ und $k=|m-n|$:

$$\begin{aligned}
 a_k^{xy} \cos(k\lambda) &= 1/2 \sum_{\substack{n=0 \\ n+m=k}}^K \sum_{m=0}^K ((a_n^x a_m^y - b_n^x b_m^y) \cos((n+m)\lambda)) \\
 &+ 1/2 \sum_{\substack{n=0 \\ |n-m|=k}}^K \sum_{m=0}^K ((a_n^x a_m^y + b_n^x b_m^y) \cos((n-m)\lambda))
 \end{aligned} \tag{15a}$$

$$\begin{aligned}
 b_k^{xy} \sin(k\lambda) &= 1/2 \sum_{\substack{n=0 \\ n+m=k}}^K \sum_{m=0}^K ((a_n^x b_m^y + b_n^x a_m^y) \sin((m+n)\lambda)) \\
 &+ 1/2 \sum_{\substack{n=0 \\ |n-m|=k}}^K \sum_{m=0}^K ((a_n^x b_m^y - b_n^x a_m^y) \sin((m-n)\lambda))
 \end{aligned} \tag{15b}$$

Aus diesen Koeffizienten, multipliziert mit den entsprechenden Konstanten, errechnen sich die Transporte. Um speziell die Transporte, verursacht durch stehende Wellen, zu berechnen, müssen die Breitenmittel abgezogen werden, d.h. für die Laufvariablen n und m gilt:
 $n, m = 1, 2, \dots, K.$

Für das Breitenmittel des Produktes, a_0^{xy} , verbleibt aus

Gleichung (15a) nur:

$$a_o^{XY} = 1/2 \sum_{n=m=1}^K (a_n^x a_m^Y + b_n^x b_m^Y) \quad (16)$$

Es werden dabei also nur Koeffizienten von Wellen gleicher Wellenzahl miteinander multipliziert, wodurch sich leicht feststellen läßt, auf welche Weise eine Wellenzahl des Ausgangsfeldes am mittleren meridionalen Transport beteiligt ist.

Aus dieser Beziehung läßt sich im Wellenzahlenbereich rechnerisch herleiten, was anschaulich schon in Kapitel 2.1. besprochen wurde; nämlich in welcher Form die Transporte von der Wellenstruktur abhängen. Entscheidend ist die Größe der Amplituden einerseits und die Phasendifferenz zwischen Temperatur- und Geopotentialwellen (sensible Energie) und die horizontale Achsenneigung (Drehimpuls) andererseits.

Zuerst wird der Transport von sensibler Wärme über einen Breitenkreis hinweg betrachtet. Der Anteil der n-ten Wellenzahl am Transport beträgt im zonalen Mittel:

$$1/2 (a_n^T a_n^V + b_n^T b_n^V)$$

Mit Gleichung (9 a,b) und (3 a,b) erhält man:

$$\begin{aligned} & 1/2 (a_n^T a_n^V + b_n^T b_n^V) \\ &= \frac{n}{2f \cdot a \cdot \cos \phi} (a_n^T b_n^\phi - b_n^T a_n^\phi) \\ &= \frac{n}{2f \cdot a \cdot \cos \phi} (A_n^T \sin \phi_n^T A_n^\phi \cos \phi_n^\phi - A_n^T \cos \phi_n^T A_n^\phi \sin \phi_n^\phi) \\ &= \frac{n}{2f \cdot a \cdot \cos \phi} A_n^T A_n^\phi \sin (\phi_n^T - \phi_n^\phi) \end{aligned} \quad (17)$$

Also ist der Anteil der n-ten Wellenzahl am mittleren meridionalen Transport proportional dem Produkt der Amplituden

der Temperatur- und Geopotentialwelle und dem Sinus der Phasendifferenz. Er ist positiv, wenn $0 \leq \phi_n^T - \phi_n^\phi \leq \pi$, wenn also der Trog im Geopotentialfeld bis zu einer halben Wellenlänge östlich des Troges im Temperaturfeld gelegen ist, wobei der Maximalwert bei gegebenen Amplituden für eine Phasendifferenz von einer Viertelwellenlänge eintritt.

In entsprechender Weise läßt sich der mittlere meridionale Drehimpulstransport über eine Breite ϕ_0 behandeln ($\phi_1 < \phi_0 < \phi_2$, $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$; Gleichung (3 a,b); (12 a,b)):

$$\begin{aligned}
 & 1/2 (a_{n,0}^u a_{n,0}^v + b_{n,0}^u b_{n,0}^v) \\
 &= \frac{n}{2f^2 a^2 \Delta\phi \cos \phi_0^\phi} (-a_{n,2}^\phi - a_{n,1}^\phi) b_{n,0}^\phi + (b_{n,2}^\phi - b_{n,1}^\phi) a_{n,0}^\phi \\
 &= \frac{n}{2f^2 a^2 \Delta\phi \cos \phi_0^\phi} (A_{n,0}^\phi \cos \phi_{n,0}^\phi (A_{n,1}^\phi \sin \phi_{n,1}^\phi - A_{n,2}^\phi \sin \phi_{n,2}^\phi) \\
 &\quad + (A_{n,0}^\phi \sin \phi_{n,0}^\phi (A_{n,2}^\phi \cos \phi_{n,2}^\phi - A_{n,1}^\phi \cos \phi_{n,1}^\phi)) \\
 &= \frac{n A_{n,0}^\phi}{2f^2 a^2 \Delta\phi \cos \phi_0^\phi} (A_{n,1}^\phi \cos \phi_{n,0}^\phi \sin \phi_{n,1}^\phi - A_{n,2}^\phi \cos \phi_{n,0}^\phi \sin \phi_{n,2}^\phi \\
 &\quad + A_{n,2}^\phi \sin \phi_{n,0}^\phi \cos \phi_{n,2}^\phi - A_{n,1}^\phi \sin \phi_{n,0}^\phi \cos \phi_{n,1}^\phi) \\
 &= \frac{n A_{n,0}^\phi}{2f^2 a^2 \cos \phi_0^\phi \Delta\phi} (A_{n,2}^\phi \sin(\phi_{n,0}^\phi - \phi_{n,2}^\phi) + A_{n,1}^\phi \sin(\phi_{n,0}^\phi - \phi_{n,1}^\phi))
 \end{aligned}$$

(18)

Damit ist der Anteil einer Wellenzahl am Drehimpulstransport proportional der Wellenzahl n , der Amplitude des Geopotentials am betrachteten Breitenkreis ϕ_0 , den Amplituden bei ϕ_1 und ϕ_2 und dem Sinus der Phasendifferenzen. Auch hier findet man bei gegebenen Amplituden die größten Transporte, wenn die Phasendifferenz zwischen den Geopotentialwellen zweier benachbarter Breitenkreise $\pi/2$ beträgt.

3. ERGEBNISSE

3.1. *Das Temperatur- und Geopotentialfeld im Wellenzahlenbereich im zehnjährigen Mittel*

Im folgenden werden die Ergebnisse diskutiert, die aus der Untersuchung des Temperatur- und Geopotentialfeldes im Wellenzahlenbereich erhalten wurden. Untersucht wurden die zehnjährigen Mittelfelder im Januar, um winterliche, und im Juli, um sommerliche Zirkulationsverhältnisse repräsentiert zu haben.

Es wird dabei so vorgegangen, daß zuerst das Amplituden- und Phasenverhalten der Temperaturwellen betrachtet wird, jeweils für den Januar und den Juli. Anschließend werden die Ergebnisse dargestellt, die sich aus einer entsprechenden Untersuchung der Geopotentialwellen ergaben, gefolgt von der Besprechung der vertikalen Achsenneigung der Geopotentialwellen und der Phasenverschiebung zwischen Geopotential- und Temperaturwellen.

3.1.1. Die stehenden Temperaturwellen im Januar und Juli

In Abb. 1 ist für den Januar die Abhängigkeit der Amplitude von der Wellenzahl für drei verschiedene Breitengrade aufgetragen (welche so gewählt wurden, daß möglichst viele Amplitudenmaxima erfaßt sind). Es ist zu erkennen, daß die Wellen mit den Wellenzahlen von 4 und höher gegenüber den ersten drei geringe Amplituden besitzen. Nur im 850 mb-Niveau ist für die beiden niedrigeren Breitenkreise die Amplitude von Wellenzahl 4 noch relativ groß. In dieser Verteilung kommt zum Ausdruck, daß beim winterlichen Temperaturfeld nur drei Tröge - nämlich über den drei Kontinenten - ausgebildet sind.

Im Juli (Abb. 2) sind hingegen verglichen mit Januar sehr unterschiedliche Eigenheiten festzustellen. In dieser Jahreszeit ist der Temperaturgegensatz durch den veränder-

ten Sonnenstand zwischen Äquator und Pol schwächer, was sich im Amplitudenverhalten der Temperaturwellen niederschlägt. Einmal dadurch, daß die Amplituden der Wellen geringere Werte annehmen. Dann erkennt man auch, daß die Abnahme der Amplitude mit steigender Wellenzahl, besonders in Bodennähe, langsamer vonstatten geht als im Januar. Mit zunehmender Höhe ragt, vor allem bei dem niedrigen Breitenkreis (25°N), die Wellenzahl 1 heraus, da die topographischen Einflüsse, die das Temperaturfeld im bodennahen Bereich so unruhig gestalten, mit wachsender Höhe nachlassen. In der unteren Stratosphäre (100 mb) ist der Amplitudenabfall mit zunehmender Wellenzahl wieder geringer.

Eine andere Abbildung (Abb. 3) soll Auskunft darüber geben, wie groß der Anteil der Wellen mit kleinerer Wellenzahl gegenüber dem der kleinskaligen Wellen ist. Dazu ist der prozentuale Anteil der Amplituden der ersten sechs Wellenzahlen an der Gesamtsumme aller Amplituden über 15 Wellenzahlen aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß im Januar der Anteil der ersten sechs Wellenzahlen bei 40°N und nördlicher immer mehr als 90 % ausmacht. Der Anteil der ersten 3 Wellenzahlen beträgt in demselben Bereich (außer bei 40°N , 850 mb) auch bereits über 80 %. Mit zunehmender Breite wächst er noch an. Man kann also davon ausgehen, daß bei der Behandlung dieser 3 Wellenzahlen in den mittleren und höheren Breiten die Temperaturverteilung im Januar in ihren Haupteigenschaften erfaßt wird.

Im Unterschied dazu beträgt im Juli die Amplitudensumme der ersten 6 Wellenzahlen manchmal sogar nur knapp 80 % (30°N , 40°N , 850 mb, Abb. 3). Der Anteil der ersten 3 Wellenzahlen ist dann natürlich auch geringer und bleibt gewöhnlich unter 80 %. Dazu fällt er zunächst zu den mittleren Breiten hin ab und steigt dann, ab 50° - 60°N wieder an. Bei der sommerlichen Zirkulation erhalten also die Wellen höherer Wellenzahl eine größere Bedeutung. Das wird bei den durch die stehenden Wellen verursachten Transporten berücksichtigt werden. Eingehender beschrieben wird im

Kommenden für den Januar und den Juli gleichermaßen das Amplituden- und Phasenverhalten der ersten 3 Wellenzahlen.

Es soll nun zuerst auf die Amplitudenverteilung eingegangen werden. Die Verhältnisse im Januar zeigt die Abb. 4 in einem Vertikalschnitt über einem Meridian (ϕ, z -Diagramm). Bei allen 3 Wellenzahlen sind im 850 mb-Niveau maximale Amplituden festzustellen, wobei die von Wellenzahl 2 die größten Werte annehmen, und zwar über 50° - 60° N aufgrund der beiden großen Kontinente. Zum 300 mb-Niveau hin ist eine Amplitudenabnahme zu beobachten und zum 100 mb-Niveau hin wachsen die Amplituden von Wellenzahl 1 und 2 wieder an. Dort hat nun Wellenzahl 1 die größte Amplitude, d.h. also, daß in diesem Niveau vor allem der große asiatische Kontinent auf die Temperaturverteilung einwirkt, was eine Verlagerung des Kältepolars zu seiner Landmasse hin zur Folge hat, wie auch später noch aus der Trogachsenlage ersichtlich sein wird. Die Amplitude von Wellenzahl 3 ist in der oberen Tropo- und unteren Stratosphäre geringer als jene der beiden anderen Wellenzahlen.

Das oben Ausgeführte spiegelt sich auch in Abb. 5 wider, wo für jedes gegebene Druckniveau der Amplitudenverlauf der ersten drei Wellenzahlen in Abhängigkeit von der Breite aufgetragen wurde. Deutlich ist die Abnahme der Amplitude von Wellenzahl 2 mit zunehmender Höhe relativ zu der von Wellenzahl 1 und die geringe Amplitudengröße aller drei Wellenzahlen im 300 mb-Niveau zu erkennen. Das Maximum von Wellenzahl 1 ist im 850 mb-Niveau zweigeteilt: Es liegen hohe Werte über 40° N und über 65° N. Im 500 mb-Niveau tritt das Maximum in den niedrigeren Breiten hervor; im 100 mb-Niveau wird das um 65° N gelegene dominierend.

Zur vollständigen Beschreibung der stehenden Temperaturwellen muß zusätzlich auch ihr Phasenverhalten betrachtet werden. Dieses entnimmt man für den Januar den Abb.

6 und 7, auf welchen die Trogachsenlage der ersten drei Wellenzahlen für das 850 mb- und 100 mb-Niveau als Beispiele für die Verhältnisse in der unteren Tropo- und der unteren Stratosphäre dargestellt sind. Zur Veranschaulichung ist auch das jeweilige Temperaturfeld beigefügt (Abb. 6a,7a).

Es soll zuerst das 850 mb-Niveau (ca. 1500 m über Grund) betrachtet werden. Dort findet man die Trogachsen aller drei Wellenzahlen über dem Ostteil von Asien konzentriert, wodurch sich der Einfluß der starken winterlichen Abkühlung dieser großen Landmasse zeigt. Das trifft auch auf NO-Amerika zu. Hier setzt sich der Kaltlufttrog zusammen aus den Trogachsen von Wellenzahl 2 und 3. Die dritte Trogachse von Wellenzahl 3 findet sich schließlich über Osteuropa. Der Pazifik und der Atlantik sind nördlich von 30°N frei von Trogachsen, da im Winter die Meere relativ warm und die Kontinente kalt sind und dieser Land-Seeer Gegensatz Einfluß auf das Temperaturfeld der tiefgelegenen 850 mb-Fläche nimmt.

In der unteren Stratosphäre (100 mb, ca. 16 km Höhe) existiert kein so großes Temperaturgefälle zwischen Äquator und Pol. Dort findet man in mittleren Breiten einen Ring mit höheren Temperaturen als in Pol- und Äquatornähe. Im Wellenzahlenbereich betrachtet, erlangt dort Wellenzahl 1 die größte Bedeutung. Die Trogachse dieser Welle findet sich im Bereich ihrer größten Amplitude (65°N) über Osteuropa. Der Trog wird nach Asien hin verstärkt von den Trogachsen der zweiten und dritten Wellenzahl.

Südlich von 40°N findet bei allen drei Wellenzahlen ein Phasensprung statt. Da dort auch die Amplituden gering sind, läßt sich sagen, daß südlich dieser Breite die großen stehenden Temperaturwellen ihre Bedeutung verlieren.

Die Amplitudenverteilung in einem entsprechenden Vertikalschnitt gültig für den Juli präsentiert Abb. 8. Wieder sind die größten Amplitudenwerte im Bereich von 850 mb zu fin-

den mit den größten Zahlenwerten bei Wellenzahl 2. Die Lage der Maxima hat sich etwas nach Süden verschoben, denn im Sommer ruft die starke Aufheizung trockener Kontinentalgebiete gegenüber den relativ kühlen Ozeanen in den Breiten zwischen 20° und 40° N große Temperaturkontraste hervor. Bei Wellenzahl 1 ist das Maximum im 850 mb-Niveau, ähnlich wie im Januar, zweigeteilt, so daß nahe 60° N noch einmal höhere Werte auftreten. Im Gegensatz zum Januar ist das dazwischenliegende Amplitudenminimum bei ca. 50° N auch in höheren Niveaus vorhanden. Ein weiteres Gebiet maximaler Amplitude findet man bei Wellenzahl 1 und 2 in der oberen Troposphäre (300 - 200 mb) nahe 30° - 35° N.

Das Verhalten der Amplituden als Funktion der Breite für Juli und für jedes Druckniveau zeigt die Abb. 9. Wie im Januar, nimmt auch im Juli die Amplitude von Wellenzahl 2 relativ zu der von Wellenzahl 1 mit zunehmender Höhe ab.

Im Sommer muß die im Vergleich zum Winter sehr geänderte Temperaturverteilung die Lage der Trogachsen in charakteristischer Weise ändern. Im 850 mb-Niveau (siehe Abb. 10 und 10a) findet man nun die Trogachsen, vor allem zwischen 20° und 40° N, über den Weltmeeren. Die Achsen von Wellenzahl 1, 2 und 3 verlaufen über dem mittleren Pazifik und sind relativ weit auseinandergezogen. Wellenzahl 2 und 3 bilden den Trog über dem Atlantik. Im Bereich der arabischen Halbinsel bis in den Osten des Irans liegen nun die Rücken von Wellenzahl 1 und 2. Asien ist südlich von 40° N fast trogfrei. Die Trogachse von Wellenzahl 3 wird dort durch die Rückenlage der beiden anderen Wellenzahlen beinahe ausgeglichen. Im Südwesten der Vereinigten Staaten liegen ebenfalls Wüstengebiete mit starker Aufheizung. Dort finden sich die Wellenrücken von Wellenzahl 2 und 3. Über dem afrikanischen Wüstengebiet ist der dritte Rücken von Wellenzahl 3 festzustellen.

Starken Einfluß auf die Temperaturverteilung übt auch das

den mit den größten Zahlenwerten bei Wellenzahl 2. Die Lage der Maxima hat sich etwas nach Süden verschoben, denn im Sommer ruft die starke Aufheizung trockener Kontinentalgebiete gegenüber den relativ kühlen Ozeanen in den Breiten zwischen 20° und 40° N große Temperaturkontraste hervor. Bei Wellenzahl 1 ist das Maximum im 850 mb-Niveau, ähnlich wie im Januar, zweigeteilt, so daß nahe 60° N noch einmal höhere Werte auftreten. Im Gegensatz zum Januar ist das dazwischenliegende Amplitudenminimum bei ca. 50° N auch in höheren Niveaus vorhanden. Ein weiteres Gebiet maximaler Amplitude findet man bei Wellenzahl 1 und 2 in der oberen Troposphäre (300 - 200 mb) nahe 30° - 35° N.

Das Verhalten der Amplituden als Funktion der Breite für Juli und für jedes Druckniveau zeigt die Abb. 9. Wie im Januar, nimmt auch im Juli die Amplitude von Wellenzahl 2 relativ zu der von Wellenzahl 1 mit zunehmender Höhe ab.

Im Sommer muß die im Vergleich zum Winter sehr geänderte Temperaturverteilung die Lage der Trogachsen in charakteristischer Weise ändern. Im 850 mb-Niveau (siehe Abb. 10 und 10a) findet man nun die Trogachsen, vor allem zwischen 20° und 40° N, über den Weltmeeren. Die Achsen von Wellenzahl 1, 2 und 3 verlaufen über dem mittleren Pazifik und sind relativ weit auseinandergezogen. Wellenzahl 2 und 3 bilden den Trog über dem Atlantik. Im Bereich der arabischen Halbinsel bis in den Osten des Irans liegen nun die Rücken von Wellenzahl 1 und 2. Asien ist südlich von 40° N fast trogfrei. Die Trogachse von Wellenzahl 3 wird dort durch die Rückenlage der beiden anderen Wellenzahlen beinahe ausgeglichen. Im Südwesten der Vereinigten Staaten liegen ebenfalls Wüstengebiete mit starker Aufheizung. Dort finden sich die Wellenrücken von Wellenzahl 2 und 3. Über dem afrikanischen Wüstengebiet ist der dritte Rücken von Wellenzahl 3 festzustellen.

Starken Einfluß auf die Temperaturverteilung übt auch das

30°N dominiert die Amplitude von Wellenzahl 1 (außer im 300 mb-Niveau), woraus der große Einfluß des sommerlichen asiatischen Hitzetiefs erkennbar wird. In mittleren Breiten (55°N) treten die ersten beiden Wellenzahlen weniger hervor. Wellenzahl 3 hat dort meist die größte Amplitude. Erst weiter polwärts (65°N) gewinnt in der mittleren Troposphäre und darüber Wellenzahl 1 wieder große Bedeutung, hervorgerufen durch das kalte Tief über Grönland.

Für die Prozentualverteilung (siehe Abb. 14) gilt ähnliches wie für das Temperaturfeld. Außer im 850 mb-Niveau, wo durch orographische Einflüsse die kleinskaligeren Wellen noch größere Bedeutung haben, liegt im Januar der Anteil der ersten drei Wellenzahlen nördlich von 40°N immer über 80 % und steigt zum Pol hin an. Im Sommer findet man einen Abfall zu den mittleren Breiten hin, der in etwa mit dem Abfall der Amplitude von Wellenzahl 1 konform geht (außer im 850 mb-Niveau) und einen Anteil der ersten drei Wellenzahlen, der unter der 80 %-Grenze bleibt.

Abb. 15 präsentiert die Vertikalverteilung der Amplituden der Geopotentialwellen für die ersten drei Wellenzahlen im Januar. Die Amplituden steigen bei allen drei Wellenzahlen mit zunehmender Höhe an. Wellenzahl 1 und 3 erreichen im Tropopausenbereich Maxima (200 - 300 mb) über einer Breite von 40° - 45°N . Bei Wellenzahl 2 liegt das Maximum etwas nördlicher (60°N) und ist erst oberhalb vom 100 mb-Niveau auffindbar, wie auch aus einer Untersuchung von van LOON et al. (1973) hervorgeht, die die Atmosphäre bis zum 10 mb-Niveau aufwärts erfaßt. Dort ist auch feststellbar, daß die Amplitude von Wellenzahl 1 ebenfalls oberhalb vom 100 mb-Niveau weiter ansteigt.

In Abb. 16, die für alle Niveaus das Amplitudenverhalten der ersten drei Wellenzahlen in Abhängigkeit von der geographischen Breite zeigt, ist einerseits zu erkennen, wie

Wellenzahl 2 mit zunehmender Höhe in nördlichen Breiten dominiert, da sich die beiden Tiefdrucktröge innerhalb der kalten kontinentalen Luftmasse über Asien und Amerika mit zunehmender Höhe immer mehr verstärken. Andererseits soll auch noch auf das Amplitudenminimum von Wellenzahl 2 bei ca. 35°N hingewiesen werden. Die Erklärung dafür findet man im Phasenverhalten. Als Beispiel sei das 200 mb-Niveau herausgegriffen (Abb. 17). Dort erkennt man, daß Wellenzahl 2 bei diesem Breitenkreis einen recht beträchtlichen Phasensprung macht, sich also deren Trogachse erst nördlich davon auf die Ostseite der beiden großen Kontinente verlagert. Tritt so ein großer Phasensprung ein, ist dies gewöhnlich mit einer Amplitudenabnahme verbunden. Die Trogachsen der beiden anderen Wellenzahlen verschieben ihre Lage im Bereich von 20° - 40°N ebenfalls sehr stark nach Osten, nur vollzieht sich diese Verlagerung in beiden Fällen stetiger. Ihr Verhalten zeigt aber ebenfalls, daß in diesem Breitenbereich noch keine durch große Wellen ausgeprägte Struktur zu finden ist, sondern die Isohypsen annähernd zonal verlaufen (siehe Abb. 17a). Erst nördlich von 40°N nehmen die Trogachsen eine Position ein, die sie dann nur noch wenig ändern.

Zu den höheren Breiten hin ist zu erwarten, daß sich die Trogachsen von NW nach SE ausrichten, denn deren Neigung gibt den Ausschlag für die Richtung des Drehimpulstransportes, welcher zu den Starkwindbändern hingerichtet ist, also nördlich davon nach Süden. Man sieht, daß sich die Trogachsenneigung von Wellenzahl 2 schon bei 40°N ändert. Bei Wellenzahl 1 und 3 findet der Wechsel erst bei 55° - 60°N statt. Die geographische Lage der Trogachsen im 200 mb-Niveau stellt sich wie folgt dar: Über dem Ostteil des asiatischen Kontinentes und auch noch über dem westlichen Pazifik befinden sich Trogachsen aller drei Wellenzahlen und bilden den im Winter ausgeprägten Tiefdrucktrog über dem kalten asiatischen Festland. Über NE-Amerika verursachen die Achsen

von Wellenzahl 2 und 3 zusammen einen Trog. Der dritte, über Osteuropa gelegene, geht auf Wellenzahl 3 zurück.

Beim Phasenverhalten der Geopotentialwellen im 850 mb-Niveau (Abb. 18, 18a) soll vor allem darauf hingewiesen werden, daß dort die Trogachsenneigung von Wellenzahl 2 auch in niedrigen Breiten von SE nach NW gerichtet ist. Dies ist unterhalb des 300 mb-Niveaus stets der Fall. Relativ zum 200 mb-Niveau sind die Trogachsen aller drei Wellenzahlen östlicher gelegen, worauf aber noch bei der Besprechung der vertikalen Achsenneigung der Geopotentialwellen eingegangen werden wird.

Nach der Schilderung der winterlichen Verhältnisse soll nun das Amplituden- und Phasenverhalten der Geopotentialwellen im Juli erörtert werden. Der Vertikalschnitt der Amplituden (Abb. 19) zeigt gegenüber dem vom Januar viel geringere Werte, denn die Stärke der Ausbildung sowie der Einfluß der stehenden Wellen ist im Sommer reduziert. Charakteristisch für die Verteilung scheint zu sein, daß zwischen 20°N und 40°N und um 60° - 70°N die größten Amplituden auftreten. Zwischen 40° und 60°N liegt ein Gebiet mit sehr kleinen Amplituden. Das ist der Bereich, in dem die wandernden Wellen größere Bedeutung haben.

Es werde zuerst Wellenzahl 1 betrachtet. Bei ihr treten schon im 850 mb-Niveau große Amplitudenwerte auf. Sie stellen sich nahe 30°N ein und sind Ausdruck des kräftigen sommerlichen Hitzetiefs über Südasien. Im 500 mb-Niveau ist die Amplitude geringer und ist als Funktion der Breite recht ausgeglichen. In der unteren Stratosphäre (200 und 100 mb) sind dann wieder - wie im Januar - maximale Amplitudenwerte zu verzeichnen. Ähnlich wie bei der Temperaturverteilung im Juli ist das Maximum zweigeteilt: Die Werte nehmen gegen die gemäßigten Breiten hin ab und gegen 65°N hin wieder zu (siehe auch Abb. 20). In dem südlicher gelegenen Maximum zeigt sich der Hoch-

druckrücken, der sich über dem Hitzetief am Boden einstellt. Dafür spricht auch der Amplitudenabfall in niederen Breiten zum 300 mb-Niveau hin: Hier befindet sich die Übergangszone zwischen dem Tief in Bodennähe und dem Höhenhoch. Das Maximum bei 65°N beschreibt die starke vertikale Luftdruckabnahme im Islandtief. Im Gegensatz zum Januar, wo Wellenzahl 2 die größten Amplitudenwerte erreicht, gilt dies im Sommer für die Wellenzahl 1.

Konzentriert man sich nun auf das Amplitudenverhalten von Wellenzahl 2, so stellt man über 30° - 35°N eine ähnliche Struktur wie bei Wellenzahl 1 fest. Das liegt daran, daß sich auch über dem südlichen Teil des amerikanischen Kontinentes - allerdings in geringerem Maße als über Asien - ein Hitzetief entwickelt. Ein erneuter Amplitudenanstieg zu den höheren Breiten ist i. a. unbedeutend.

Wellenzahl 3 erreicht um 55°N in der oberen Troposphäre (500 - 200 mb) die größten Amplituden; also dort, wo Wellenzahl 1 und 2 zurücktreten. Dies ist noch besser auf Abb. 20 zu erkennen. Dort sieht man aber auch, daß die Werte von Wellenzahl 3 gewöhnlich kleiner sind als jene der beiden anderen Wellen.

Die Variationsbreite aller drei Wellenzahlen im Höhenverlauf ist im Juli viel geringer als im Januar.

Das Phasenverhalten ist für das 850 und 200 mb-Niveau dargestellt (Abb. 21 und 22). Im 850 mb-Niveau liegen Trogachsen aller drei Wellenzahlen über Grönland und der Davisstraße und bilden den schon bei der Amplitudenbesprechung erwähnten Trog (siehe Abb. 21a). Andere Gebiete mit erniedrigtem Druck zeigen sich über den aufgeheizten Landflächen: Wellenzahl 1 und 2 bilden einen kräftigen Trog über NW-Indien. Die Trogachsen von Wellenzahl 2 und 3 ziehen sich vom Südwesten nach dem Nordosten der Vereinigten Staaten. Die großen Ozeane sind frei von

Trögen. Die Neigung der Achsen ist nun bei allen drei Wellenzahlen bis zu 60°N (Wellenzahl 1) und nördlicher von SW nach NE gerichtet, was einen polwärts gerichteten Drehimpulstransport vermuten läßt. Da die Wellenzahl 1 in niedrigen Breiten mit ihrer Trogachse über Mittelasien liegt, im Norden aber über Grönland gelagert ist, existiert nahe 60°N ein Phasensprung, mit dem ein Absinken der Amplitude verbunden ist (siehe Abb. 20).

In der oberen Tropo- und unteren Stratosphäre (200 mb, Abb. 22, 22a) stellt sich die Verteilung der Trogachsen folgendermaßen dar: Über dem Bereich von Grönland liegt fast unverändert im Vergleich zum 850 mb-Niveau ein Tiefdrucktrog, der sich aus einem Zusammenwirken der Trogachsen aller drei Wellenzahlen ergibt. Die Tiefdruckgebiete, die im 850 mb-Niveau über Südasien und den Vereinigten Staaten auszumachen sind, sind im 200 mb-Niveau wegen der langsameren vertikalen Druckabnahme in Gebieten warmer Luft nicht mehr auffindbar. Die Trogachsen haben sich im Gegenteil so verschoben, daß nun über diesen Gebieten die Rücken der Wellen auftreten, die dort im 850 mb-Niveau Trogachsen besitzen (siehe auch vertikale Achsenneigung, Kap. 3.1.3.).

Die horizontale Trogachsenneigung ist südlich von 35°N bei allen drei Wellenzahlen von SW nach NE gerichtet, wechselt aber bei allen - in etwas unterschiedlicher Breite - zwischen 35° und 45°N recht plötzlich ihre Richtung. Dies ist mit einem Amplitudenabfall verbunden. Somit zeigt sich durch die Form der Auslegung der Trogachsen die geringe Bedeutung der stehenden Wellen für einen meridionalen Transport über die mittleren Breiten.

3.1.3. Vertikale Achsenneigung der Geopotential- und Temperaturwellen, Phasenverschiebung zwischen Temperatur- und Geopotentialwellen

Um eine Auskunft darüber zu erhalten, wie sich die Lage der Trogachsen der Geopotential- und Temperaturwellen mit der Höhe verändert und wie die Wellen beider Größen relativ zueinander gelegen sind - dieses Phasenverhalten ist für die Richtung und Größe des Transportes von sensibler Energie von Bedeutung - wurde die vertikale Achsenneigung von Temperatur und Geopotential und die Phasenverschiebung zwischen beiden Wellen für die ersten drei Wellenzahlen dargestellt.

Abb. 23 präsentiert zuerst einmal einen Vertikalschnitt längs eines Breitenkreises für die Wellenzahlen 1 und 2, der diesen Sachverhalt veranschaulicht. Abb. 23a zeigt die Trogachsenlage von Temperatur und Geopotential für 50°N im Januar, wo - wie noch gezeigt wird - das Maximum des polwärts gerichteten Transportes von sensibler Wärme durch stehende Wellen zu finden ist. Die Tröge der Geopotentialwellen liegen östlich von jenen der Temperaturwellen. Die Neigung der Trogachsen der Temperaturwellen ist unterhalb vom 500 mb-Niveau gering und meist etwas nach Osten gerichtet. Darüber verschoben die Trogachsen sich mit zunehmender Höhe nach Westen. Die vertikalen Achsen der Geopotentialwellen neigen sich bis zum 500 mb-Niveau aufwärts am stärksten zu den Trögen der Temperaturwellen hin. Dort ist der Abstand zwischen beiden Trogachsen am geringsten. Darüber verbreitert er sich wieder trotz weiterer Neigung der Geopotentialachsen nach Westen, da die Verschiebung der Temperaturwellen mit zunehmender Höhe noch größer ist.

Entlang von 30° nördlicher Breite (Abb. 23b) stellt sich die Situation sichtbar anders dar: Bei Wellenzahl 2 ist die Neigung der Trogachsen für die Temperatur und das Geopotential mit zunehmender Höhe nach Osten gerich-

tet, und die Temperaturwelle liegt in den meisten Druckniveaus östlich von der Geopotentialwelle, was einen negativen Transport von sensibler Energie bedeutet. Für Wellenzahl 1 ist in Bodennähe noch die Temperaturachse westlich von der Trogachse des Geopotentials gelegen. Da jene sich aber mit zunehmender Höhe sehr stark nach Westen neigt, liegt die Temperaturwelle im 100 mb-Niveau weiter als eine halbe Wellenlänge westlich von der Geopotentialwelle, was einen negativen Transport anzeigt.

Abb. 24, 25 und 26 zeigen die vertikalen Achsenneigungen und die Phasenverschiebungen zwischen dem Temperatur- und Geopotentialfeld für jedes Niveau in Abhängigkeit von der geographischen Breite für den Januar. Positive Werte bedeuten, daß die Geopotentialwelle östlich von der Temperaturwelle gelegen ist bzw. die Trogachse sich mit zunehmender Höhe nach Westen neigt. Die Phasendifferenzen sind auf die jeweilige Wellenlänge L genormt. So stehen in Abb. 26 alle Werte zwischen 0 und $+L/2$ für einen positiven Transport von sensibler Energie. Bei einer Phasenverschiebung von 0 oder $+L/2$ findet im Breitenmittel kein Transport statt. Bei der vertikalen Achsenneigung ist ein Wert von $+L/2$ identisch damit, daß der Trog der Welle im oberen über dem Rücken derjenigen im unteren Niveau gelegen ist.

Abb. 24 zeigt die vertikale Achsenneigung der Geopotentialwellen im Januar. Sie ist i.a. zwischen zwei Niveaus positiv und für Wellenzahl 3 meist am geringsten. Besonders groß sind die Werte bei Wellenzahl 1 in nördlichen Breiten, wo sich die Trogachse mit zunehmender Höhe vom Ostrand Grönlands über Nordamerika hinweg bis über das europäische Rußland verschiebt. Am größten wird die Verlagerung zwischen dem 100 und 200 mb-Niveau, wie auch SATO (1974) festgestellt hat. Im Bild unten rechts von Abb. 24 ist die Gesamtneigung zwischen dem 100 und 850 mb-Niveau dargestellt. Bis auf zwei Ausnahmen ist die Neigung positiv und meistens kleiner als eine Vier-

telwellenlänge. Nur bei Wellenzahl 2 zeigt sich die schon früher erwähnte Unstetigkeit bei 35°N auch im vertikalen Verhalten. Südlich dieser Breite ist die Neigung von Welle 2 negativ. Auch die Gesamtneigung von Wellenzahl 1 ist nördlich von 60°N negativ. Dies entsteht dadurch, daß die Summe der positiven Neigungen eine halbe Wellenlänge überschreitet.

Die vertikale Achsenneigung nach Westen steht im Zusammenhang mit der Phasendifferenz zwischen Geopotential- und Temperaturwellen im bodennahen Bereich (Abb. 25). Im 850 mb-Niveau sind die Geopotentialwellen aller drei Wellenzahlen östlich von den Temperaturwellen gelegen. Da nun über Gebieten kalter Luft der Druck mit zunehmender Höhe schneller abnimmt als in wärmerer Umgebung, neigen sich die Tröge des Geopotentials mit zunehmender Höhe über die Trogachsen der Temperaturwellen in Bodennähe (siehe Abb. 23 und v. LOON et al. 1973).

Mit wachsender Höhe verhält sich die Phasenverschiebung zwischen Temperatur- und Geopotentialwellen wie folgt: Zum 500 mb-Niveau hin nimmt die Differenz, die i.a. positiv ist, ab. Darüber wird sie, besonders in mittleren Breiten, recht groß, weil sich dort die Temperaturwellen sehr stark nach Westen neigen (siehe Abb. 25). Für Wellenzahl 3 beträgt die positive Phasendifferenz in den beiden oberen Niveaus eine halbe Wellenlänge und mehr d.h. dann wird sie negativ. Im 100 mb-Niveau ist die Differenz südlich von 35°N für alle Wellenzahlen negativ, wie es auch schon Abb. 23b erkennen ließ, was einen äquatorwärts gerichteten Transport von sensibler Energie bedeutet.

Die vertikale Achsenneigung der Temperaturwellen (siehe Abb. 25) zeigt zwischen dem 500 und 850 mb-Niveau bei allen drei Wellenzahlen sehr geringe Achsenneigungen, da bis zu dieser Höhe die Struktur der Erdoberfläche für die Temperaturverteilung recht bestimmend ist.

Darüber verschiebt sich der Trog von Wellenzahl 1 stetig nach Westen, Wellenzahl 2 und 3 verhalten sich wechselhafter, zeigen aber meistens auch eine westliche Neigung. Im Ganzen (siehe Abb. 25, Bild rechts unten) ist die Gesamtneigung aller drei Wellenzahlen zwischen dem 100 und 850 mb-Niveau innerhalb von 30° und 80° N nach Westen gerichtet. Die Neigung von Wellenzahl 2 bleibt fast immer unter einer Viertelwellenlänge, die der anderen Wellenzahlen erreicht manchmal beinahe eine halbe Wellenlänge.

Als Beispiel für die Situation im Juli wurde ein Vertikalschnitt der Trogachsen für den dreißigsten Breitenkreis gezeichnet (Abb. 23c). Hier wird im 850 mb-Niveau sensible Energie nach Süden transportiert. Die Phasendifferenz ist in dieser Höhe bei Wellenzahl 1 und 2 negativ und beträgt fast eine halbe Wellenlänge, da es sich am Boden um Hitzetiefs über den Landgebieten handelt. Zum 300 (Wellenzahl 2) und 200 mb-Niveau (Wellenzahl 1) nähern sich die Geopotential- und Temperaturwellen einander. Bei Wellenzahl 2 ist die Phasendifferenz oberhalb vom 700 mb-Niveau positiv, so daß sie dort einen nordwärts gerichteten Wärmetransport verursacht.

Abb. 29, die ein vollständiges Bild über die Phasendifferenzen gibt, erscheint recht ungeordnet. Das Bild wechselt sehr von Niveau zu Niveau. Darin kommt zum Ausdruck, daß im Monatsmittel kein rechter Zusammenhang zwischen den Temperatur- und Geopotentialwellen gegeben ist, weil nun die wandernden Wellen in der Atmosphäre vorherrschen. Zu der Abbildung läßt sich generell sagen, daß die Phasenverschiebungen vorwiegend negativ sind, wie es einem äquatorwärts gerichteten Transport entspricht, der aber aufgrund des ungeordneten Zustandes bei vertikaler Mittelung nicht sehr groß sein kann.

Auch im Juli findet man einen Zusammenhang zwischen der vertikalen Achsenneigung der Geopotentialwellen (Abb. 27)

und den Phasendifferenzen zwischen den Geopotential- und Temperaturwellen im 850 mb-Niveau. Die Ähnlichkeit der rechten unteren Bilder von Abb. 27 und 29 zeigt, daß sich die Tröge des Geopotentials mit wachsender Höhe über diejenigen der Temperaturwellen am Boden lagern. In niedrigen Breiten, wo man Hitzetiefs findet, ist deshalb die vertikale Achsenneigung recht groß. In nördlichen Breiten fallen oft schon in Bodennähe die Tröge von Temperatur und Geopotential zusammen (kaltes Tief), so daß die Achsen sich mit zunehmender Höhe nur wenig verschieben. Dieses ist die Hauptaussage von Abb. 27. Die Neigung innerhalb der einzelnen Höhenschichten ist im Gegensatz zum Januar sehr wechselhaft. Manchmal ändert sich die Phase sprunghaft zwischen zwei Niveaus (z.B. Wellenzahl 1, 200 - 300 mb, 40° - 50° N). Vom 200 bis zum 100 mb-Niveau stabilisieren sich die Wellen schließlich und ändern ihre Trogachsenlage nur wenig.

Die vertikalen Achsenneigungen der Temperaturwellen im Juli (Abb. 28) ähneln der im Januar insofern, als die Werte bis zum 500 mb-Niveau am geringsten sind. In den beiden oberen Niveaus schwanken sie stark im Breitenverlauf.

3.2. Die durch stehende Wellen hervorgerufenen Transporte im zehnjährigen Mittel

Der zweite Teil der Ergebnisse befaßt sich mit den durch die stehenden Wellen im Januar und Juli verursachten Transporten von Drehimpuls und sensibler Energie. Sie wurden ebenfalls aus den zehnjährigen Mittelwerten berechnet und werden im folgenden in einer solchen Weise präsentiert, daß erstens die Breitenabhängigkeit des vertikalen Breitenmittels, zweitens das Breitenmittel für alle gegebenen Druckniveaus betrachtet wird, und daß drittens dargestellt wird, in welcher Art die verschiedenen Wellenzahlen der Ausgangsfelder beteiligt sind. Schließlich wird für einige

Druckniveaus die horizontale Verteilung der Transporte gezeigt. Abschließend wird noch ein Überblick über die Variation der Transporte innerhalb des bearbeiteten zehnjährigen Zeitraumes diskutiert.

Es wurde darauf verzichtet, die Transporte ihrerseits im Wellenzahlenbereich zu betrachten. Dies erschien nur sinnvoll, wenn man hätte angeben können, in welchem Ausmaß die Wellenzahlen vom Temperatur- und Geopotentialfeld in eine bestimmte Wellenzahl der Transporte einfließen. Dies ist zwar mathematisch eindeutig festgelegt, doch es war nicht möglich, dies übersichtlich darzustellen. Wie aus Gleichung 15 $a+b$ in Kapitel 2.4.2. zu ersehen ist, resultiert ein Koeffizient des Transportes aus einer längeren Summe von vermischten Produkten der Geschwindigkeits- und Temperaturkoeffizienten verschiedener Wellenzahlen. Für einen Transportkoeffizienten der ersten Wellenzahl sind es 56 solcher Produkte. Bei jeder weiteren Wellenzahl verringert sich die Summe um nur zwei Glieder. In den Produkten ändert sich die Kombination zwischen den Wellenzahlen der Ausgangsfelder mit jeder Wellenzahl des Transportes. Daraus lassen sich keine klaren Aussagen machen, so wie es beim Breitenmittel des Transportes möglich ist.

Abb. V zeigt als Beispiel das Amplitudenverhalten des Drehimpulstransportes in Abhängigkeit von der Wellenzahl über zwei sich nur um 5° unterscheidende Breitenkreise (35° und 40° N, 200 mb) hinweg im Bereich des maximalen positiven Transportes nach Norden. Der Bereich der größten Amplituden liegt bei Wellenzahl 2 bis 5. Zwischen Wellenzahl 7 und 9 ist nochmal ein geringer Amplitudenanstieg festzustellen. Die Verschiebung der Amplitudenmaxima zu höheren Wellenzahlen gegenüber den Ausgangsfeldern folgt daraus, daß diese miteinander multipliziert werden, um die Transporte zu erhalten. Es wurden zwei so nah beieinander gelegene Breitenkreise gewählt, um zu zeigen,

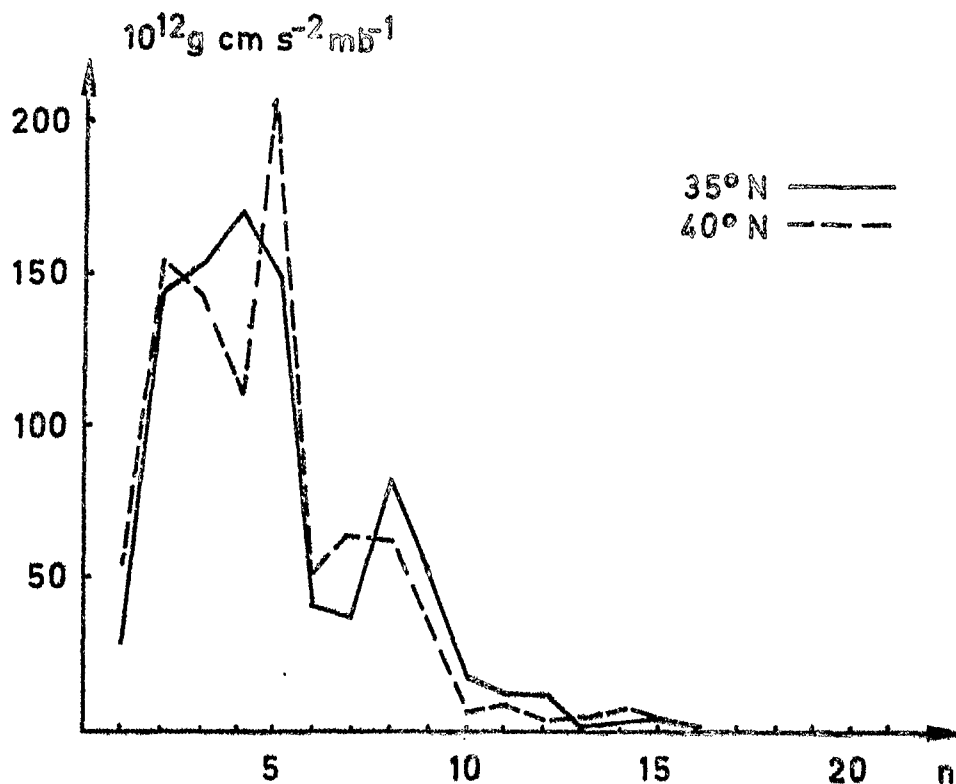


Abb. V: Amplitude der Wellen des Drehimpulstransportes in Abhängigkeit von der Wellenzahl n für $p = 200 \text{ mb}$ und über 35° N (—) und über 40° N (----) hinweg. Januar Mittel 1967 - 1976

daß schon in diesem engen Bereich recht große Unterschiede im Amplitudenverhalten auftreten (siehe Wellenzahl 4 - 6).

3.2.1. Die Transporte von sensibler Energie im Januar- und Juli-Mittel

Um einen ersten Überblick über die Transportverteilung zu erhalten, ist in Abb. 3o der vertikal und über die Längengrade gemittelte Transport von sensibler Energie in Abhängigkeit von der Breite für das zehnjährige Mittel aller Januar- und Juli-Monate aufgetragen. Im Januar ist dieser Transport im vertikalen Mittel fast immer positiv (Aus-

nahme: 20°N) mit einem maximalen Wert bei 50°N . Vergleicht man die Transporte mit denen, welche OORT u. RASMUSSEN (1970) erhalten haben und die ebenfalls auf Januar- und Juli-Mittelwerten basieren, so stimmt die Lage der Maxima überein. Die von OORT u. RASMUSSEN berechneten Werte sind allerdings etwas höher. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sie eine andere Analysenmethode verwendet haben. Auch errechneten sie die Transporte mit gemessenen Windgeschwindigkeiten, und schließlich wurde ein anderer Mittelungszeitraum betrachtet. Wie sich später bei der Behandlung des zeitlichen Verlaufes der Transporte noch zeigen wird, treten tatsächlich solche Schwankungen in der Transportgröße auf, daß dadurch unterschiedliche Mittelwerte erhalten werden können.

Im Juli ist der durch die stehenden Wellen verursachte Transport verschwindend klein und im ganzen leicht negativ, also zum Äquator gerichtet. Hat man im Januar ein Hemisphärenmittel von $55,8 \text{ cal s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ mb}^{-1}$, so beträgt der Juli-Wert nur $-5,0$. Liegt im Januar der Transport durch stehende Wellen noch in derselben Größenordnung wie der durch wandernde Wellen verursachte, so ist er im Sommer gegenüber diesem zu vernachlässigen, wie aus SPETH (1974a) zu ersehen ist. Man beobachtet in dieser Jahreszeit häufig ein Austropfen von kalter Luft aus der polaren Kaltluftmasse. Diese Kaltlufttropfen (oder -dome), die dann in der gemäßigten Luft herumwandern und sich allmählich erwärmen, bewerkstelligen einen großen Teil des meridionalen Transportes von sensibler Energie in den gemäßigten Breiten in der Sommerszeit.

Abb. 31 zeigt die Verteilung des meridionalen Wärmetransportes im Vertikalschnitt als Funktion der Breite. Die größten positiven Transporte werden etwa über 50°N hinweg im 850 mb-Niveau getätigt. Ähnlich wie bei dem Vertikalschnitt der Amplituden der ersten drei Temperaturwellen nimmt auch der Transport zu der mittleren Atmosphäre hin ab, wo auch die Phasendifferenzen zwischen den Geopotential-

und Temperaturwellen gering sind, und steigt zum 100 mb-Niveau wieder an. Auch die Lage des Maximums ändert sich im Höhenverlauf etwas. Im 300 mb-Niveau befindet es sich um 5° südlicher als in Bodennähe. Zum 100 mb-Niveau hin verlagert es sich wieder um 10° nach Norden (nach 55°N hin). In dieser Höhe sind südlich von 30°N recht große negative Transporte zu finden. Dazu sei Abb. 26 in Erinnerung gerufen, auf der die Phasenverschiebung zwischen Geopotential- und Temperaturwellen dargestellt ist: Diese ist dort bei allen drei Wellenzahlen negativ, und steht wohl im Zusammenhang mit dem veränderten nord-südlichen Temperaturgradienten (siehe Abb. 7a): Dieser Gradient ist in dieser Höhe südlich von ca. 40°N positiv. Deshalb wird relativ warme Luft nach Süden und kalte nach Norden transportiert. Die negativen Transporte zwischen dem 200 mb- und 500 mb-Niveau nahe dem Pol sind nur gering. Dies ist noch besser aus Abb. 32 zu ersehen, in welcher die Transporte für jedes gegebene Druckniveau dargestellt sind.

Um festzustellen, in welcher Weise die Wellenzahlen der Ausgangsfelder am mittleren meridionalen Transport beteiligt sind, wurden ihre Beiträge in Abb. 33 dargestellt. Für die ersten drei Wellenzahlen zeigt sich folgendes: Im 850 mb-Niveau ist es Wellenzahl 2, die am meisten zum Transport beiträgt. Dort hat auch die Temperaturwelle der Wellenzahl 2 relativ zu den beiden anderen Wellenzahlen die größten Amplitudenwerte. Der Beitrag von Wellenzahl 3 übertrifft den von Wellenzahl 1, obwohl diese amplituden- und phasenmäßig "günstiger" liegt. Die Erklärung dafür ist, daß die Amplitude der Welle der Meridionalgeschwindigkeit nicht nur der Amplitude der entsprechenden Geopotentialwelle, sondern auch der jeweiligen Wellenzahl proportional ist (s. Kapitel 2.4.2., Gleichung⁹⁹ a,b).

Zum 200 und 300 mb-Niveau hin wächst der Einfluß von Wellenzahl 1, die ihre größten Beiträge in niedrigeren Breiten liefert als Wellenzahl 2. Im 100 mb-Niveau ist Wellen-

zahl 2 wieder vorherrschend. Dort hat zwar die erste Temperaturwelle die größte Amplitude (s. Abb. 5), aber die Geopotentialwelle der Wellenzahl 2 ist mit einer großen Meridionalgeschwindigkeit verbunden (Abb. 16). Der Einfluß von Wellenzahl 3 nimmt mit zunehmender Höhe kontinuierlich ab und ist im 100 mb-Niveau zu vernachlässigen.

Außer dem Anteil der ersten drei Wellenzahlen ist noch eingetragen, welchen Einfluß die restlichen Wellenzahlen nehmen. Die vierte Kurve zeigt den Anteil der Wellenzahlen von 4 - 15. Im Januar ist dieser Anteil recht klein, nur im 850 mb-Niveau ist er nicht zu vernachlässigen, vor allem in den Breiten südlich von 30°N , wo sein negativer Beitrag so groß wird, daß er die Richtung des Gesamttransportes bestimmt. Das ist in diesem Fall vor allem auf Wellenzahl 4 zurückzuführen. Gemittelt über die Fläche und alle Druckniveaus beträgt der Transportanteil der Wellenzahlen 1 - 3 99,5 % des Gesamttransportes.

Abb. 34 zeigt die Winterverteilung des Transportes von sensibler Energie im vertikalen Mittel in der nördlichen Hemisphäre. Die gestrichelte Linie bedeutet die mittlere Lage der Polarfront im Januar für das 500 mb-Niveau. Nördlich von dieser befindet sich über Ostasien bei 120°E und $40^{\circ}-50^{\circ}\text{N}$ mit $1163 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$ das Gebiet größten polwärts gerichteten Flusses. Diese Lage stimmt recht gut mit der von HAINES u. WINSTON (1963) für vier winterliche Lagen erhaltenen überein. (Dabei wurde allerdings nur die Schicht zwischen 850 und 500 mb betrachtet). Dieses Maximum ist eine Folge von immer wieder stattfindendem Transport von kalter Festlandluft vom asiatischen Kontinent nach Süden bzw. Südosten. In bedeutend geringem Maße gilt dies auch für Nordamerika. Dagegen befindet sich über dem Atlantik eine Region, in der relativ warme Luft nach Norden transportiert wird. Auch über dem Pazifik ist dies der Fall. Dort treten nicht so große Trans-

portwerte auf, aber das Gebiet, in dem der Fluß positiv ist, ist wesentlich ausgedehnter. Abb. 35 zeigt die Situation im 850 mb-Niveau als Beispiel für den sensiblen Wärmetransport in der unteren Troposphäre. Die Lage der Maxima stimmt in etwa mit jener gültig im vertikalen Mittel überein. Der polwärts gerichtete Transport über Nordamerika hat sich relativ zu den anderen positiven Zentren verstärkt. Warum dieser im vertikalen Mittel schwach hervortritt, sieht man aus Abb. 36, die die Gegebenheiten im 100 mb-Niveau, also in der unteren Stratosphäre, darstellt, wo ebenfalls sehr große positive Transporte stattfinden. Hier wird jetzt über NW-Kanada relativ warme Luft in südliche Richtung verfrachtet (siehe auch Abb. 7a, 17a). Im westlichen Teil der Hemisphäre wird fast nur sensible Energie nach Süden transportiert. Die beiden Zentren mit positivem Fluß über Ostasien und dem Atlantik im 850 mb-Niveau haben sich nach Nordosten verlagert. Wie aus der Temperaturverteilung zu ersehen ist, hat sich über dem NW-Pazifik ein Zentrum relativ warmer Luft gebildet, dem ein Kältegebiet über der Region von Nowaja-Semlja gegenübersteht. Die positiven Transporte entstehen daher dadurch, daß dieses Gebiet eine Warumlufzufuhr vom Pazifik her erhält, während nach Europa hin kalte Luft ausströmt.

Wie bereits aus dem vertikalen Mittel des Transportes von sensibler Energie zu ersehen war (Abb. 30), wird er bei der abgeschwächten sommerlichen Zirkulation wenig durch stehende Wellen getragen. Das hat zur Folge, daß die Transporte i. a. klein sind und recht wechselhaft. Im Vertikalschnitt (Abb. 30) sind im 850 mb-Niveau nur negative Werte vorhanden, die südlich von 30°N sehr große Beträge annehmen. Mit zunehmender Höhe vermehren sich die Bereiche mit einem positiven Transport. In den obersten beiden Druckniveaus ist der über die Breitenkreise von 20° - 85°N gemittelte Fluß positiv, wie man der Abb. 37 entnehmen kann. Die stehenden Wellen transportieren also

im Juli nur im unteren Stratosphärenbereich sensible Energie zum Pol hin. Im 300 und 500 mb-Niveau heben sich der positive Teil südlich von 45°N und der nördlich davon festzustellende negative fast auf, so daß das Flächenmittel kaum von Null abweicht (500 mb: $-0,1$, 300 mb: $-0,2 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$).

In Abb. 38 ist dargestellt, in welchem Maße im Sommer die verschiedenen Wellenzahlen am Transport teilhaben. Der starke negative Transport im 850 mb-Niveau geht vor allem auf Wellenzahl 1 zurück, verstärkt von Wellenzahl 2. Nicht zu vernachlässigen ist im Sommer der Beitrag der Wellenzahlen zwischen 4 und 15. Im 850 mb-Niveau ist dieser Anteil besonders groß und ist den Transporten der ersten drei Wellenzahlen entgegengerichtet (Transport zum Pol hin). Prozentual ausgedrückt beträgt der Anteil der Wellenzahlen 1 bis 3 148 % des südwärts gerichteten Flusses. Die größeren Wellenzahlen kompensieren also fast 50 %. In den oberen beiden Niveaus nimmt der Einfluß der höheren Wellenzahlen ab, wie es auch im Januar zu beobachten war (Abb. 33); im 300 und 500 mb-Niveau besteht die Tendenz, daß sich die Wellenzahlen gegenseitig kompensieren, woraus ein sehr geringer Gesamttransport resultiert. Der relativ große und auffällige positive Transport im 200 mb-Niveau zwischen 25° und 45°N ist auf Wellenzahl 2 zurückzuführen.

Die vertikal gemittelte Verteilung des Transportes von sensibler Energie im Juli (Abb. 39) zeigt überall nur sehr schwache Transporte. Positive Flüsse findet man vor allem über dem südlichen und östlichen Asien, über Nordamerika und dem Mittelmeergebiet, während über der arabischen Halbinsel der mittlere Transport nach Süden erfolgt. Dieses ist vor allem im 850 mb-Niveau der Fall (Abb. 40), wo die Luftbewegung aus dem aufgeheizten Wüstengebiet auf der Westseite des Tiefdruckgebietes über Südasien nach Süden gerichtet ist (s. auch Abb. 10a, 21a). Gebiete positiven Transportes findet man bei

40°N über dem östlichen Teil des Pazifiks und Atlantiks im östlichen Bereich der subtropischen Hochdruckzellen. Außerdem wird im östlichen Teil des Hitzetiefs über Kalifornien warme Luft nach Norden gelenkt.

Der relativ große polwärts gerichtete Transport von sensibler Energie im hochtroposphärischen 200 mb-Niveau findet hauptsächlich über dem Gebiet von Kleinasien statt (Abb. 41). Die Strömung hat dort eine nordwärts gerichtete Komponente (Abb. 22a) und transportiert Luft, die wärmer ist als die Breitenmitteltemperatur von -52°C (Abb. 11a). Etwas weiter östlich findet eine Kompensationsbewegung statt: Die Strömung ist dort nach Süden gerichtet, und daher wird relativ warme Luft dorthin transportiert. Dieser Transport ist allerdings um etwa die Hälfte kleiner als der positive. Im Südosten der Vereinigten Staaten ist die mittlere Strömung ähnlich ausgelegt. Da die Luft dort relativ zum Breitenmittel kalt ist, findet der Transport mit umgekehrtem Vorzeichen statt: Über dem südlichen Teil des nordamerikanischen Kontinentes wird relativ kalte Luft nach Süden verfrachtet, an seiner Westküste jedoch nach Norden. Im mittleren und östlichen Teil des Pazifiks findet sich wieder ein großes Gebiet mit positiven Transportwerten. Dieses Gebiet ist im vertikalen Mittel nicht existent, da es über einem ausgedehnten Bereich negativen Transportes im unteren 850 mb-Niveau gelegen ist.

3.2.2. Der Transport von Drehimpuls im Januar und Juli-Mittel

Als zweite Transportgröße wird der meridionale Transport von relativem Drehimpuls betrachtet. Im vertikalen Mittel (s. Abb. 42) ist er im Januar zwischen 20° und 50°N nach Norden gerichtet mit einem Maximum bei 35°N und wird nördlich von 50°N negativ mit einem Minimum bei 60°N. Man findet daher eine Konvergenz des Transportes im Bereich zwi-

schen 35° und 60° N, dem Gebiet der starken Westwinde. Der nach Süden gerichtete Fluß ist im zehnjährigen Mittel geringer als der positive. Dazu wurde als Vergleich jene Kurve eingezeichnet, die aus den Berechnungen von OORT u. RASMUSSEN (1970) resultiert. Hier ist der positive Transport etwas geringer, das Maximum um 5° südlicher gelegen wie auch die Breite, bei der das Vorzeichen wechselt. Der negative Transport ist größer. Die nachfolgende Übersicht über den zeitlichen Verlauf der Transporte wird zeigen, daß solche Verschiebungen möglich sind, wenn man einen anderen Mittelungszeitraum wählt. Im Juli ist der positive Transport geringer. Bei 55° N wird er zu Null, das Maximum liegt bereits bei 30° N. Die negativen Transporte sind vernachlässigbar klein.

Die Vertikalverteilung als Funktion der Breite im Januar - Abb. 43, oberes Bild - weist einen geordneten Charakter auf: Die größten Transporte treten im 200 mb-Niveau, in der Höhe der größten westlichen Windgeschwindigkeiten, auf, wie es auch OORT u. RASMUSSEN (1970) und KAO (1970 c) festgestellt haben. Die Breite, bei der das Vorzeichen des Transportes wechselt, rückt mit zunehmender Höhe von 60° N im 850 mb-Niveau um ca. 15° nach Süden. Abb. 44 zeigt den Transport für alle sechs Druckniveaus und Abb. 45 den Anteil der Wellenzahlen an diesem Transport. Die Flüsse in den beiden unteren Niveaus sind gering gegenüber denen vom 500 mb-Niveau aufwärts entsprechend der Amplitudenverteilung des Geopotentials (s. Abb. 15). Deshalb wurde erst für die Druckniveaus oberhalb von 700 mb der Anteil der Wellenzahlen von 4 bis 15 in die Abbildungen aufgenommen. Dieser Anteil verliert, wie es auch beim Transport von sensibler Wärme zu sehen war, mit zunehmender Höhe an Einfluß und macht im Höhen- und Flächenmittel noch ca. 4 % des Gesamttransportes aus.

Was die ersten drei Wellenzahlen betrifft, so bewerk-

stellt Wellenzahl 1 im größten Maße den positiven Transport zu den mittleren und nördlichen mittleren Breiten hin. Dazu soll in Erinnerung gerufen werden, daß bei dieser Wellenzahl die größten Amplituden bei ca. 40°N zu finden waren (s. Abb. 15) und die horizontale Achsenneigung bis dorthin stark positiv ist (von SW nach NE, siehe Abb. 17,18). Ein ähnliches Verhalten zeigt Wellenzahl 3 mit nicht ganz so großen Werten. Wellenzahl 2 ist vorwiegend für den negativen Transport verantwortlich (siehe auch MILLER et al. 1967 und KAO 1970 c). Bis zum 300 mb-Niveau aufwärts transportiert Wellenzahl 2 nur nach Süden, darüber südlich von 45°N auch nach Norden. Diesem Verhalten entspricht die negative horizontale Achsenneigung, auf die schon früher bei der Diskussion der Phasenlage der Geopotentialwellen hingewiesen wurde. Da sich gerade im Bereich von 35° bis 45°N die Phasenlage etwas unstetig verhält und deshalb die Amplitude dort sehr gering ist, treten die größten Transportwerte von Wellenzahl 2 erst in höheren Breiten in Erscheinung als jene von Wellenzahl 1 und 3.

Das vertikale Mittel der Transportverteilung in der Nordhemisphäre (Abb. 46) zeigt, daß die Zentren positiven Transportes erwartungsgemäß zwischen dem dreißigsten und vierzigsten Breitenkreis verteilt sind: Auf der Vorder- und Rückseite des Troges über der Ostküste von Asien findet sich im Bereich der Polarfront je ein Gebiet großen positiven Transportes. Noch größere Werte (Max: $362 \cdot 10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$) existieren aber auf der Rückseite des Troges über Osteuropa. Dann wird auch noch viel Drehimpuls auf der Vorder- und Rückseite des amerikanischen Troges nach Norden verfrachtet. Nach Norden hin werden die Gebiete negativen Flusses größer. Große negative Werte findet man bei 55°N über der Halbinsel Kamtschatka (-206 Einheiten) und nördlich der Polarfront im nordamerikanischen Trog.

Im 200 mb-Niveau (siehe Abb. 47), in der Höhe des maximalen Transportes, findet man Extremwerte von $747 \cdot 10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$ über dem westlichen europäischen Mittelmeer. Die Verteilung der Maxima und Minima hat sich kaum geändert. Nur wird hier auf der Rückseite des asiatischen Troges bei 40°N bereits viel Drehimpuls nach Süden transportiert, wodurch die Lage des maximalen positiven Flusses etwas nach Süden verschoben wird.

Die vertikale Verteilung des durch stehende Wellen verursachten Drehimpulstransportes im Juli ist der vom Januar in einigen Punkten recht ähnlich (Abb. 43, unteres Bild). Das Maximum des Transportes liegt ebenfalls im 200 mb-Niveau. Beträgt der Spitzenwert jedoch im Winter 88 Einheiten (siehe Abb. 44), so sind es im Juli nur $40 \cdot 10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$ (Abb. 48). Damit ist der Unterschied zwischen sommerlicher und winterlicher Zirkulation aber bei weitem nicht so kraß wie beim Transport von sensibler Energie, wo sich das Flächenmittel zwischen Sommer und Winter um einen Faktor -10 unterscheidet. Der Maximalwert liegt bei 25°N , ist also um 10 Breitengrade nach Süden verschoben. Die Grenze zwischen nord- und südwärts gerichtetem Transport verläuft auch ähnlich wie im Januar. Die Größe der negativen Flüsse erreicht aber nicht einmal die Einheit. Aus Abb. 48 ist weiterhin noch zu entnehmen, daß im 850 mb-Niveau größere Transportwerte auftauchen als in der mittleren Atmosphäre entsprechend der gegenüber dem Januar veränderten Amplitudenverteilung des Geopotentials (Abb. 19), die ebenfalls im untersten Niveau größere Werte aufweist.

Abb. 49, auf welcher wieder die Beteiligung der einzelnen Wellenzahlen am sommerlichen Drehimpulstransport dargestellt ist, zeigt folgendes: Wie beim Transport von sensibler Energie in derselben Jahreszeit bewegt sich der Beitrag der Wellenzahlen von 4 bis 15 in derselben Größenordnung wie der der ersten drei Wellenzahlen. Das bleibt auch bis in die obersten Druckniveaus hinein der Fall. Im hemisphärischen Mittel beträgt der Anteil der

höheren Wellenzahlen 14,9 %, also bedeutend mehr als im Januar.

Obwohl der Wellenzahl 1 im bodennahen Bereich die größten Amplituden in niederen Breiten zukommen, ist es Wellenzahl 2, die am meisten zum Transport beiträgt, da sie eine größere positive horizontale Achsenneigung aufweist (Abb. 21). Im 200 mb-Niveau tritt der Anteil von Wellenzahl 3 zwischen 20° und 30°N hervor. Diese Wellenzahl liegt zwar amplitudenmäßig unter Wellenzahl 1 (Abb. 19), besitzt aber eine größere Achsenneigung, und die Welle der Meridionalgeschwindigkeit geht mit einem Faktor 3 ein. Im 300 und 500 mb-Niveau ist wie beim Transport von sensibler Energie zu beobachten, daß die Wellenzahlen dazu neigen, sich gegenseitig zu kompensieren, woraus ein geringerer Transport resultiert.

In der vertikal gemittelten Transportverteilung des Drehimpulses vom Juli (Abb. 50) findet man bei 30°N fast überall positive Transporte, ohne daß es hervorstechende Maxima gibt. Negative Transporte konzentrieren sich auf Kanada, Grönland und Teile von Nordasien. Im 200 mb-Niveau (siehe Abb. 51) findet man an derselben Stelle, wo auch der Transport von sensibler Energie am größten war, ein Zentrum von positivem Drehimpulstransport, nämlich über dem Gebiet von Kleinasien. Das hat seine Ursache darin, daß die Meridionalgeschwindigkeit dort eine relativ große nordwärts gerichtete Komponente besitzt. Ansonsten sind die Beträge auch hier gering und recht wechselhaft.

3.3. Zeitliche Veränderlichkeit der durch stehende Wellen hervorgerufenen Transporte von Drehimpuls und sensibler Energie im zehnjährigen Zeitraum 1967-1976

Durch eine zeitliche Mittelbildung des Temperatur- und Geopotentialfeldes über alle Januar- bzw. Juli-Monate des bearbeiteten zehnjährigen Zeitraumes konnten die

Verhältnisse untersucht werden, die typisch für das Zirkulationsverhalten der winterlichen und sommerlichen Jahreszeit sind. Die vorhandenen Daten bieten aber zusätzlich auch die Möglichkeit, die im Laufe der Jahre auftretenden Veränderungen zu betrachten und die Variationsbreite der Transporte während dieses Zeitraumes zu erfassen. Man kann eventuell Aussagen darüber machen, ob es Komponenten in der Feldverteilung gibt, deren Änderung eine charakteristische Auswirkung auf Art oder Grösse der betrachteten Transporte hat.

Es werden im folgenden Zeitreihen der Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls betrachtet. Außerdem wird eine tabellenförmige Aufstellung von einigen Größen vorgenommen, die das Temperatur- und Geopotentialfeld und die mittleren meridionalen Transporte durch stehende Wellen betreffen.

In Abb. 52 ist eine Zeitreihe des Transportes von sensibler Energie im Januar dargestellt. Der unterste Abschnitt zeigt den Verlauf des vertikal und über die Breitenkreise gemittelten Transportes. Während des Zeitraumes von 1967-1973 findet man nur geringe Schwankungen (maximal 18 %). Im darauffolgenden Januar 1974 ist der Transport mit 90 Einheiten im Mittel am größten, und gleich im nächsten Jahr findet man den geringsten Fluß (Januar 1975), der 54 Einheiten beträgt, also nur 60 % des Maximalwertes. In Abb. VI sind die vertikal gemittelten Transporte dieser beiden Monate in Abhängigkeit von der geographischen Breite dargestellt. Sie sind sich im Verlauf qualitativ recht ähnlich. Es besteht nur eine geringe Verschiebung in der Lage des Maximums (5°), und außerdem ist im Januar 1975 im vertikalen Mittel der Transport südlich von 25°N und nördlich von 70°N negativ.

In Abb. 52, die außerdem noch die Zeitreihe der Flächenmittel aller sechs Druckniveaus zeigt, sieht man, daß der Extremwert im Januar 1974 auf überdurchschnittlich große Werte zwischen dem 850 und 500 mb-Niveau zurückgeht.

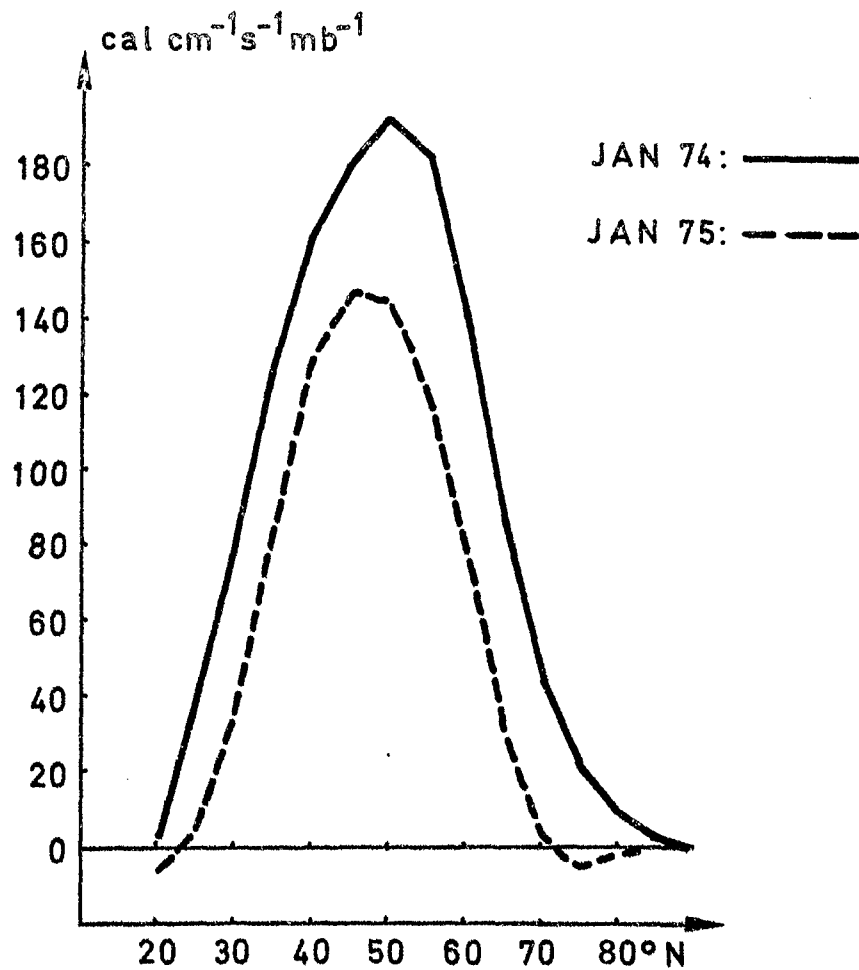


Abb. VI: Vertikal gemittelter Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$ als Funktion von ϕ , gewichtet mit dem Cosinus der geographischen Breite, Januar 1974 und 1975

Auffallend bei diesen Zeitreihen ist auch, daß sechs der zehn Jahre deutlich ein gegenläufiges Verhalten zwischen der unteren Troposphäre und der unteren Stratosphäre aufweisen, und zwar in einer solchen Weise, daß in dem Fall, wo die Transporte im 850 mb-Niveau relativ zu den anderen Jahren groß sind (Jan. 70, 72, 74, 76), sie im 200 und 100 mb-Niveau relativ geringe Werte haben. Im Januar 1971 und 1973 verhält es sich genau umgekehrt. Aus dieser Kompensationstendenz resultiert eine Serie für das vertikale Mittel, die eine geringere Schwankung zeigt als jedes der Flächenmittel für sich.

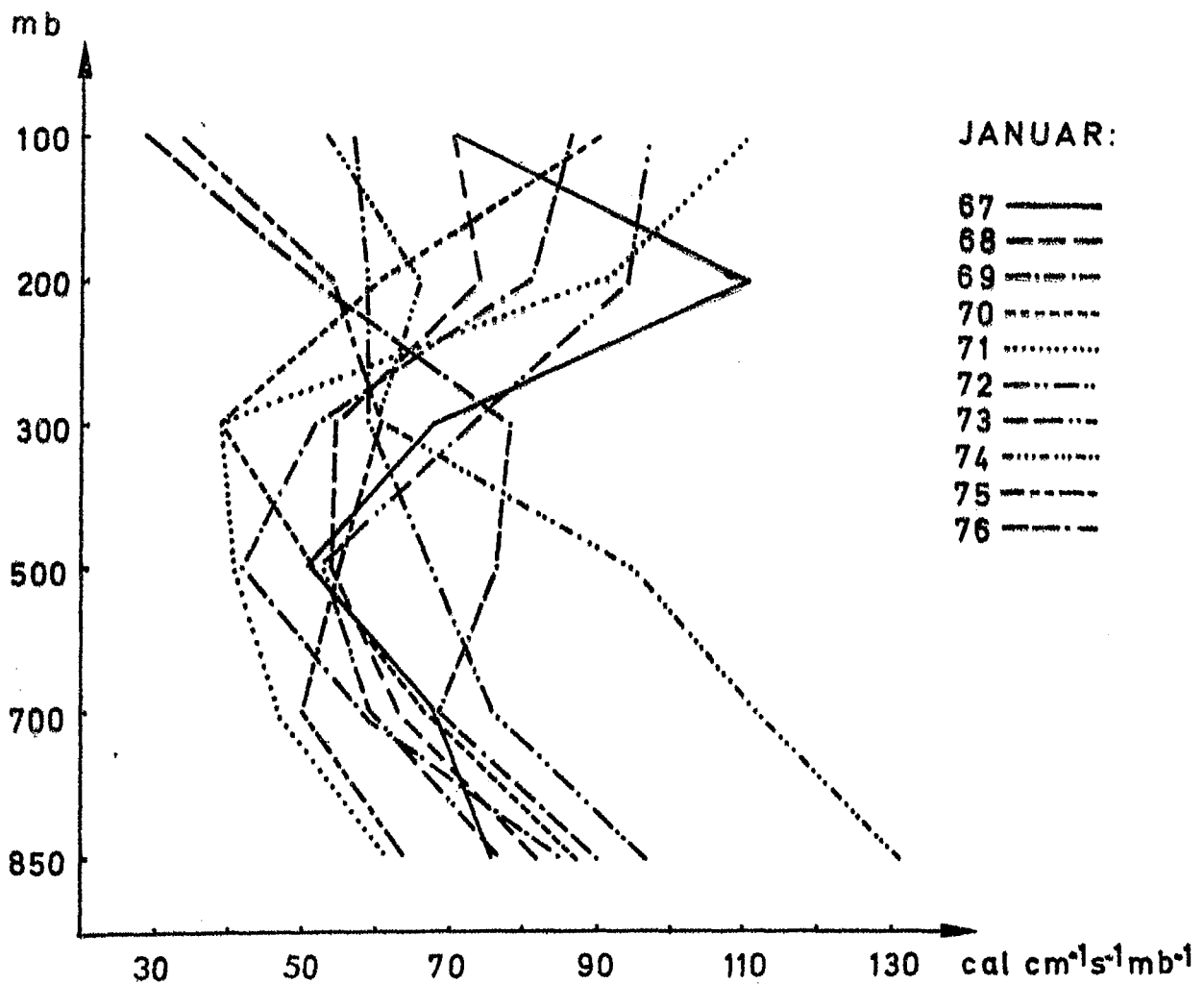


Abb. VII: Flächenmittel des mittleren meridionalen Transportes von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[cal\ cm^{-1}\ s^{-1}\ mb^{-1}]$ als Funktion von p , Januar 1967-1976

Abb. VII wurde entworfen, um zu zeigen, daß der Transportverlauf in Abhängigkeit von der Höhe in den einzelnen Januar-Monaten sehr verschieden sein kann. In einer groben Klassifikation lassen sich zwei Arten unterscheiden: Am häufigsten ist ein U-förmiger Verlauf, d.h. die geringsten Werte liegen im mittleren Höhenbereich bei 500 und 300 mb (Jan. 67, 68, 69, 70, 71, 73). Besonders im letzten Zeitabschnitt ist dagegen zu beobachten, daß die größten Transporte im 850 mb-Niveau stattfinden und zum 100 mb-Niveau hin abnehmen (Jan. 72, 74). In den Jahren 1975 und

1976 nehmen die Werte zwischen dem 700 und 300 mb-Niveau noch einmal zu.

Im Sommer sind, wie schon beim zehnjährigen Mittel zu erkennen war, die Transporte viel geringer (Abb. 53). Der hemisphärisch gemittelte Transport (Abb. 53 unten) ist offenbar nicht immer negativ: Im Juli 1968 und 1971 hat er einen geringen positiven Wert. Die Schwankungen in den verschiedenen Niveaus können sehr groß sein und sich im Laufe der Jahre auch im Vorzeichen ändern (500, 300, 200 mb). Einheitlich aber ist, daß im 850 und 700 mb-Niveau nach Süden transportiert wird und im 200 mb-Niveau die größten nach Norden gerichteten Transporte zu finden sind. Abb. VIII zeigt den Verlauf des vertikalen Mittels von zwei Juli-Monaten, wobei im Juli 1968 im Mittel nach Norden, im Juli 1970 nach Süden transportiert wird.

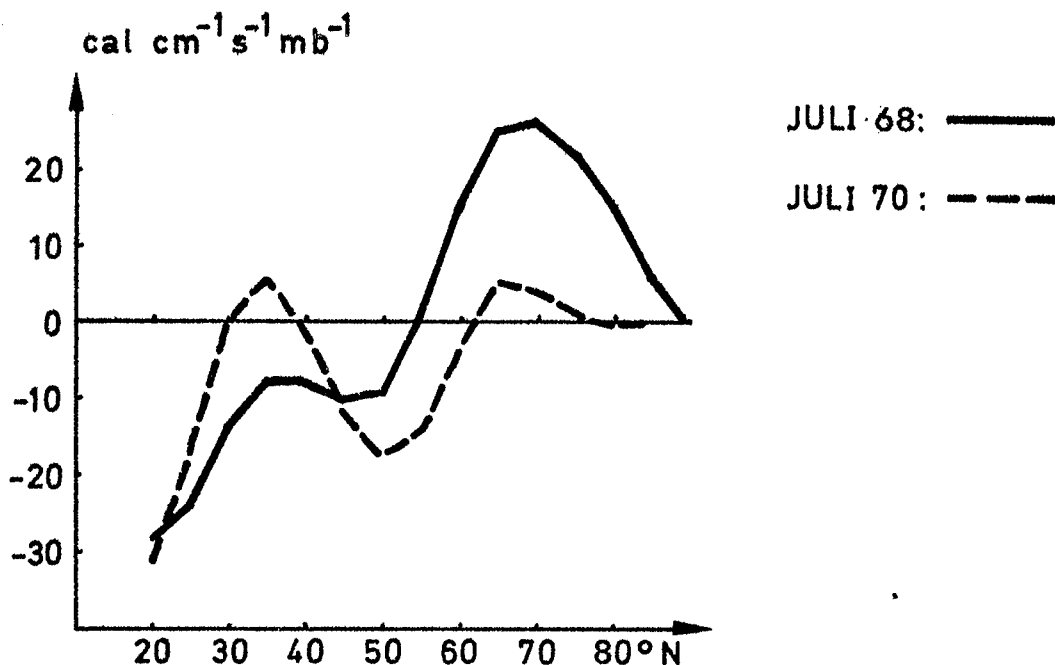


Abb. VIII: Vertikal gemittelter Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$ als Funktion von ϕ , gewichtet mit dem Cosinus der geographischen Breite, Juli 1968 und 1970

Gemeinsam ist beiden Kurven ein großer südwärts gerichteter Transport nahe 20°N , ein erneutes Minimum bei 45° - 50°N und positive Werte um 70°N . Sonst findet man recht große Abweichungen. Im Gegensatz zum Januar ist der Transport durch die stehenden Wellen im Sommer recht irregulär, was wohl im Zusammenhang damit steht, daß er nur einen ganz geringen Teil vom Gesamttransport ausmacht.

Vom Drehimpulstransport werden ebenfalls Zeitreihen vorgelegt. Abb. 54 zeigt den zeitlichen Verlauf dieses Transportes für die Januar-Monate. Die Flächen- und vertikale Mittelung wurde so vorgenommen, daß die negativen und positiven Transporte getrennt gemittelt wurden, so daß jeweils zwei Kurven in das Bild aufgenommen werden. Der Abstand zwischen beiden Linien gibt an, wie groß der Absolutbetrag des Transportes ist. Betrachtet man zuerst das Bild des Hemisphärenmittels, so ist zu sehen, daß der negative und der positive Teil etwa parallel verlaufen, d.h. geringe positive Transporte sind kombiniert mit großen negativen Transporten. In diesem Falle wird, wie die angegebenen Breitengrade, in denen das Vorzeichen wechselt, zeigen, Drehimpuls in relativ südliche Breiten transportiert. Im Januar 1971 ist dies im besonderen Maße der Fall. Das andere Extrem findet man im Januar 1975 und 1976. Daher werden Januar 1971 und 1975 im speziellen ausgewählt, und es wurde für jeden dieser beiden Monate das vertikale Mittel des Transportes als Funktion der Breite aufgetragen (Abb. IX). Zwischen diesen beiden extremen Möglichkeiten bewegen sich die Transportkurven in dem betrachteten Zeitabschnitt.

Die Variationsbreite ist also recht groß. Allen Januar-Monaten ist gemeinsam, daß die Transporte im 200 mb-Niveau ihre Maximalwerte erreichen (Abb. 54). Der Kurvenverlauf ändert sich im Gegensatz zum Transport von sensibler Energie wenig mit der Höhe. D.h. sind die Transporte im Hemisphärenmittel groß relativ zu den anderen Monaten, so ist dies i.a. in jedem Druckniveau der Fall.

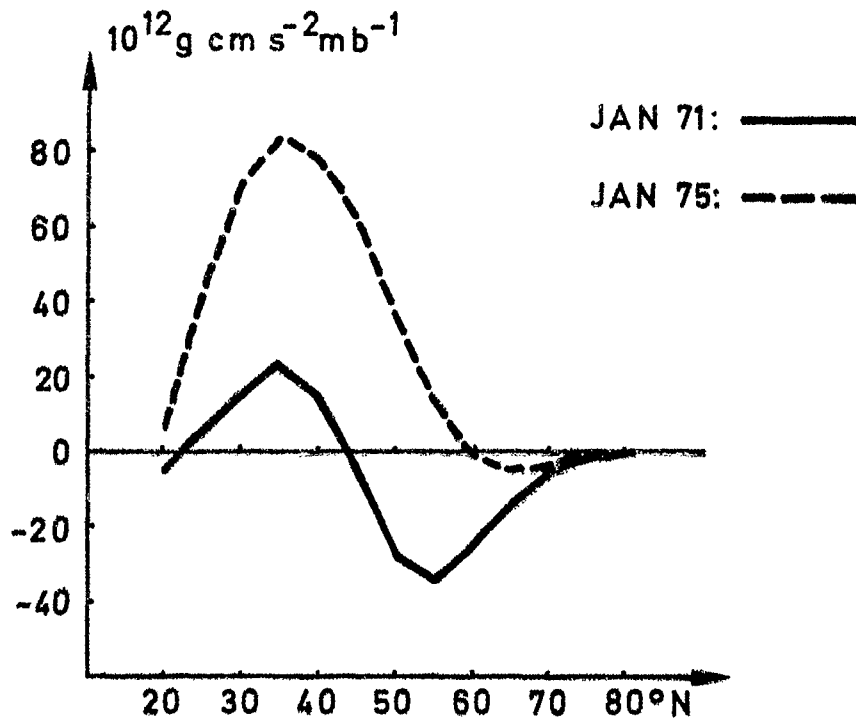


Abb. IX: Vertikal gemittelter Transport von Drehimpuls durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$ als Funktion von ϕ , gewichtet mit dem Cosinus der geographischen Breite, Januar 1971 und 1975

Eine entsprechende Zeitreihe wurde auch für den Juli-Monat ermittelt (Abb. 55). Die Werte selbst und ihre zeitlichen Schwankungen sind geringer als im Januar, was man auch aus Abb. X ersehen kann, auf der die vertikalen Mittel der beiden extremsten Juli-Monate aufgetragen sind (Juli 68, 69). Das Hemisphärenmittel des absoluten Transportes vom Juli 69 ist fast ebenso groß wie das vom Januar 71.

Mit der Fragestellung, ob es Größen im Temperatur- oder Geopotentialfeld gibt, deren Änderung einen charakteristischen Einfluß auf die Transporte hat und ob Veränderungen im Transport mit typischen Änderungen der großskaligen Wellen einhergehen, wurden einige Werte in Tabellenform zusammengestellt. Dieses geschah für den Januar, weil dort die stehenden Wellen deutlicher ausgeprägt sind als im Juli. So wurden für alle zehn Monate die Maximalamplituden

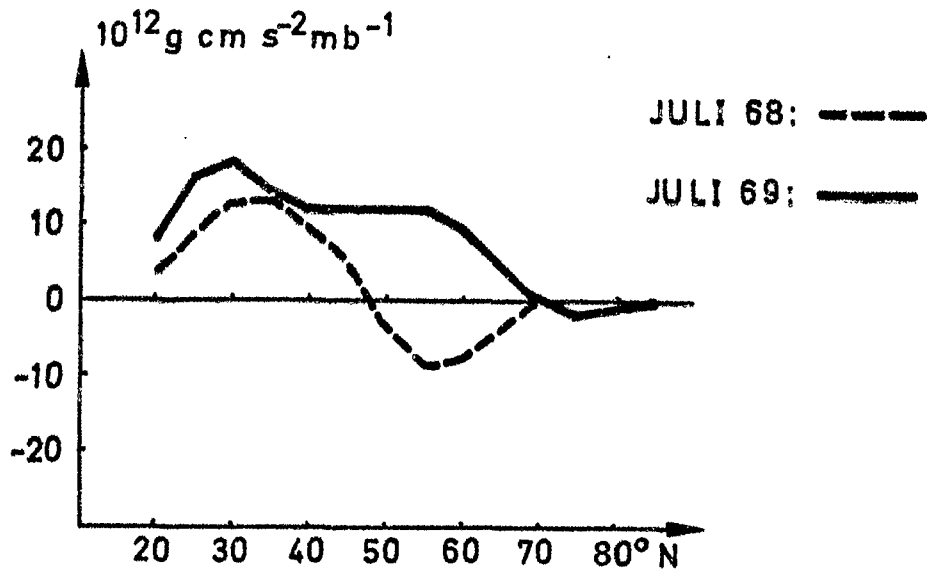


Abb. X: Vertikal gemittelter Transport von Drehimpuls durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$ als Funktion von ϕ , gewichtet mit dem Cosinus der geographischen Breite, Juli 1968 und 1969

der ersten drei Wellenzahlen von Geopotential und Temperatur zusammen mit dem Niveau und der Breitenlage in eine Tabelle aufgenommen (Tab. 1). Diese vermittelt einerseits eine Vorstellung über die zeitliche Veränderlichkeit der Größe, andererseits wird deutlich, ob Amplitudengröße oder Lage der Maxima und die Größe des gemittelten Transportes zusammenhängen (siehe Tab. 2). Eine Koppelung mit der Amplitudengröße kann nicht festgestellt werden. Auffallend ist nur, daß gerade im Januar 70 und 71, wo der positive Drehimpulstransport sehr gering ist, das Amplitudenmaximum der Wellenzahl 1 des Geopotentials im 100 mb-Niveau liegt, also höher als üblich, und dort außerdem besonders große Werte annimmt. In beiden Monaten ist der vertikal und über die Breiten gemittelte Anteil von Wellenzahl 1 klein, ebenfalls jener von Wellenzahl 3 (siehe Tab. 2).

Andererseits beruht die Wirkung einer Wellenzahl gleichermaßen auch auf ihrem Phasenverhalten. Dieses wird im An-

teil einer Wellenzahl am mittleren meridionalen Transport berücksichtigt. So wurde dieser ebenfalls tabellarisch dargestellt (Tab. 2). Aber auch hier zeigt sich, daß nicht das Verhalten einer Wellenzahl den Ausschlag für die Größe des Transportes gibt, sondern das Zusammenspiel aller. Im Januar 75 z.B. findet ein großer Drehimpulstransport nach Norden statt, da Wellenzahl 1 und 3 viel beitragen und Wellenzahl 2 zu vernachlässigen ist. Im Januar 71 ist der Gesamttransport nicht deshalb in so großem Maße negativ, weil Wellenzahl 2 besonders stark nach Süden transportiert. Das ist im Januar 1974 der Fall. Aber dieser Transport wird 1971 wenig von Wellenzahl 1 und 3 kompensiert. Ähnlich ist es auch beim Transport von sensibler Wärme, bei dem im Januar 1974 Wellenzahl 2 einen sehr großen Anteil hat, aber in dem ebenfalls recht transportstarken Januar 1976 den geringsten Wert von allen zehn Jahren annimmt. Dort ist dafür der Einfluß von Wellenzahl 3 recht groß.

Weiter wurde untersucht, ob der meridionale Druck- oder Temperaturgradient Einfluß auf die Transporte nimmt. Dazu wurden diese durch den Gradienten dividiert und die Streuung des Quotienten k betrachtet. Diese Größe gibt Auskunft darüber, ob eine Proportionalität besteht. Die Streuung S errechnet sich nach

$$S = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (k - \bar{k})^2} \quad (1)$$

wobei \bar{k} der zehnjährige Mittelwert von k ist. Dividiert man diese Streuung durch \bar{k} , so erhält man ihre relative Größe in Prozent. Diese ist für einige Größen in Tabelle 3 aufgeführt. Die geringste Streuung erhält man, wenn man eine Proportionalität zwischen dem Transport von sensibler Wärme und dem reziproken Temperaturgradient im 850 mb-Niveau zwischen 85° und 20°N annimmt. Sie beträgt dann 11,3 %. Darin zeigt sich, daß der meridionale Transport von sensibler Energie den Temperaturgradienten ab-

baut. Auch scheint ein Zusammenhang zwischen dem Druckgradienten zwischen 20° und 85°N und dem meridionalen Mittel der Absolutwerte des mittleren meridionalen Drehimpulstransportes zu bestehen. Untersucht man die Proportionalität dieser Größe zum Quadrat des Gradienten, so erhält man eine Streuung von 23,5 %. D.h. es wird viel Drehimpuls in meridionaler Richtung transportiert, wenn die zonale Windgeschwindigkeit u_g relativ groß ist.

SCHLUSSBETRACHTUNG

In dieser Arbeit wird das Verhalten der großskaligen stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im Wellenzahlenbereich untersucht und ihr Beitrag am meridionalen Transport von Drehimpuls und sensibler Energie ermittelt.

Bei der Struktur der stehenden Wellen wurde festgestellt, daß im zehnjährigen Januar-Mittel die Wellen der Wellenzahlen 1 - 3 nördlich von 40°N mehr als 80 % der Amplitudensumme über alle Wellenzahlen 1 - 15 ausmachen. Ebenso bewerkstelligen sie über 90 % des Transportes von Drehimpuls und sensibler Energie. Im Juli ist dagegen der Einfluß der kleinskaligeren Wellen größer. Die Bedeutung der stehenden Wellen insgesamt und in den mittleren Breiten nördlich von 40°N sind gering.

Die Eigenschaften der stehenden Wellen, welche die Größe und Richtung der Transporte bestimmen, sind ihr Amplituden- und Phasenverhalten. Für den meridionalen Transport von Drehimpuls ist die horizontale Trogachsenneigung für die Richtung des Transports von Wichtigkeit. Die Richtung des Transportes von sensibler Energie hängt jedoch davon ab, ob die Geopotential- oder die Temperaturwelle nach Osten vorseilt. Diese Zusammenhänge werden aufgezeigt.

Die aus dem zehnjährigen Mittelfeld berechneten Transporte stimmen qualitativ mit denen von OORT u. RASMUSSEN (1970) berechneten Flüssen überein. Quantitative Unterschiede wer-

den wohl vor allem auf die unterschiedlichen Zeiträume, die betrachtet wurden, zurückzuführen sein. Diese Aussage läßt sich aus einer zeitlichen Betrachtung über die zehn Jahre hinweg dadurch stützen, daß in diesem Zeitraum der Unterschied zwischen den einzelnen Jahren recht groß sein kann.

Die Verteilung der Transporte zeigte, daß im Januar im Mittel nördlich der Polarfront über Amerika und Asien kalte Luft nach Süden und über dem Atlantik und Pazifik relativ warme Luft nach Norden geführt wird, dort werden also die maximalen positiven Transporte von sensibler Energie zu finden sein. Während im Juli der negative Transport südlich von 35°N zu einem großen Teil durch das Ausströmen heißer Luft von der arabischen Halbinsel herrührt. Drehimpuls wird im Winter südlich der Polarfront vor allem im Bereich der drei großen Tröge nach Norden transportiert, während im Sommer das Maximum positiven Flusses bei 30°N , dem Bereich der größten Temperatur- und Druckgegensätze zwischen Festländern und Meeren, auftritt, ohne daß hervortretende Maxima und Minima vorhanden sind.

Auf der Suche nach einem Zusammenhang zwischen der Transportgröße und dem Druck- und Temperaturfeld wurde festgestellt, daß ein Anwachsen des meridionalen Druckgradienten meist einen größeren Absolutwert des Drehimpulstransportes zur Folge hat, dagegen ein relativ geringer Temperaturgradient im 850 mb-Niveau von einem großen polwärts gerichteten Transport von sensibler Energie begleitet ist.

Jahr	Wellenzahl 1		Wellenzahl 2		Wellenzahl 3		Wellenzahl 1		Wellenzahl 2		Wellenzahl 3				
	Ampl [gpm]	ϕ [°N]	P [mb]	Ampl [gpm]	ϕ [°N]	P [mb]	Ampl [gpm]	ϕ [°N]	P [mb]	Ampl [C]	ϕ [°N]	P [mb]	Ampl [C]	ϕ [°N]	P [mb]
67	160	65	300	143	65	100	139	55	300	6,2	65	850	6,4	60	850
68	171	40	300	143	65	100	135	45	300	5,1	40	850	6,4	50/55	850
69	173	50	200	160	55	200	76	45	300	7,2	70	100	8,9	55	850
										7,1	50	850			
70	263	70	100	171	50	200	87	45	300	10,5	65	100	7,3	45/50	850
71	280	75	100	216	60	100	70	45	300	9,5	70	100	7,9	50	850
72	182	70	300	343	65	100	127	45	300	8,0	70	850	9,1	60	850
73	161	70	300	247	60	100	119	55	300	9,6	60/65	100	6,2	60	850
74	182	40	300	291	60	100	111	45	300	6,5	35	850	9,8	55	850
75	160	40	200	167	60	100	122	45	300	6,2	70	850	7,2	55	850
76	189	45	300	134	60	100	194	50	300	5,5	40	850	6,2	50	850
										5,5	50	100			

----- Geopotential ----- / ----- Temperatur -----

Tabelle 1 Größe der Maximalamplituden von den ersten drei Geopotential- und Temperaturwellen mit Angabe ihrer Breiten- und Drucklage. In den durchgehend unterstrichenen Monaten ist der nebenstehende Transport maximal, eine gestrichelte Linie bedeutet, daß er dort minimal ist (TT ≠ Transport von sensibler Energien, MT ≠ Transport vom Drehimpuls)

Jahr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
67	-131,6	-76,4	-26,6	-38,7	16,8	-4,6	21,4	71,1	200	10,6	-3,5	3,0	2,0	26,4	20,1	18,1	6,4
68	-122,5	-64,9	-25,4	-35,0	8,7	-2,1	10,8	65,1	850	6,9	-3,2	0,9	2,0	16,7	19,6	18,8	10,1
69	-109,1	-71,1	-24,7	-35,8	10,2	-2,7	12,9	63,7	850	5,5	-2,5	-3,2	7,8	25,7	27,0	3,7	7,3
70	-106,0	-71,9	-24,6	-35,0	7,0	-6,8	13,8	64,3	100	2,6	-4,3	0,0	1,9	22,3	27,0	15,5	-0,2
MT 71	-133,6	-76,6	-27,3	-40,6	4,2	-8,6	12,8	59,2	100	2,7	-8,4	0,4	0,8	13,9	38,9	4,1	2,3
72	-127,3	-83,8	-26,0	-32,3	13,2	-2,2	15,4	70,9	850	6,5	-4,7	10,6	1,6	28,0	27,2	16,1	-0,6
73	-142,7	-82,4	-25,3	-34,7	21,7	-1,3	23,0	71,4	100	7,3	0,0	10,7	2,5	36,5	17,6	16,2	1,1
TT 74	-124,3	-78,1	-25,0	-33,6	14,3	-4,2	18,5	90,5	850	11,6	-12,5	10,2	0,9	32,1	46,7	10,9	0,8
MT 75	-145,9	-84,2	-27,0	-38,1	28,4	-0,8	29,2	54,8	850	16,1	0,0	12,1	-0,6	26,4	15,9	11,8	0,6
-----TT																	
76	-136,7	-80,4	-24,7	-34,8	27,8	-1,1	28,9	68,7	850	12,0	-1,5	10,8	5,2	20,4	14,3	28,1	5,9
67-76	-127,9	-77,0	-25,7	-35,9	15,2	-3,4	18,6	68,0		8,2	-5,1	5,6	2,5	24,8	25,4	14,3	3,4

Die Ziffern bedeuten:

- 1: $\phi(85^\circ) - \phi(20^\circ)$ in gdm , Mittel zwischen 100 und 300 mb
- 2: $\phi(60^\circ) - \phi(30^\circ)$ in gdm , Mittel zwischen 100 und 300 mb
- 3: $T(70^\circ) - T(30^\circ)$ in $^\circ C$ im 850 mb-Niveau
- 4: $T(85^\circ) - T(25^\circ)$ in $^\circ C$ im 850 mb-Niveau
- 5: Vertikal und über jede Druckfläche gemittelter positiver Anteil vom Drehimpulstransport in $10^{12} g cm s^{-2} mb^{-1}$
- 6: Vertikal und über jede Druckfläche gemittelter negativer Anteil vom Drehimpulstransport in $10^{12} g cm s^{-2} mb^{-1}$
- 7: Vertikal und über jede Druckfläche gemittelte Absolutbeträge des Drehimpulstransportes in $10^{12} g cm s^{-2} mb^{-1}$
- 8: Vertikal und über jede Druckfläche gemittelter Transport von sens. Energie in $cal cm^{-1} s^{-1} mb^{-1}$
- 9: Druckniveau, in dem das Flächenmittel des Transportes von sens. Energie maximal ist in mb
- 10,11,12,13: Anteil der Wellenzahlen 1,2,3 und 4-15 am Transport von sens. Energie, vertikal und über jede Druckfläche gemittelt in $cal cm^{-1} s^{-1} mb^{-1}$
- 14,15,16,17: Anteil der Wellenzahlen 1,2,3 und 4-15 am Drehimpulstransport, vertikal und über jedes Druckniveau gemittelt in $10^{12} g cm s^{-2} mb^{-1}$

Tabelle 3 Januar 1967 - 1976

Jahr	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5
67	1,63	2,80	1,24	2752	1891
68	0,88	1,66	0,72	2279	1654
69	1,18	1,81	1,08	2280	1573
70	1,30	1,92	1,23	2251	1582
<u>MT</u> 71	0,96	1,67	0,72	2404	1616
72	1,21	1,84	0,95	2290	1843
73	1,61	2,79	1,13	2478	1806
<u>TT</u> 74	1,49	2,37	1,20	3041	2263
<u>MT</u> 75	2,00	3,47	1,37	2088	1480
----- 76 ^{TT}	2,11	3,59	1,55	2391	1697
\bar{k}	1,44	2,39	1,12	2425	1741
Streuung S	0,41	0,74	0,26	274	225
(S: \bar{k}) $\times 100$	28,6 %	31,0 %	23,5 %	11,3 %	12,9 %

$$k_1 = (|HvM| \times 10) : (\phi_{200} - \phi_{850N})$$

$$k_2 = (|HvM| \times 10) : (\phi_{300} - \phi_{600N})$$

$$k_3 = (|HvM| \times 10^3) : (\phi_{200} - \phi_{850N})^2$$

$$k_4 = HvS : (1/(T_{200} - T_{850N}))$$

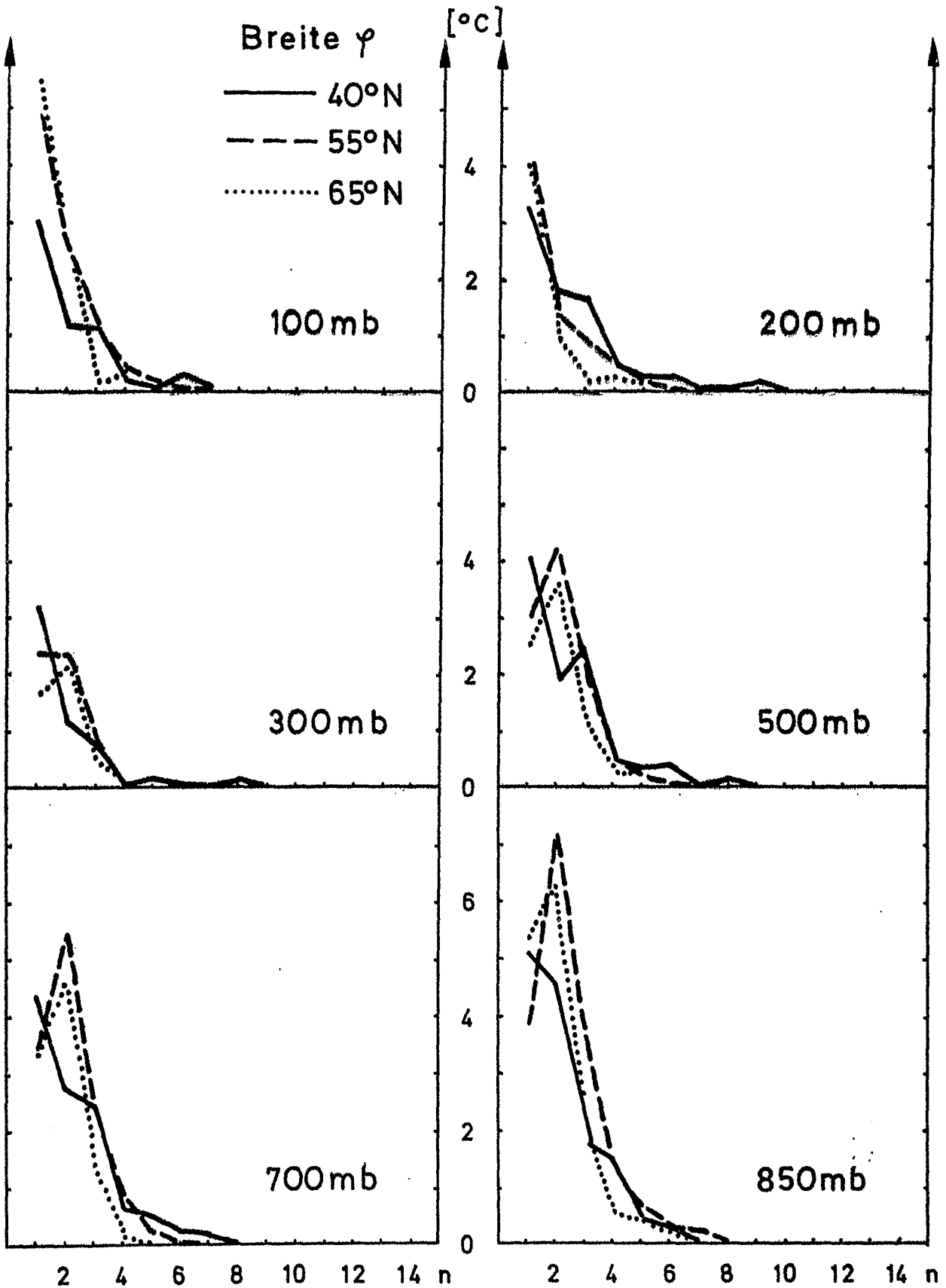
$$k_5 = HvS : (1/(T_{300} - T_{700N}))$$

LITERATURVERZEICHNIS

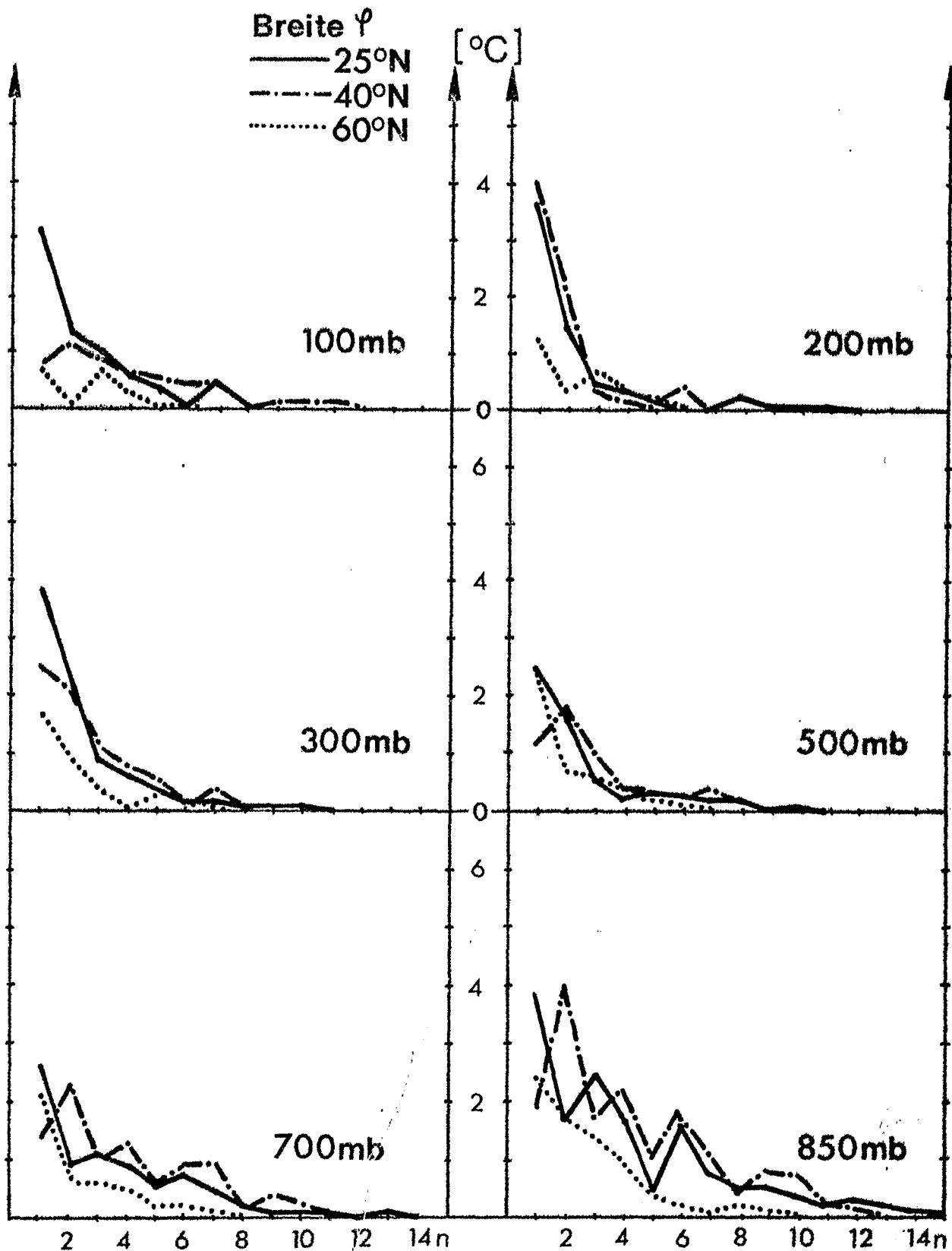
- Bjerknes, J., 1951, The maintenance of the zonal circulation of the atmosphere, P.V. Météor. Un. geod. geophys. int. Brüssel, I-XXIII (Presid. Adress)
- Defant, A., F., 1958, Physikalische Dynamik der Atmosphäre, Akademische Verlagsgesellschaft mbH, Frankfurt/M.
- Eliassen, E., 1958, A study of the long atmospheric waves on the basis of zonal harmonic analysis, Tellus 10, pp 206-215
- Haines, D.A. and G.S. Winston, 1963, Monthly mean values and spatial distribution of meridional transport of sensible heat, Monthly Weather Rev. 91(7), pp 319-328
- Hastenrath, S.L., 1968; On the role of eddy mechanisms in the meridional energy transports, Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, 17, pp 114-124
- Holopainen, E.O., 1967, On the mean meridional circulation and the flux of angular momentum over the northern hemisphere, Tellus 19 (1), pp 1-13
- Kao, S.K., 1970 a, Wavenumber-frequency spectra of temperature in the free atmosphere, J. of Atm. Sci. 27, pp 1000-1007
- Kao, S.K., 1970 b, The large scale meridional transport of sensible heat in wavenumber-frequency space, Tellus 23, pp 172-185
- Kao, S.K., 1970 c, The meridional transport of angular momentum in wavenumber-frequency space, J. of Atm. Sci. 27, pp 614-626
- Linke, F. und F. Baur, 1970, Meteorologisches Taschenbuch Bd. 2, 2. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig

- van Loon, H., R. Jenne und K. Labitzke, 1973, Zonal harmonic standing waves, *Journal of Geophysical Research*, 78 (21), pp 4463-4471
- MacDonald, N.J. and H.M. Frazier, 1971, A note on the seasonal variation of the flux of angular momentum by the transient and standing eddies in the northern hemisphere, *Tellus* 21, pp 656-667
- Matsumo, T., 1970, Vertical propagation of planetary waves in the winter northern hemisphere, *J. of Atm. Sci.* 27, pp 871-883
- Miller, A.J., S. Teweles and H.M. Woolf, 1967, Seasonal variation of angular momentum transport of 500 mb, *Monthly Weather Rev.* 95, pp 427-439
- Muench, H.S., 1965, On the dynamics of the wintertime stratosphere circulation, *J. of Atm. Sci.* 22, pp 349-360
- Obasi, G.O.P., 1963, Poleward flux of atmospheric angular momentum in the southern hemisphere, *J. of Atm. Sci.*, 20, pp 516-528
- Oort, A.H. and E.M. Rasmussen, 1970, Atmospheric circulation statistics, U.S. Dep. Commerce, Nat. Oceanic Atmosph. Adm., Prof. Pap. 5
- Oort, A.H. and E.M. Rasmussen, 1971, The observed annual cycle of the meridional transport of atm. energy, *J. of Atm. Sci.* 28, pp 325-339
- Reiter, E.R., 1969 a, Mean and eddy motions in the atmosphere, *Monthly Weather Rev.* 97, pp 200-204
- Reiter, E.R., 1969 b, Atmospheric transport processes, Part I, Energy transfers and transformations, U.S. Atomic Energy Comiss., Crit. Rev. Ser. 1-253
- Sato, Y., 1974, Vertical structure of quasi-stationary planetary waves in several winters, *J. of the Met. Soc. of Japan*, 52, No 3, pp 272-282
- Speth, P., 1974 a, Horizontale Flüsse von sensibler und latenter Energie und von Impuls für die Atmosphäre der Nordhalbkugel, *Met. Rundschau* 27, S. 65-90

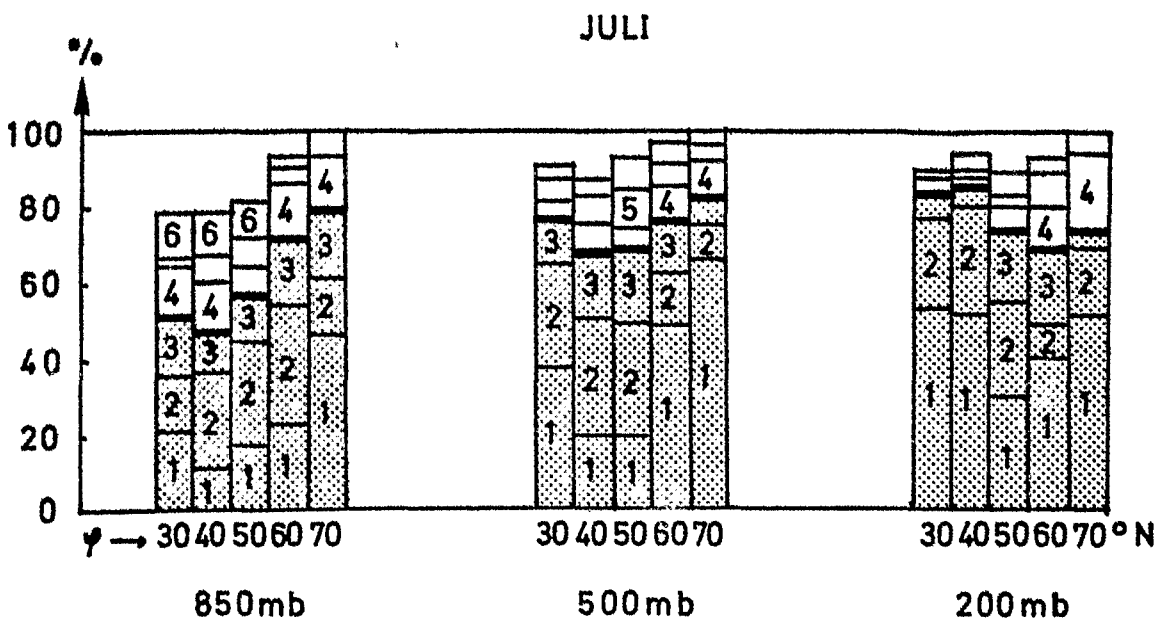
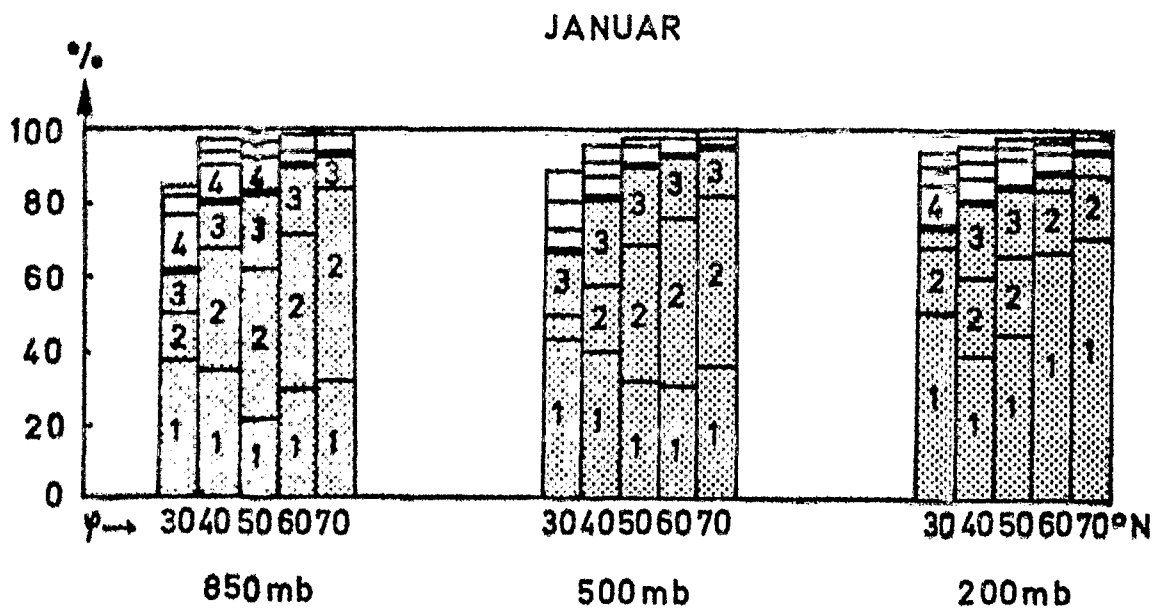
- Speth, P., 1974 b, Energetische Vergleichszahlen für Modellrechnungen der allgemeinen atm. Zirkulation, Met. Rundschau 27, S. 33-53
- Speth, P., 1976, Extreme values of large-scale horizontal fluxes of sensible and latent energy and of momentum caused by transient eddies during the period 1967-1972, Met. Rundschau 29, pp 1-14
- Starr, V.P., 1948, An essay on the general circulation of the earth's atmosphere, J. of Met. 5, pp 39-43
- Wiin-Nielsen, A., J.A. Brown and M. Drake, 1963, On the atm. energy conversions between the zonal flow and eddies, Tellus 15, pp 261-279



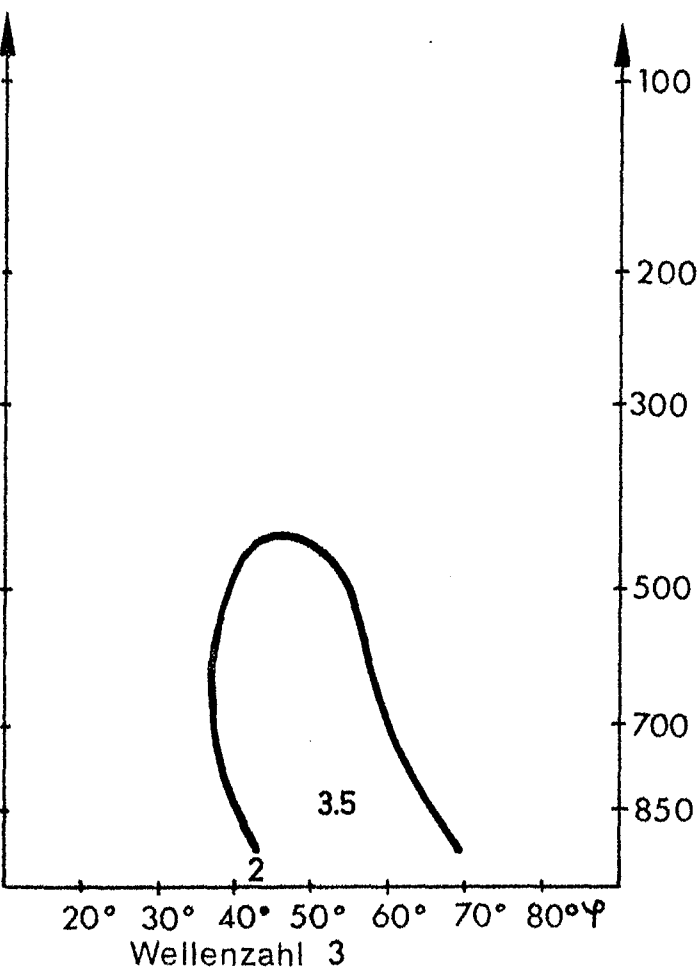
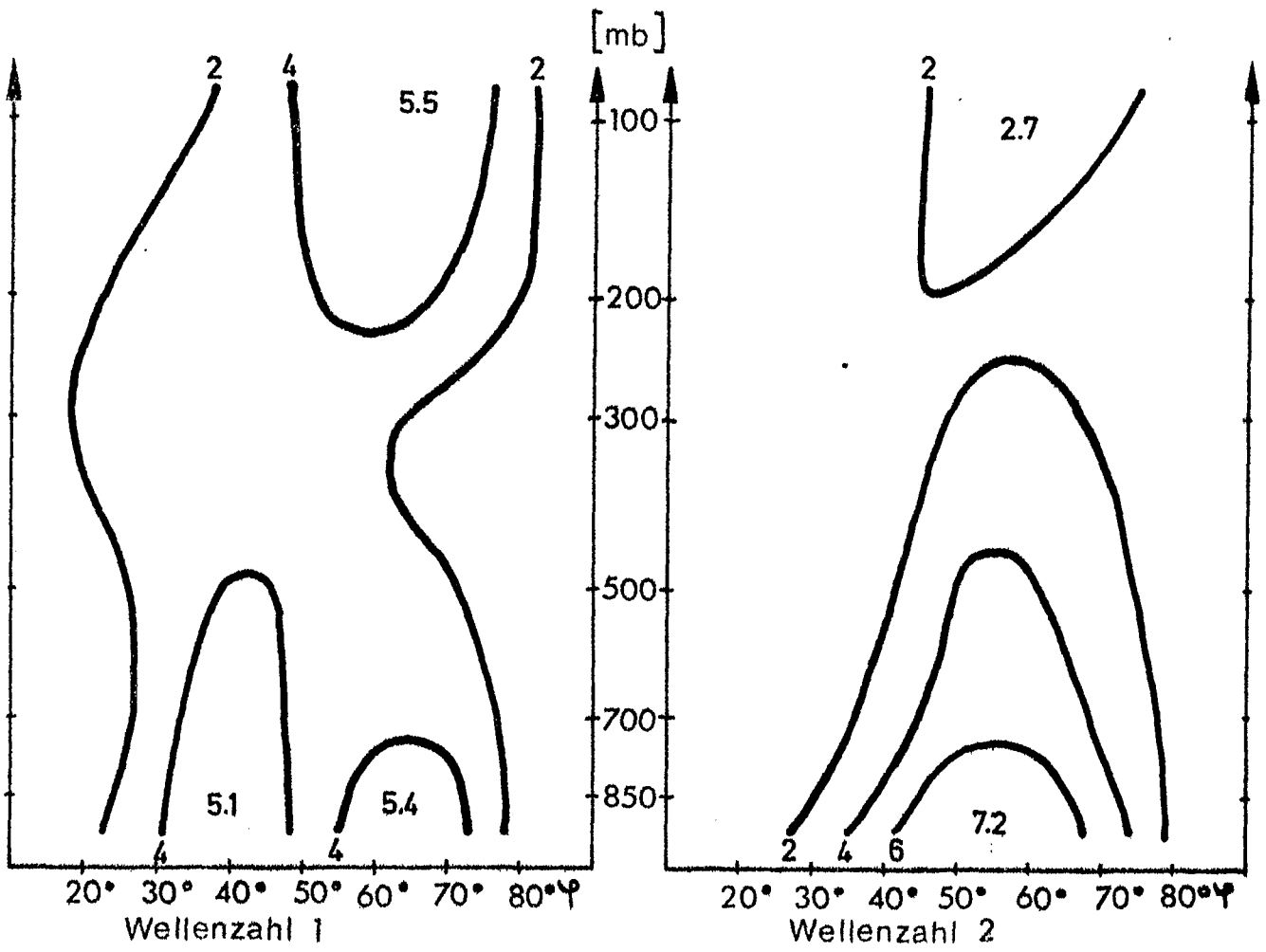
Amplitude der Temperaturwellen in $^\circ\text{C}$ als Funktion der Wellenzahl n für verschiedene geographische Breiten φ .
 Januar-Mittel 1967-1976



Amplitude der Temperaturwellen in [°C] als Funktion der Wellenzahl n für verschiedene geographische Breiten φ .
 Juli-Mittel 1967-1976

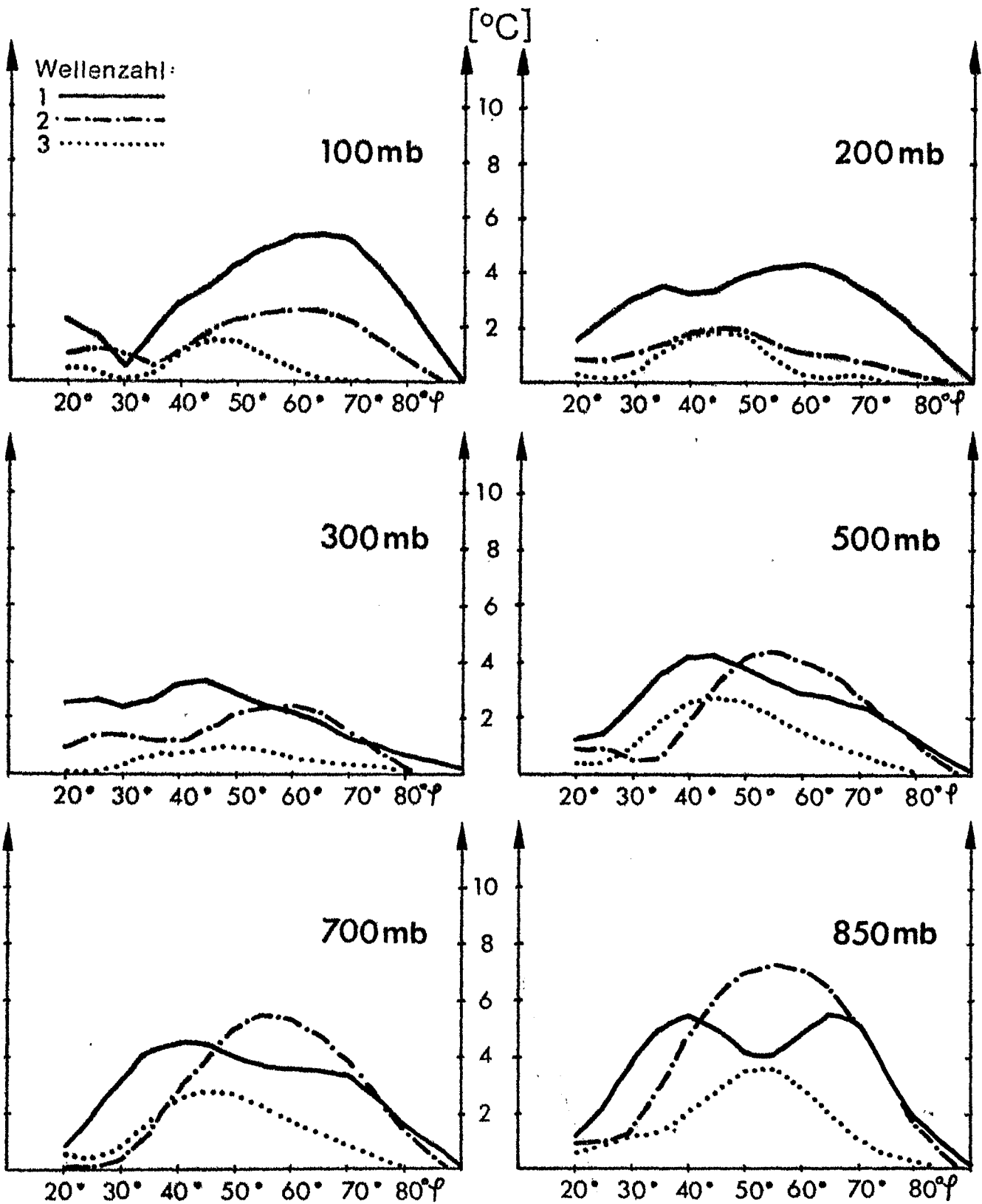


Prozentualer Anteil der Wellenzahlen 1-6 an der Gesamtsumme der Amplituden über 15 Wellenzahlen für die Temperaturwellen Januar- und Juli-Mittel 1967-1976



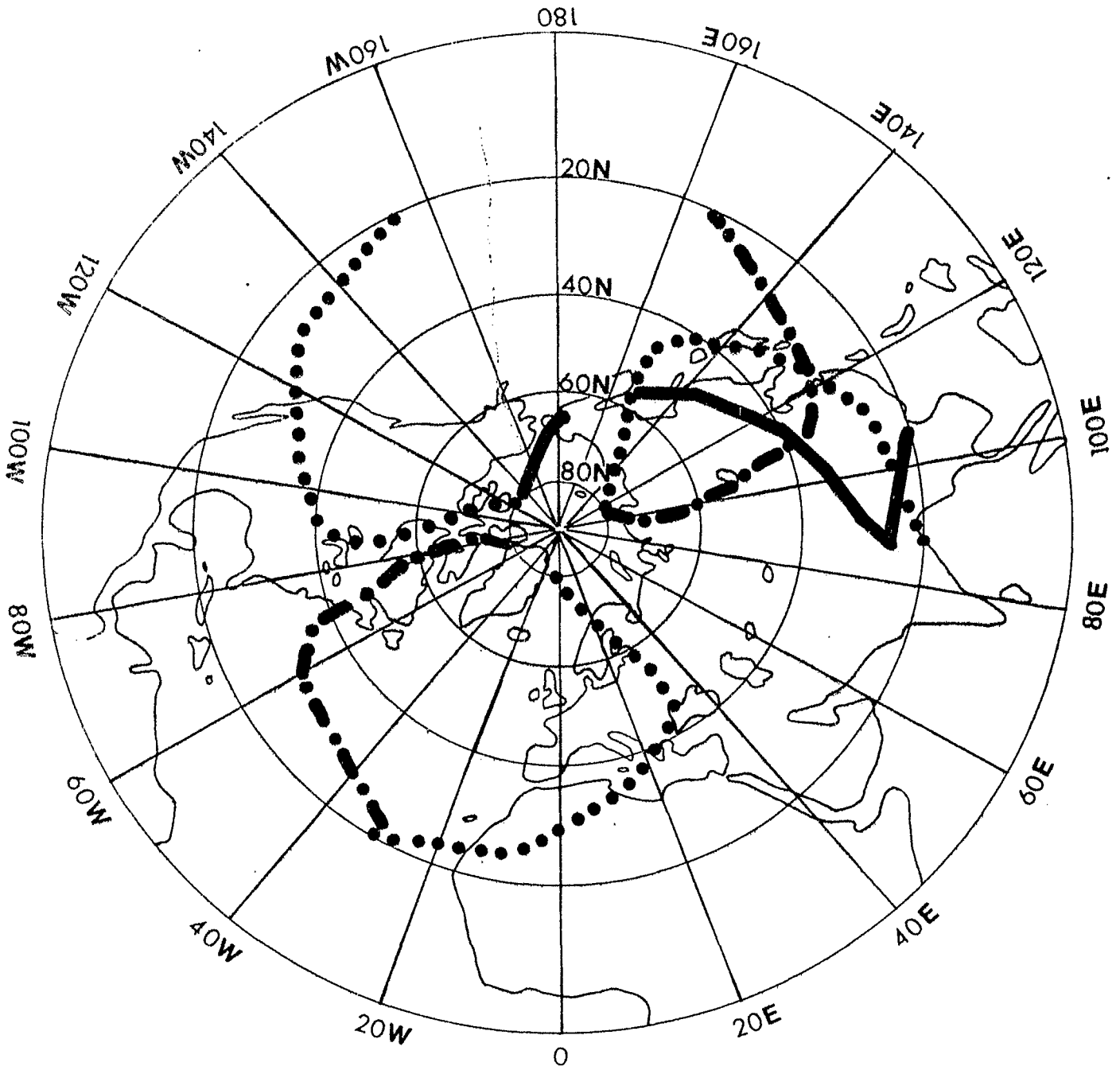
Amplitude der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3 in [°C].
Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 4



Amplitude der Temperaturwellen in [°C] als Funktion der geographischen Breite φ für die Wellenzahlen 1-3.

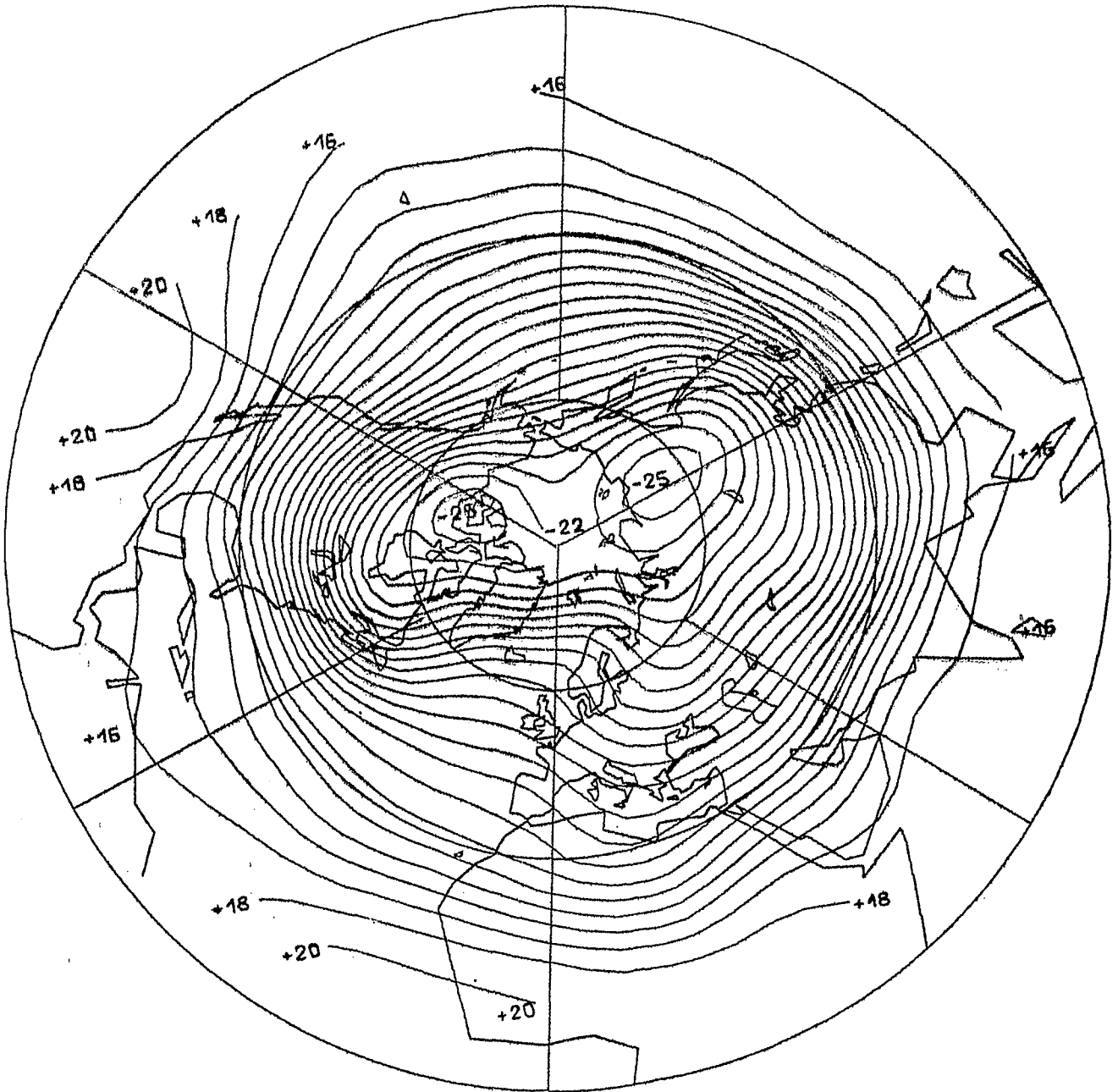
Januar-Mittel 1967-1976



Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3
 4

850 mb

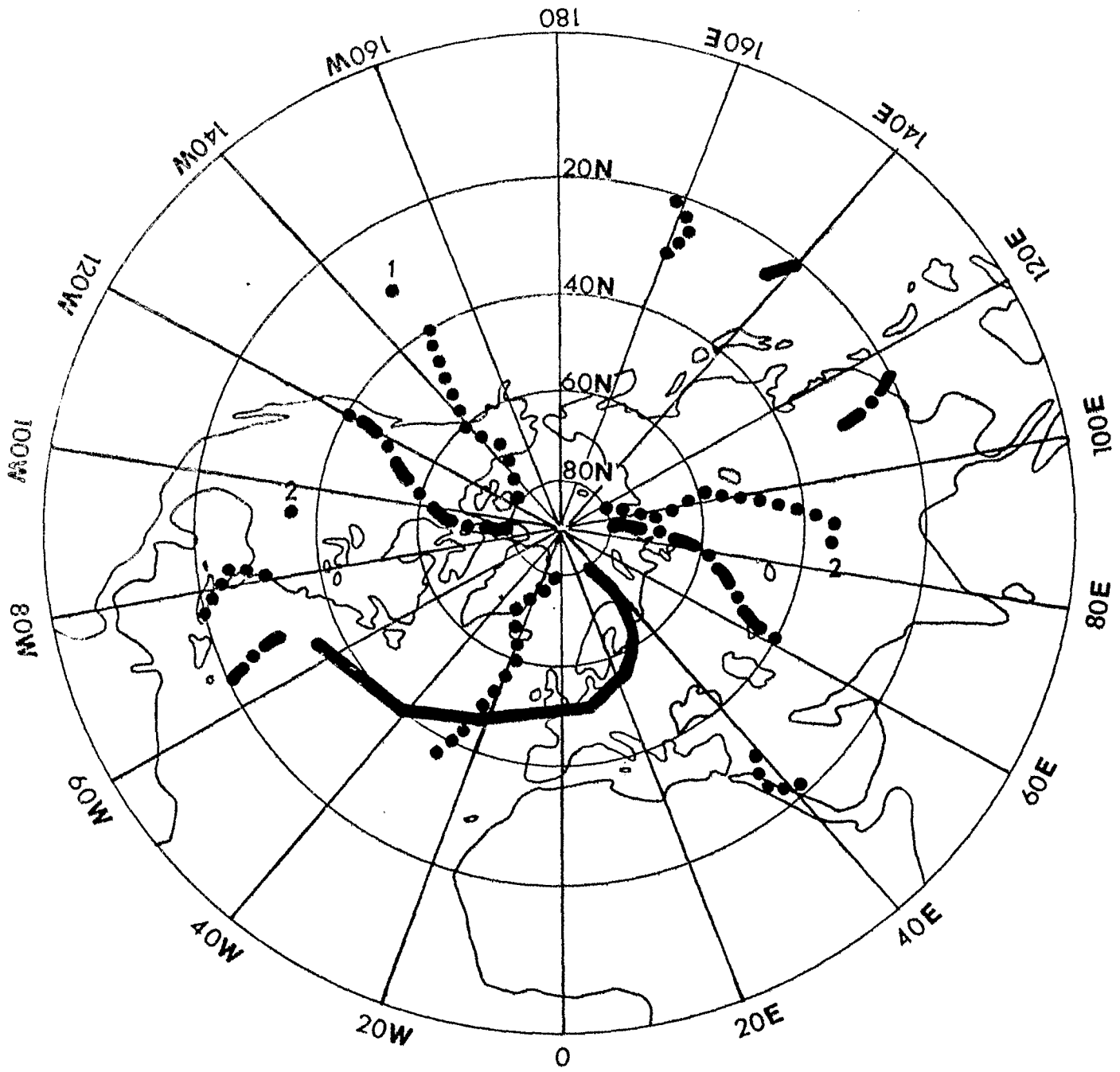
Trogachsenlage der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3
 Januar-Mittel 1967-1976



850 mb

Temperaturfeld, Abstand der Isothermen: 2°C
Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 6a



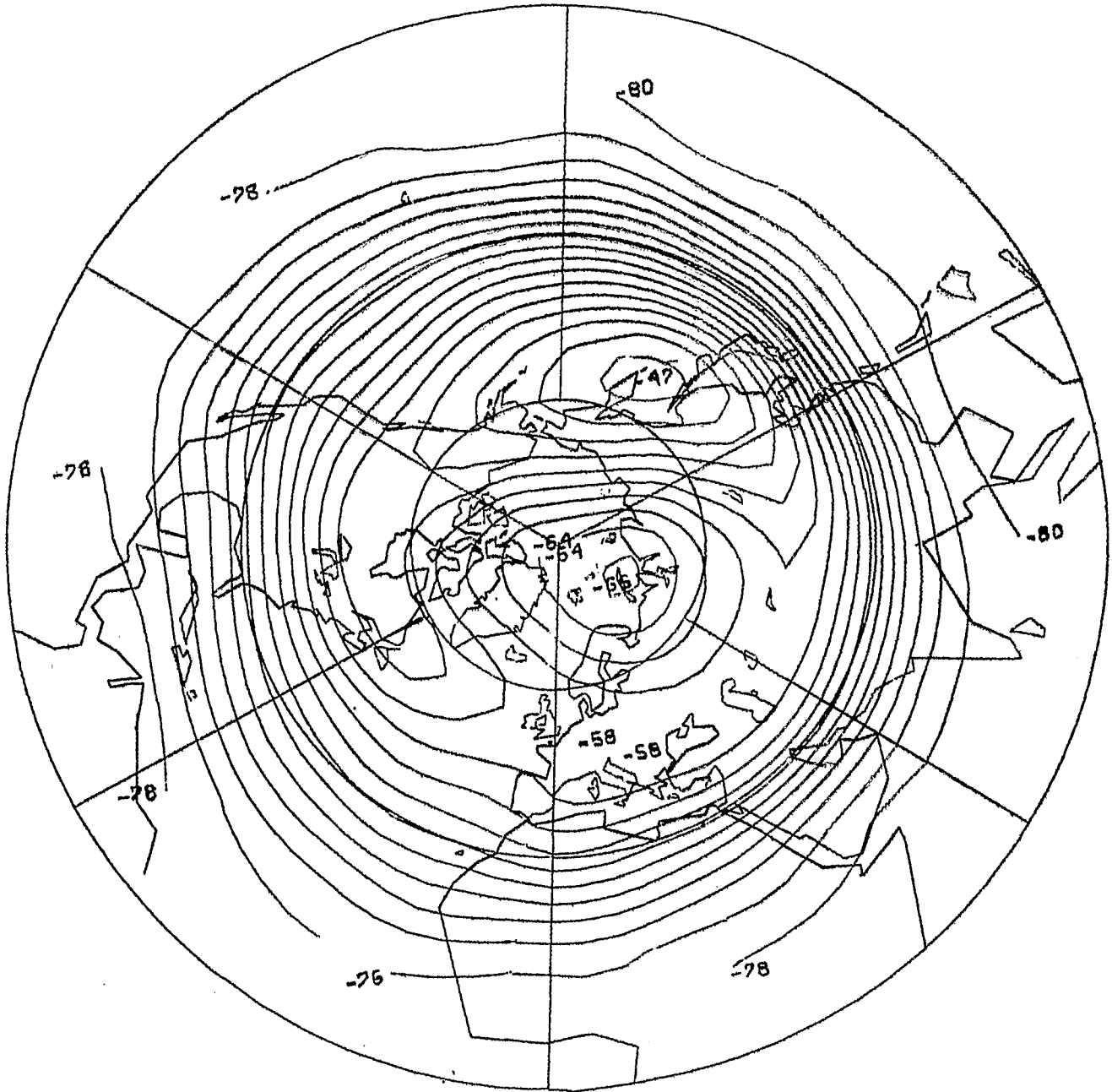
Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3
 1

100 mb

Trogachsenlage der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3

Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 7



100 mb

Temperaturfeld, Abstand der Isothermen: 2°C

Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 7a

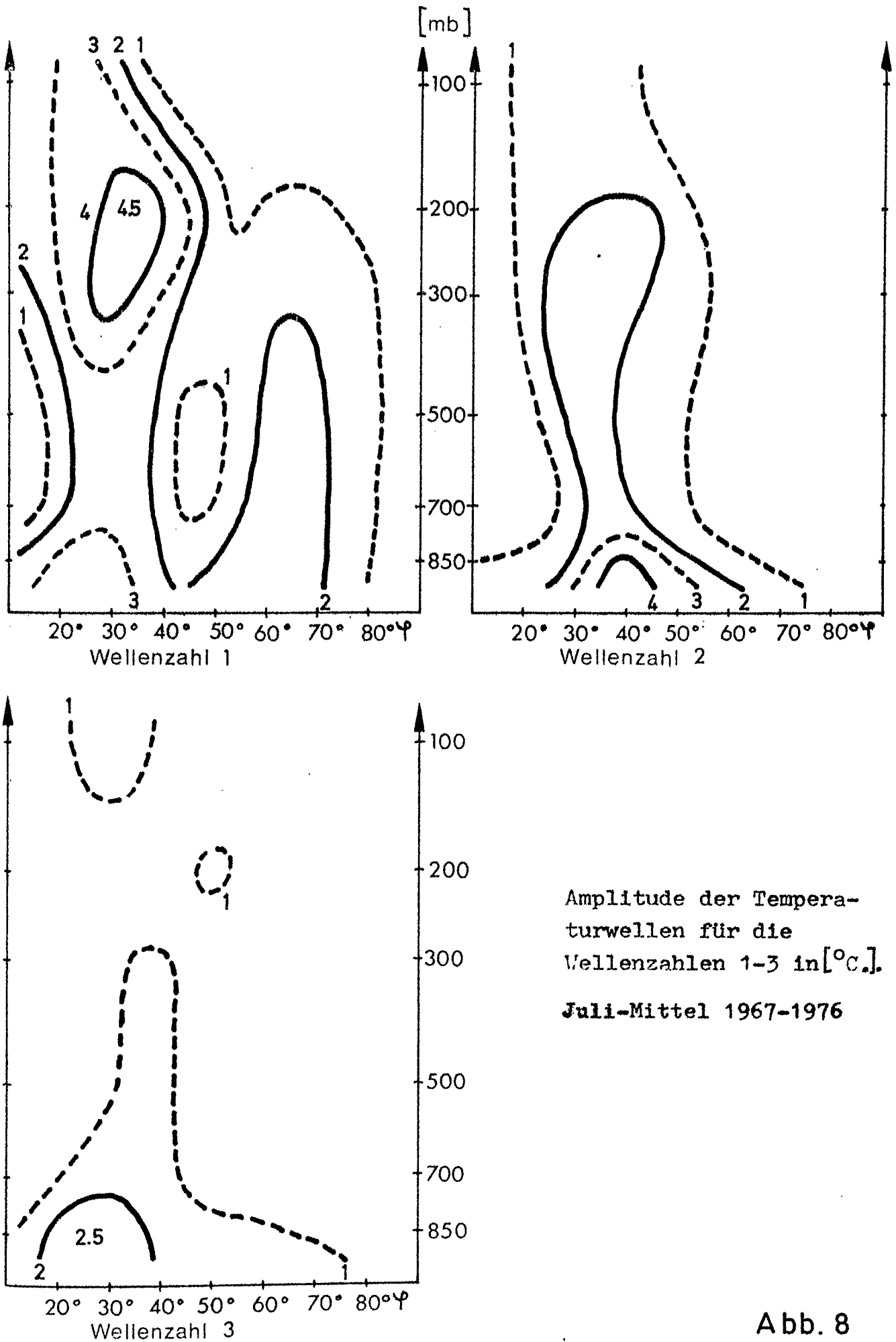
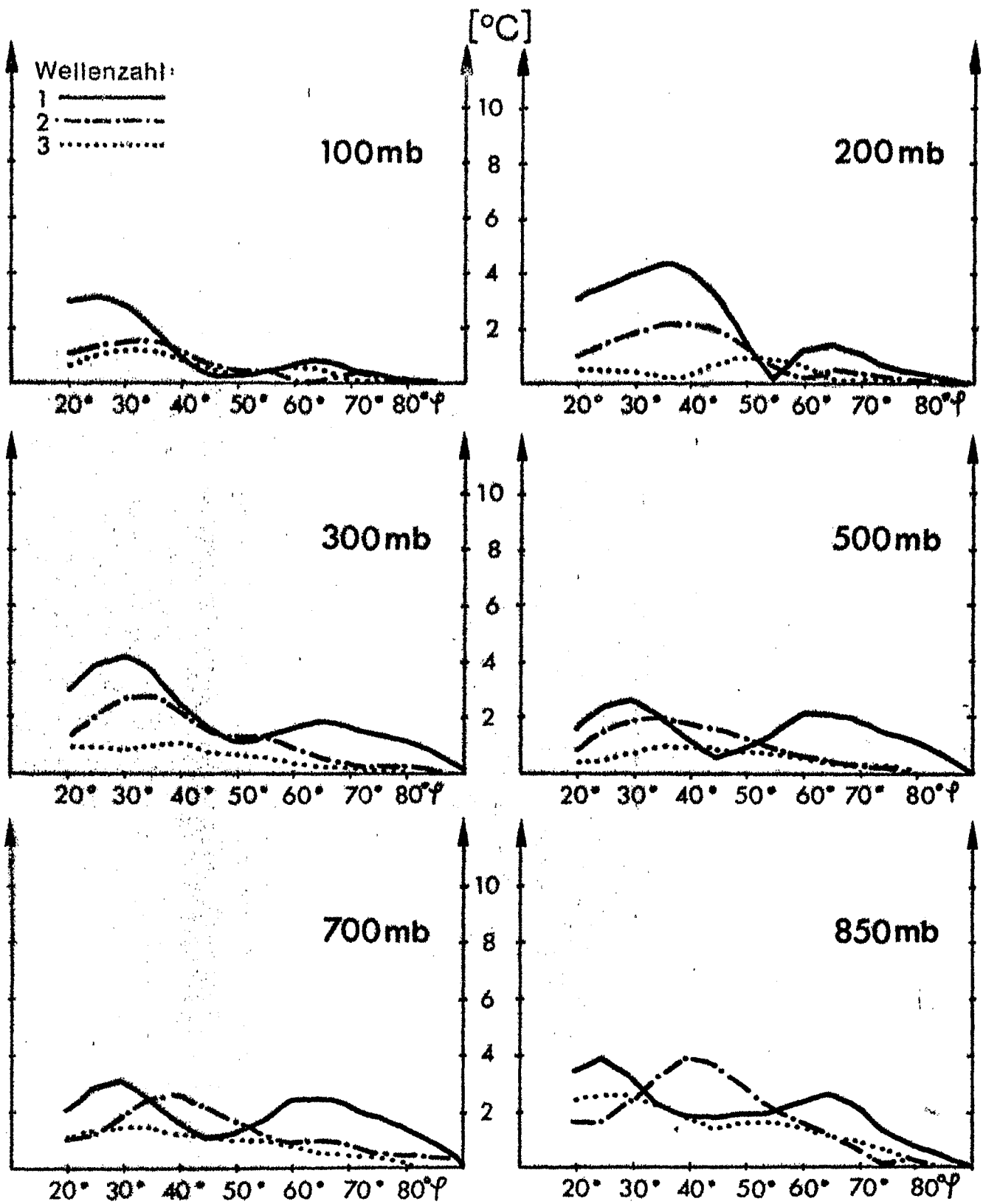
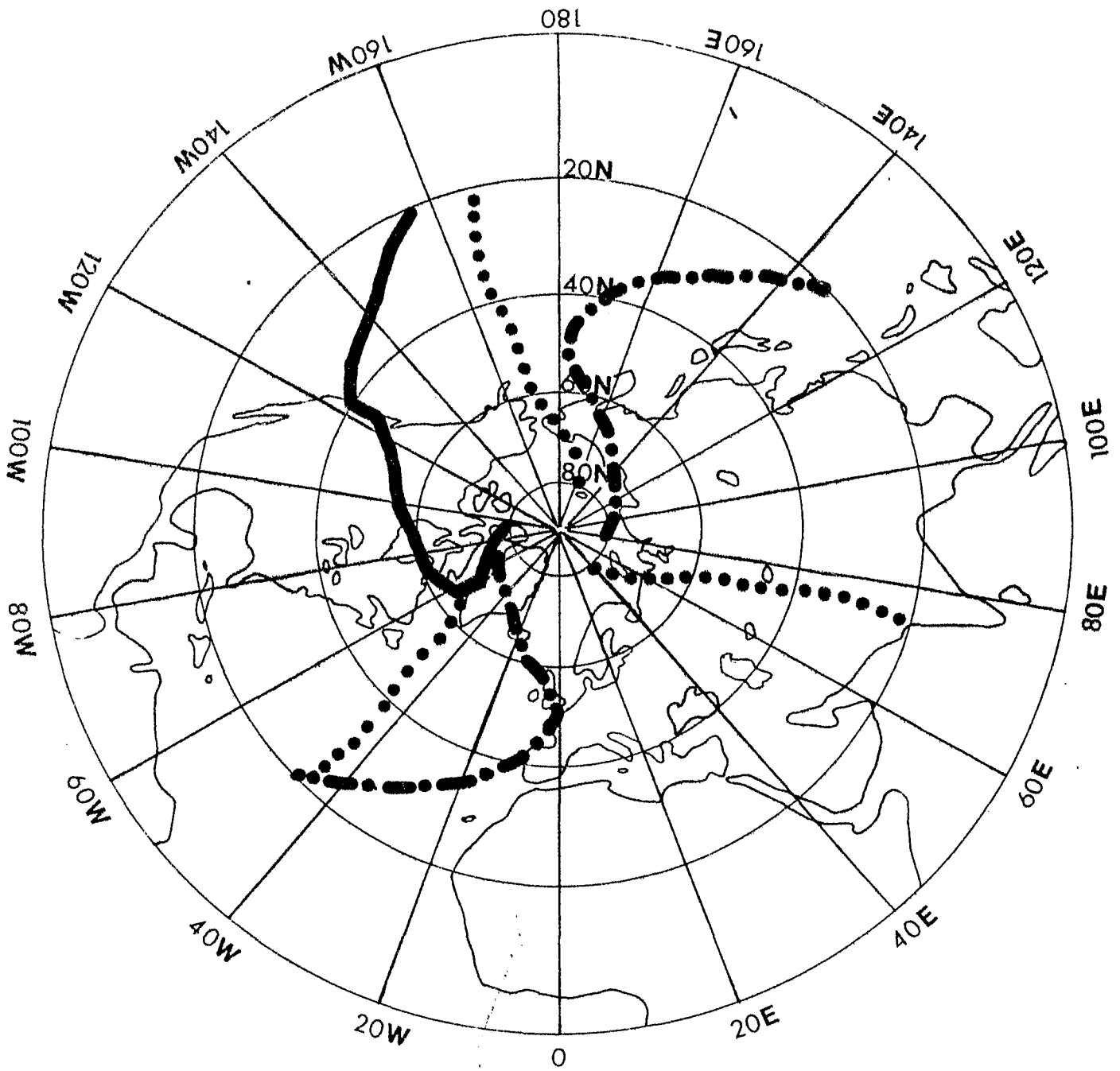


Abb. 8



Amplitude der Temperaturwellen in [°C] als Funktion der geographischen Breite φ für die Wellenzahlen 1-3.

Juli-Mittel 1967-1976

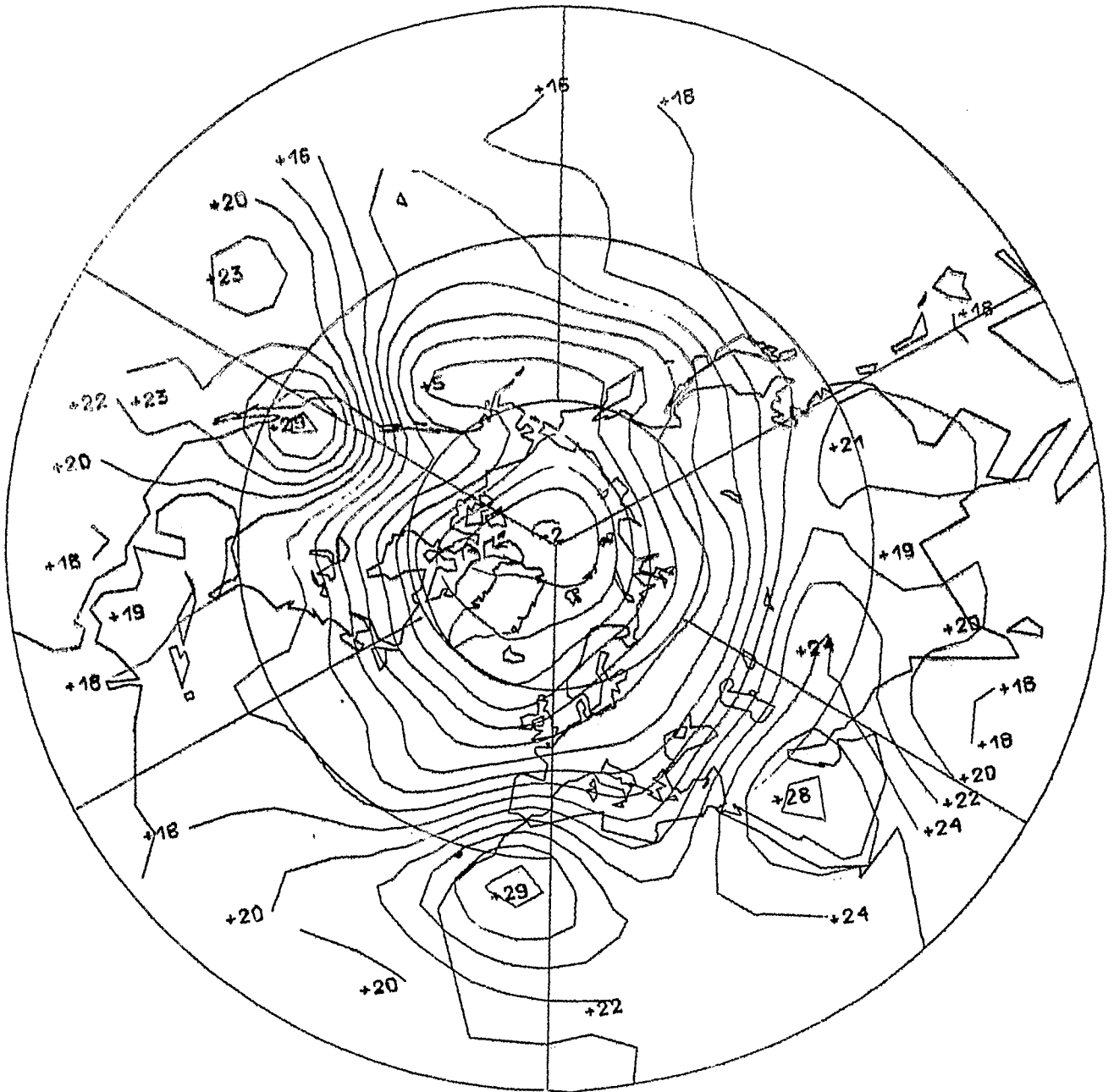


Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3
 3

850 mb

Trogachsenlage der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3

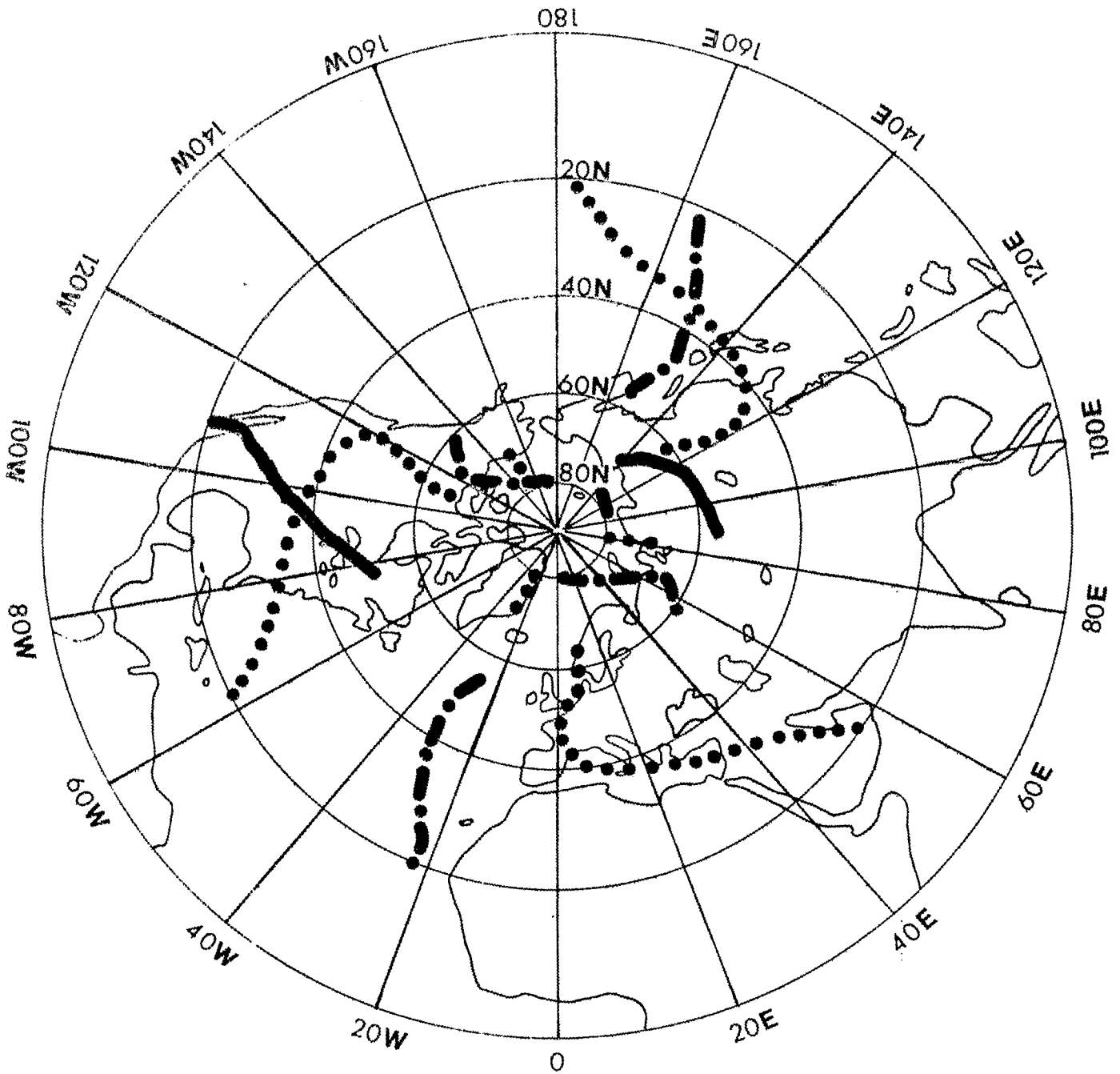
Juli-Mittel 1967-1976



850 mb

Temperaturfeld, Abstand der Isothermen: 2°C
Juli-Mittel 1967-1976

Abb.10 a

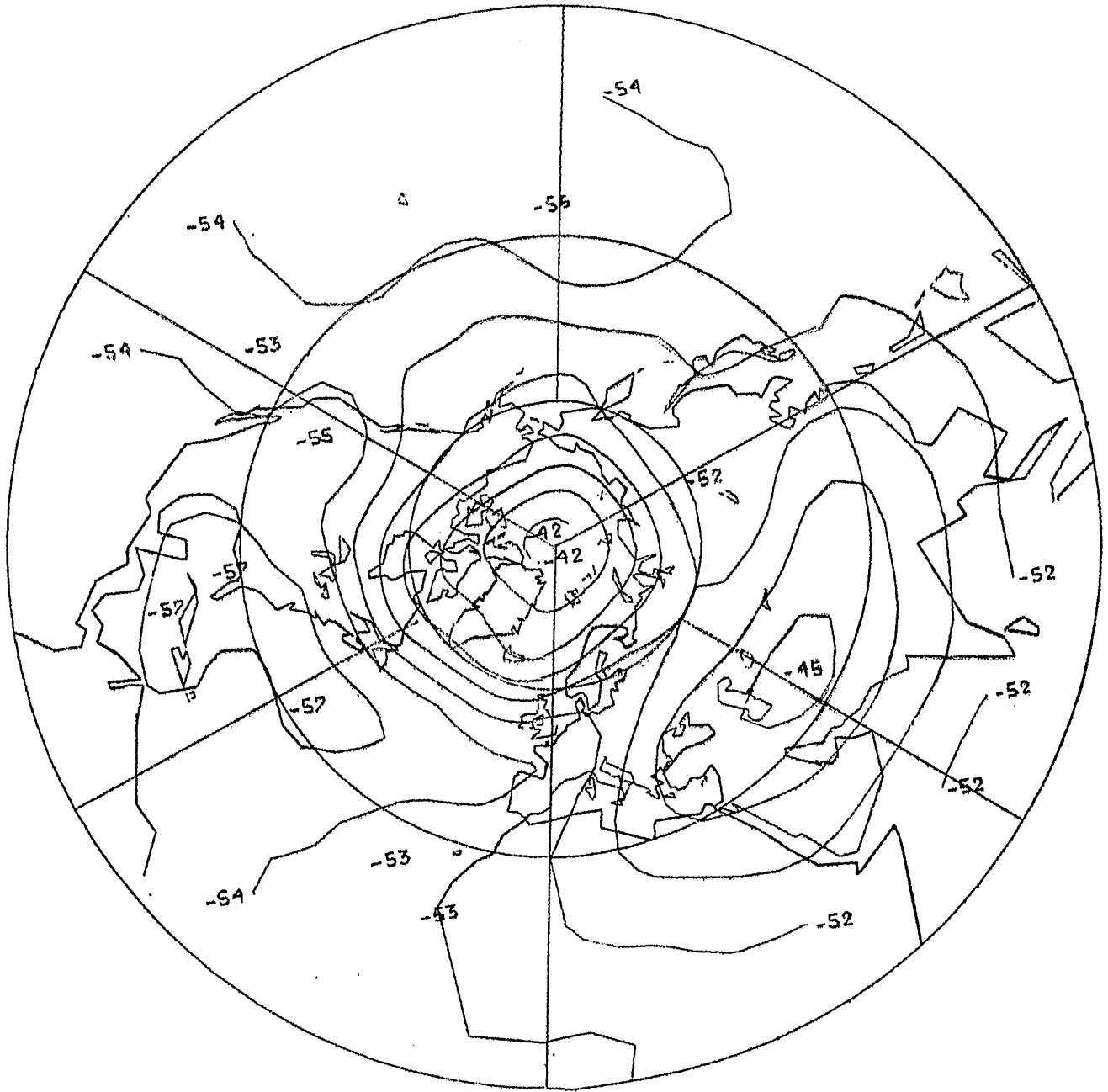


Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3
 3

200 mb

Trogachsenlage der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3

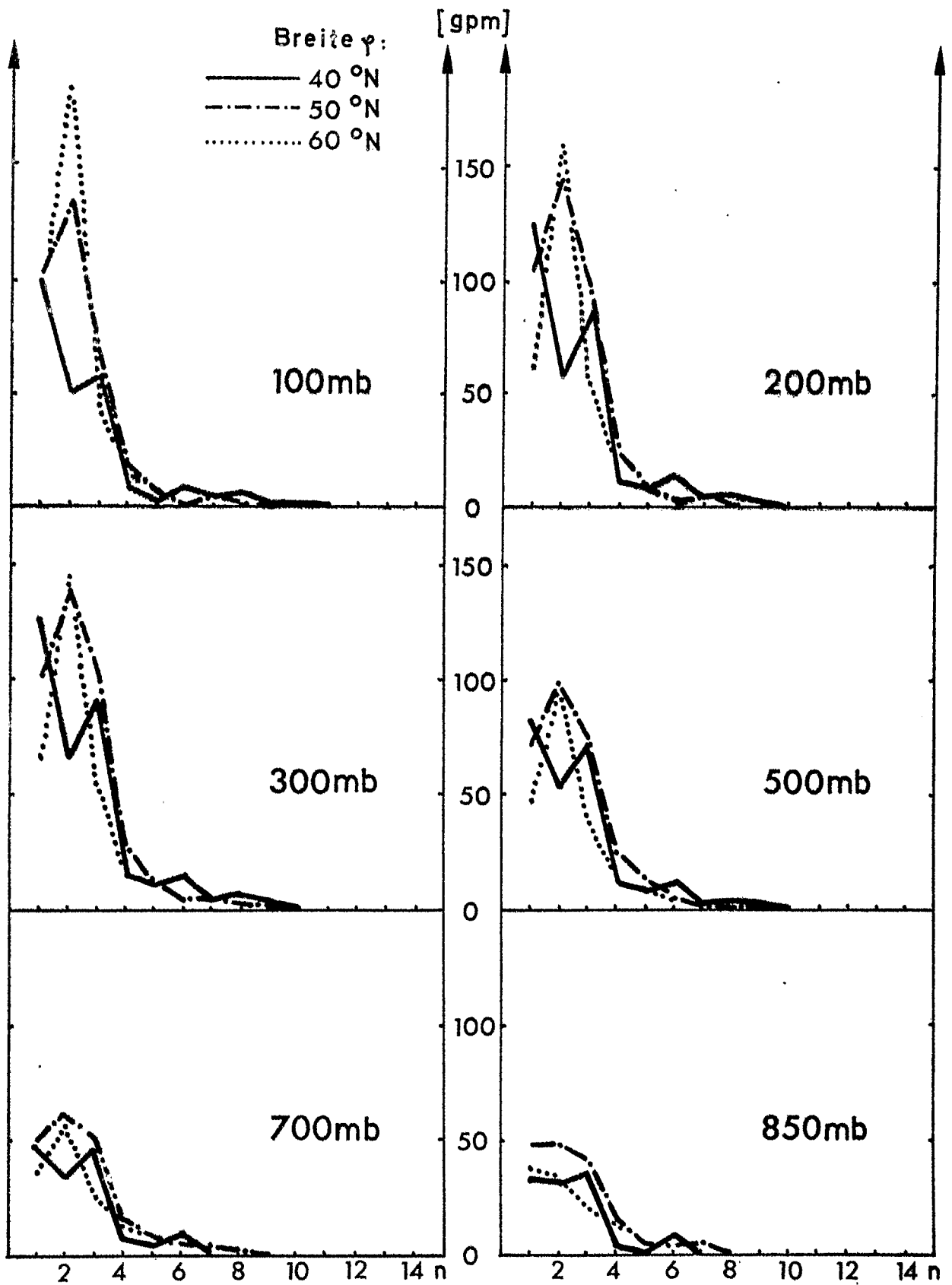
Juli-Mittel 1967-1976



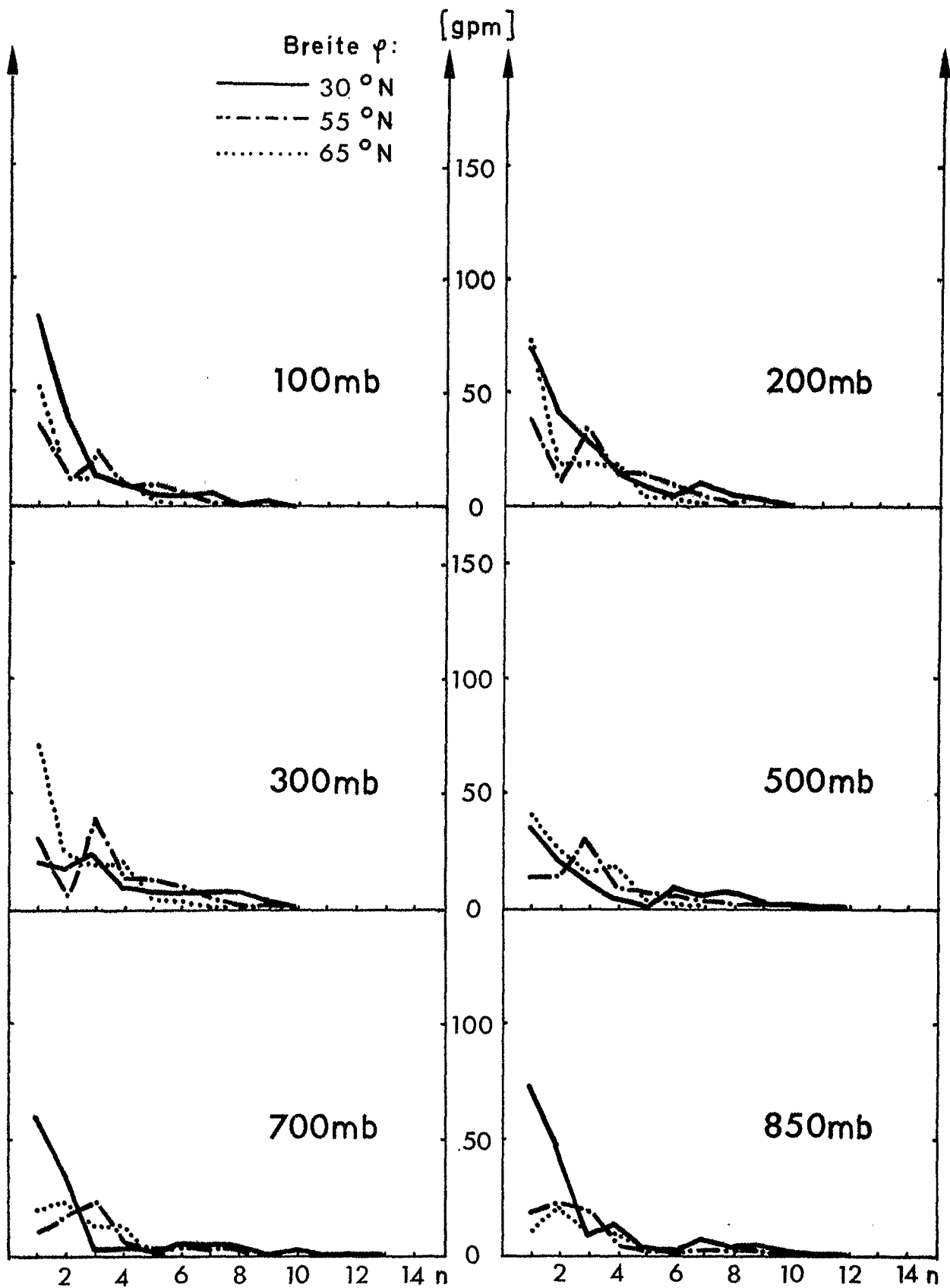
200 mb

Temperaturfeld, Abstand der Isothermen: 2°C
Juli-Mittel 1967-1976

Abb. 11 a

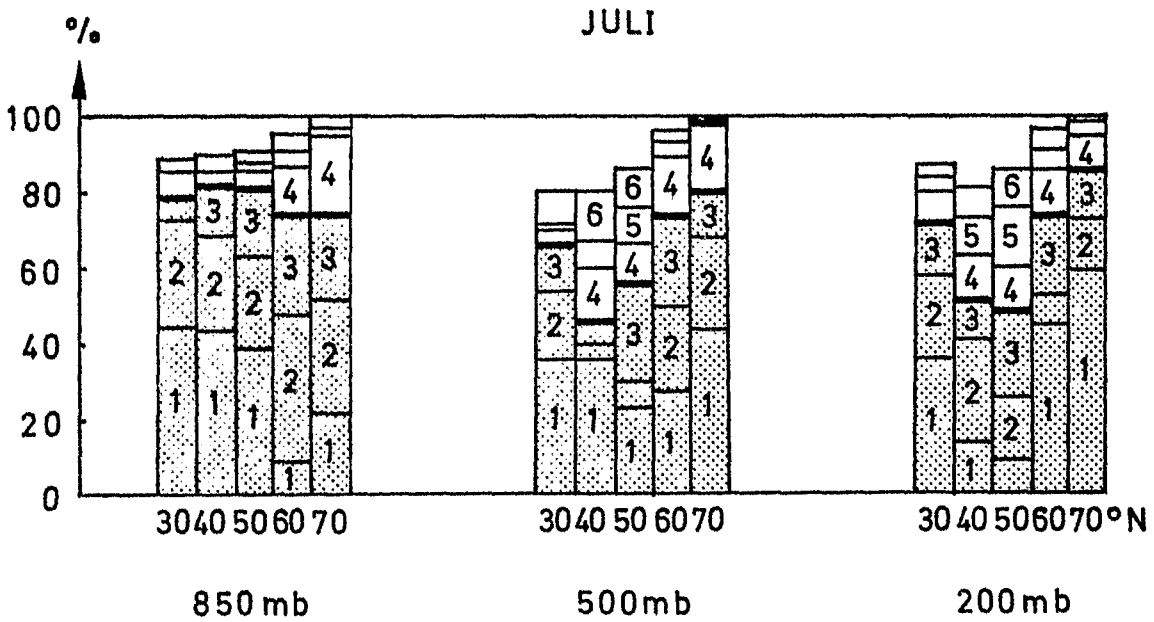
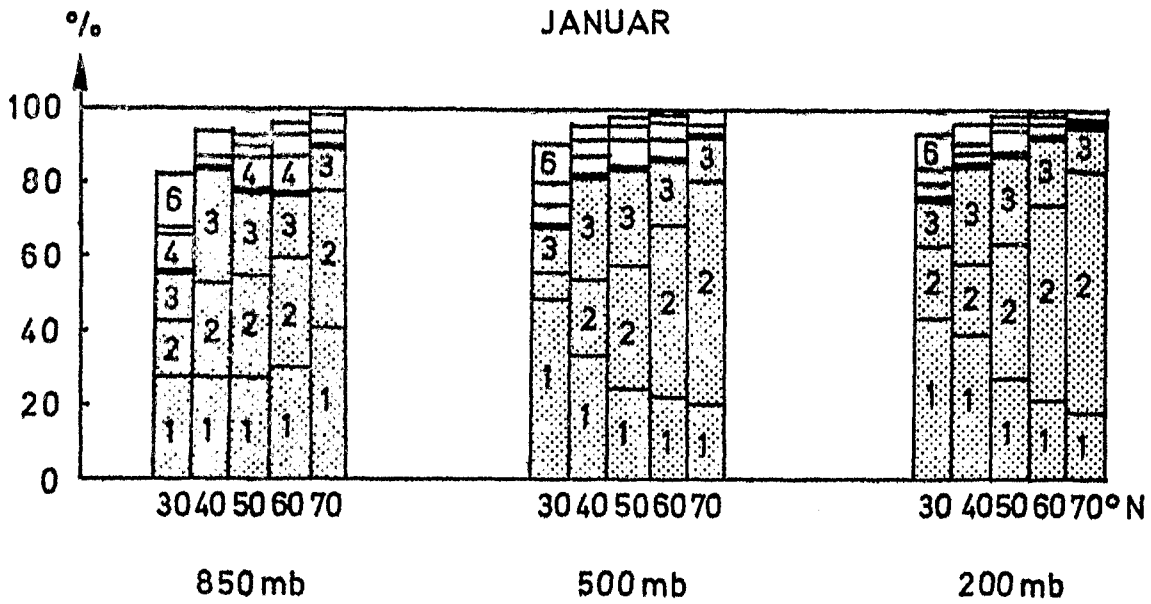


Amplitude der Geopotentialwellen in [gpm] als Funktion der Wellenzahl n für verschiedene geographische Breiten φ
 Januar-Mittel 1967-1976

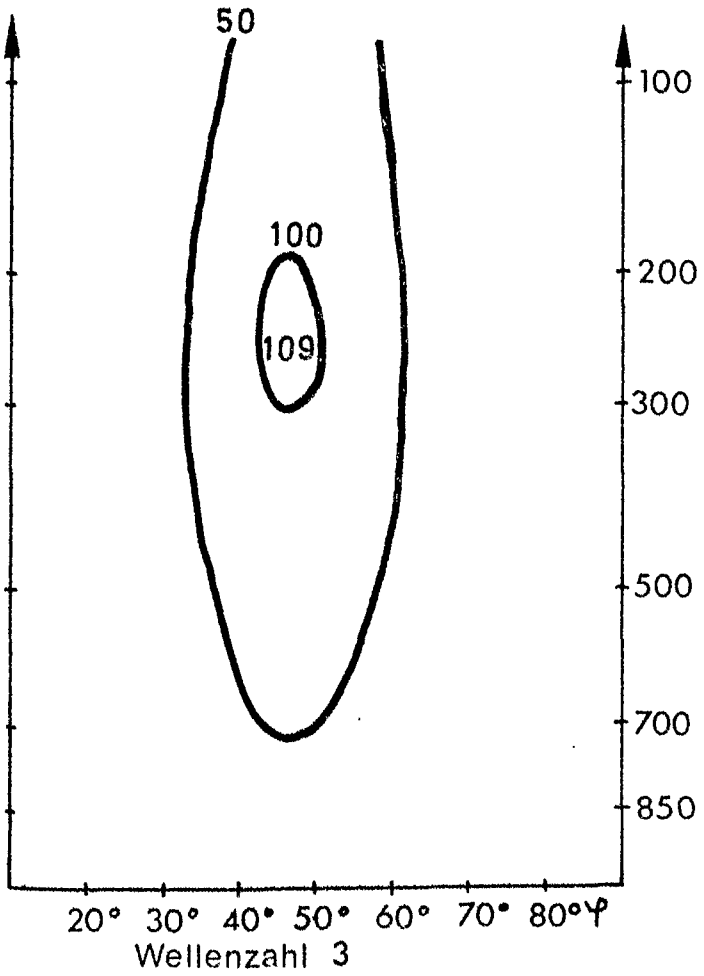
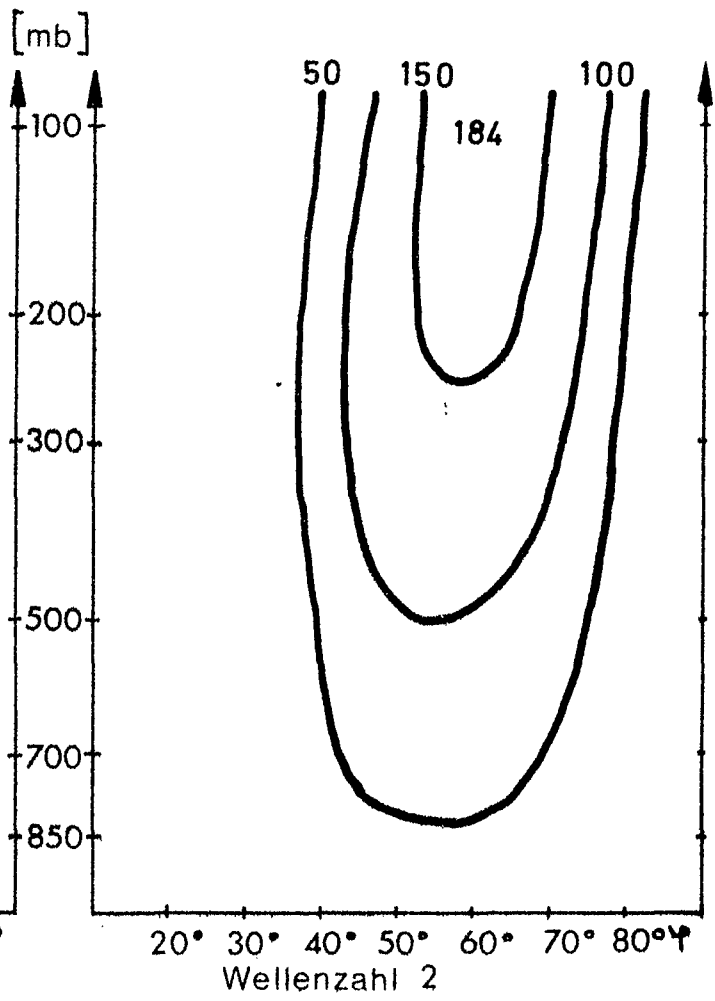
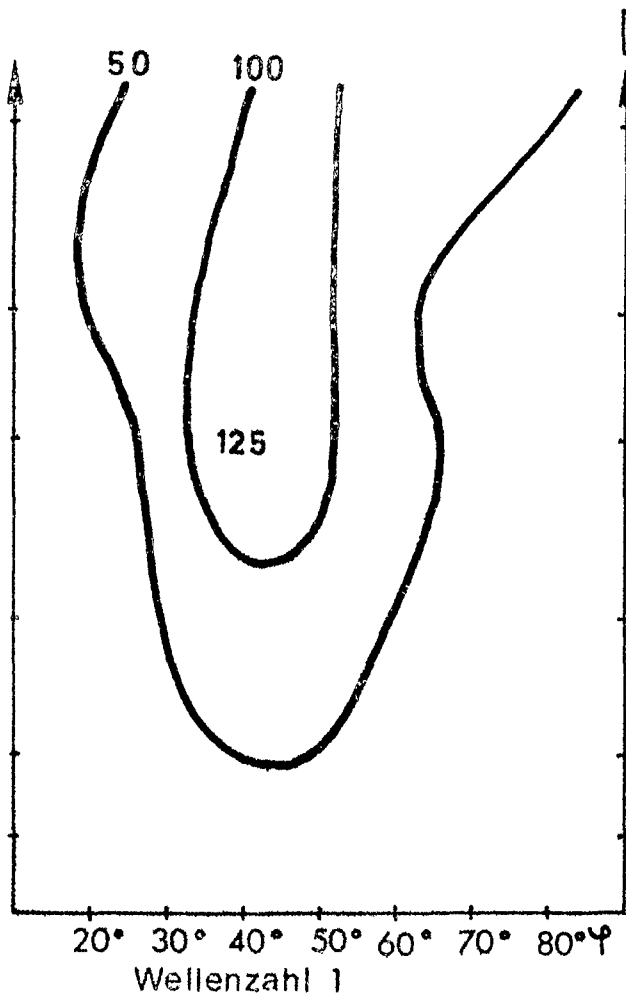


Amplitude der Geopotentialwellen in [gpm] als Funktion der Wellenzahl n für verschiedene geographische Breiten φ .

Juli-Mittel 1967-1976

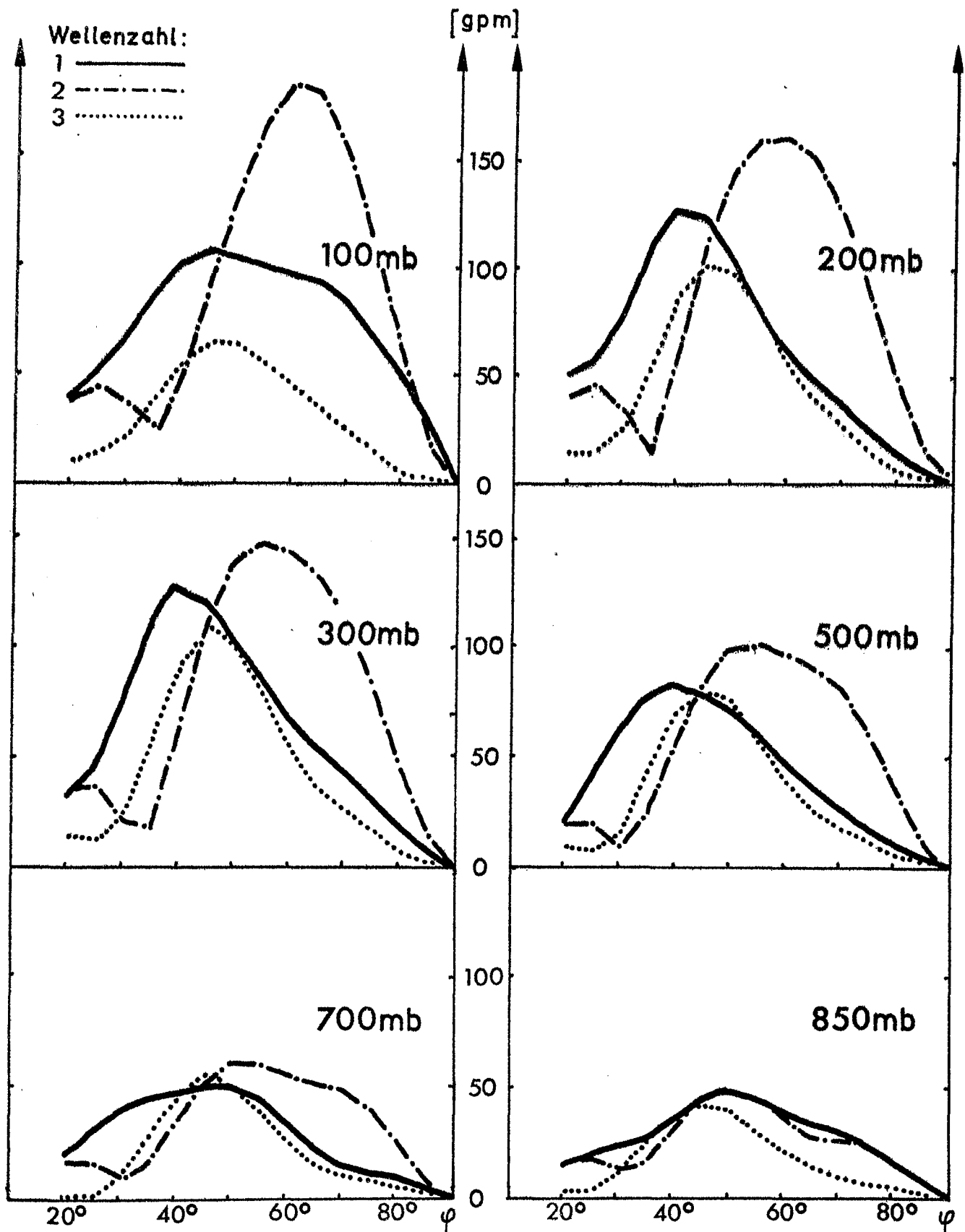


Prozentualer Anteil der Wellenzahlen 1-6 an der Gesamtsumme der Amplituden über 15 Wellenzahlen für die Geopotentialwellen Januar- und Juli-Mittel 1967-1976



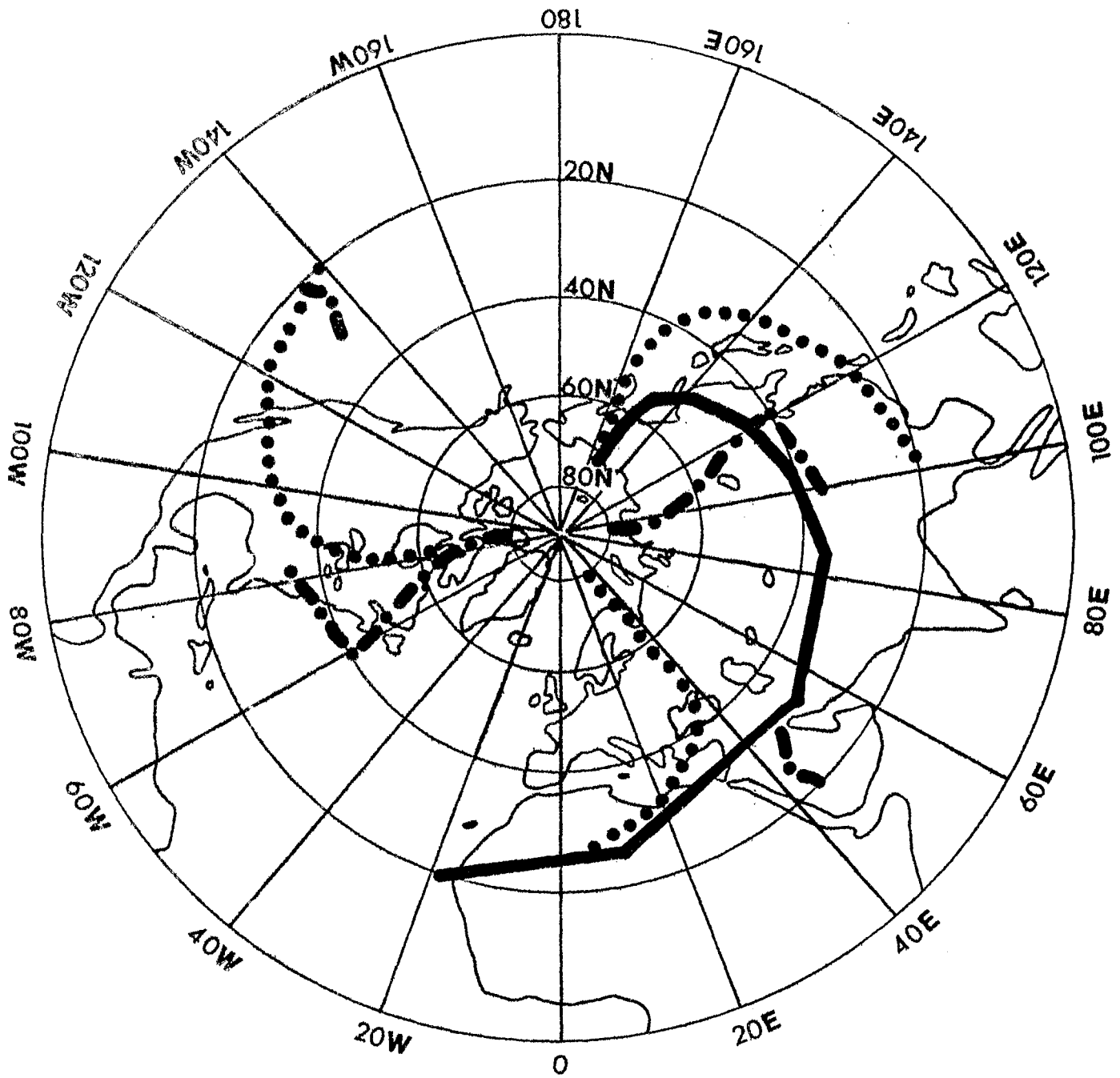
Amplitude der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3 in [gpm] Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 15



Amplitude der Geopotentialwellen in [gpm] als Funktion der geographischen Breite φ für die Wellenzahlen 1-3

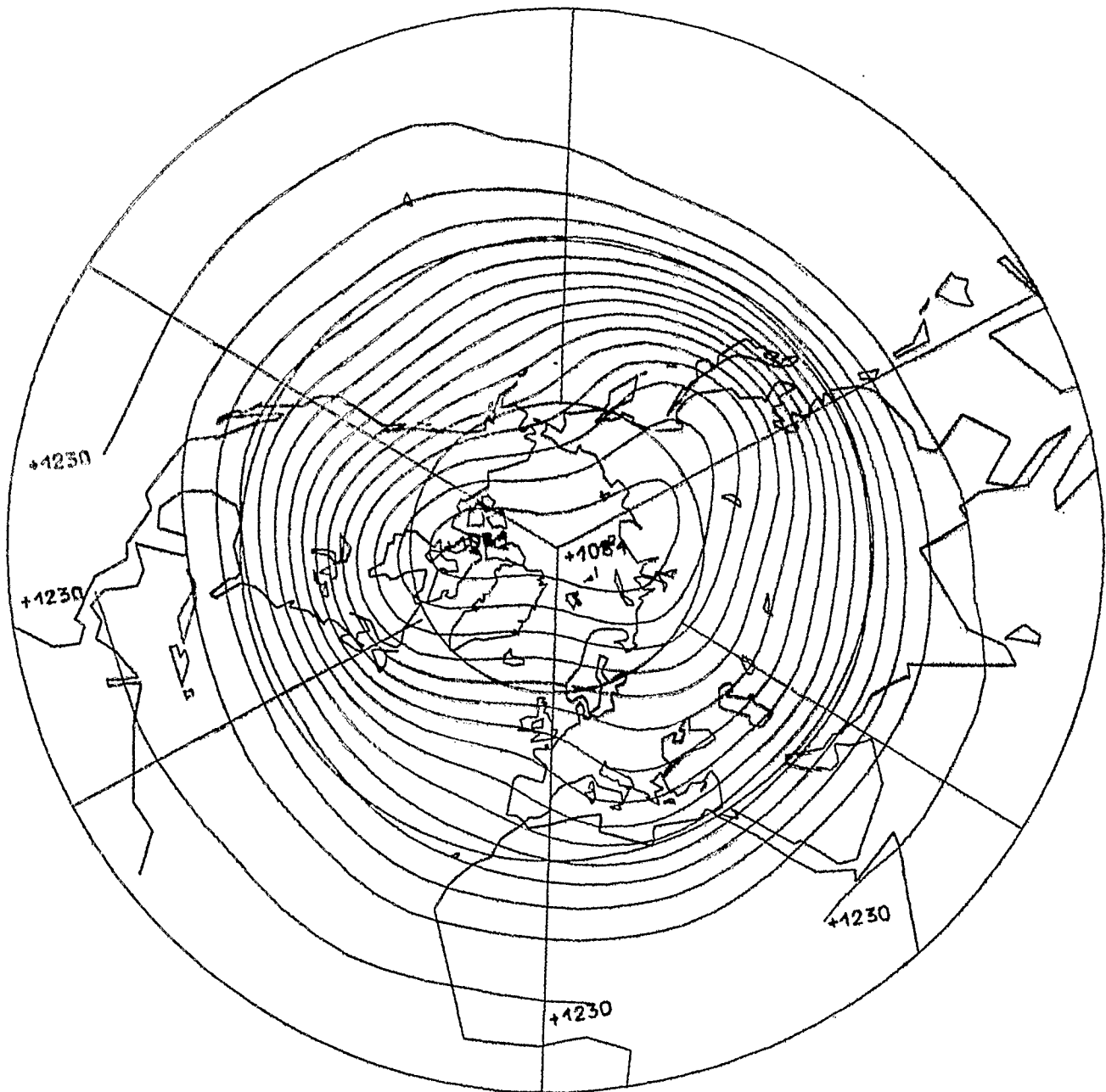
Januar-Mittel 1967-1976



Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3 ·······

200 mb

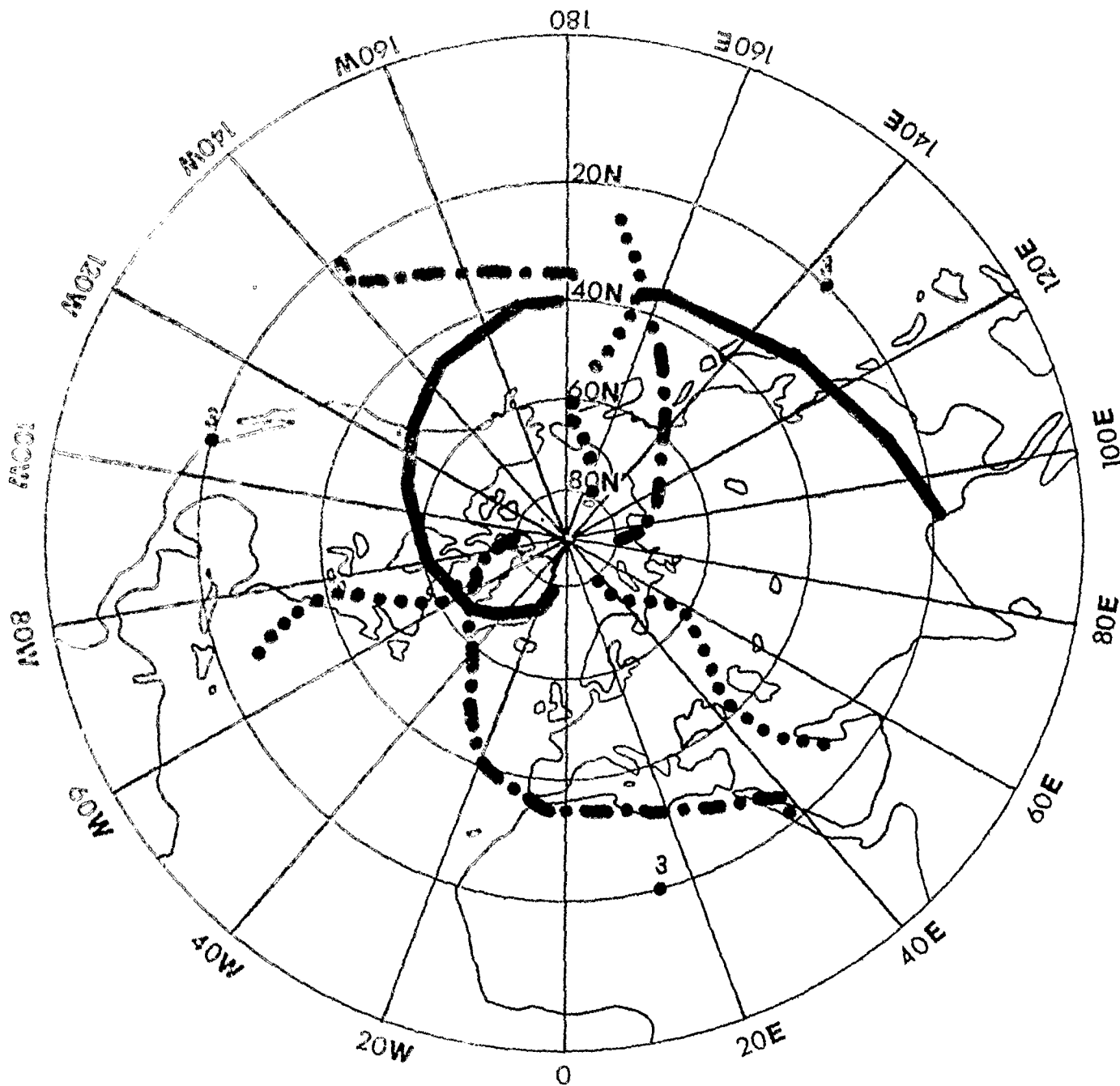
Trogachsenlage der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3
 Januar-Mittel 1967-1976



200mb

Geopotentialfeld, Abstand der Isohypsen: 10 gpdm
Januar-Mittel 1967-1976

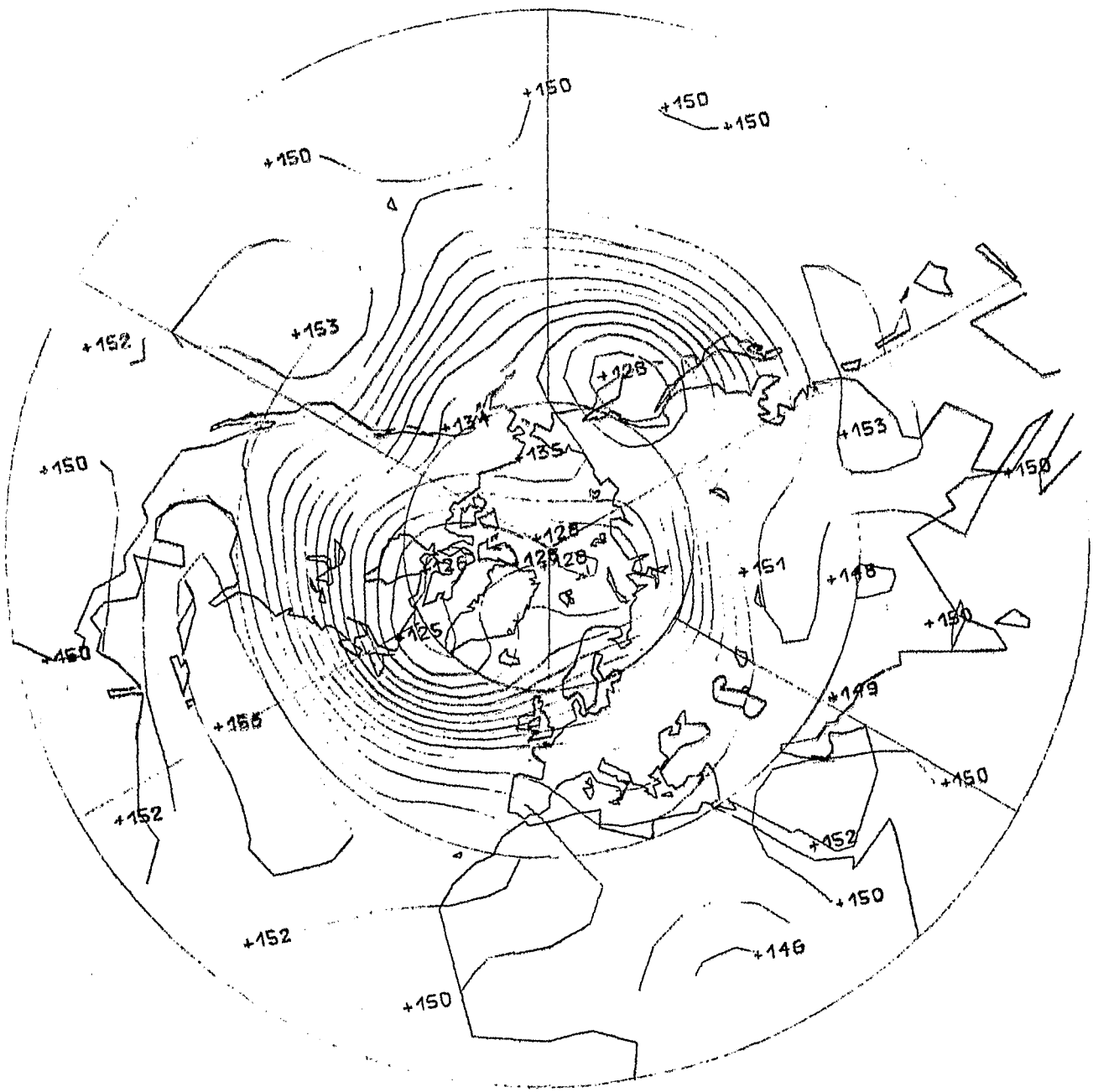
Abb. 17 a



Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3 ·······

850 mb

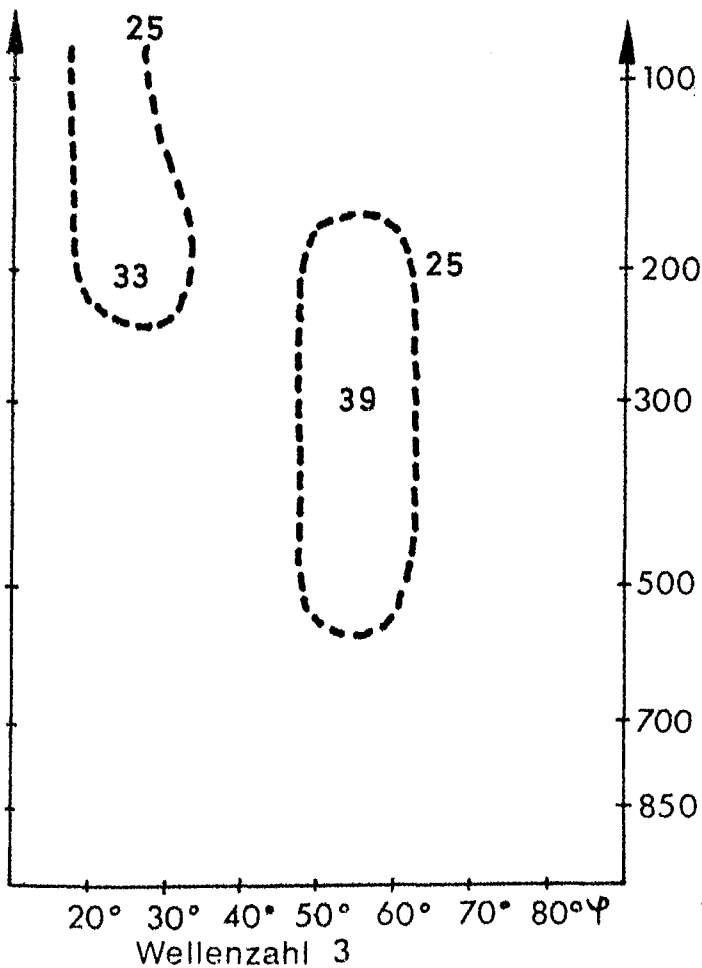
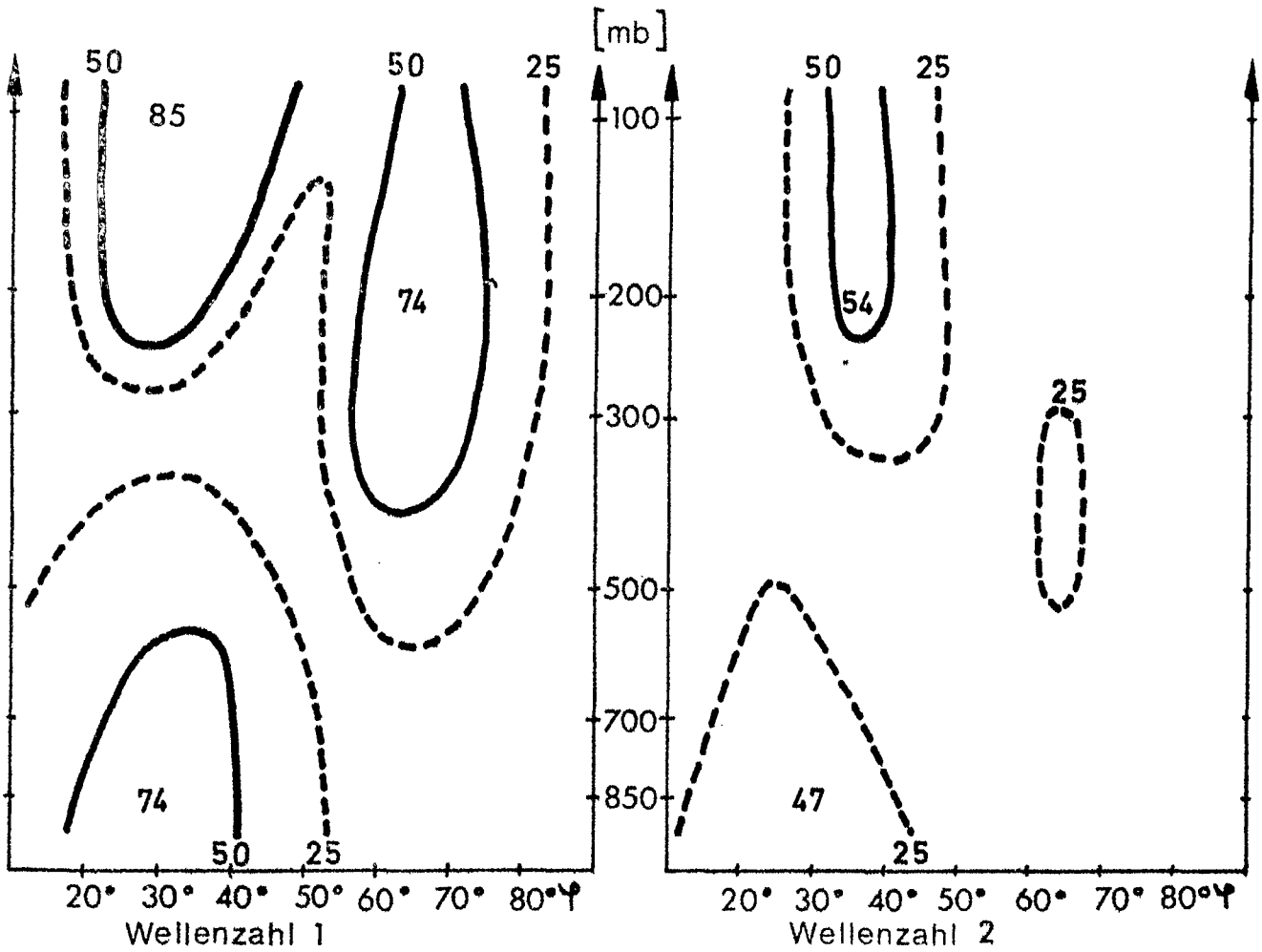
Tropfenbahnlage der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3
 Januar-Mittel 1967-1976



850 mb

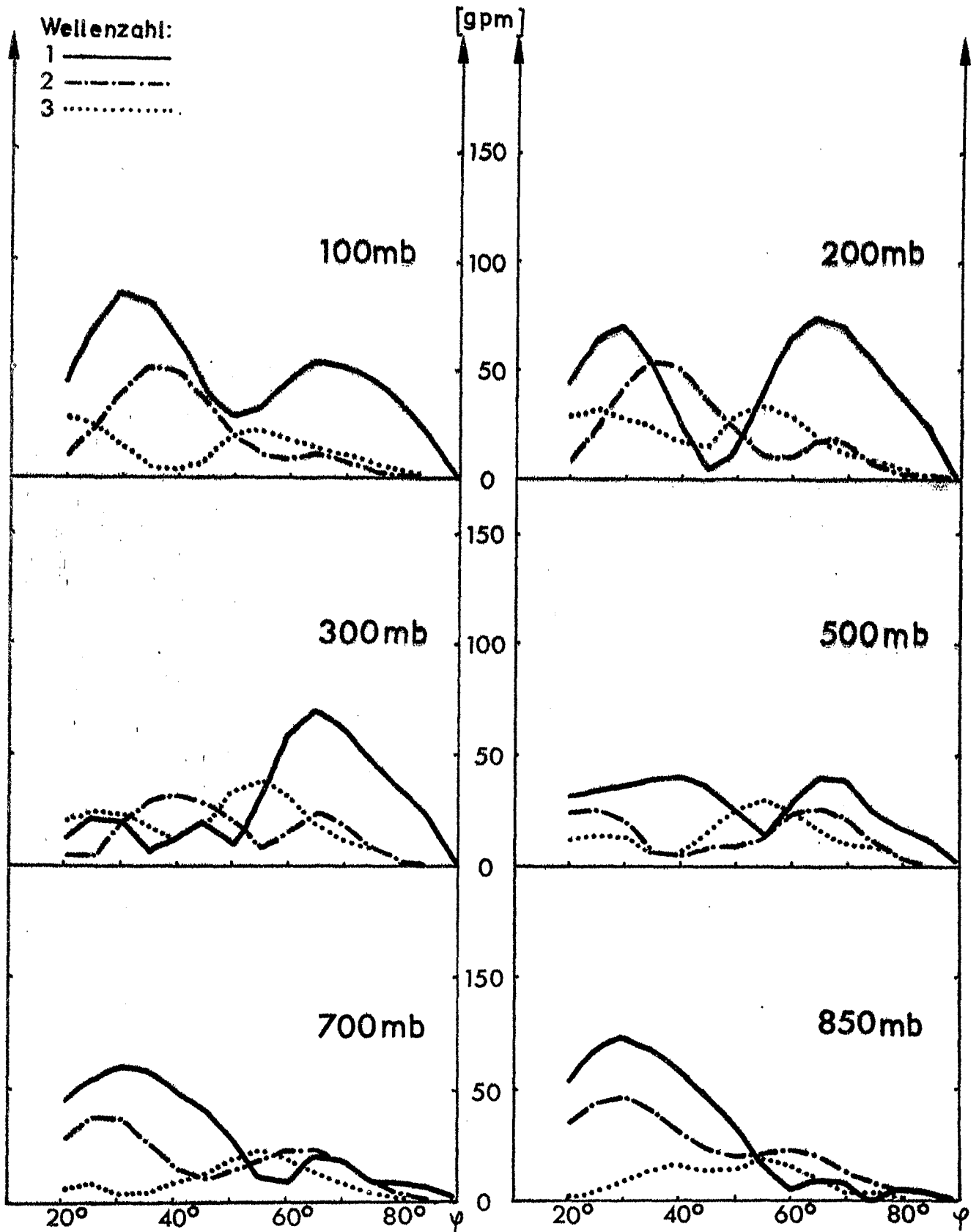
Geopotentialfeld, Abstand der Isohypsen: 2 gpm
Januar-Mittel 1967-1976

Abb.18 a



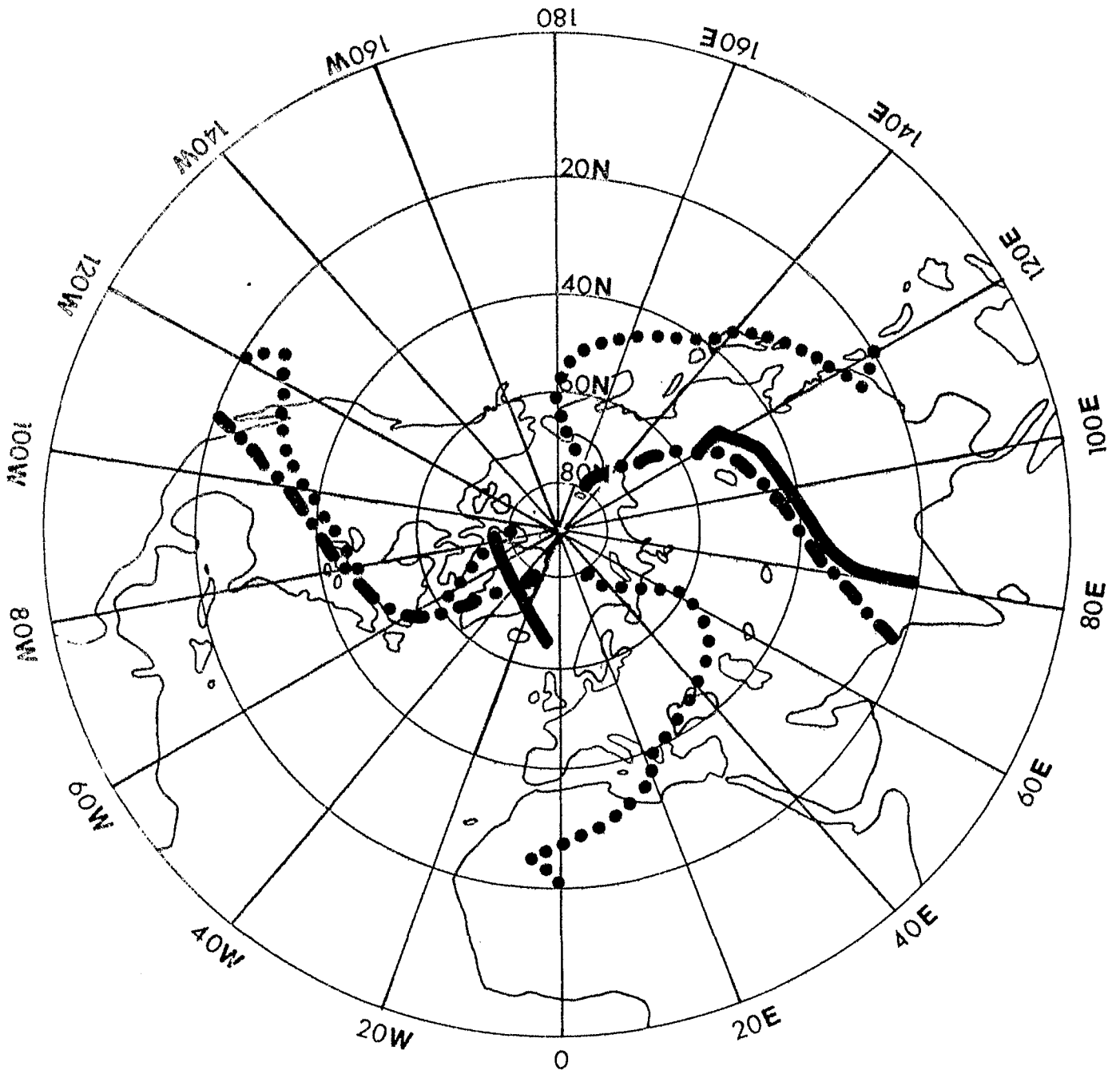
Amplitude der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3 in gpm
 Juli-Mittel 1967-1976

Abb.19



Amplitude der Geopotentialwellen in [gpm] als Funktion der geographischen Breite φ für die Wellenzahlen 1-3.

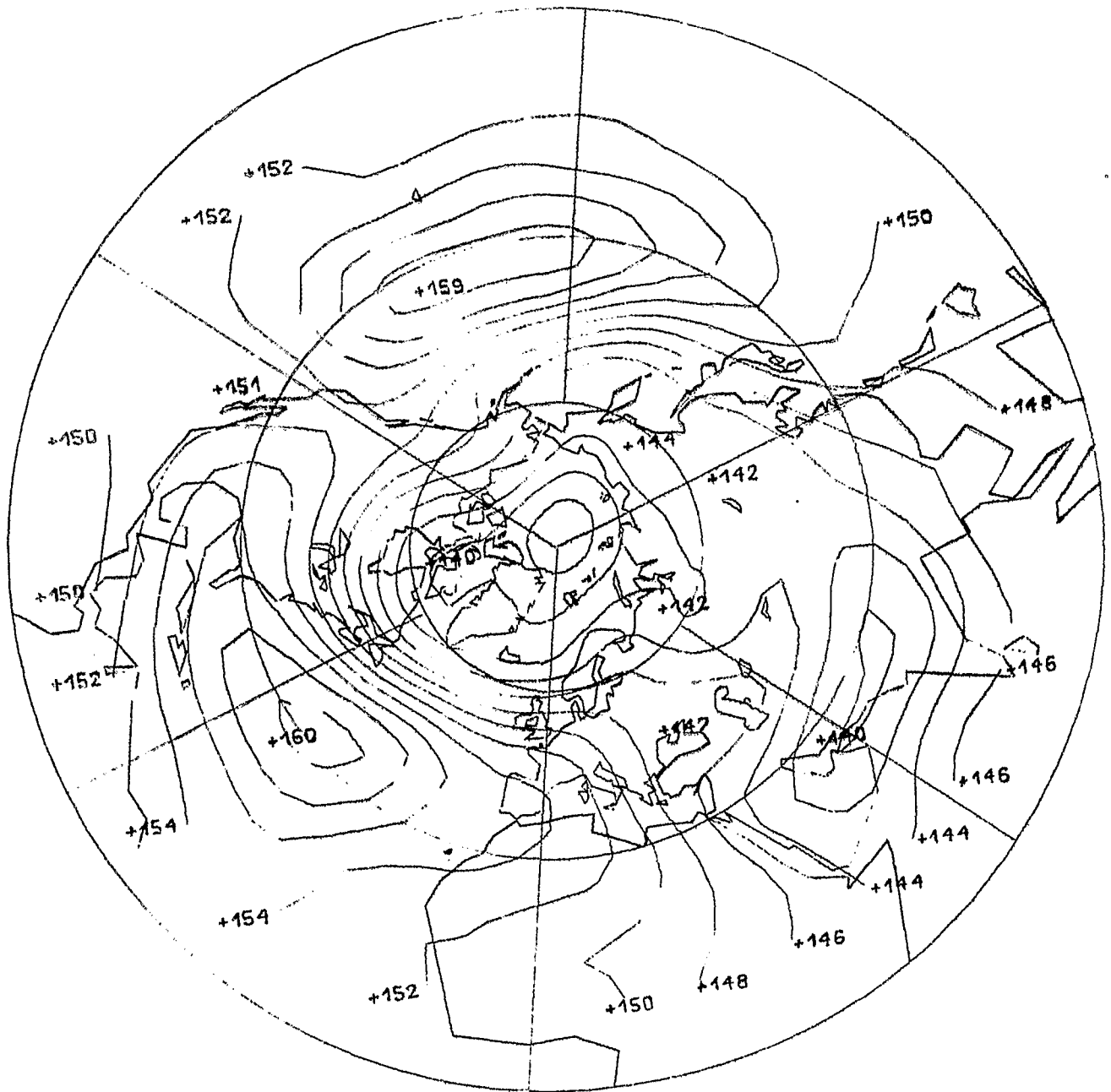
Juli-Mittel 1967-1976



Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3
 3

850 mb

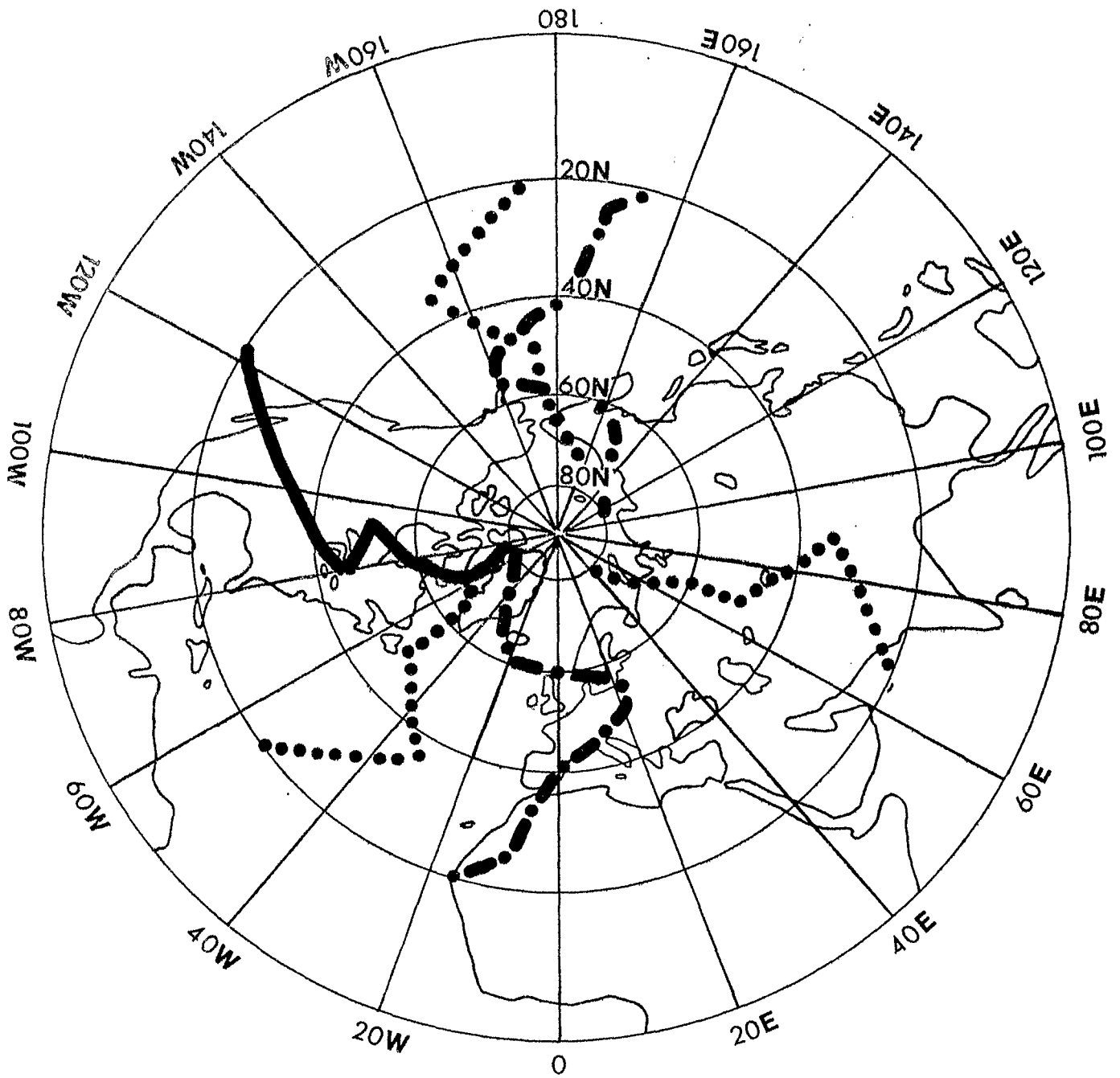
Trogachsenlage der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3
 Juli-Mittel 1967-1976



850 mb

Geopotentialfeld, Abstand der Isohypsen: 2 gpm
Juli-Mittel 1967-1976

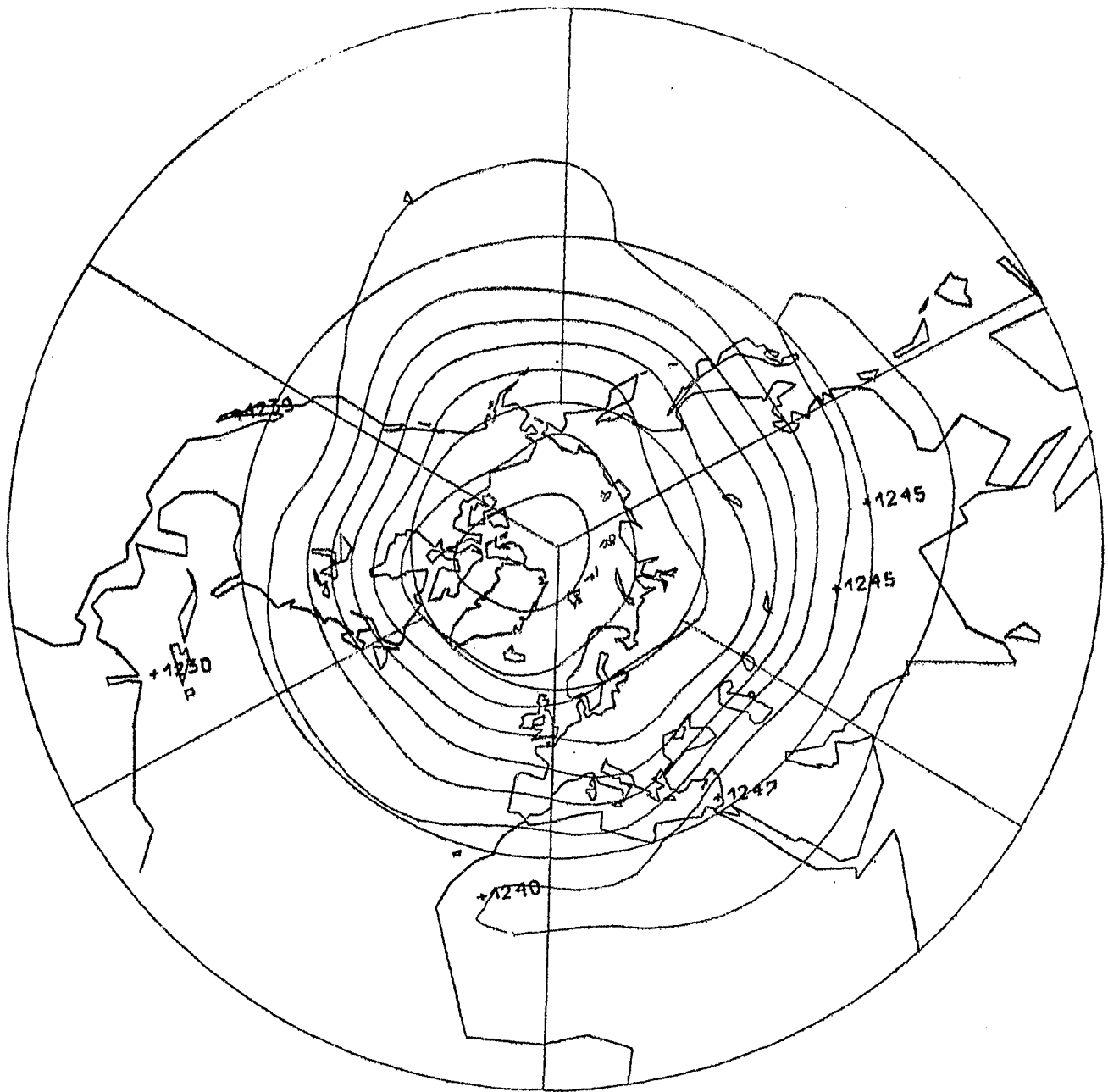
Abb. 21 a



Wellenzahl: 1 —————
 2 - - - - -
 3 ·······

200 mb

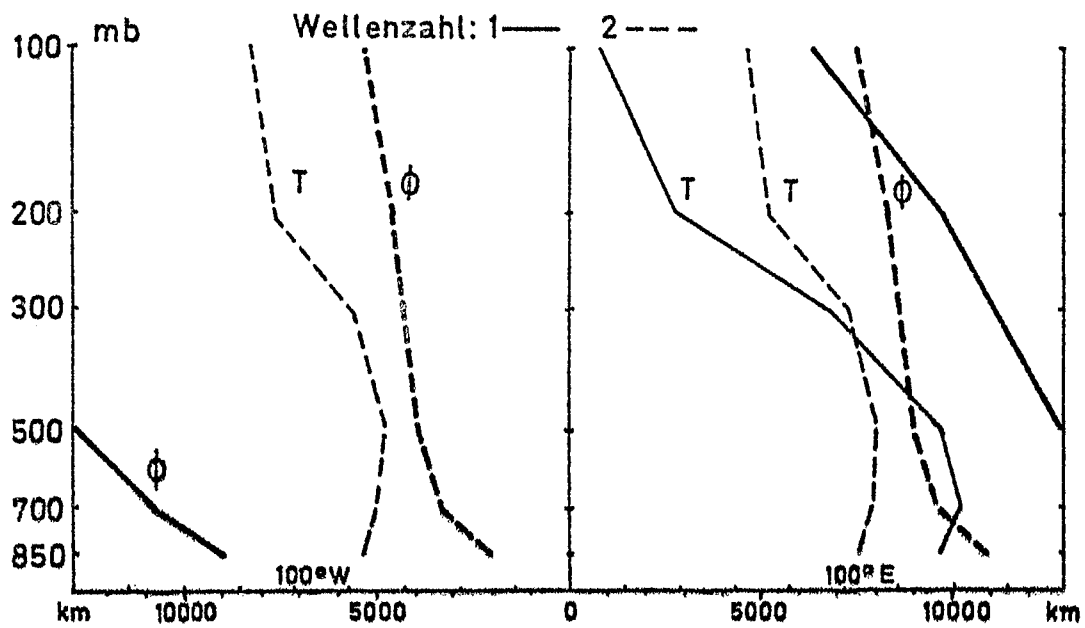
Trogachsenlage der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3
 Juli-Mittel 1967-1976



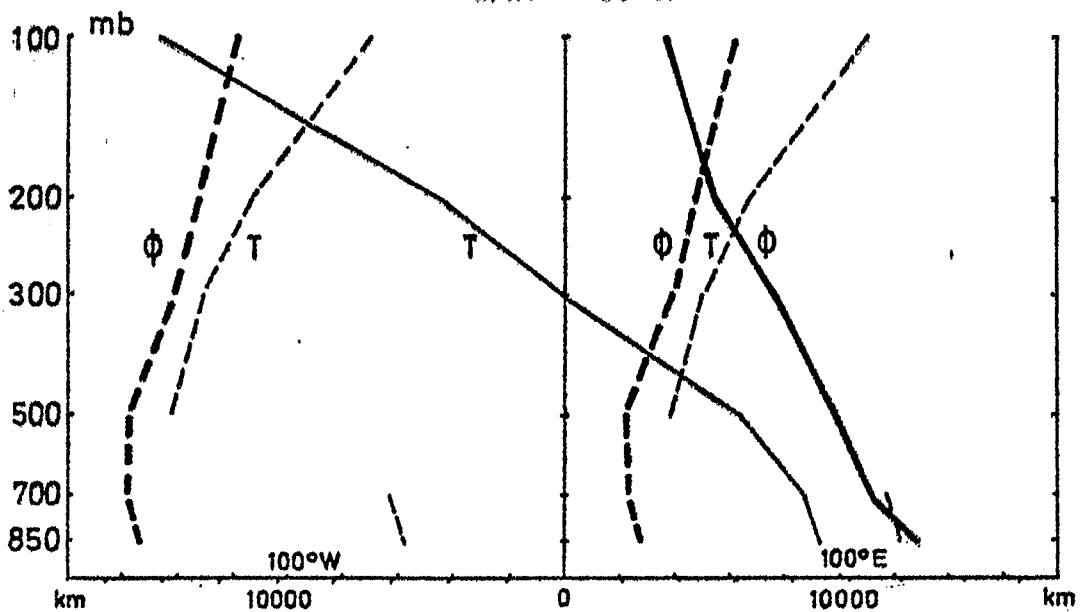
200 mb

Geopotentialfeld, Abstand der Isohypsen: 10 gpdm
Juli-Mittel 1967-1976

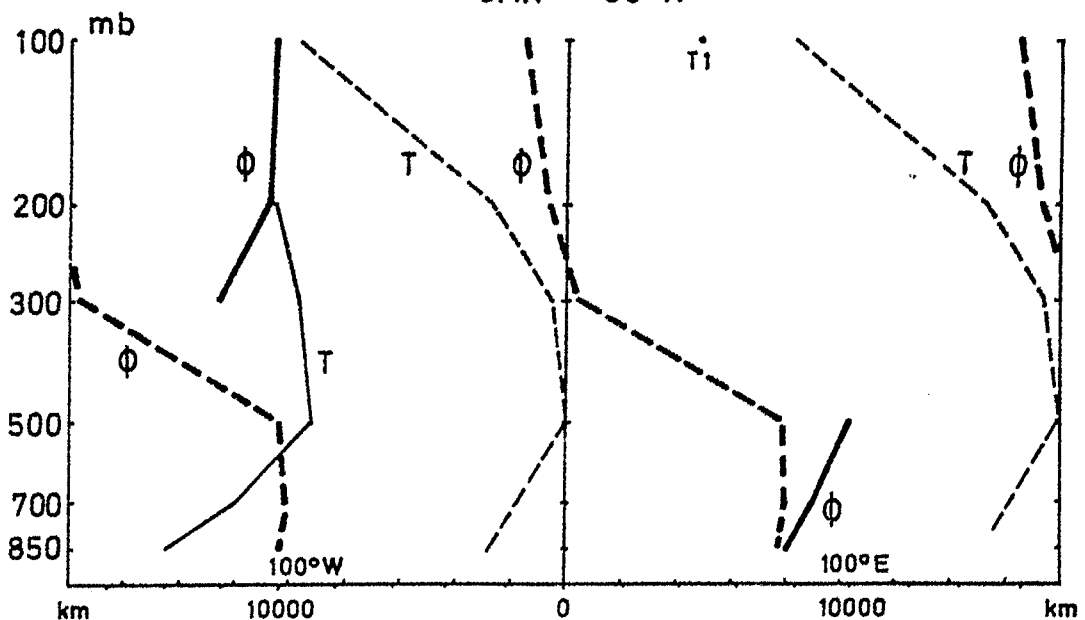
Abb. 22 a



a)

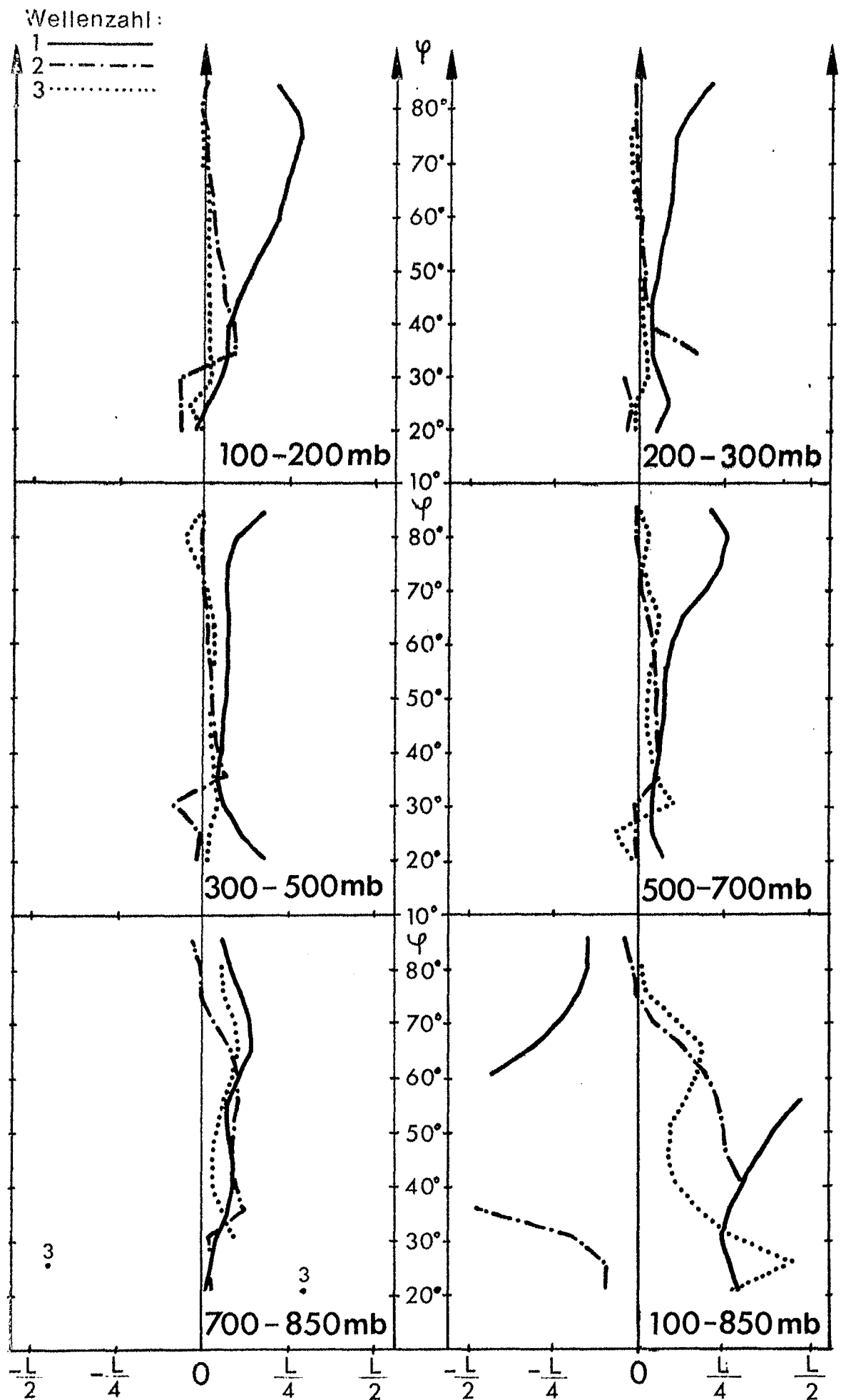


b)

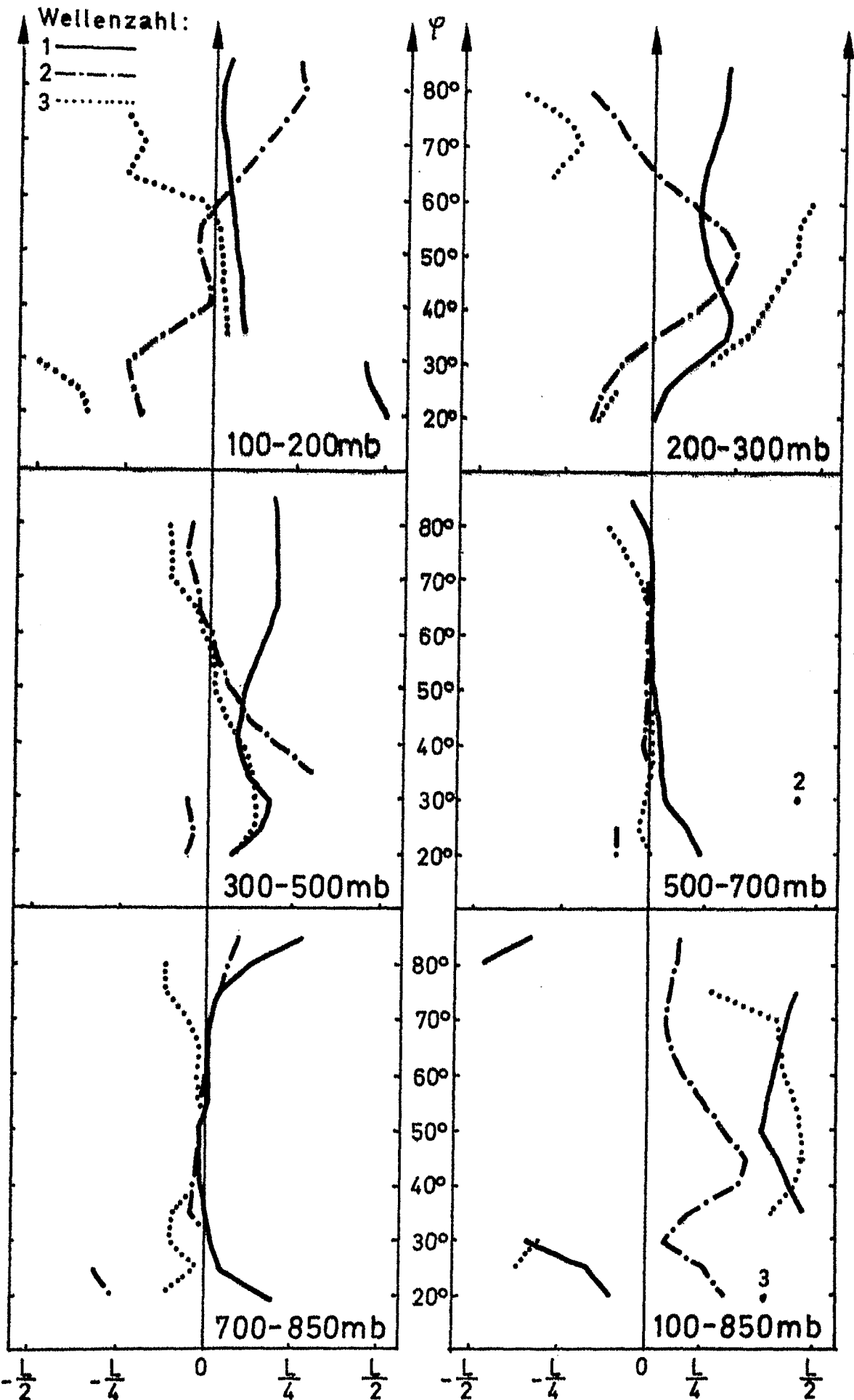


c)

Lage der Trogachsen für Wellenzahl 1 und 2 vom Geopotential und der Temperatur in Vertikalschnitten entlang von Breitenkreisen

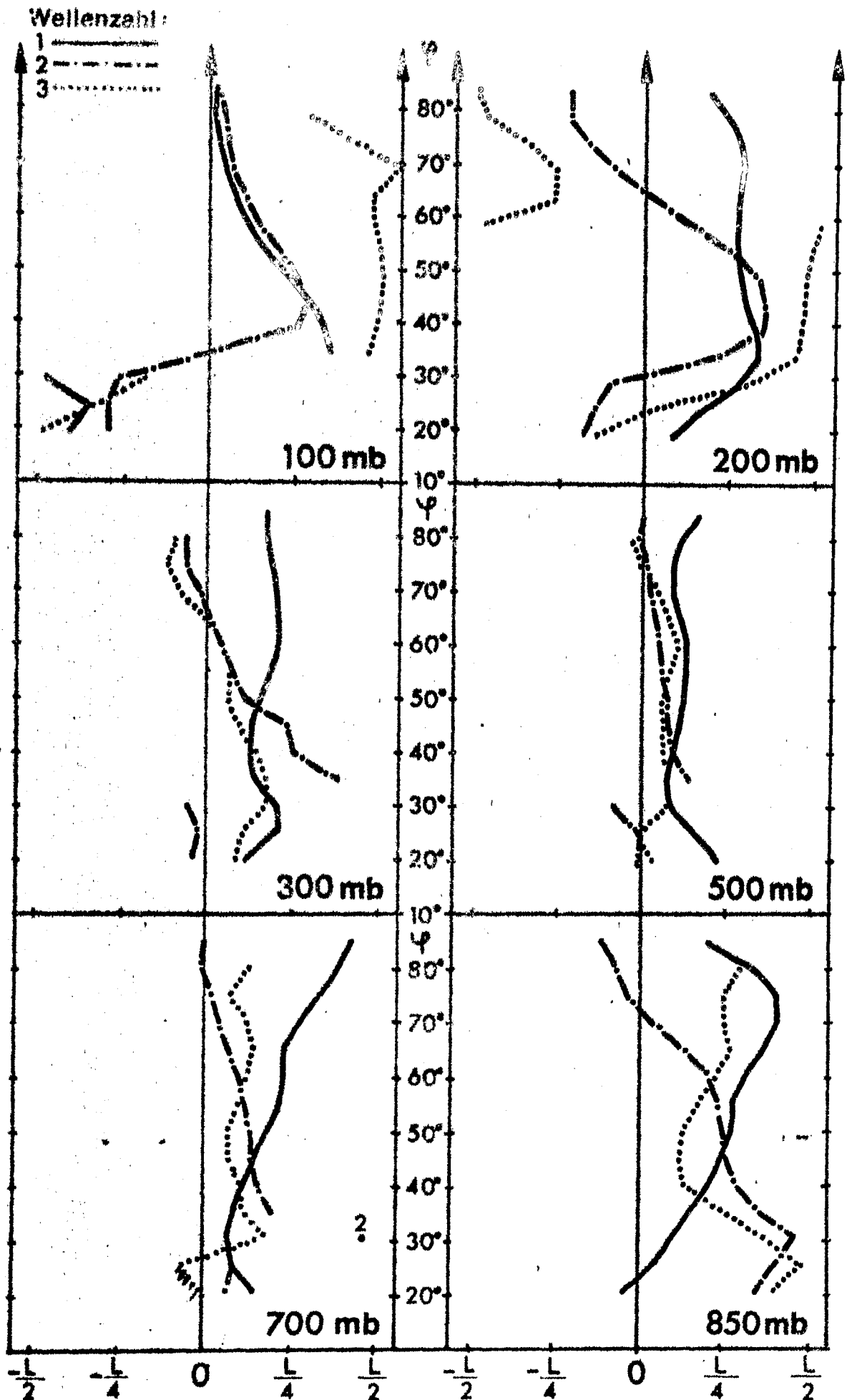


Vertikale Achsenneigung der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge L . Positive Werte bedeuten, daß die Welle im oberen Niveau westlich von der im unteren Niveau gelegen ist.

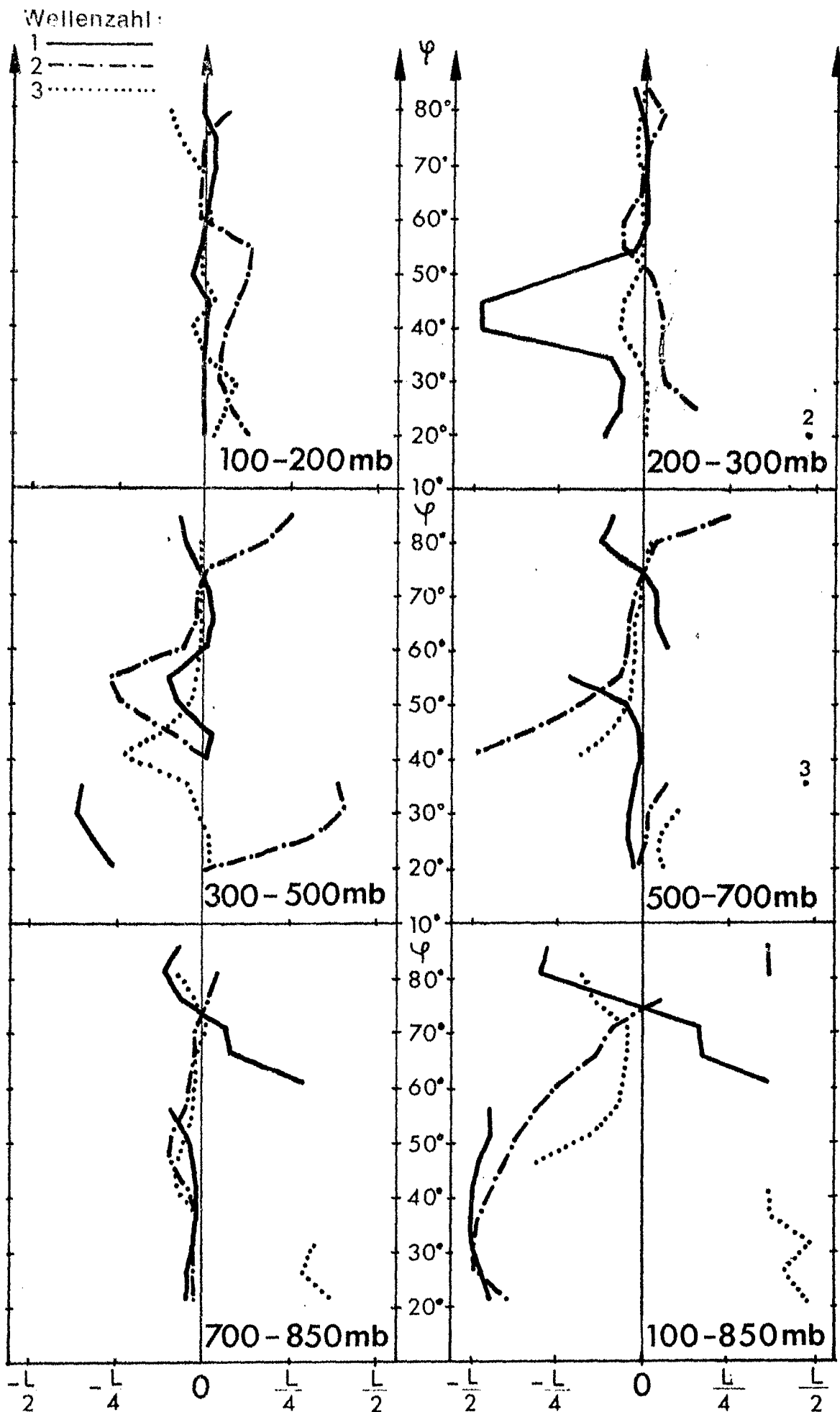


Vertikale Achsenneigung der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge L . Positive Werte bedeuten, daß die Welle im oberen Niveau westlich von der im unteren Niveau gelegen ist.

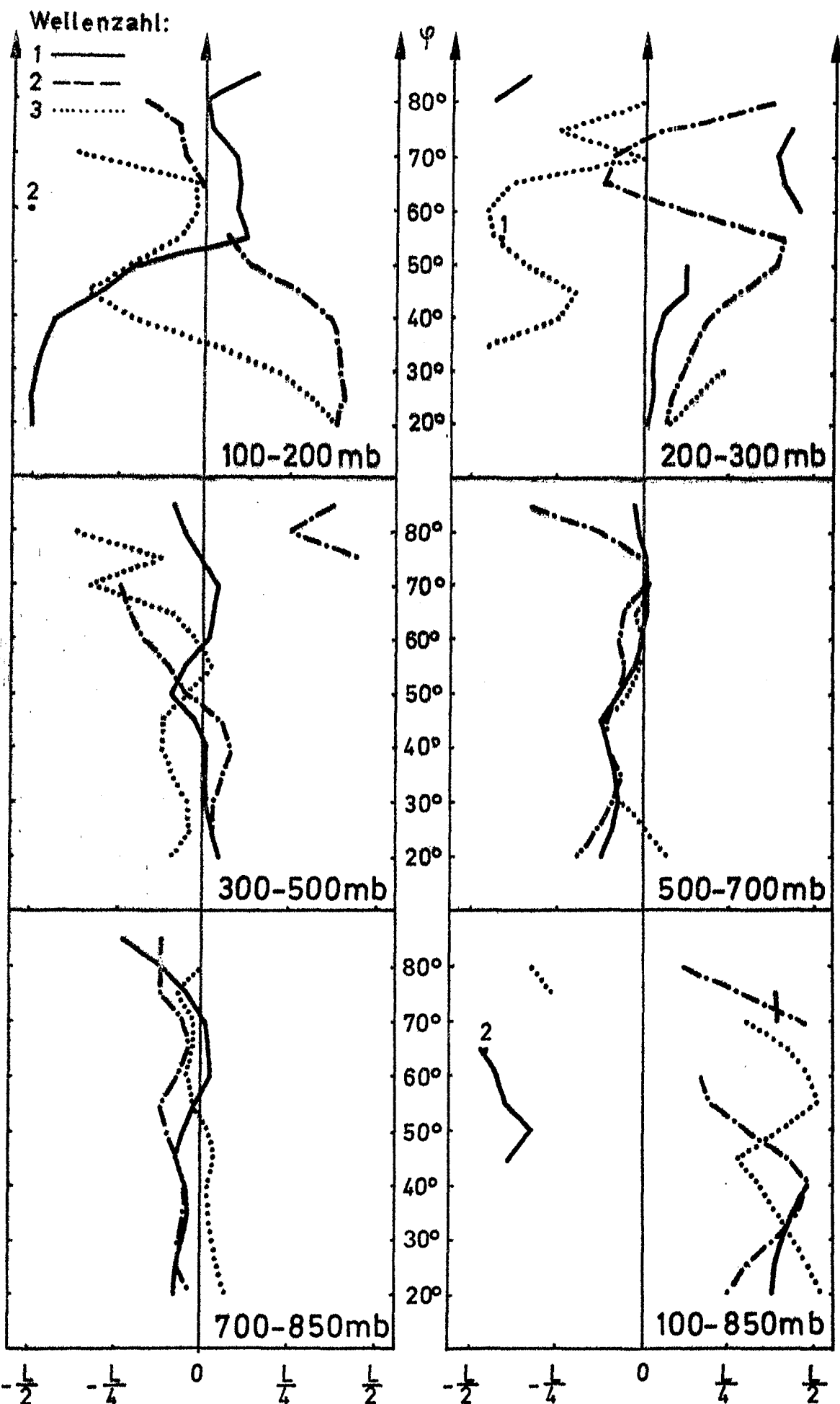
Januar-Mittel 1967-1976



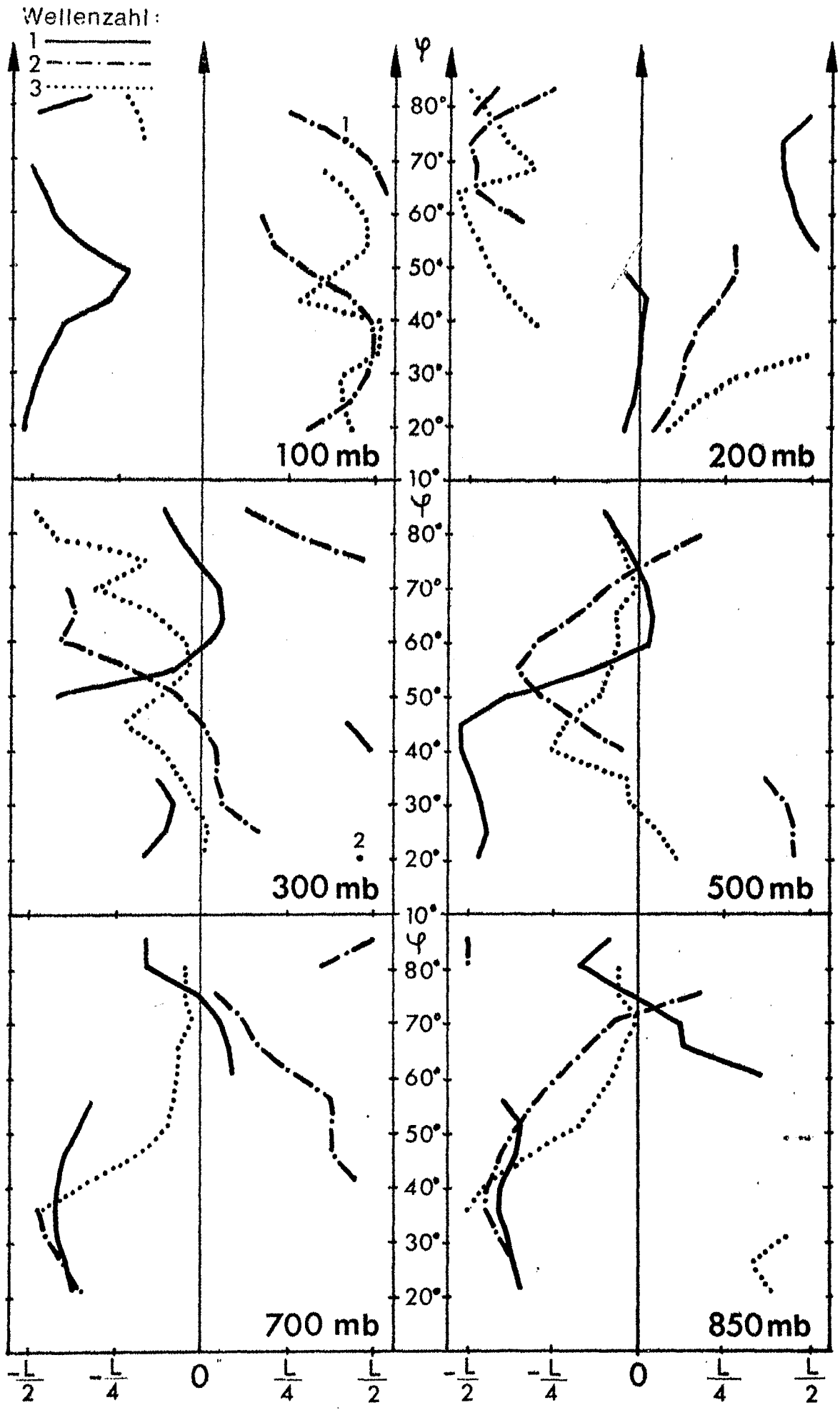
Phasendifferenz zwischen den Temperatur- und Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge L . Positive Werte bedeuten, daß die Geopotentialwelle östlich der Temperaturwelle gelegen ist.
 Januar-Mittel 1967-1976



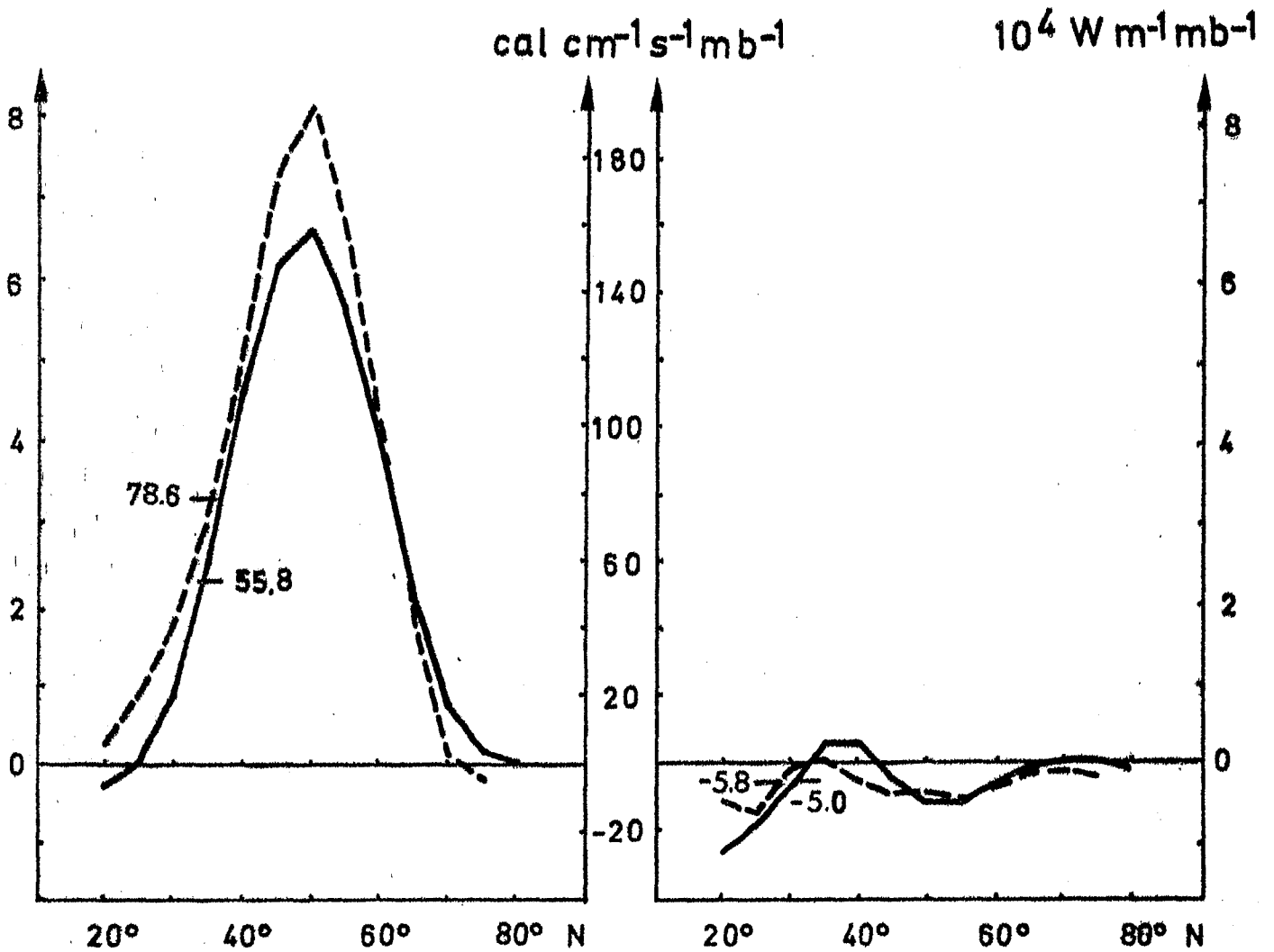
Vertikale Achsenneigung der Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge. Positive Werte bedeuten, daß die Welle im oberen Niveau westlich von der im unteren Niveau gelegen ist.
 Juli-Mittel 1967-1976



Vertikale Achsenneigung der Temperaturwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge L . Positive Werte bedeuten, daß die Welle im oberen Niveau westlich von der im unteren Niveau gelegen ist.
 Juli-Mittel 1967-1976

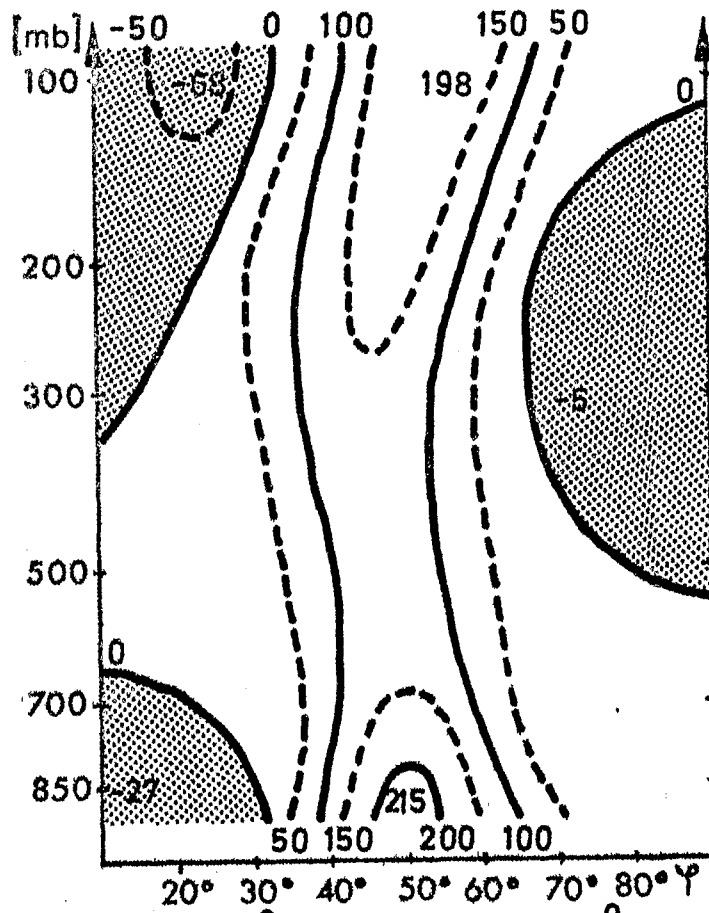


Phasendifferenz zwischen den Temperatur- und Geopotentialwellen für die Wellenzahlen 1-3, genormt auf die jeweilige Wellenlänge L. Positive Werte bedeuten, daß die Geopotentialwelle östlich der Temperaturwelle gelegen ist.

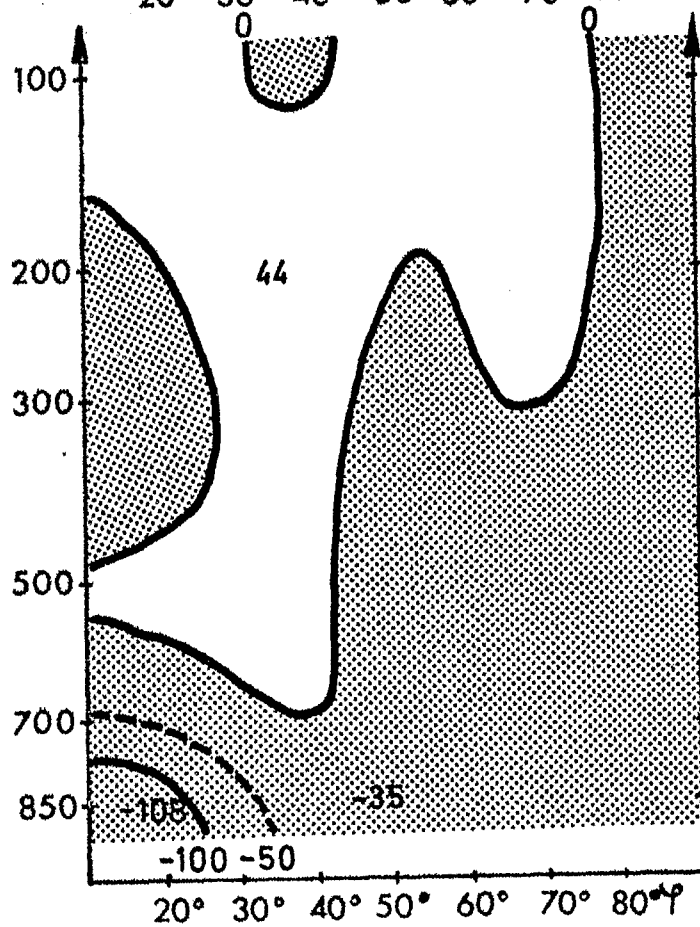


Vertikales Mittel des Transportes von sensibler Energie durch die stehenden Wellen als Funktion der Breite, gewichtet mit $\cos \varphi$. Die Zahlen geben das Mittel über die Breiten an in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$.

Januar- und Juli-Mittel 1967-1976

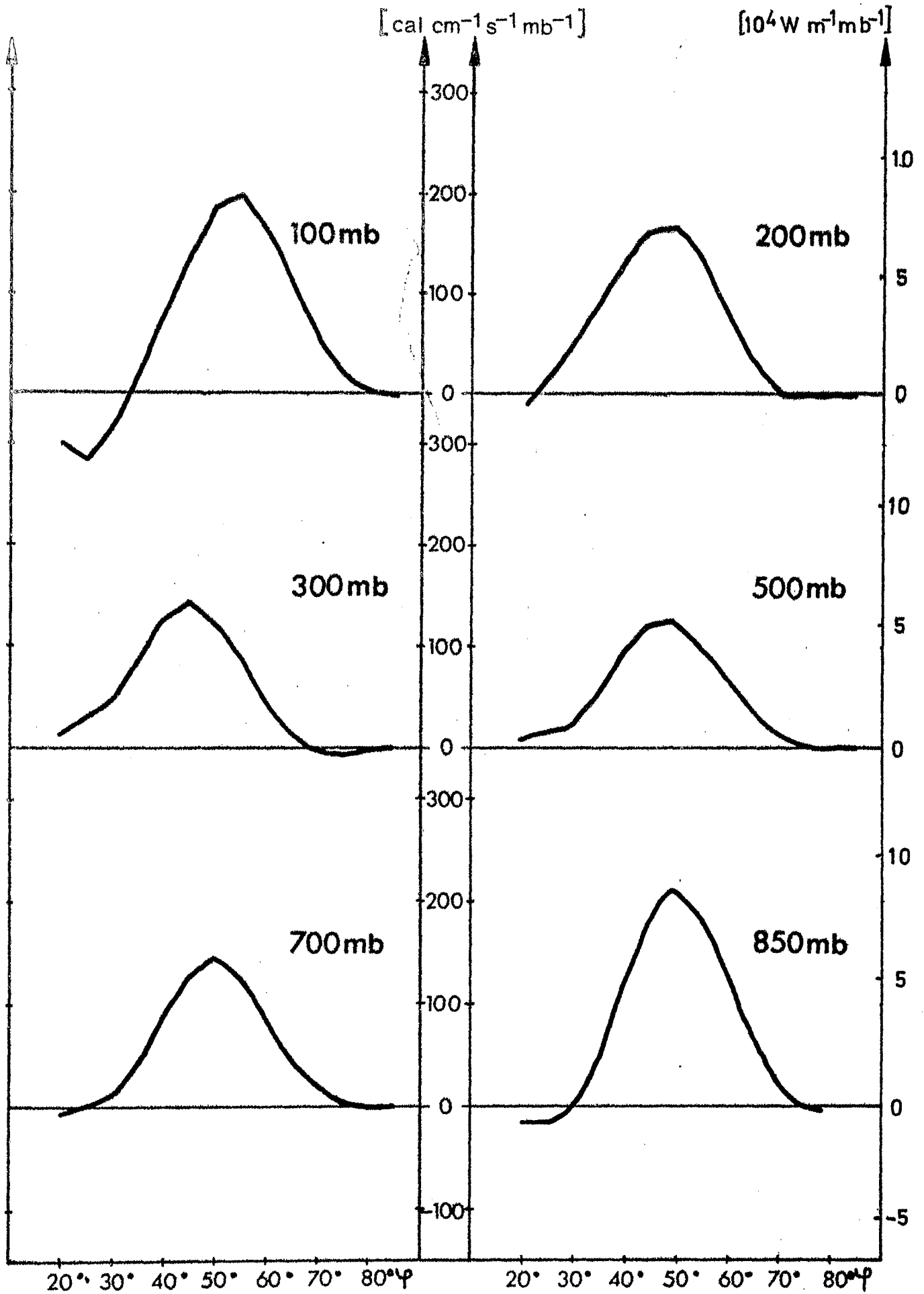


Januar-Mittel
1967-1976



Juli-Mittel
1967-1976

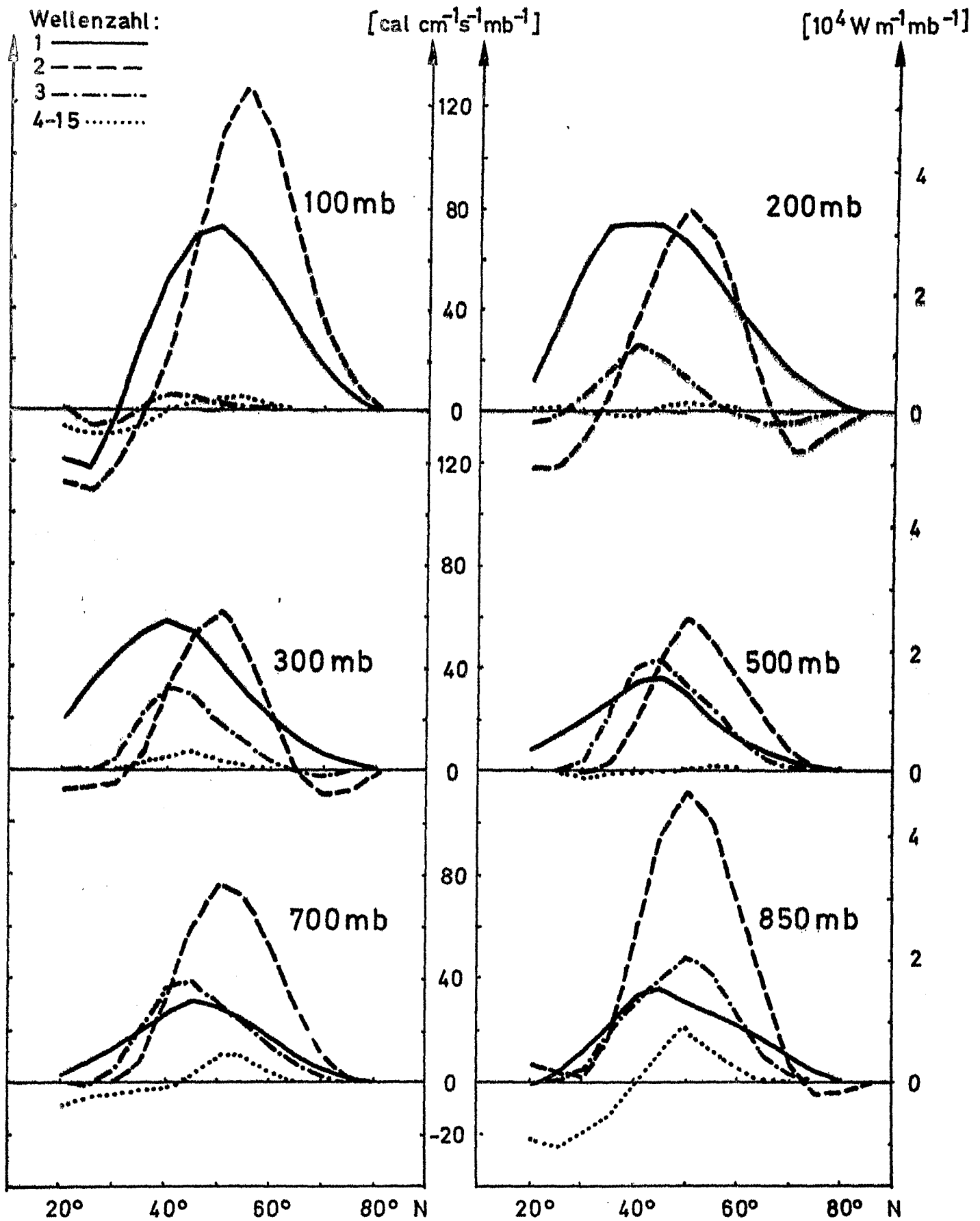
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$
 (1 $\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1} = 419 \text{ W m}^{-1} \text{mb}^{-1}$)



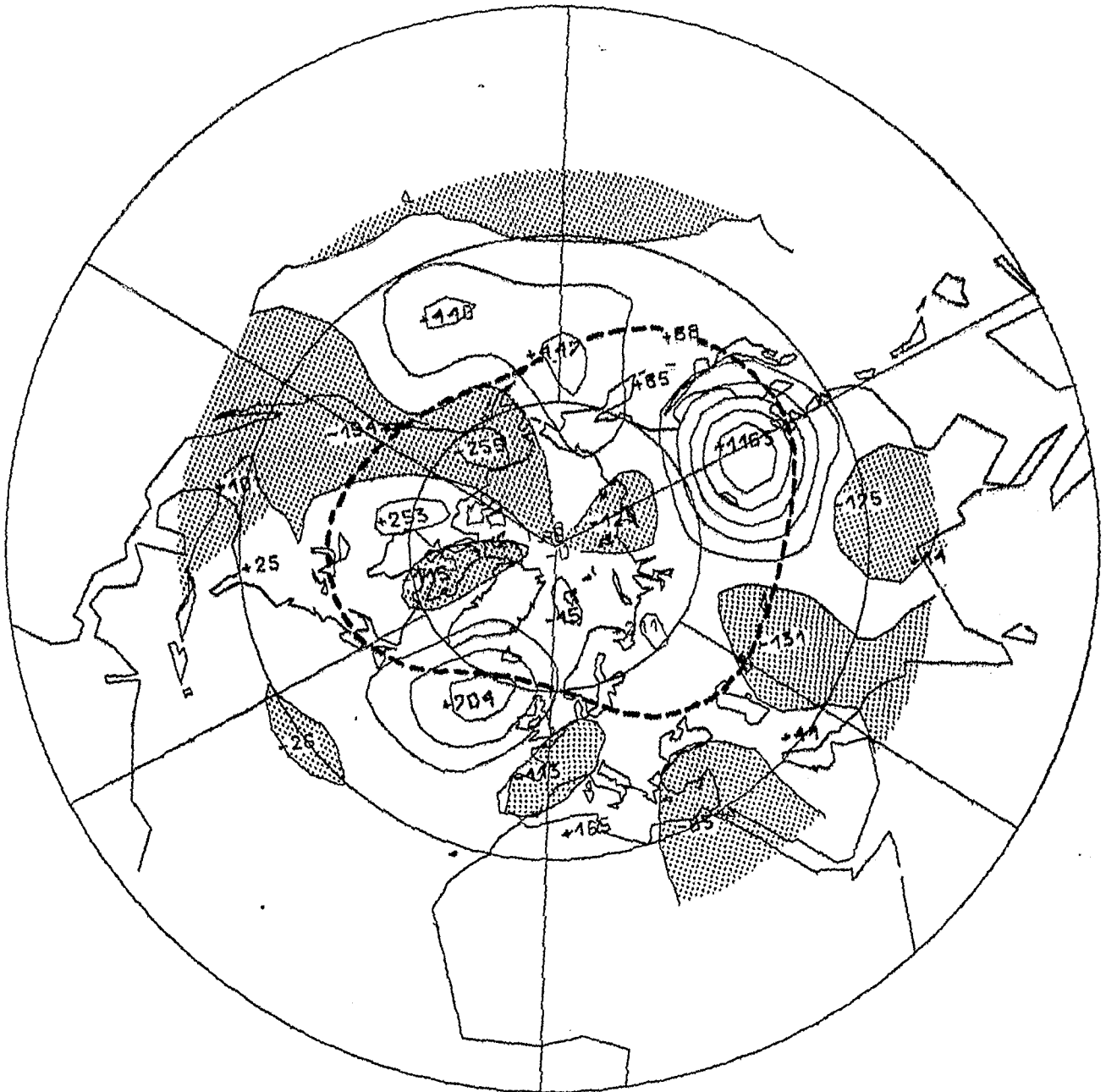
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$.

Januar-Mittel 1967-1976

Abb. 32



Anteil der Wellenzahlen 1, 2, 3 und 4-15 am mittleren meridionalen Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$
 Januar-Mittel 1967-1976

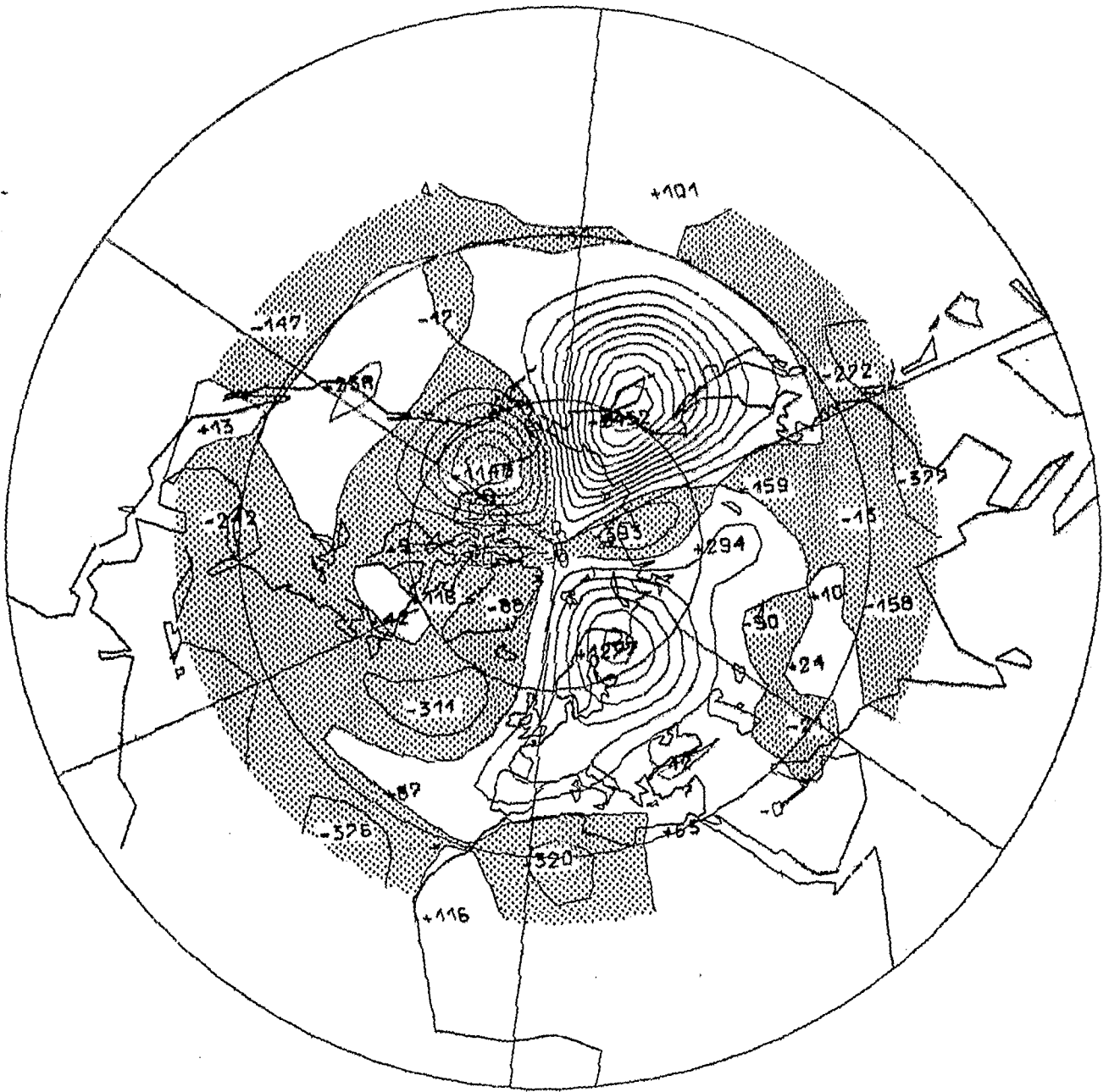


Vertikal gemittelte Verteilung des Transportes von sensibler Energie hervorgerufen durch die stehenden Wellen.

Abstand der Isoplethen: $200 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$

Die gestrichelte Linie gibt die mittlere Lage der Polarfront im 500 mb-Niveau für den Januar an.

Januar-Mittel 1967-1976

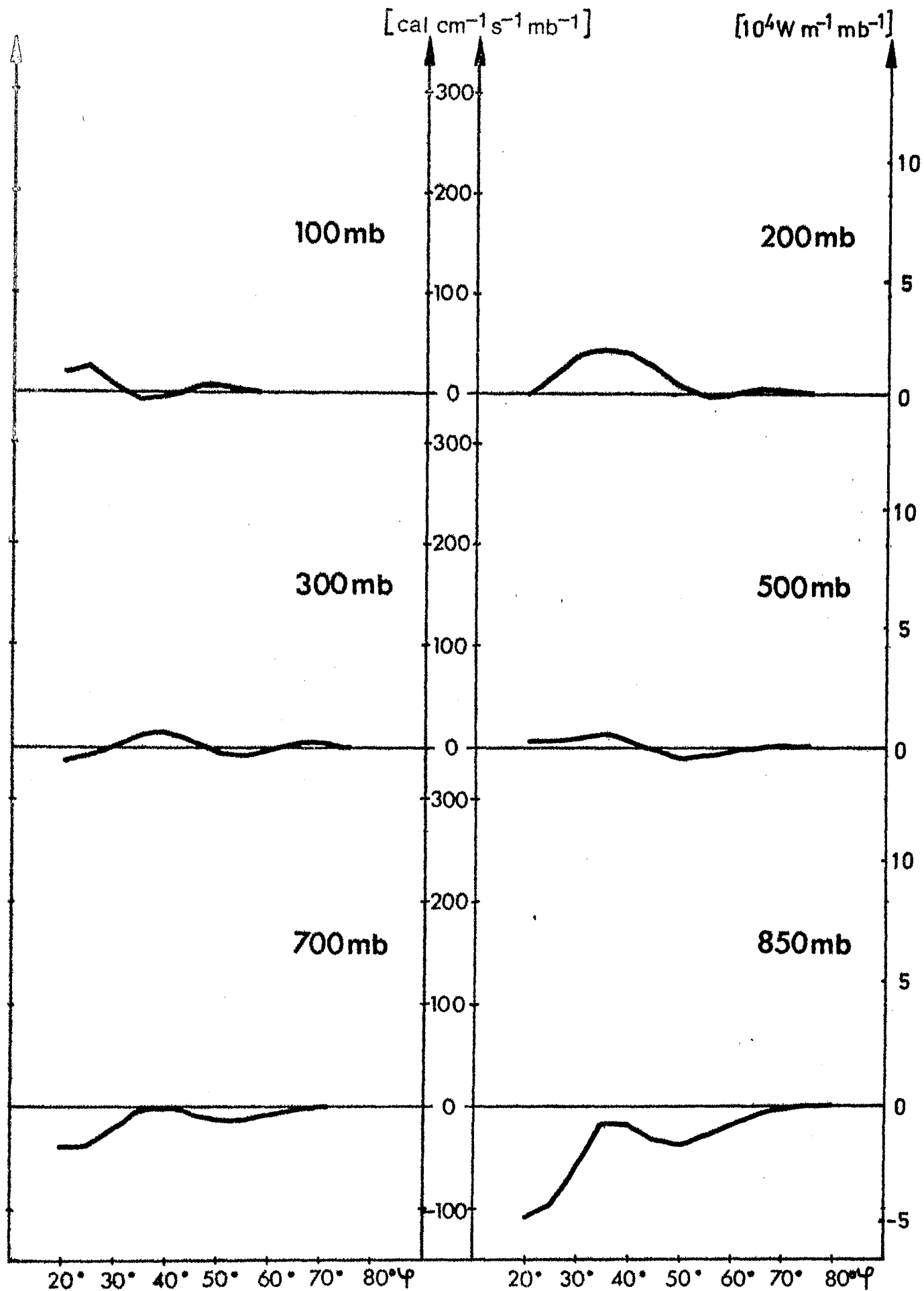


100 mb

Verteilung des Transportes von sensibler Energie
 hervorgerufen durch die stehenden Wellen.

Abstand der Isoplethen: $200 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$

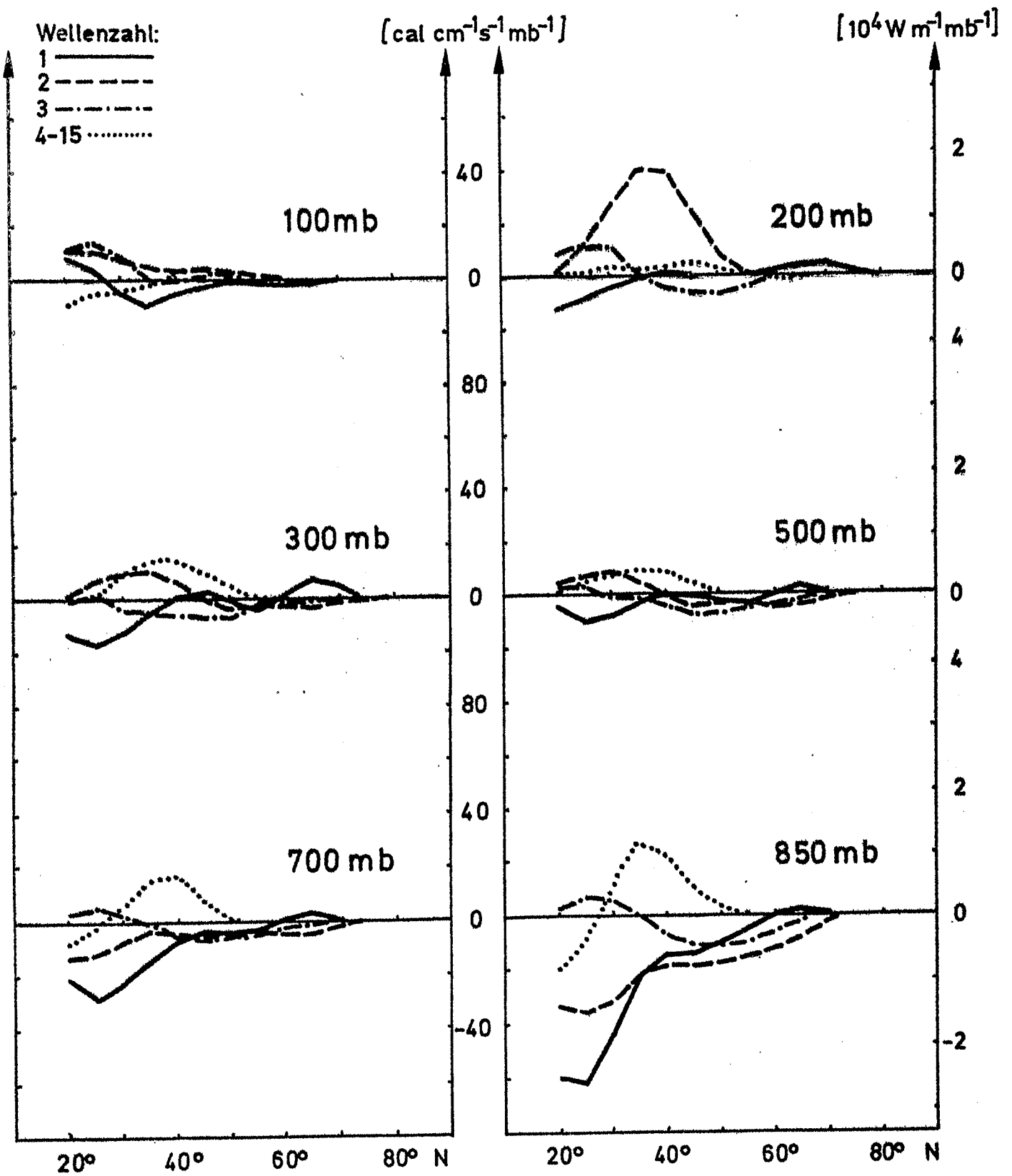
Januar-Mittel 1967-1976



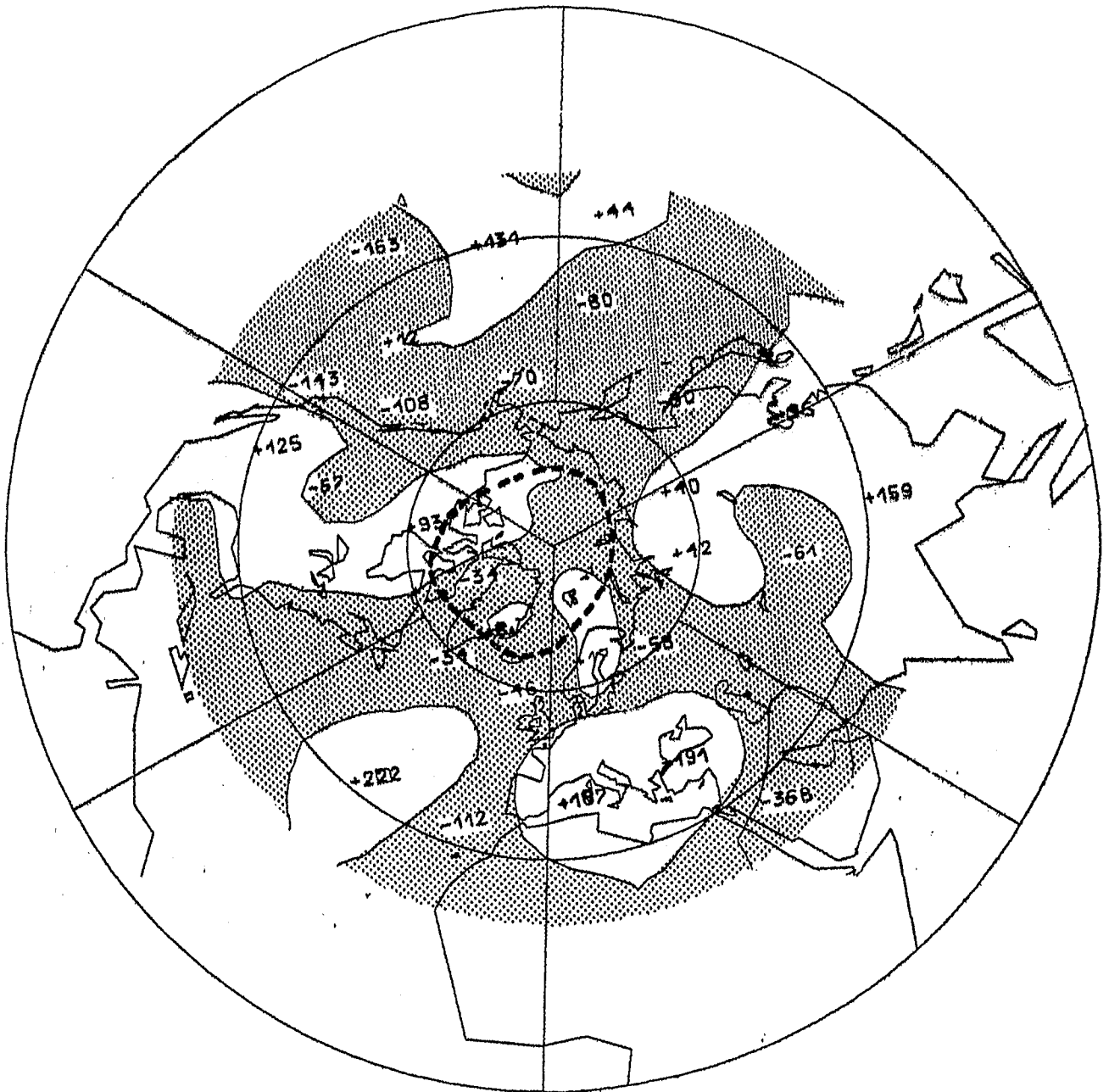
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in $[\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{mb}^{-1}]$.

Juli-Mittel 1967-1976

Abb. 37

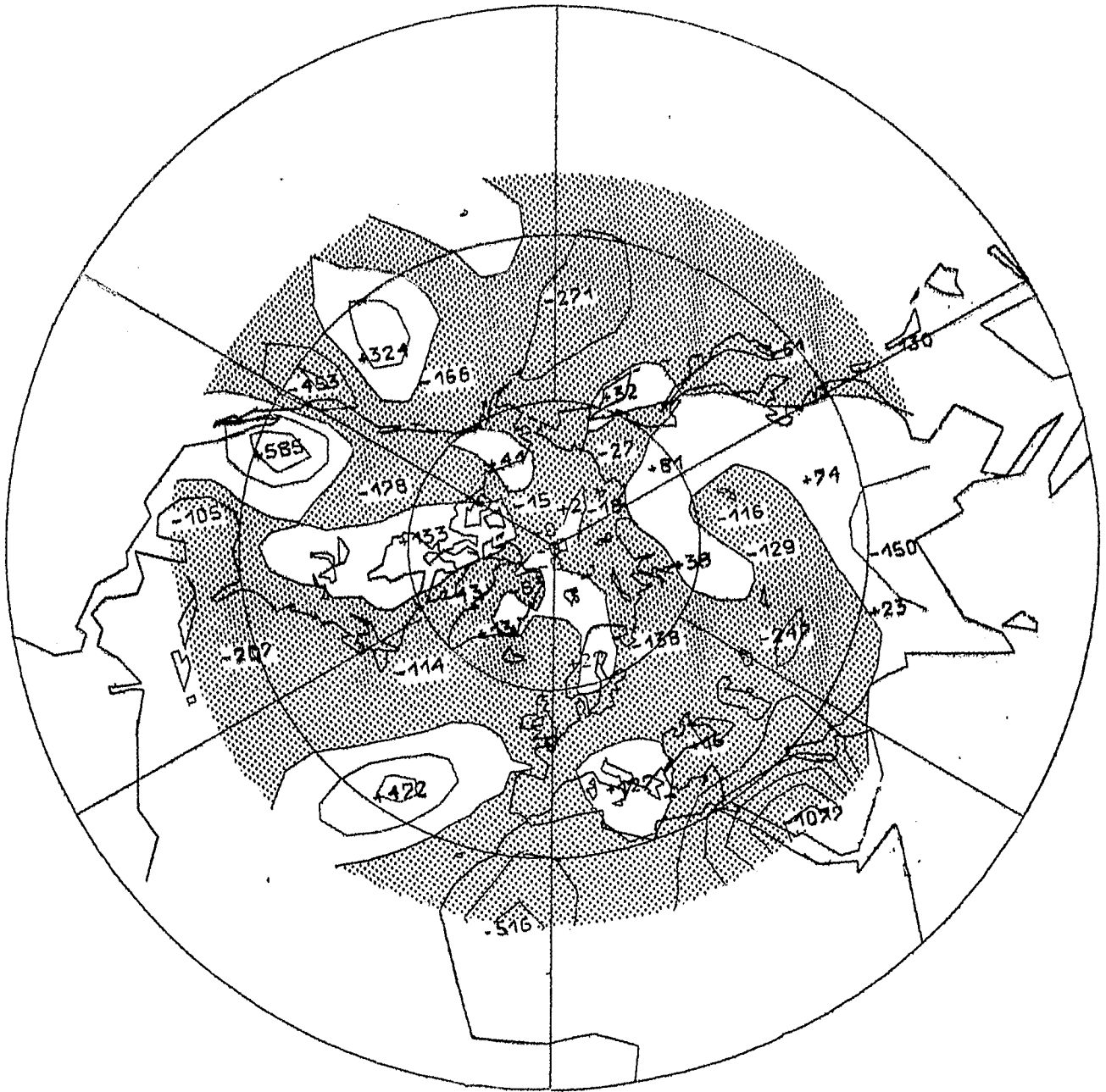


Anteil der Wellenzahlen 1, 2, 3 und 4-15 am mittleren meridionalen Transport von sensibler Energie durch stehende Wellen in [cal cm⁻¹s⁻¹mb⁻¹] Juli-Mittel 1967-1976



Vertikal gemittelte Verteilung des Transportes von sensibler Energie hervorgerufen durch die stehenden Wellen.
 Abstand der Isopleten: $200 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$
 Die gestrichelte Linie gibt die mittlere Lage der Polarfront im 500 mb-Niveau für den Juli an.

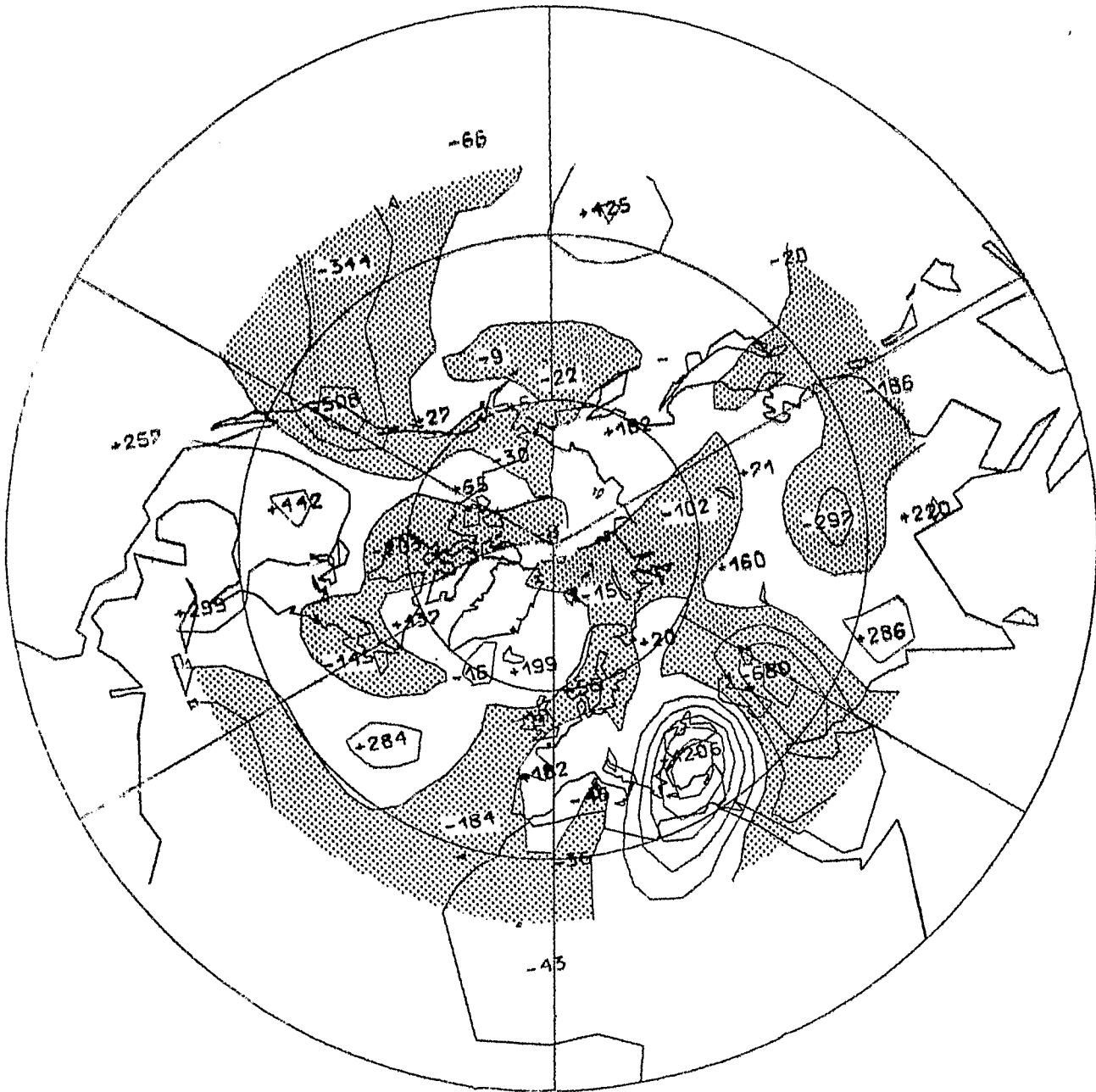
Juli-Mittel 1967-1976



850 mb

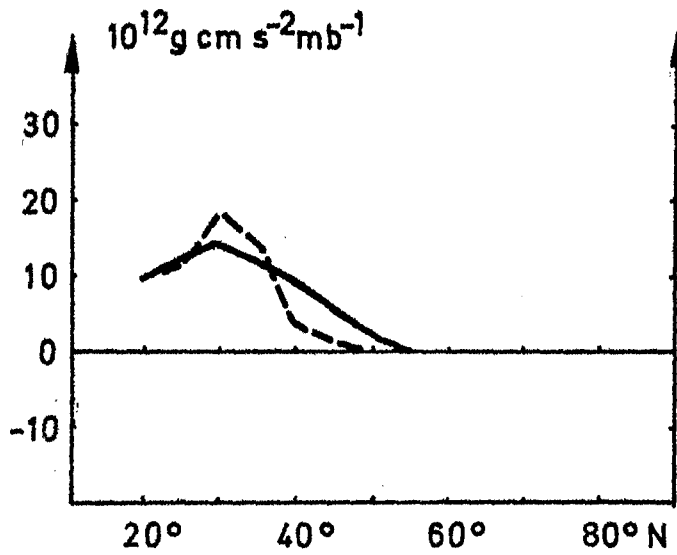
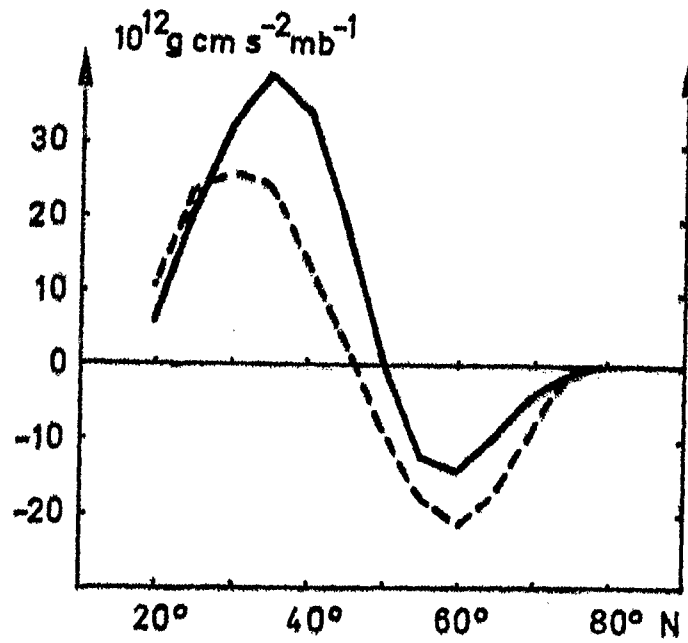
Verteilung des Transportes von sensibler Energie
 hervorgerufen durch die stehenden Wellen.
 Abstand der Isoplethen: $200 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$

Juli-Mittel 1967-1976



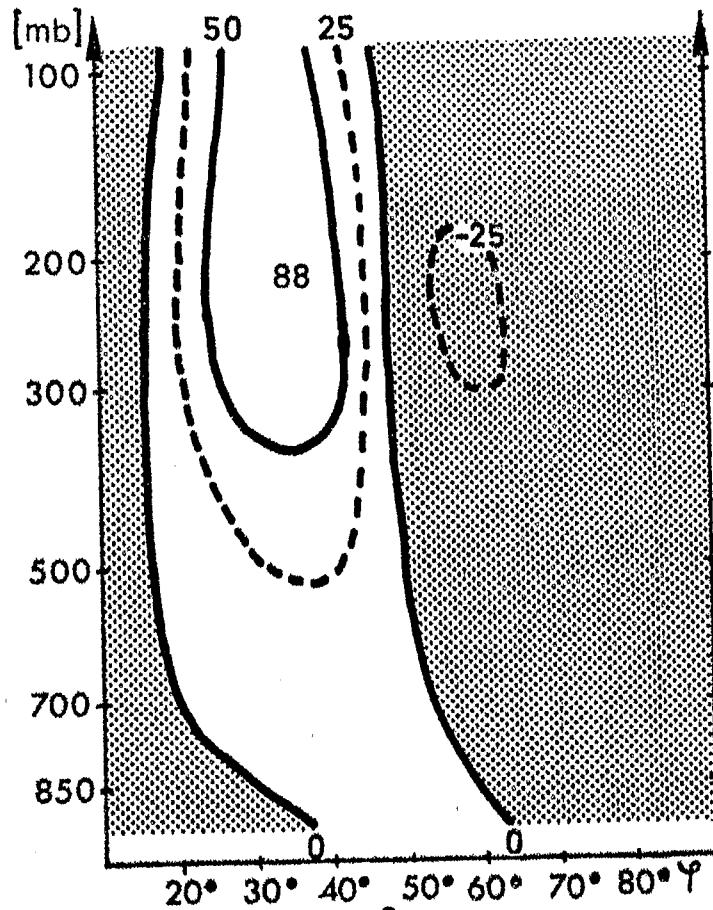
200 mb

Verteilung des Transportes von sensibler Energie
 hervorgerufen durch die stehenden Wellen.
 Abstand der Isoplethen: $200 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$
 Juli-Mittel 1967-1976

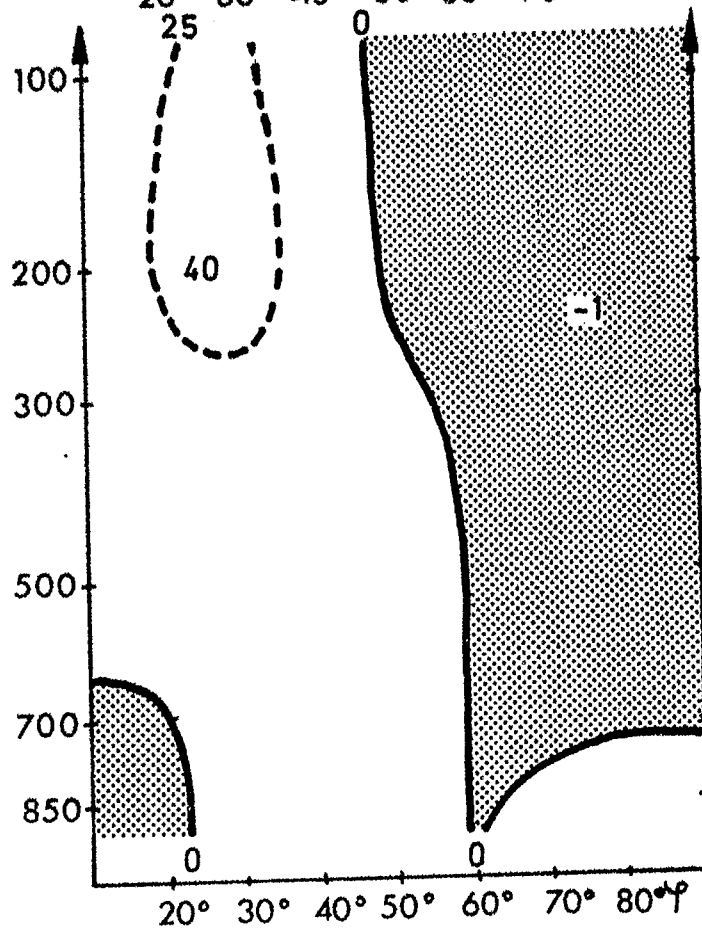


Vertikales Mittel des mittleren meridionalen Drehimpuls-
transportes durch die stehenden Wellen als Funktion der
Breite, gewichtet mit $\cos \varphi$.

Januar- und Juli-Mittel 1967-1976



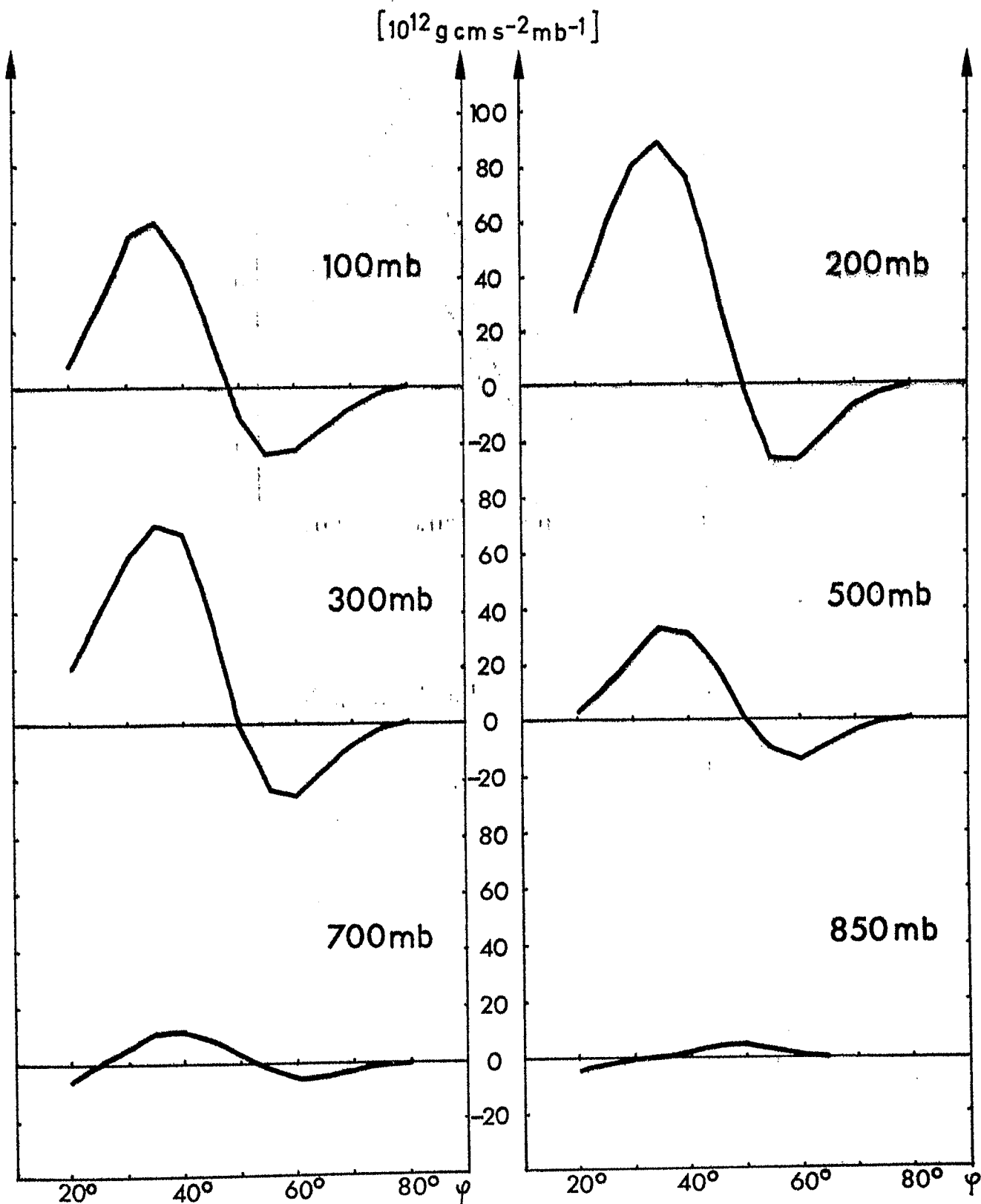
Januar-Mittel
 1967-1976



Juli-Mittel
 1967-1976

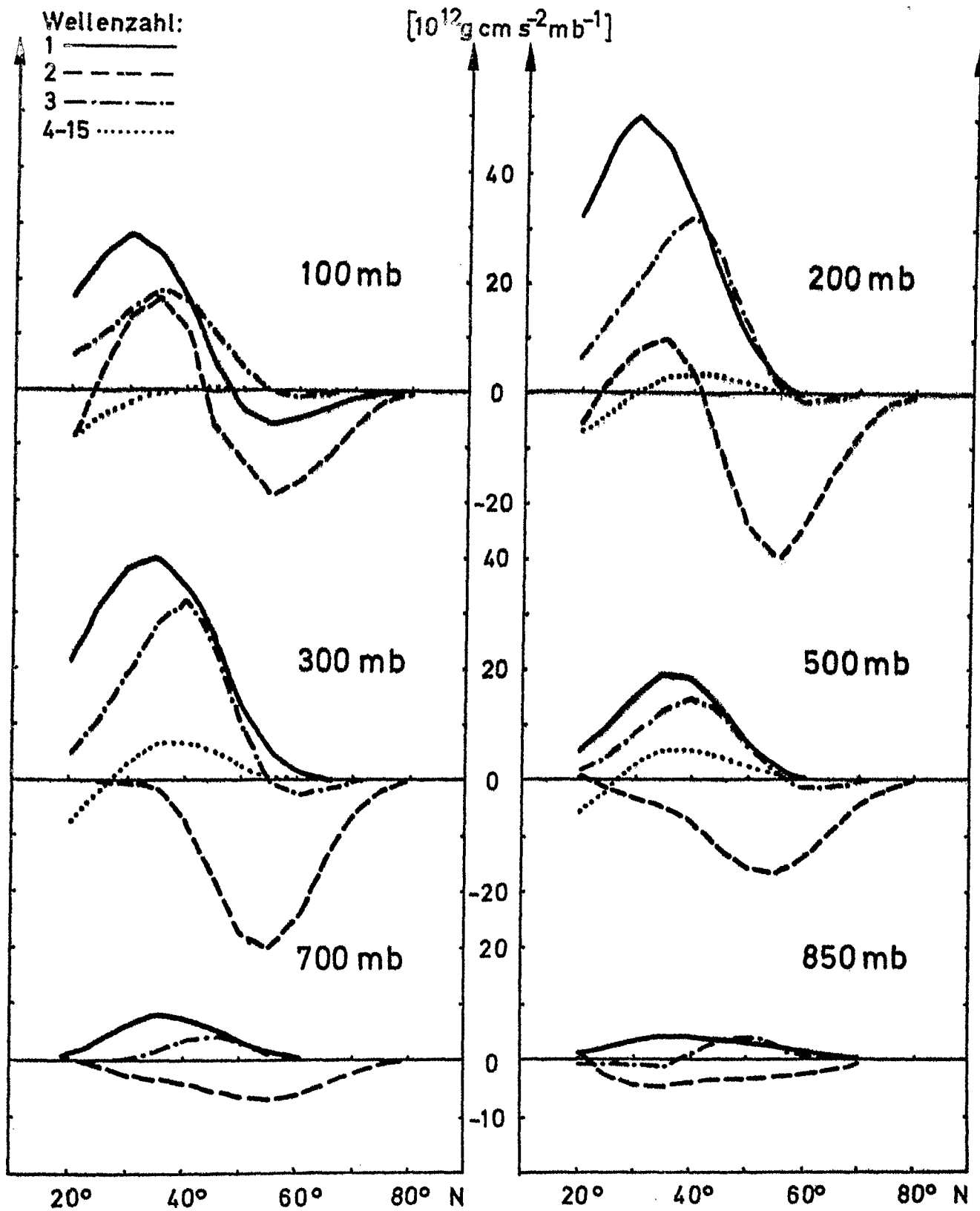
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von Drehimpuls durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$

Abb. 43



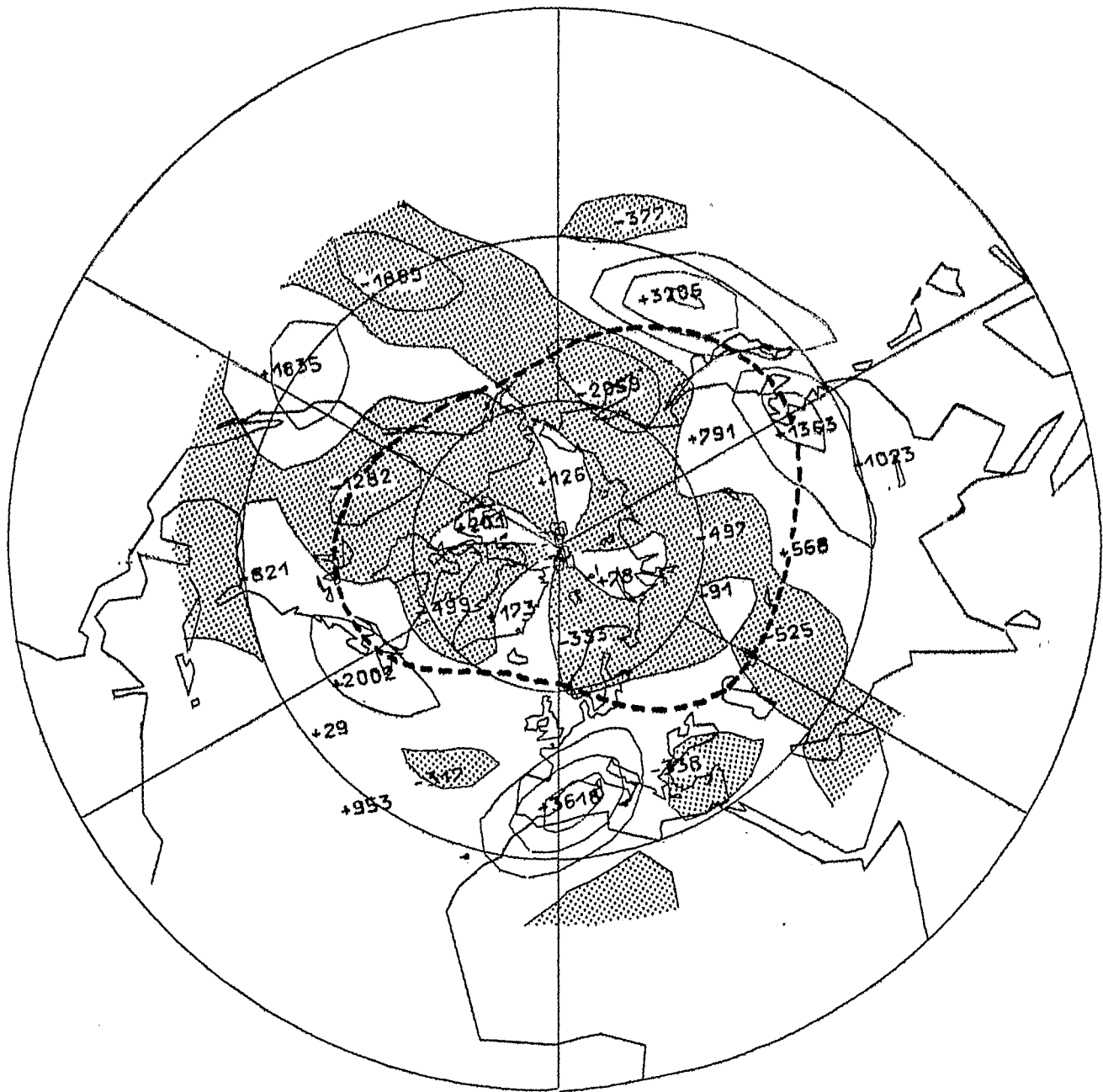
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von Drehimpuls durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$

Januar-Mittel 1967-1976



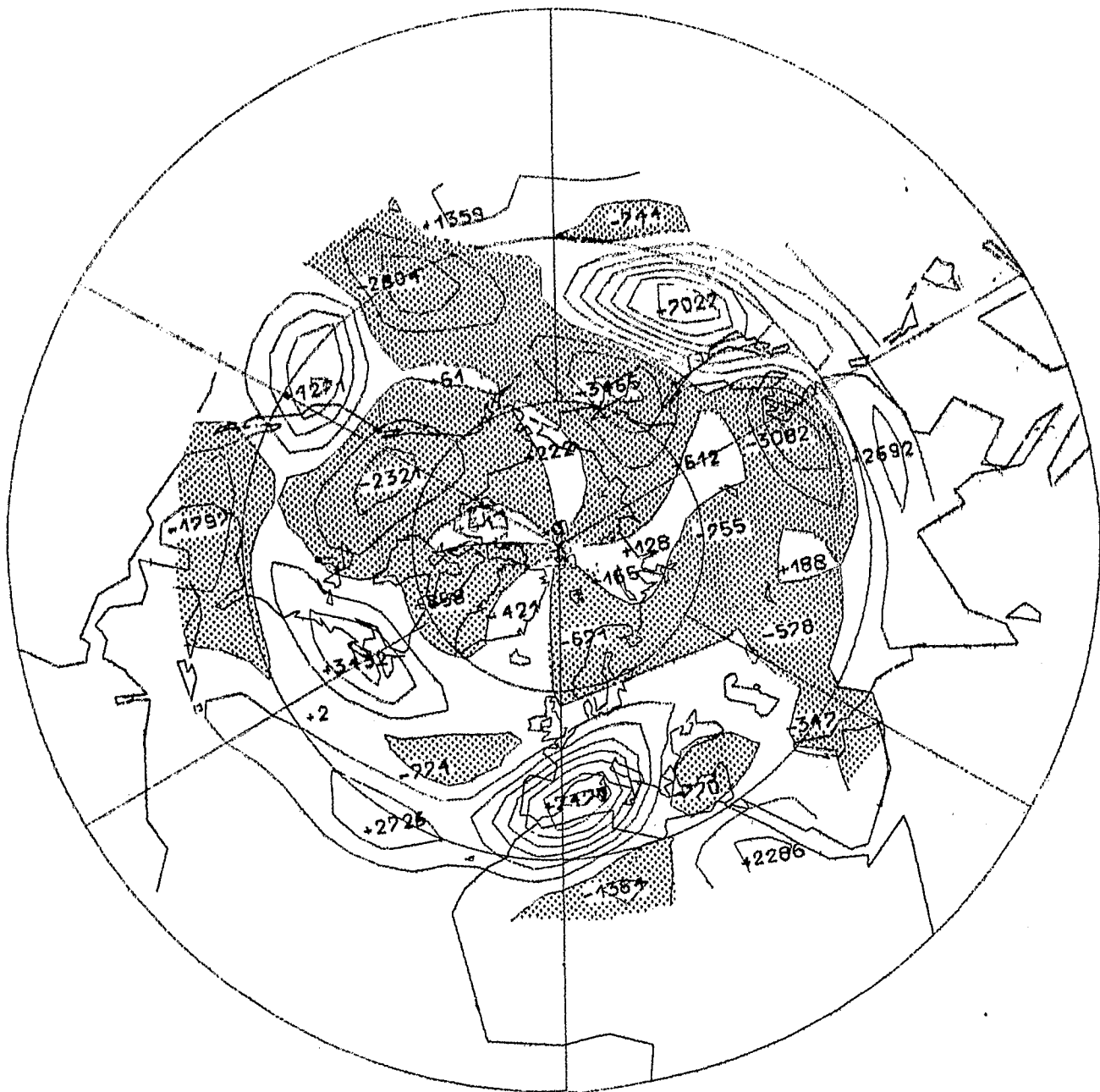
Anteil der Wellenzahlen 1, 2, 3 und 4-15 am mittleren meridionalen Drehimpulstransport durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$.

Januar-Mittel 1967-1976



Vertikal gemittelte Verteilung des Drehimpulstransportes
 hervorgerufen durch die stehenden Wellen.
 Abstand der Isopleten: $1000 \cdot 10^{11} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$
 Die gestrichelte Linie gibt die mittlere Lage der Polarfront
 im 500 mb-Niveau für den Januar an.

Januar-Mittel 1967-1976

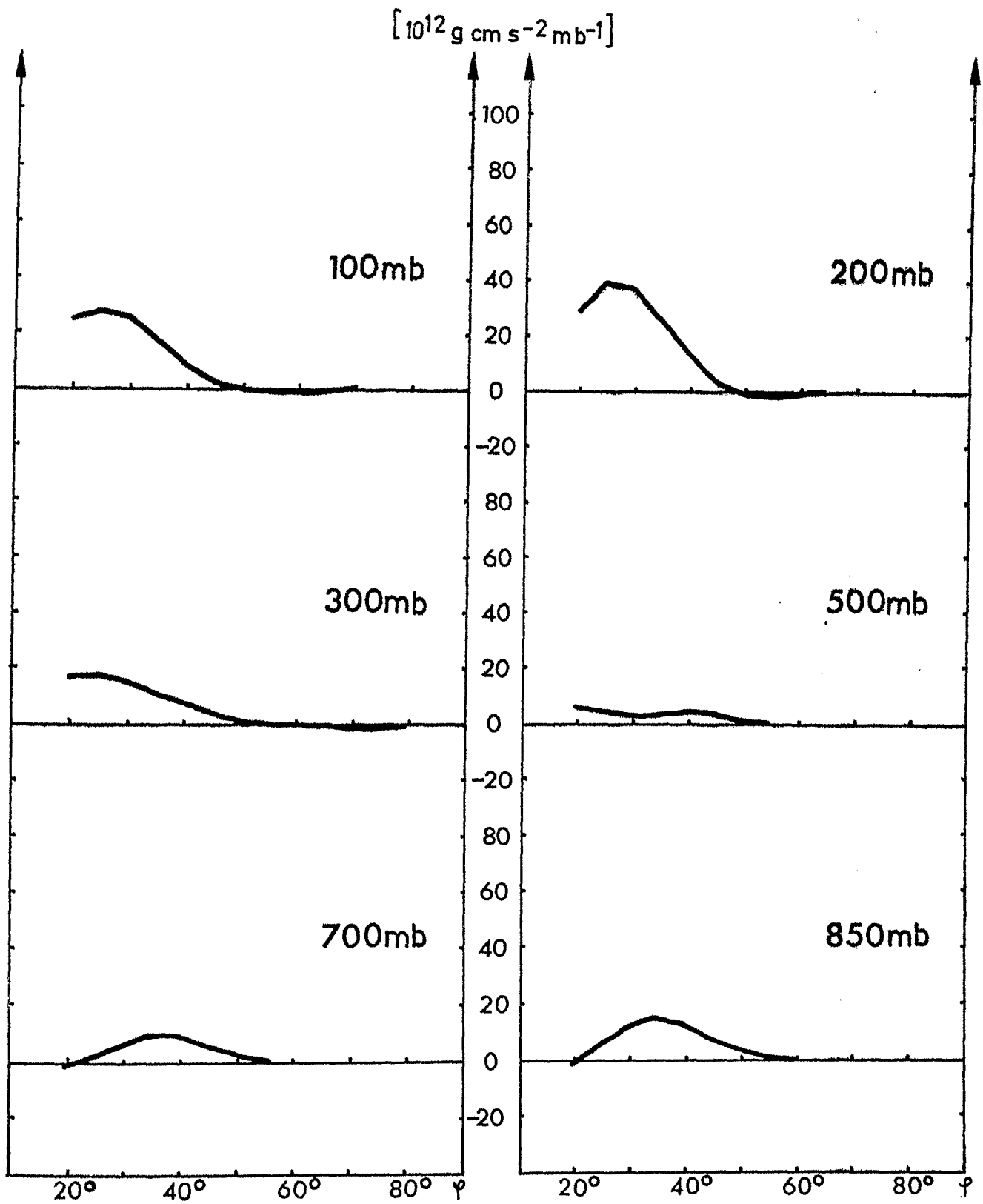


200 mb

Verteilung des Drehimpulstransportes hervorgerufen durch die stehenden Wellen.

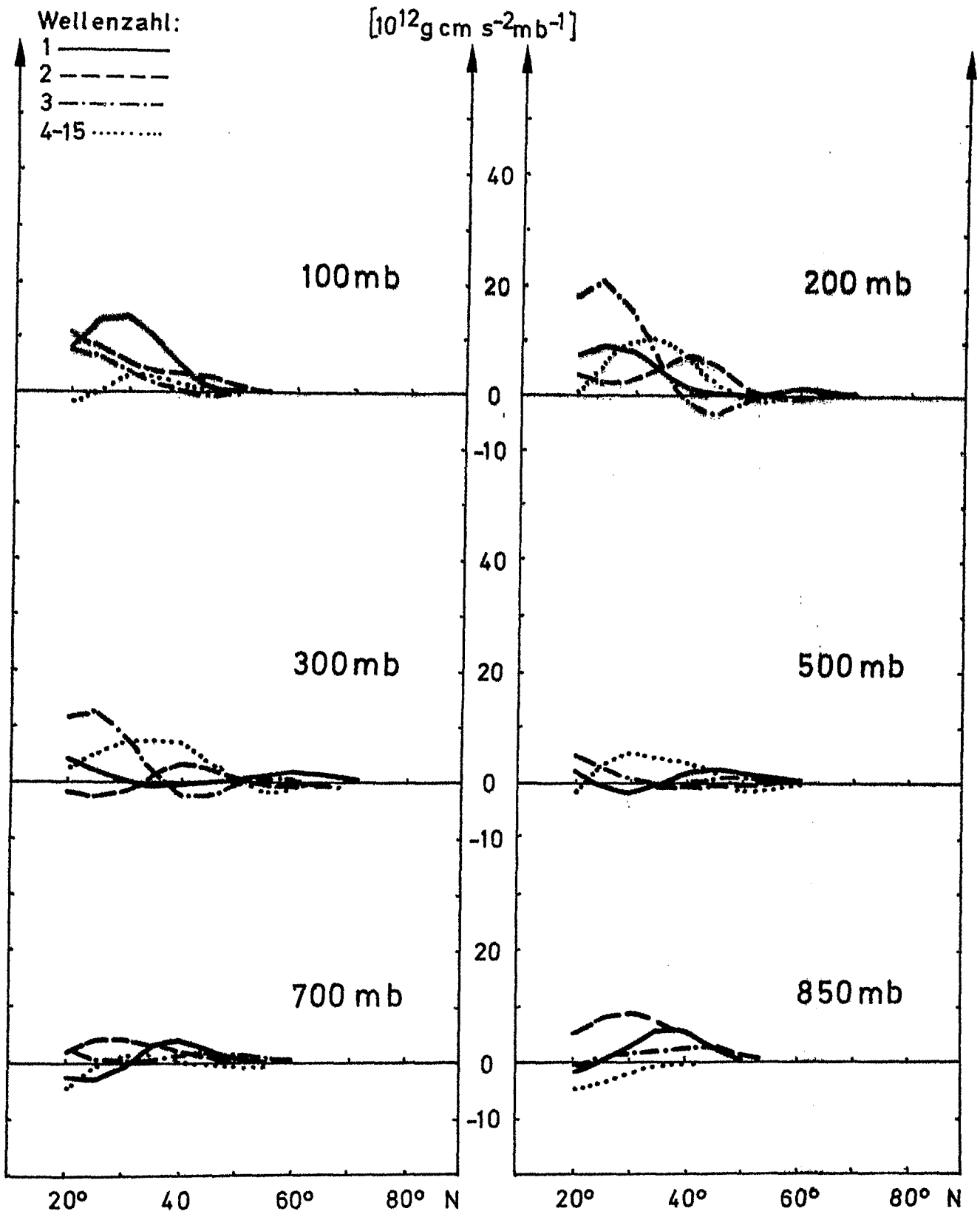
Abstand der Isopleten: $1000 \cdot 10^{11} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$

Januar-Mittel 1967-1976



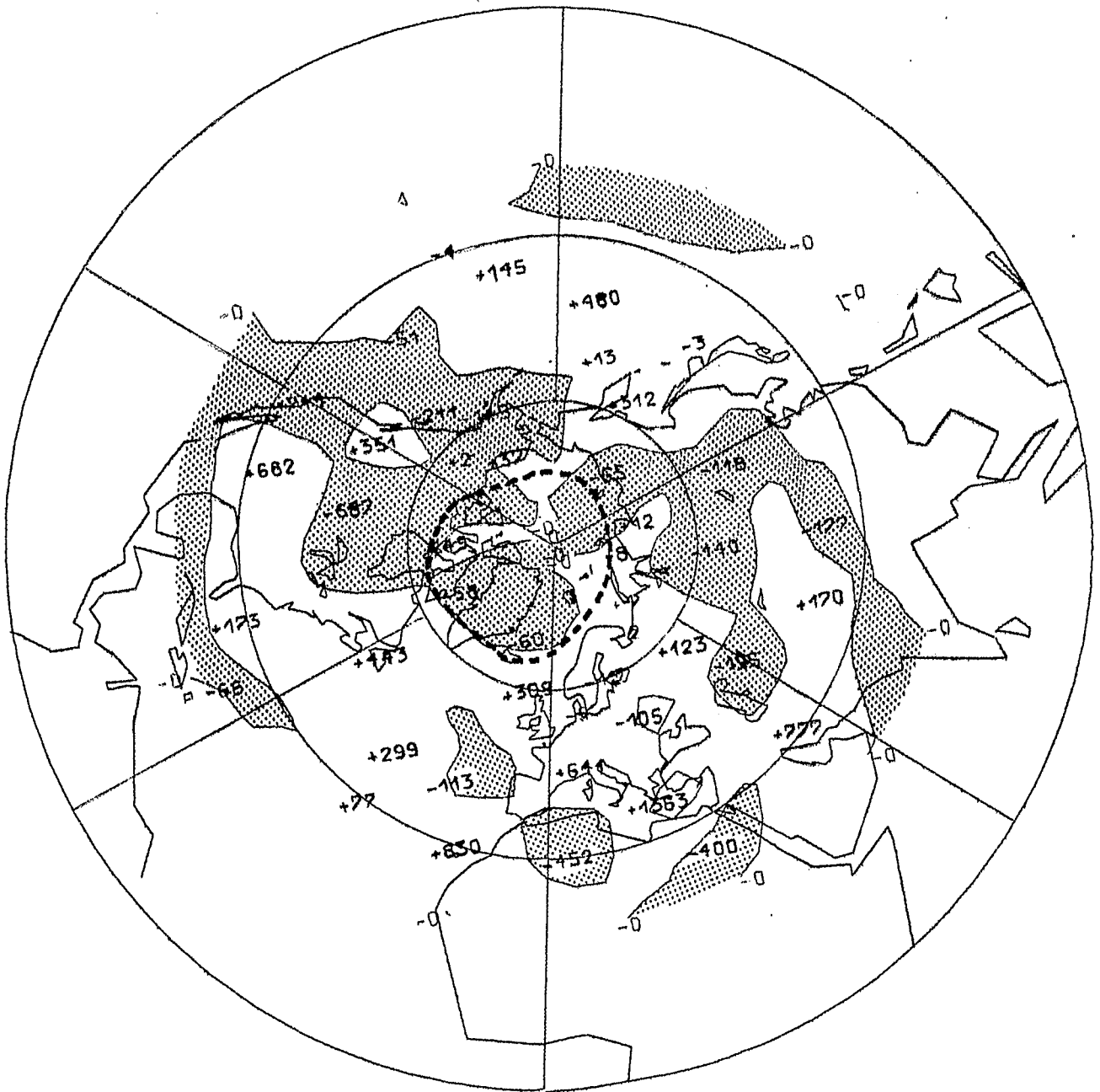
Mit $\cos \varphi$ gewichteter mittlerer meridionaler Transport von Drehimpuls durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}]$

Juli-Mittel 1967-1976



Anteil der Wellenzahlen 1, 2, 3 und 4-15 am mittleren meridionalen Drehimpulstransport durch stehende Wellen in $[10^{12} \text{g cm s}^{-2} \text{mb}^{-1}]$

Juli-Mittel 1967-1976

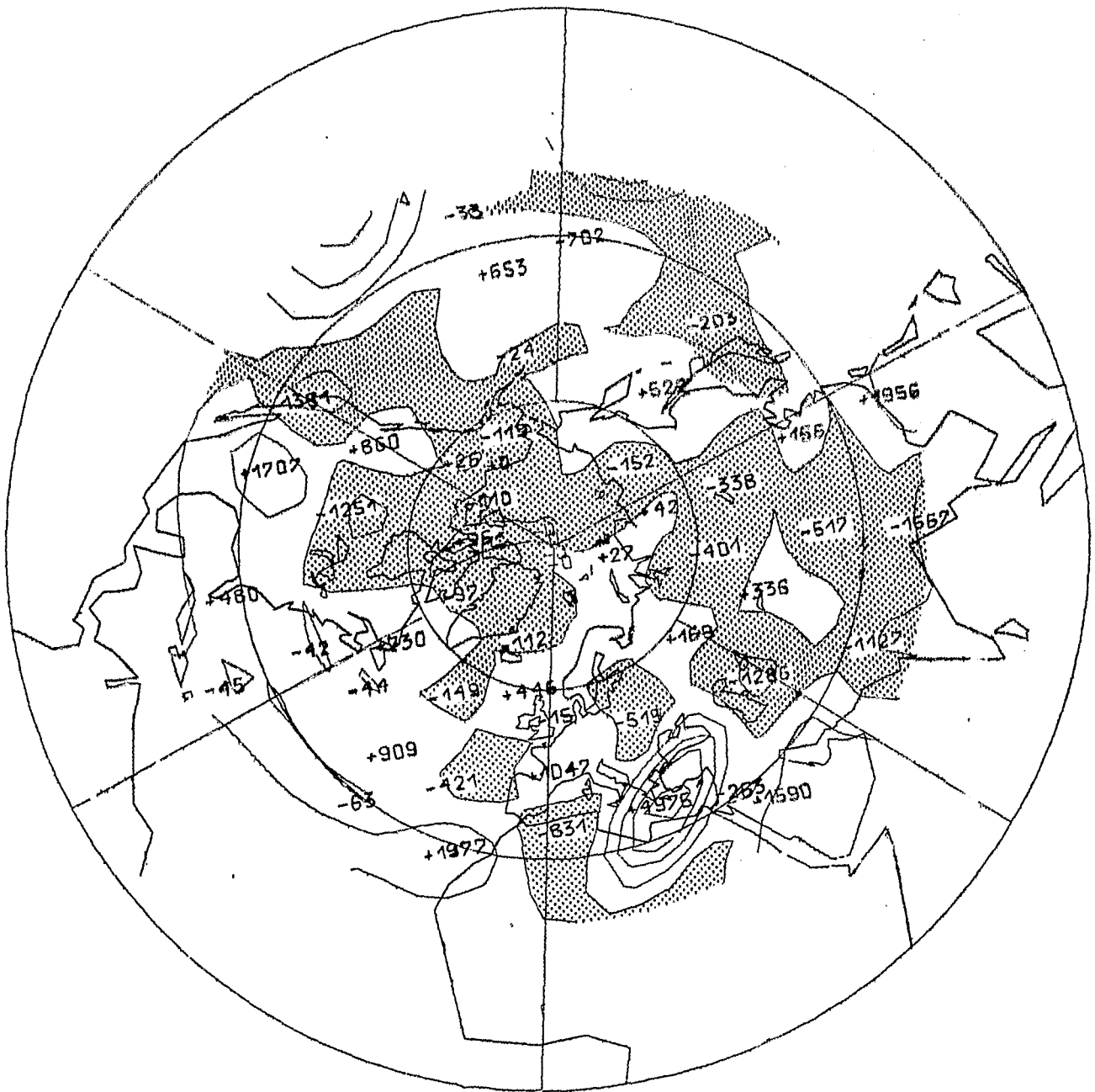


Vertikal gemittelte Verteilung des Drehimpulstransportes
 hervorgerufen durch die stehenden Wellen.

Abstand der Isoplethen: $1000 \cdot 10^{11} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$

Die gestrichelte Linie gibt die mittlere Lage der Polarfront
 im 500 mb-Niveau für den Juli an.

Juli-Mittel 1967-1976

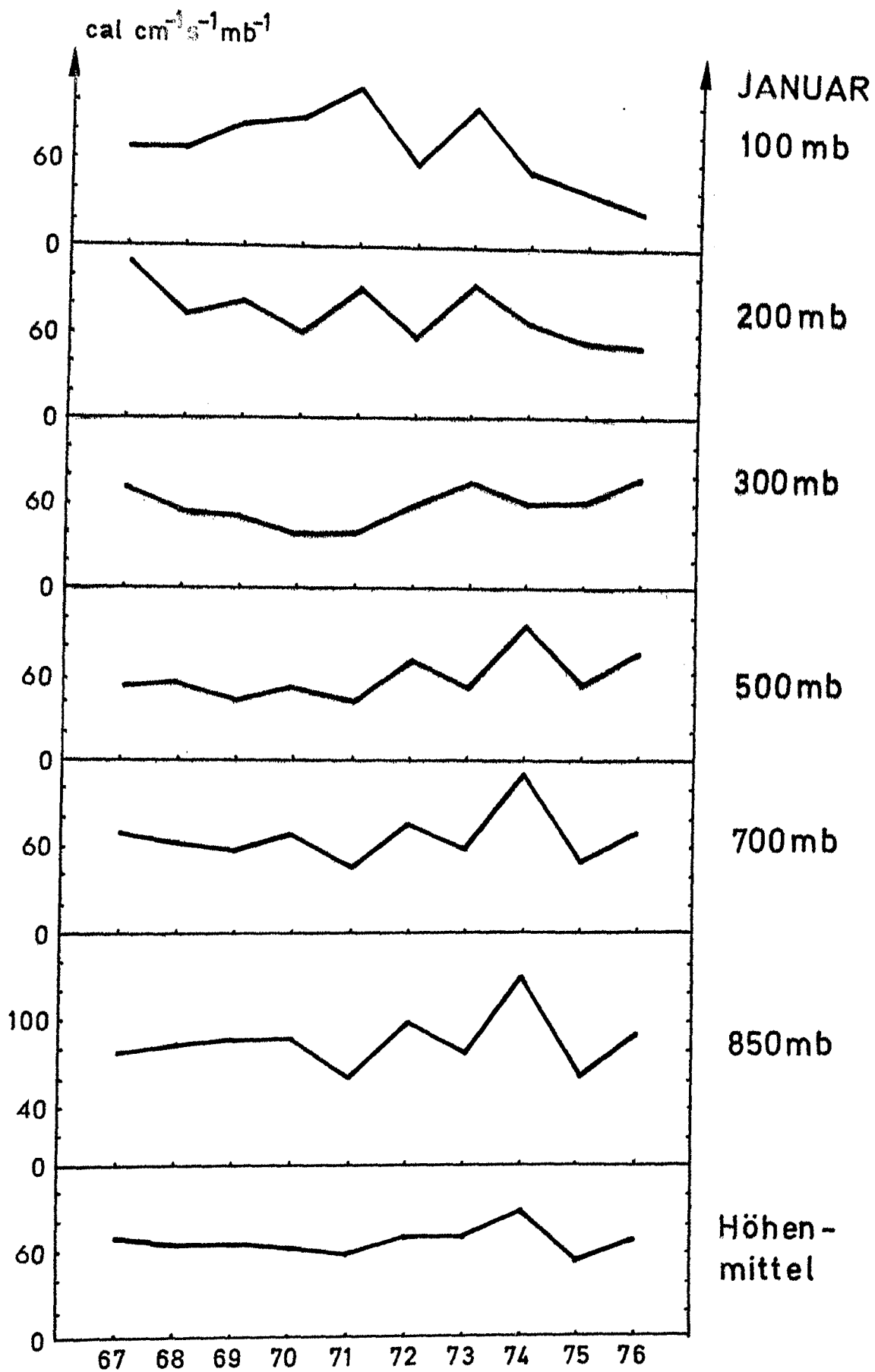


200 mb

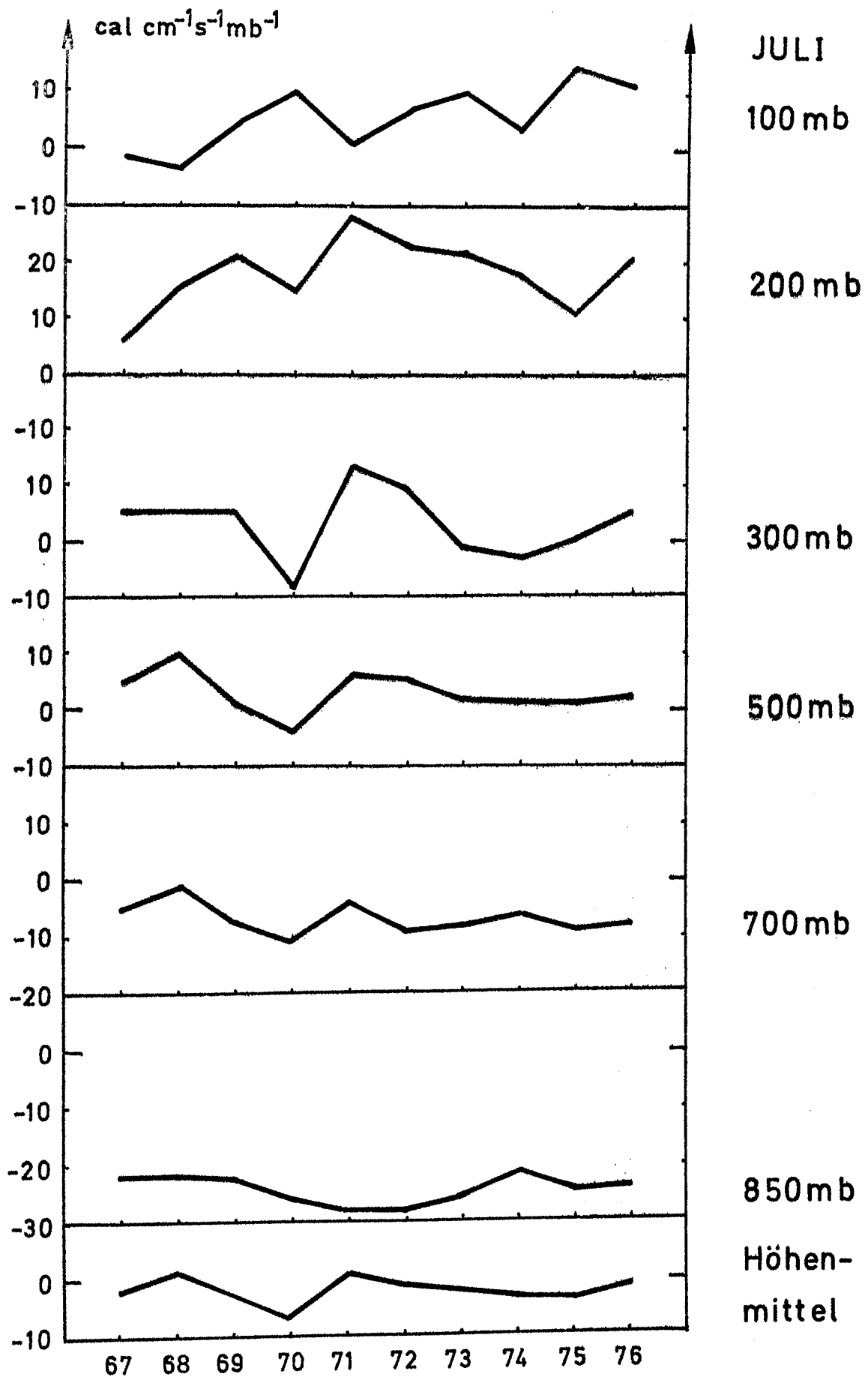
Verteilung des Drehimpulstransportes hervorgerufen durch die stehenden Wellen.

Abstand der Isopleten: $1000 \cdot 10^{11} \text{ g cm s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$

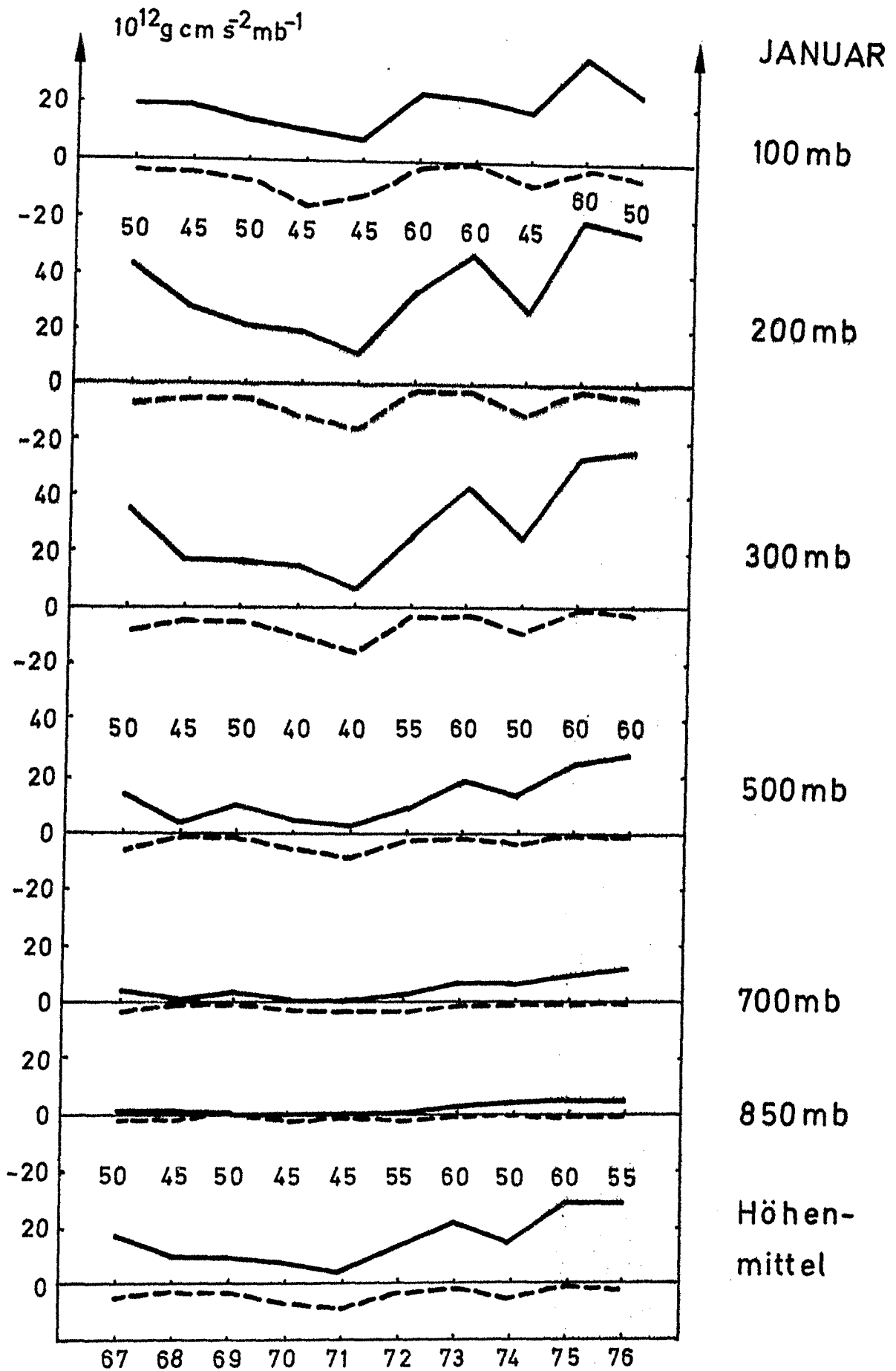
Juli-Mittel 1967-1976



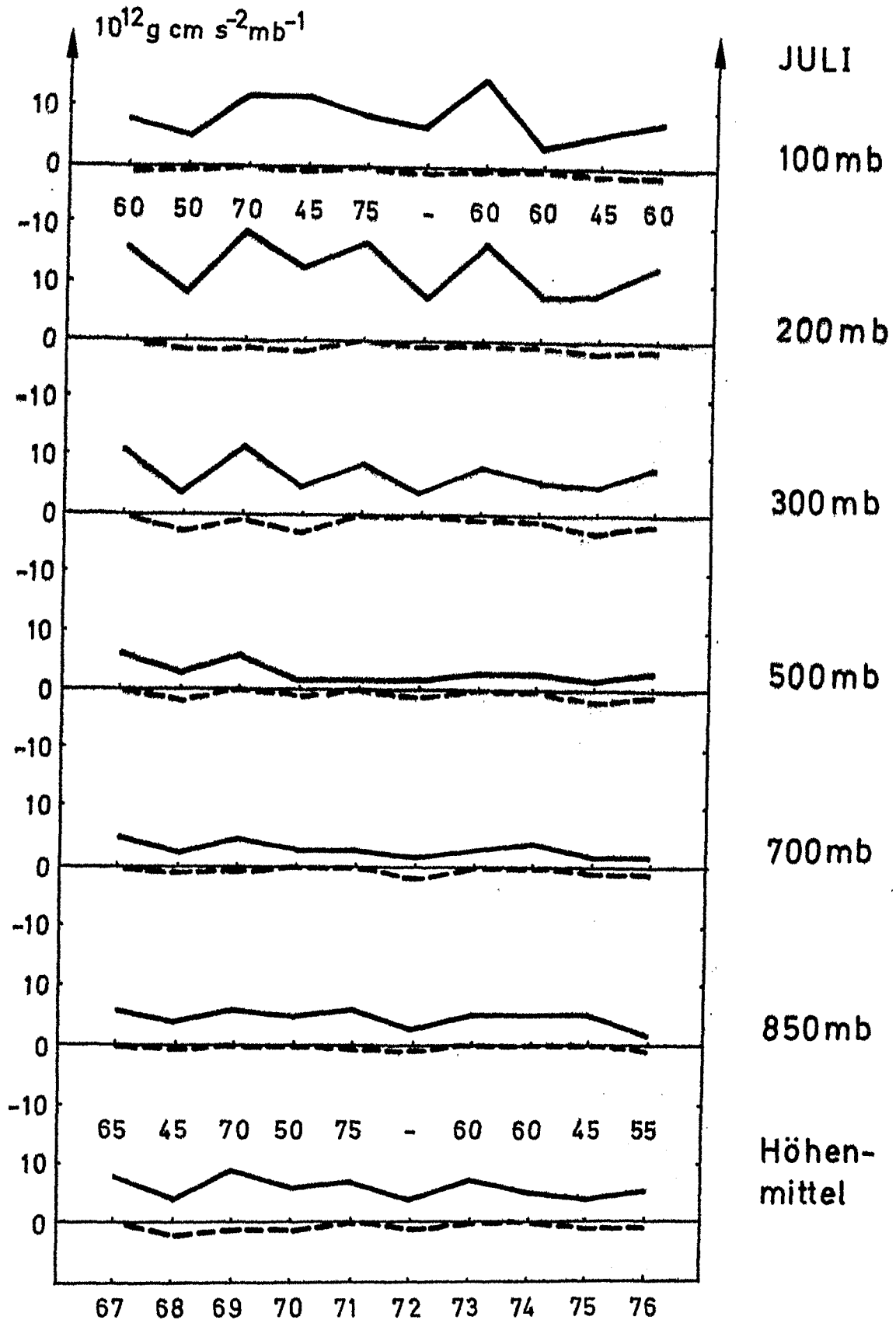
Flächenmittel des mittleren meridionalen Transportes von sensibler Energie durch die stehenden Wellen im Januar. Zeitreihe für Januar 67-76



Flächenmittel des mittleren meridionalen Transportes von sensibler Energie durch die stehenden Wellen im Juli. Zeitreihe für Juli 67-76



Flächenmittel des mittleren meridionalen Drehimpulstransportes durch die stehenden Wellen im Januar.
 Ausgezogene Linie: Mittel über die positiven Werte
 Gestrichelte Linie: Mittel über die negativen Werte
 Die Zahlen geben an, in welcher Breite das Vorzeichen des Transportes wechselt. Zeitreihe für Januar 67-76



Flächenmittel des mittleren meridionalen Drehimpulstransportes durch die stehenden Wellen im Juli.
 Ausgezogene Linie: Mittel über die positiven Werte
 Gestrichelte Linie: Mittel über die negativen Werte
 Die Zahlen geben an, in welcher Breite das Vorzeichen des Transportes wechselt. Zeitreihe für Juli 67-76