

Kapitel 4

Modellklimatologie

In diesem Kapitel werden die Modellklimatologien der T21- und T42-Modellversionen präsentiert und mit Beobachtungsdaten verglichen. Für die später folgenden Transportstudien dieser Arbeit ist es von Interesse, das Modellklima auch für dynamisch relevante Variablen wie z.B. die Temperatur, den zonalen Wind und den stratosphärischen Polarwirbel zu untersuchen. Konzentrieren werde ich mich dabei auf die Monate Januar und Juli, die repräsentativ für den arktischen und antarktischen Winter sind. Eine wichtige Rolle spielt dabei die zwischenjährliche Variabilität sowohl im Modell als auch im Vergleich zu den Beobachtungen. Wichtig für die globale Zirkulation der Atmosphäre ist die Aktivität planetarischer Wellen, die mit dem Grundstrom wechselwirken und somit die treibende Kraft für die residuale mittlere Meridionalzirkulation bzw. TEM Zirkulation bilden. Zur Überprüfung des Vorhandenseins einer realistischen Brewer-Dobson Zirkulation im Berliner Modell wird die Stromfunktion exemplarisch an der T42-Modellversion untersucht.

Wenn möglich, wird die Modellklimatologie mit unterschiedlichen Beobachtungsdaten verglichen. Für diese Zwecke wird häufig die CIRA-Klimatologie verwendet (Fleming et al., 1990), die sich aus wenigen Beobachtungsjahren der 80er Jahre aus Satelliten-, Raketen- und vor allem Radiosonden-Daten zusammensetzt. Aktuellere Beobachtungsdaten wie z.B. NCEP/NCAR¹ Reanalysen und FUB² Analysen werden zum Teil hinzugezogen.

4.1 Temperatur

Januar-Klimatologie

Abb. 4.1 zeigt die zonal gemittelte Temperatur im Januar für die T21 (Kontrolllauf+kk34401) und T42 (kk344201) Simulationen, die ein 30- und ein 10-Jahres Mittel beinhalten. Für den Vergleich mit Beobachtungen ist die CIRA-Klimatologie (Abb. 4.1a) dargestellt.

¹National Center for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research.

²Freie Universität Berlin.

In der CIRA-Klimatologie wird im Nordwinter eine kalte untere und mittlere Stratosphäre von maximal -70 °C in hohen Breiten und eine kalte tropische Tropopause mit einem Minimum von -70 °C beobachtet. Die Sommerhemisphäre ist dagegen durch eine warme Stratopause von maximal 10 °C in den mittleren und hohen Breiten gekennzeichnet, die sich bis zum Winterpol (-20 °C) ausdehnt.

Die beschriebenen Merkmale werden im wesentlichen in beiden Modellläufen (Abb. 4.1b,c) simuliert. Die Unterschiede liegen vor allem in der Stärke und Lage der Maximum- und Minimum-Temperaturen. Die Tropopausentemperatur stimmt in allen Läufen gut mit den Beobachtungen überein. In der unteren bis mittleren Stratosphäre werden in der 30-jährigen T21-Klimatologie -80 °C in polaren Breiten simuliert, die Temperatur ist somit 10 K niedriger als in der CIRA-Klimatologie. Im T42-Modell (kk344201) werden sogar -90 °C simuliert, 20 K niedriger als beobachtet. Die untere Stratosphäre in der SH ist in beiden Modellläufen zu kalt. Die Stratopause wird mit einem Maximum von 10 °C in hohen Breiten beobachtet und auch in beiden Modellexperimenten simuliert. Der einzige Unterschied liegt in der Ausdehnung der positiven Temperatur, die in den Beobachtungen größer ist als in den Modellsimulationen, was auf die fehlenden Schwerewellen zurückzuführen ist, deren Effekt nicht vollständig durch die Rayleigh Friction parametrisiert wird. Die Wintermesosphäre weist in den Beobachtungen ein Temperaturmaximum von -20 °C in 60 km Höhe auf, während der T21-Lauf -30 °C erreicht. Hier zeichnet sich eine Verbesserung im T42-Lauf ab, der ähnlich zu den Beobachtungen ein Maximum von -20 °C in 60–70 km Höhe simuliert. Im Unterschied zu den Beobachtungen zieht sich die warme Stratopause in beiden Modellsimulationen nicht durchgängig bis zum Winterpol, sondern zeigt eine Einschnürung des Maximums an. Der obere Rand des Modells über dem Winterpol ist weiterhin zu kalt im Vergleich zu CIRA.

In dem höher aufgelösten T42-Modell besteht das typische Kältepolproblem – in Klimamodellen wird oft eine zu kalte Stratosphäre mit einem zu starken Westwindjet während der Wintermonate simuliert – das sich im Vergleich zu T21 sogar verstärkt hat. Es deutet sich an, dass die Aussage von Hamilton et al. (1999), dass eine höhere Modellauflösung zu einer Beseitigung des Kältepolproblems führt, nicht immer zutrifft. Die Autoren führten Modellexperimente mit einer sehr feinen Gitterpunktauflösung von 3 bis 0,3 Grad durch. Ihre grösste Auflösung entspricht demnach der T42-Auflösung dieser Arbeit. Hier lässt sich eine verstärkte Wellenausbreitung vermuten (siehe 4.4.2).

Juli-Klimatologie

Die Juli-Klimatologie ist in Abb. 4.1d-f dargestellt. Im Vergleich zum Januar der CIRA-Klimatologie fällt auf, dass die Winterstratosphäre der SH im Mittel viel kälter ist. Hier werden in polaren Breiten Temperaturen bis -90 °C in 28 km Höhe beobachtet. Dies würde sich in einer Klimatologie, die den Zeitraum des Ozonlochs beinhaltet, noch weiter verstärken. Die tropische Tropopause ist nicht ganz so kalt wie im Nordwinter.

Vergleicht man die kaum voneinander zu unterscheidenden Modellsimulationen mit Beobachtungen, ist vor allem die viel zu kalte Winterstratosphäre zu nennen. In den T21- und T42-Klimatologien treten Minimaltemperaturen von -110 °C in der oberen Stratosphäre auf, also etwa 20 K weniger als in den Beobachtungen. Durch das ausgedehnte

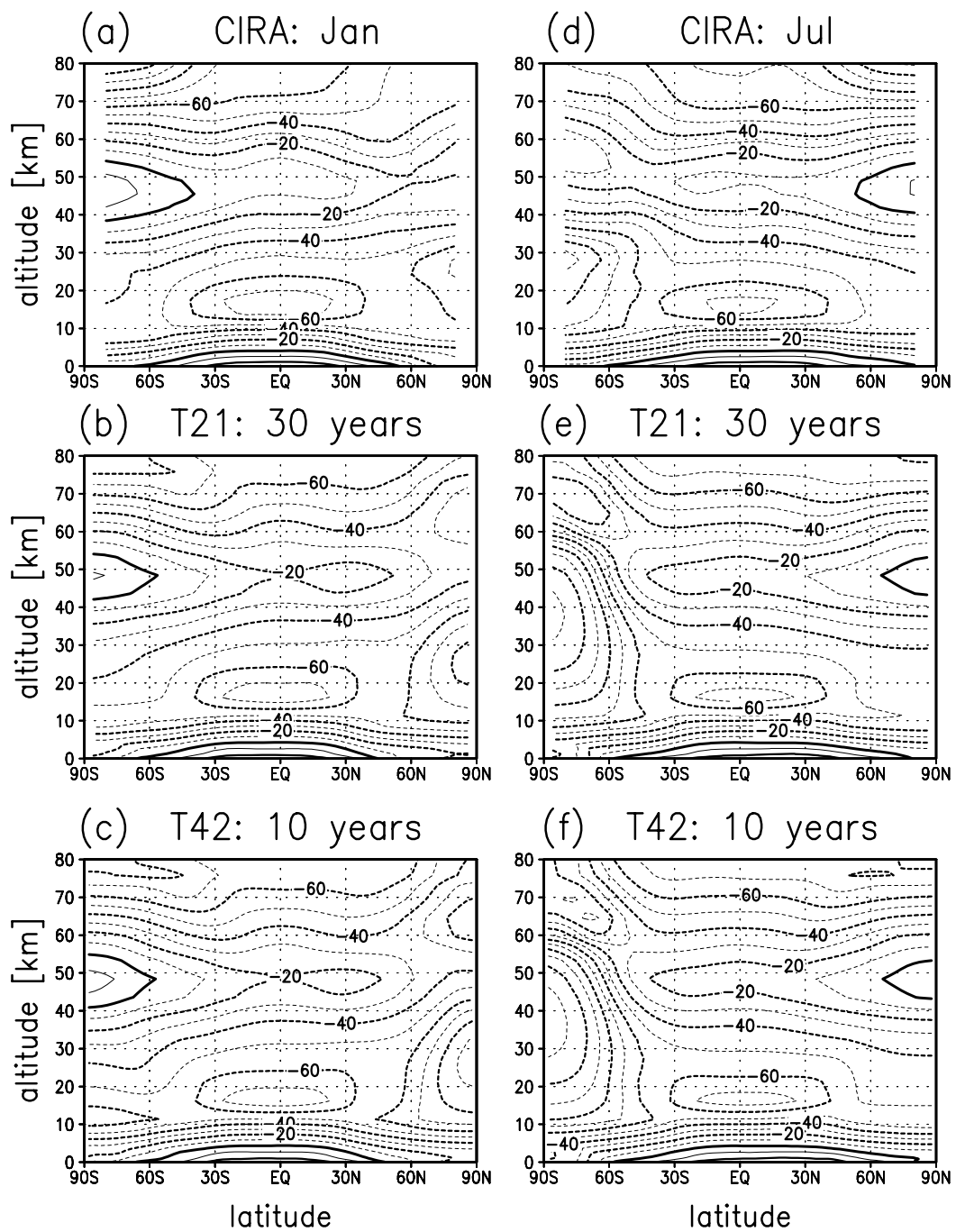


Abbildung 4.1. Temperatur-Klimatologie für Januar (links) und Juli (rechts) für: CIRA (a+d), T21- (b+e) und T42-Modell (c+f). Der Isolinenabstand beträgt 10° C.

Kältegebiet in der Stratosphäre, bis 60 km Höhe, kommt es zu einer unrealistisch kalten Stratopause. Oberhalb von 60 km Höhe, wo das Newtonian Cooling in der langwelligen Strahlung die Temperatur zu der vorgegebenen (CIRA-) Referenztemperatur hinzieht, tritt das Maximum in der Wintermesosphäre auf. Im Vergleich zu den Beobachtungen liegt es zu hoch, was dazu führt, dass der obere Rand im Modell über dem Winterpol zu warm ist. Auch der obere Modellrand über den Sommerpolen ist zu warm im Vergleich zu CIRA.

Die tropische Tropopause im Juli weist eine geringere Ausdehnung des Kältegebietes im Vergleich zu Januar auf. Dies wird gleichermaßen in beiden Modellläufen simuliert und ist in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen. Die Sommerstratopause hat eine gute Übereinstimmung mit der beobachteten geographischen Lage in etwa 40–50 km Höhe.

4.2 Wind

Bevor in diesem Unterkapitel die Klimatologie des zonal gemittelten zonalen Windes analysiert wird, wird zunächst die quasi-geostrophische Approximation des horizontalen Windes eingeführt, die eine gute Näherung für den beobachteten Wind in der Stratosphäre darstellt.

4.2.1 Theorie

Der geostrophische Wind

Unter der Annahme, dass großräumige Bewegungen in der freien Atmosphäre ungefähr dem geostrophischen Gleichgewicht unterliegen, d.h. die Kräftebilanz durch Corioliskraft und Druckgradientenkraft aufrechterhalten bleibt, ergibt sich folgende Beziehung für den Wind aufgeteilt in seine Komponenten: $u \sim u_g$ (zonale), $v \sim v_g$ (meridionale), $w = 0$ (vertikale). Der geostrophische Wind $\vec{u} = \vec{u}_g = (u_g, v_g, 0)$ wird durch das Geopotential Φ definiert: $(u_g, v_g) = (-\Psi_y, \Psi_x)$, mit $\Psi = \frac{1}{f_0}(\Phi - \Phi_0)$. Transformiert man die Gleichung in ein sphärisches Koordinatensystem, so ergibt sich folgende Formulierung für den geostrophischen Wind:

$$u_g = -\frac{1}{fa} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \quad \text{und} \quad v_g = \frac{1}{f a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}. \quad (4.1)$$

Der Coriolisparameter f ist gegeben durch $f = 2\Omega \sin \phi$, wobei $\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ist. a ist der Erdradius, λ , ϕ sind die geographische Länge und Breite.

Der ageostrophische Wind

Die ageostrophischen Geschwindigkeitskomponenten werden als Differenz zwischen dem „wahren“ Windfeld und dem geostrophischen Wind eingeführt:

$$u_a = u - u_g, \quad v_a = v - v_g \quad \text{und} \quad w_a = w. \quad (4.2)$$

Da der geostrophische Windvektor keine vertikale Windkomponente enthält, gilt $w_a = w$. Im allgemeinen wird in der Meteorologie angenommen, dass die geostrophische Geschwindigkeit gleich der horizontalen Geschwindigkeit und somit eine gute Näherung für den absoluten Wind ist.

Thermischer Wind

Unter Annahme des hydrostatischen Gleichgewichts (siehe Gleichung 4.9) kann schließlich der thermische Wind abgeleitet werden:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_g}{\partial z} &= -\frac{R}{Hf_0} e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \Theta}{\partial y} = -\frac{R}{Hf_0} \frac{\partial T}{\partial y}, \\ \frac{\partial v_g}{\partial z} &= -\frac{R}{Hf_0} e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{R}{Hf_0} \frac{\partial T}{\partial x},\end{aligned}\quad (4.3)$$

H ist die mittlere Skalenhöhe, R die Gaskonstante für trockene Luft und der Adiabatenexponent $\kappa \equiv R/c_p$ mit der spezifischen Wärme c_p . x , y und z sind die horizontale, meridionale und vertikale Komponente im isometrischen Koordinatensystem. Die Gleichung (4.3) sagt aus, dass die vertikale Scherung des geostrophischen Windes mit dem horizontalen Gradienten der (potentiellen) Temperatur verknüpft ist. Eine horizontale Variation der Temperatur führt zu einer Änderung des geostrophischen Windes in der Vertikalen. Das bedeutet, dass in Gebieten mit dem stärksten horizontalen Temperaturgradienten eine Zunahme des Windes in der Vertikalen zu erwarten ist. Diese Relation muss in dem Berliner Modell erfüllt sein und kann in dem nun folgenden Abschnitt überprüft werden.

4.2.2 Modell

Der beobachtete zonal gemittelte zonale Wind der CIRA-Klimatologie ist der geostrophisch approximierter Wind, der unter Annahme des geostrophischen Gleichgewichts abgeleitet wurde (siehe Gleichung 4.1). Diese Approximation ist aber nicht gültig in äquatorialen Breiten, in denen die Autoren mit Hilfe der thermischen Windbilanz (Gleichung 4.3) aus Temperatur und geopotentieller Höhe den äquatorialen Wind ableiteten.

Hingegen beinhalten die Horizontalwinde, die im Berliner Modell berechnet und für die Advektion des Spurengastransportes verwendet werden, die geostrophischen und die ageostrophischen Komponenten des Windes.

Januar-Klimatologie

In Abb. 4.2 sind die CIRA-, T21- und T42-Klimatologien des zonalen Windes für Januar und Juli dargestellt.

In der Winterhemisphäre werden im klimatologischen Mittel Westwinde in der Tropo-, Strato- und Mesosphäre beobachtet, die in den Tropen zu Ostwinden wechseln. In der Sommerhemisphäre herrschen dagegen Ostwinde vor. Im Nordwinter weist die CIRA-Klimatologie eine starke Neigung des stratosphärischen Jets mit zunehmender Höhe in

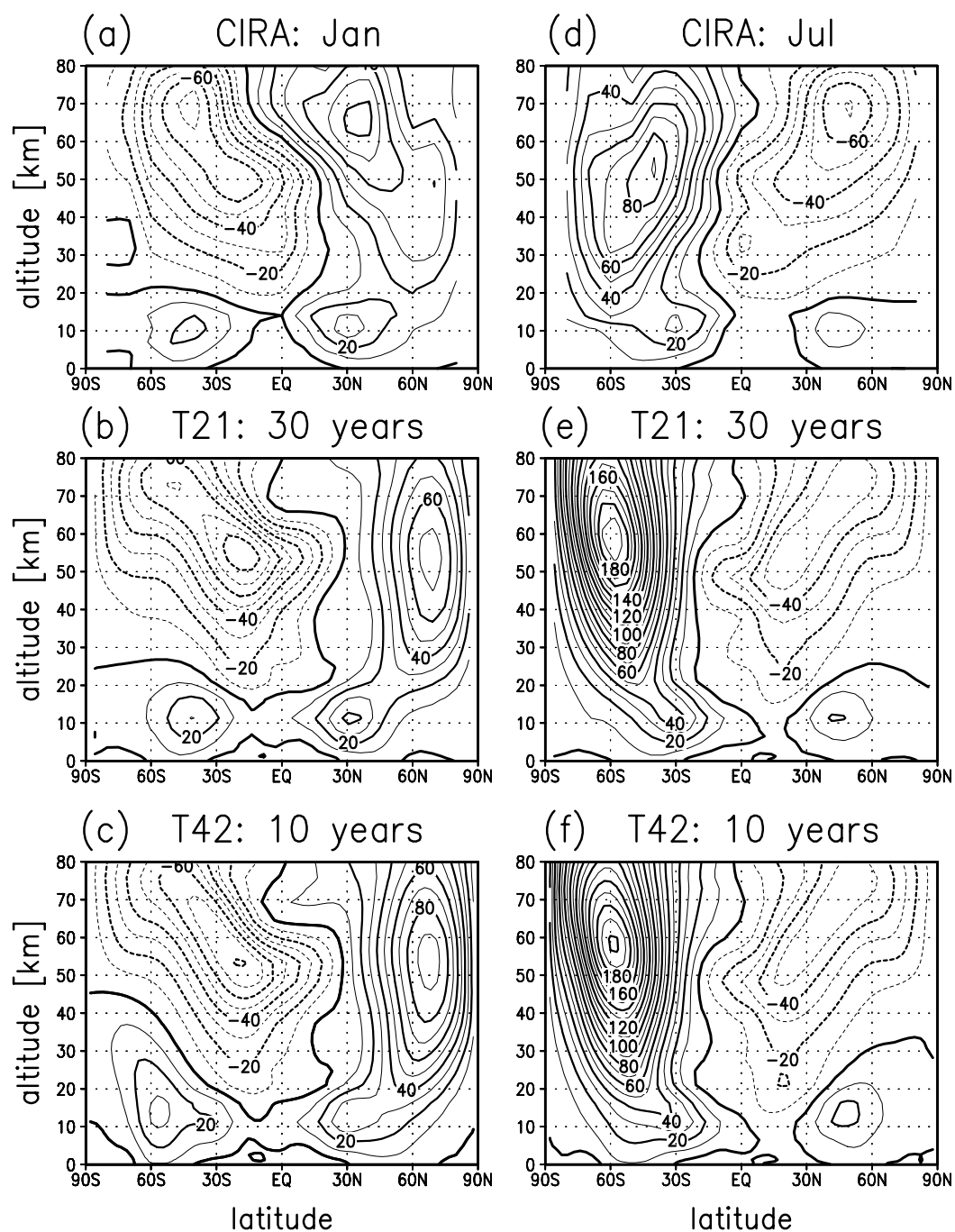


Abbildung 4.2. Zonale Wind-Klimatologie für Januar und Juli wie Abb. 4.1. Isolinienintervall ist 10 m/s.

Richtung Äquator auf, deren Maximum mit 60 m/s in 65 km Höhe bei 30–40° N liegt. Andere Beobachtungsdaten (z.B. UKMO-Analysen) weisen hier ein Maximum weiter unten auf (hier nicht gezeigt). In der Sommermesosphäre wird ein Maximum von –70 m/s des Ostwindjets in 70 km Höhe beobachtet. In der Troposphäre befinden sich die subtropischen Strahlströme in 30° N und 45°S. Das jeweilige Maximum befindet sich in etwa 10 km Höhe.

Die Modellsimulationen geben die beobachteten Merkmale des zonalen Windes im wesentlichen wieder. Die Stärke und Lage der troposphärischen Jets stimmen sehr gut mit den Beobachtungen überein. Der stratosphärische Jet weist eine ähnliche Stärke wie in den CIRA-Beobachtungen auf, jedoch ohne eine Neigung in Richtung Äquator bei zunehmender Höhe. Da die stratosphärischen Temperaturen in den hohen Breiten zu niedrig sind, tritt in beiden Simulationen ein starker Westwindjet auf, der im T42-Modell im Mittel um 30 m/s zu stark ist. Diese Folge des „Cold Pole Bias“ ist ein gängiges Problem in der Klimamodellierung der mittleren Atmosphäre und vor allem auf fehlende oder unrealistisch parametrisierte Schwerewellen zurückzuführen (Pawson et al., 2000). Jedoch zeigt sich in den 10 Jahren der T42-Klimatologie eine Verbesserung in der Mesosphäre. Hier kommt es zu einer Verstärkung des zu schwachen Westwindjets über dem Äquator.

In der T42-Simulation liegt die Nullwindlinie in der antarktischen Stratosphäre der hohen Breiten, die den Übergang von der Winter- zur Sommerzirkulation kennzeichnet, zu weit oben und zieht sich vom Erdboden bis 45 km Höhe. Das bedeutet, dass im klimatologischen Mittel keine Umstellung zur Sommerzirkulation in der Stratosphäre der SH stattfindet. Im T21-Kontrolllauf verläuft die Nullwindlinie dagegen bis ca. 23 km Höhe und zeigt damit eine Umstellung von Südwinter auf -sommer an.

Juli-Klimatologie

Im Juli zeigt sich ein umgekehrtes Bild der Zirkulationsrichtung. Auf Grund der tieferen Temperaturen in der Südhemisphäre, die der geringeren Wellenausbreitung sowohl planetarischer als auch Schwerewellen zuzuschreiben ist, kommt es zu einem verstärkten Westwindjet mit einem Maximum von 90 m/s in 55 km Höhe in den mittleren Breiten. Die Neigung des Strahlstroms fällt etwas schwächer aus als im Nordwinter, da die Nullwindlinie nicht so weit auf die Sommerhemisphäre reicht. Der subtropische Jet in der Troposphäre ist deutlich schwächer als im Nordwinter. Dieses Verhalten wird weitgehend in den beiden Modellläufen simuliert. Wegen des „Cold Pole Bias“ fallen die Winde unrealistisch hoch aus mit einem Maximum von 190 m/s (T42: 200 m/s) in 60 km Höhe der mittleren Breiten. Interessanterweise sind im Südwinter kaum nennenswerte Unterschiede zwischen der T21- und der T42-Auflösung zu finden, die Wellenanregung scheint sich in der SH bei beiden Auflösungen kaum zu unterscheiden. Im Nordsommer ist der Lauf der Nullwindlinie zu beachten, der im T42-Lauf noch bis 30 km Höhe reicht und nicht wie in den Beobachtungen (und bei T21) unterhalb von 20 km Höhe verläuft. Auch im Nordsommer kommt es im T42-Experiment nur kurzzeitig zu einer Sommerumstellung.

QBO und SAO

Im Mittel stellt sich in der CIRA-Klimatologie ein Ostwind in der tropischen Stratosphäre ein (siehe Abb. 4.2a,d). Die quasi-zweijährige Schwingung des zonalen Windes in den Tropen (englisch: „Quasi Biennial Oscillation“, QBO) wird somit nicht aufgelöst. Das liegt an dem stärkeren Maximum in der Ostphase im Vergleich zur Westphase der QBO (Naujokat, 1986; Baldwin et al., 2001). Die erste erfolgreiche Simulation einer QBO in einem GCM gelang Takahashi (1999) mit einer horizontalen Auflösung von T42 und einer vertikalen Auflösung von 500 m. Dafür musste der Autor die horizontale Diffusion um den Faktor sieben reduzieren, was zu unrealistischen Effekten in der Dynamik in den hohen Breiten führte. Die Mehrheit der GCMs schafft es noch nicht, eine spontane realistische QBO zu simulieren. In den bisherigen T21L34 Simulationen stellt sich die QBO nicht von selbst ein. In den T21-Modellsimulationen mit vertikaler Auflösung von 70 Flächen bis in 83 km Höhe kam es zu einem Abwärtssinken von Westwinden am Äquator bis ca. 30 km Höhe, die abrupt durch die Advektion von Ostwinden unterbrochen wurden (Nissen et al., 2000). Eine spontane QBO wird mit dem Berliner CMAM also noch nicht simuliert. In den hier durchgeführten T42-Simulationen war nun die Frage zu klären, ob sich eine spontane QBO in der höher aufgelösten Modellsimulation einstellt.

In Abb. 4.3 ist die zeitliche Entwicklung des über dem Äquator gemittelten zonalen Windes für die T42-Modellversion dargestellt.

In der Mesosphäre entwickeln sich Westwinde kurz nach den Sonnenwenden (Solstitien) und beginnen dann bis ca. 50 km Höhe zu sinken. In einer halbjährlichen Oszillation wechseln sich diese Westwinde mit den Ostwinden ab, die damit der sogenannten halbjährlichen Schwingung des Windes (englisch: „Semi-Annual Oscillation“, SAO) an der Stratopause ihren Namen geben. Das eigentliche Maximum der SAO wird während der Äquinoktien mit 25 m/s im April und 20 m/s im Oktober beobachtet. Die Ostwinde sind wesentlich stärker und werden im Januar mit bis zu 40 m/s und im Juli nur bis zu 20 m/s gemessen (Müller et al., 1997).

Die eben beschriebenen Merkmale der SAO werden im wesentlichen vom T42-Modell simuliert. So ergibt sich realistisch das abwechselnd starke Maximum der Ostwindphase im Januar und Juli. Das Absinken der Westwinde der SAO ist im Vergleich zum T21-Modell in etwa gleich geblieben. Dagegen haben sich die Maxima der Ostwindphasen im T42-Modell verstärkt (siehe Amodei et al., 2001). In der unteren und mittleren Stratosphäre herrscht während der gesamten 10 Jahre Ostwind. Es bildet sich kein Ansatz einer Westwindphase aus, die auf eine QBO deuten würde. Wie in einer Untersuchung von Nissen et al. (2000) festgestellt wurde, ist der Einfluss der vertikalen Auflösung entscheidend für eine realistischere Generation von tropischen Wellen und damit der spontanen Simulation einer QBO. Hamilton et al. (1999) untersuchten im SKYHI-Modell zusätzlich den Einfluss der horizontalen Auflösung auf die Modelldynamik und dabei speziell die Generierung von Schwerewellen und der QBO. Die Autoren konnten eine wesentliche Verbesserung der Modellklimatologie bei einer horizontalen Auflösung von 0,3 Grad Gitterpunktsauflösung feststellen. Damit ist auch die hier verwendete horizontale Auflösung T42 noch zu gering, um Schwerewellen zu generieren, so dass die Berücksichtigung einer Schwerewellen-Parametrisierung im T42-Modell in Betracht gezogen werden sollte.

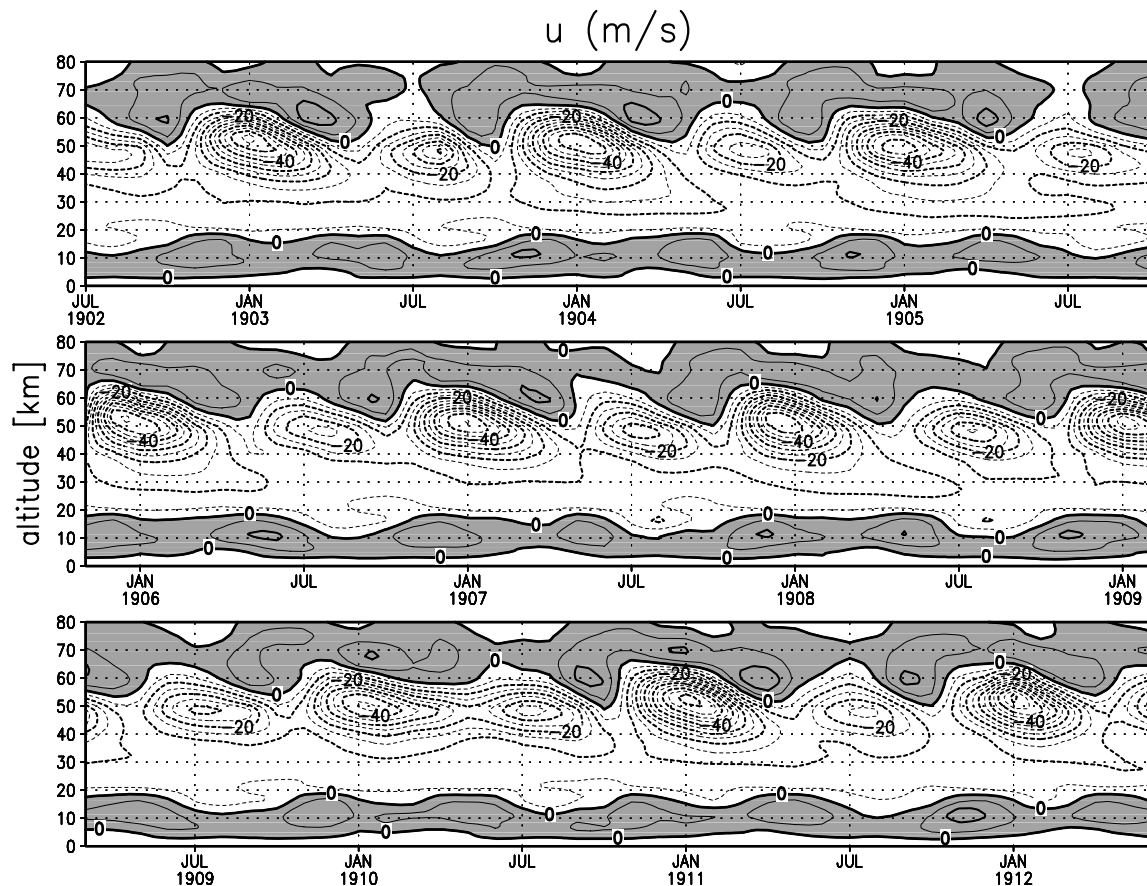


Abbildung 4.3. Zonal gemittelter zonaler Wind im T42-Modell über 10 Jahre. Mittel über die Breiten 4° S und 4° N. Isolinienabstand ist 5 m/s.

4.3 Zwischenjährliche Variabilität

In diesem Unterkapitel wird die zwischenjährliche Variabilität im T21- und T42-Modell untersucht und mit Beobachtungen verglichen. Zum einen bietet sich dafür die Nordpoltemperatur in 10 hPa an, die ein Ausdruck für starke Stratosphärenenerwärmungen ist, zum anderen ist der zonale Wind in 60° N eine gute Kenngröße, die mit der Umkehr des zonalen Windes von West auf Ost einen Zusammenbruch des Polarwirbels anzeigt. Eine globale lange Beobachtungsreihe steht mit den NCEP/NCAR Reanalysen zur Verfügung, da aber der obere Rand in 10 hPa endet, wird hier an dieser Stelle der zonale Wind in 30 hPa zum Vergleich verwendet. An dieser Stelle soll noch einmal betont werden, dass die zwischenjährliche Variabilität, die sich im Modell einstellt, ausschließlich die modellinterne Variabilität ist! Es werden keine variierende Sonneneinstrahlung (z.B. mit dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus), Vulkanausbrüche oder von Jahr-zu-Jahr variierende Meeresoberflächentemperaturen dem Modell vorgegeben und es entwickelt sich keine spontane QBO.

4.3.1 Nordpoltemperatur

Für die Untersuchung der Nordpoltemperatur bietet sich die sehr lange Beobachtungszeitreihe der Berliner Daten (FUB-Analysen) an, die von Juli 1958 bis Juli 2001 Radiosondennmessungen unter Annahme der Geostrophie und des hydrostatischen Gleichgewichtes analysierte. Damit steht die längste Zeitreihe für die 10 hPa Druckfläche der NH zur Verfügung. Eine ausführliche Beschreibung der Daten findet sich unter anderem in Krüger (1997). Exemplarisch soll hier ein Ausschnitt von 11 Wintern der 1990er Jahre (1988/89–1998/99) gezeigt werden, die in den frühen 1990er Jahren außergewöhnlich kalt waren und später auch gestörte warme Winter aufwiesen.

In Abb. 4.4 sind die Nordpoltemperaturen für die Beobachtungsdaten der FUB-Analysen, des T21- und des T42-Modells von November bis April aufgetragen. Die Ordinate weist für die Beobachtungsdaten eine geringere Temperaturskala auf als im Modell, da in der Realität nicht so tiefe Temperaturen beobachtet werden (siehe „Cold Pole Bias“ Problem). Der November beginnt mit einer geringen Schwankungsbreite der beobachteten Nordpoltemperatur mit Werten, die zwischen -62 °C bis -75 °C liegen. Ab Mitte Dezember steigt dann die Variabilität sprunghaft an. Die zwei letzten Winter der dargestellten Periode fallen durch einen starken Temperaturanstieg auf. Die Winter 1990/91 und 1998/99 sind mit einem Stern markiert, da in diesen Wintern Major Warmings bzw. in dem letzteren der beiden ein sehr frühes Major Warming beobachtet wurde. Seit Beginn der Aufzeichnungen der Berliner Daten (seit 1952) traten erst drei solcher „Early Major Warmings“ auf: Im Dezember 1987, 1998 und 2001 (Naujokat et al., 2002). Die große Schwankungsbreite der Nordpoltemperatur, die zwischen -85 und -5 °C liegt, bleibt bis Mitte Februar erhalten. In den folgenden Monaten steigt die Temperatur im Mittel auf Werte zwischen -70 °C und -15 °C im Februar und zwischen -50 und -30 °C Ende April an. Im Mittel stellt sich die Stratosphäre im April auf die Sommerzirkulation um. Wie sich hier zu Beginn des Frühjahrs schon andeutet, werden die maximalen Stratosphärentemperaturen im Winter bei plötzlichen intensiven Stratosphärenenerwärmungen erreicht, die vereinzelt sogar zu Temperaturen über 0 °C führen. In den 1990er Jahren kam es zu der außergewöhnlichen Folge von 9 Jahren ohne ein Major Warming Ereignis (Labitzke und Naujokat, 2000).

Das T21-Modell simuliert die charakteristischen Merkmale der Nordpoltemperatur, wobei jedoch drei Unterschiede auffallen. Das Modell ist um ca. 20 °C kälter als die Beobachtungen, die Schwankungsbreite ist im T21-Modell nicht so stark ausgeprägt und die Variabilität im Frühwinter ist stärker. In der kk34401 Simulation kam es zu keinem Major Midwinter Warming Ereignis. Interessanterweise traten zwei Major Warmings in dem T21-Kontrolllauf in den ersten 12 Jahren der 30-jährigen Modellklimatologie auf. Eine erhöhte Häufigkeit von Erwärmungen in bestimmten Perioden und das Auslassen in anderen erscheint auch in anderen GCMs (Pawson et al., 2000) und wurde erstmalig in den 1990er Jahren auch tatsächlich in der Natur beobachtet. Ein anderes Phänomen sind die oben erwähnten frühen Major Warmings, die nicht mit den Kanadischen Erwärmungen zu verwechseln sind und schon im Dezember auftreten. Frühe Erwärmungen treten im Berliner CMAM häufig auf, jedoch kommt es dabei nie zum Zusammenbruch des Polarwirbels. Im T21-Modell zeichnet sich wie in den Beobachtungen eine Umstellung auf die Sommerzirkulation im Monat April ab (Langematz, 2000).

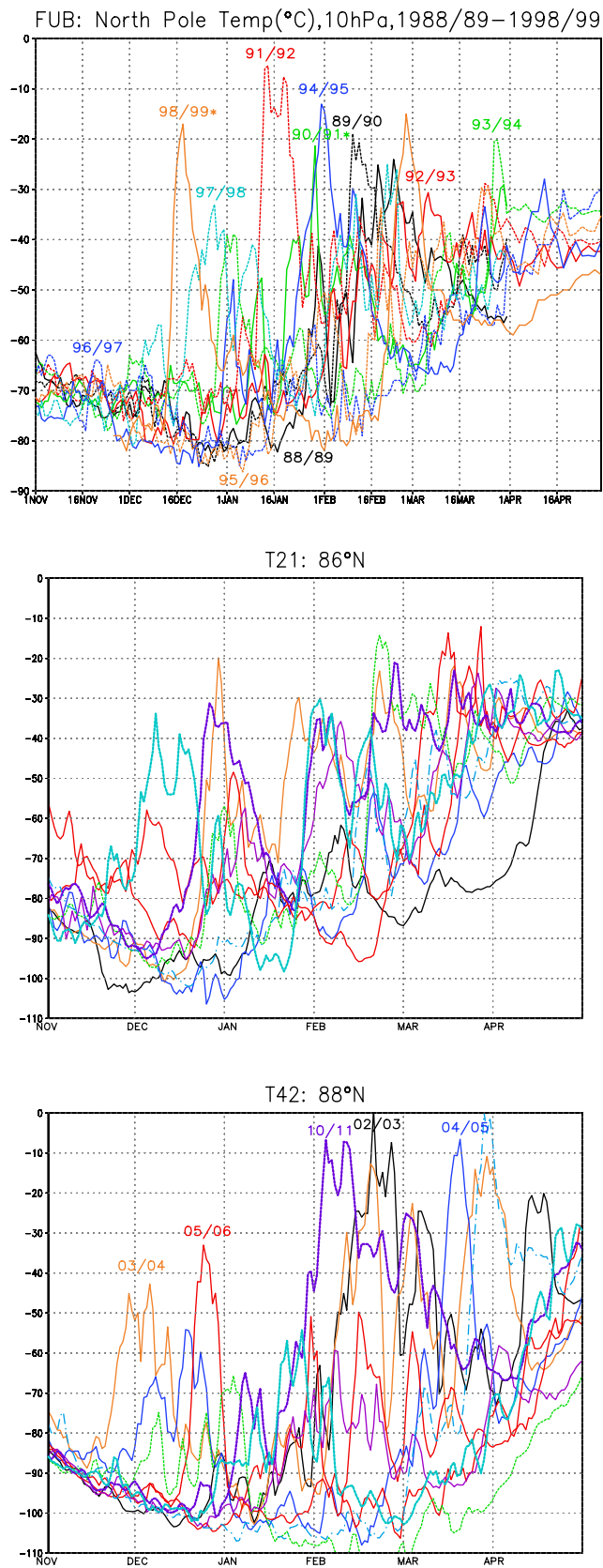


Abbildung 4.4. Nordpoltemperatur (°C) für 10 hPa für 10 Winter von oben nach unten: (oben) FUB-Analysen, (Mitte) T21- und (unten) T42-Modell.

Die T42-Modellläufe haben das Kältepolproblem beibehalten und sind sogar kälter als T21, wie in der Temperaturskala abzulesen ist. In einem Modellwinter wird es sogar kälter als -110 °C (im Februar) und ist somit nicht ganz vollständig auf der Temperaturskala vertreten. Im Durchschnitt ist die Nordpoltemperatur um 20 K kälter als in den Beobachtungen. Eine Verbesserung zeigt das T42-Modell bezüglich der hohen Variabilität im Nordwinter an. Vergleichbar mit Beobachtungen zeichnet sich eine hohe Schwankungsbreite der Nordpoltemperatur ab, die von -110 °C bis 0 °C variiert. Im Februar werden zwei Major Warmings simuliert, die in den Modelljahren 3 und 11 (siehe Kapitel 5) auftreten. Im Gegensatz zum T21-Modell kommt es zu einem sehr späten Zusammenbruch des Polarwirbels, der erst im Juni stattfindet (hier nicht gezeigt). Dies macht sich in einem viel zu kalten März und April bemerkbar. Ende April entspricht die Schwankungsbreite in etwa der, die einen Monat früher in kk34401 zu erkennen ist.

4.3.2 Zonaler Wind

Für eine globale Betrachtung des Jahresganges der Standardabweichungen für eine sehr lange Zeitreihe stehen bei den Beobachtungsdaten bisher nur die NCEP/NCAR Reanalysen zur Verfügung. Eine Beschreibung der Datenanalyse wird in Kalnay et al. (1996) gegeben. Bei dem Reanalyseprodukt der NCEP Daten handelt es sich um einen Modelloutput, das heißt die Messungen (Radiosonden, Satelliten und Raketen) fließen als Input in ein Vorhersagemodell ein, welches eine 6-stündige Vorhersage macht, die als quasi-Analysen gelten. Die Bezeichnung Reanalyse kommt dadurch zu Stande, dass mit *einer* Modellversion konsistent eine gesamte Beobachtungszeitreihe analysiert wird.

Auch das ECMWF Vorhersagemodell bietet eine Reanalyse für die Stratosphäre an. Zur Zeit wird konsistent mit einer Modellversion 40 Jahre zurückgerechnet (ERA40). Die Prozessierung der ERA40 Daten ist immer noch nicht abgeschlossen, daher ziehe ich hier die NCEP/NCAR Reanalysen zum Vergleich heran. Etwaige Schwächen der NCEP/NCAR Reanalysen bezüglich der zeitlichen Stabilität der Daten (Labitzke et al., 1999), der tropischen Stratosphäre (Pawson und Fiorino, 1998) oder eines Artefaktes in Stratosphärensimulationen über Gebirgen (Trenberth und Stepaniak, 2002) sollten das Ergebnis dieser Untersuchung nicht beeinträchtigen, da nur langjährige zonale Klimamittel der mittleren und hohen Breiten betrachtet werden.

Beobachtungsdaten

In Abb. 4.5 sind die Standardabweichungen des zonal gemittelten zonalen Windes auf der 30 hPa Druckfläche dargestellt. Es sind die Standardabweichungen vom klimatologischen Mittel von Januar bis Januar für den Zeitraum 1958–2001, für eine 44 Jahre umfassende Zeitreihe, aufgetragen. In den NCEP/REA Daten (Abb. 4.5 oben) sind drei auffällige Maxima zu erkennen. Im Nordwinter (Oktober bis Mai) zeichnet sich eine erhöhte Standardabweichung (rms) in den hohen Breiten ab, die maximale Werte von 11 m/s im Januar und Februar erreicht und hier auf die zwischenjährliche Variabilität im Nordwinter weist. Ausdruck dieser hohen Variabilität sind die plötzlichen intensiven

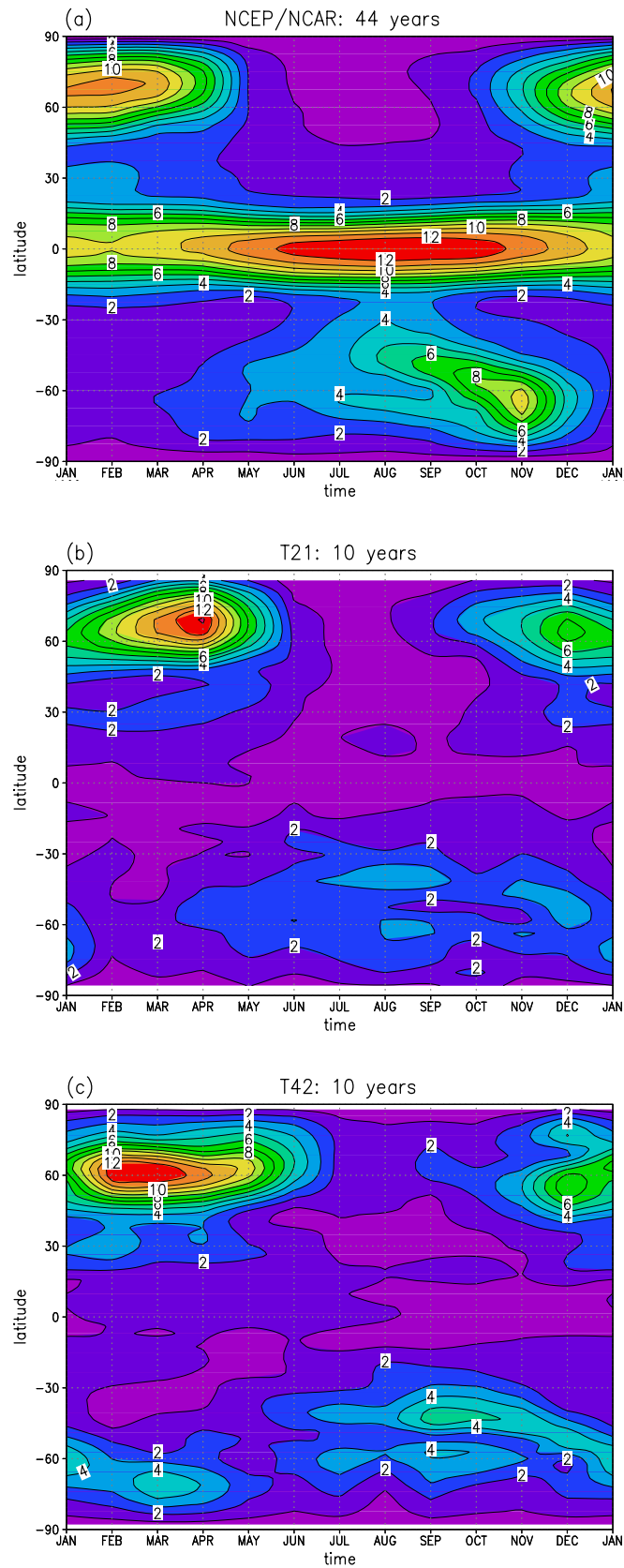


Abbildung 4.5. Standardabweichung des zonalen Windes (m/s) in 30 hPa von oben nach unten für: 44 Jahre NCEP/NCAR- (a) und 10 Jahre T21- (b) und T42- (c) Simulationen.

Stratosphärenenerwärmungen (englisch: Major Midwinter Warming), die eine Umkehr des zonalen Windes auf Ostwind (in 60° N) zur Folge haben (siehe Kapitel 5). Der Sommer zeichnet sich durch eine sehr geringe Schwankungsbreite des zonalen Windes mit einem Minimum von 0–1 m/s aus. In den Tropen herrscht während des ganzen Jahres eine erhöhte Variabilität, die ein Maximum von 12 m/s in den Monaten Juni–Oktober hat. In diesem Zeitraum im Nordsummer findet zumeist die Umstellung der QBO statt (Naujokat, 1986; Baldwin et al., 2001). Dass das stärkste Maximum der Standardabweichung in den Tropen auftritt, liegt daran, dass der Wind sich etwa alle 2 Jahre von West- auf Ostwind umkehrt (QBO).

Der Südwinter weist dagegen das schwächste Maximum auf. Die zwischenjährliche Variabilität des zonalen Windes, aber z.B. auch der Temperatur oder der planetarischen Wellen, ist auf Grund der gleichmäßigen Landmassenverteilung in der SH schwächer ausgeprägt als im Nordwinter. In der Südhemisphäre wandert ein Band erhöhter Variabilität von den mittleren Breiten im Juli bis in die hohen Breiten im Monat Dezember, mit maximal 9 m/s im November. Von Juli bis September sind zwei Maxima in meridionaler Richtung in 45° S und 65° S auszumachen.

Modell

Bis auf das Maximum in den Tropen können die wesentlichen Merkmale der Beobachtungsdaten in den T21- und T42-Modellsimulationen nachvollzogen werden (Abb. 4.5b+c). Das Ausbleiben des Maximums in den Tropen ist dadurch zu erklären, dass sich die QBO im Berliner Modell nicht von selbst einstellt.

Im T21-Modelllauf (kk34401) wird eine erhöhte Variabilität von September bis Mai in der NH simuliert. Damit wird deutlich, dass im Modell eine frühere Formation und aber auch ein späterer Zusammenbruch des Polarwirbels erfolgt. Im Nordwinter treten zwei Maxima auf im Dezember mit 7 m/s und im April mit 13 m/s. Bei einer Ensemblerechnung mit dem MA-ECHAM4 (ohne GWP) nähert sich das ebenfalls zweimalig simulierte Maximum in einem 60 Jahre umfassenden Klimamittel den hier dargestellten Beobachtungen an (Kunze, 2000). In der Südhemisphäre zieht sich ein tropfenförmiges Maximum von nur 3 m/s im Juli in den mittleren Breiten bis in die hohen Breiten im Monat Januar. Ein zweifaches Maximum in meridionaler Richtung zeigt sich hier in 40° S und 60° S. In der T42-Klimatologie (kk344201) wird eine erhöhte Variabilität in der NH von September bis Juni simuliert, das heißt im Mittel findet hier eine spätere Umstellung von der Winter- zur Sommerzirkulation im Vergleich zur T21-Version statt. Die maximale Standardabweichung wird im Februar und März mit 12 m/s erreicht. Damit schiebt sich das Maximum, das im T21 noch im April auftritt, zeitlich nach vorn. Im Gegensatz zu der T21-Klimatologie stellt sich somit eine realistischere Schwankungsbreite ähnlich zu den Beobachtungen ein. Dies stellt ein positives Ergebnis der erhöhten horizontalen Auflösung im Modell dar.

Auch im T42-Lauf wird ein schwaches Maximum im Dezember simuliert, das zwei Maxima in meridionaler Richtung aufweist, ähnlich wie im Südwinter im September. In der Südhemisphäre wird eine etwas stärkere Variabilität aufgelöst, die wie in den Beobachtungen in einem Band von den mittleren Breiten bis in die hohen Breiten wandert. Hier

liegt jedoch das erste Maximum mit 5 m/s im September in den mittleren Breiten. Ein zweites Maximum (4 m/s) erscheint im März in den hohen Breiten. Im Gegensatz zum Nordsommer zeigt sich im Südsommer keine Umstellung auf die Sommerzirkulation, da kein Minimum im Südsommer simuliert wird. Der stratosphärische Polarwirbel ist dort zu stark und viel zu kalt.

4.4 Stratosphärischer Polarwirbel

In diesem Abschnitt wird der simulierte arktische Polarwirbel in der mittleren Stratosphäre im Vergleich zu Beobachtungen untersucht. Wie in Kapitel 2 beschrieben, bildet sich während der Polarnacht ein Wirbel über dem Winterpol aus.

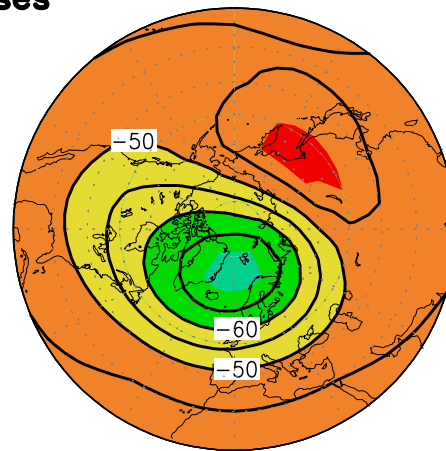
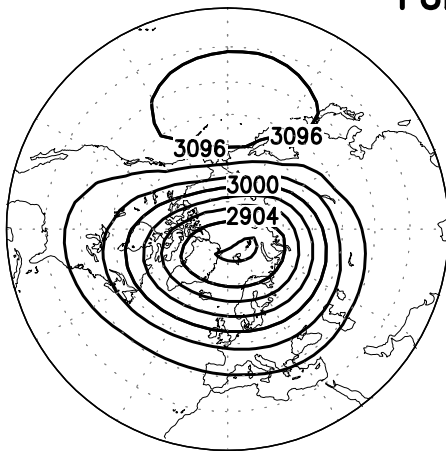
Für den Nordwinter soll hier exemplarisch der Januar für die geopotentielle Höhe und Temperatur gezeigt werden (Abb. 4.6). In der Beobachtungsreihe der Berliner Daten findet sich im klimatologischen Mittel von 1965–1997 (33 Jahre) der Polarwirbel mit seinem Zentrum von 2872 gpdam über Spitzbergen. Durch die Bildung des Aläutenhochs mit einem Maximum von 3096 gpdam, kommt es zu einer leichten Verschiebung vom Pol und einer gleichzeitigen Längsstreckung des Polarwirbels. In der T21-Modellversion wird ein sehr ähnliches Bild zu den Beobachtungen des Polarwirbels simuliert. Die Lage des Polarwirbels und des Aläutenhochs passt gut zum klimatologischen Mittel der FUB Analysen. Im Zentrum wölbt sich der Trichter des Polarwirbels etwas tiefer, nämlich bis ca. 27 km nach unten. Im Gegensatz dazu sind stärkere Differenzen zu der T42-Simulation festzustellen. Der Polarwirbel weist auch in T42 eine Welle 1 Struktur auf, die aber einen weniger elongierten Polarwirbel auflöst. Das Aläutenhoch liegt nicht mehr direkt über den Aläuten, sondern über dem Ostpazifik. Der Gradient der geopotentiellen Höhe ist im T42-Modell am stärksten und zeichnet sich durch höhere Maxima und Minima im Vergleich zu den Beobachtungen aber auch im Vergleich zum T21-Modell aus.

Für die Temperatur verhalten sich die Abweichungen etwas anders. Die niedrigsten Temperaturen von -65 °C liegen in den Beobachtungen im Mittel über dem Zentrum des Polarwirbels, wohingegen die höchsten Temperaturen an der Westflanke des Aläutenhoch mit einem Maximum von -43 °C über Ostasien liegen. Im T21-Modell liegt das Kältegebiet leicht verschoben über dem Polarwirbel. Es werden tiefere Temperaturen von -80 °C simuliert. Die hohen Temperaturen liegen westlich vom beobachteten Wärmesektor mit einem Maximum von -40 °C über Sibirien.

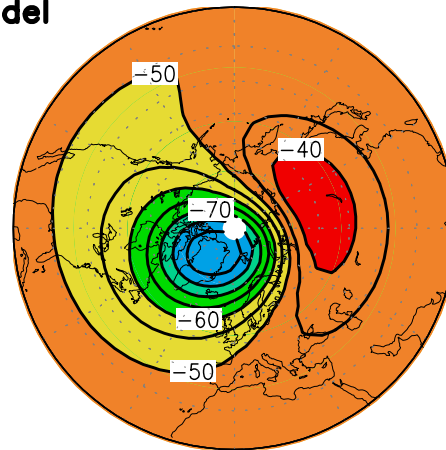
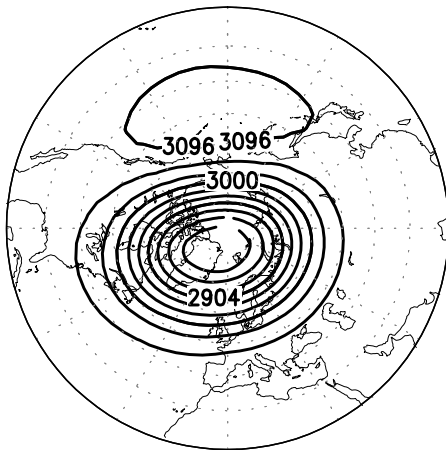
Im T42-Modell liegt das Kältegebiet im Mittel barotrop zur Lage des Polarwirbels mit einem Minimum von -100 °C . Auch in der Temperatur zeigt sich in beiden Simulationen eine Welle 1 Struktur. Im T42-Modell stimmt die geographische Lage des Wärmegebietes (über Ostasien) mit der beobachteten überein. Passend zu der geopotentiellen Höhe stellen sich bei den Temperaturen die stärksten Extrema im T42-Modell ein.

Ein zur Zeit häufig untersuchtes Phänomen der Stratosphäre sind die lang- und kurzzeitigen Änderungen des Polarwirbels und der Temperatur auf Grund des chemischen Ozonabbaus in der Stratosphäre, sowie die Auswirkungen der CO_2 - und Wasserdampf-Zunahme. So wird vor allem seit den 80er Jahren beobachtet, dass es zu einer früheren

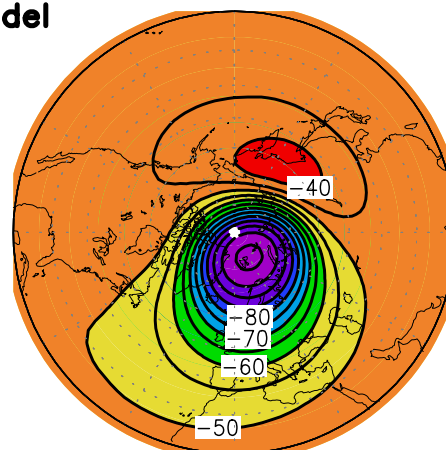
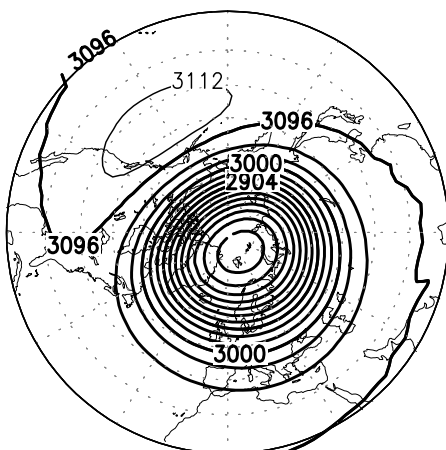
FUB analyses



T21 model



T42 model



OE

OE

Abbildung 4.6. Geopotentielle Höhe (links) und Temperatur (rechts) in 10 hPa, 20–90° N für: (oben) FUB-Analysen, (Mitte) T21- und (unten) T42-Modell. Isolinienintervalle sind 32 gpdam und 5 °C.

Formation des Polarwirbels im Oktober und zu einer späteren Auflösung des Polarwirbels (seit den 1990er Jahren) kommt (persönliche Mitteilungen, Naujokat, 2002). In einer gekoppelten Modell- und Beobachtungsstudie konnten unter anderen Langematz et al. (2001) zeigen, dass die Ursache dafür nicht nur in einer stratosphärischen Ozonabnahme liegt, sondern dass zusammen mit einer CO_2 -Zunahme das Ausmaß der beobachteten Temperaturabnahme in der Stratosphäre zu erklären ist.

4.4.1 Potentielle Vorticity

Zur Beschreibung des Polarwirbels wird häufig die potentielle Vorticity herangezogen. In diesem Unterkapitel soll zuerst die Theorie der hier verwendeten Ertelschen potentiellen Vorticity und der potentiellen Temperatur als vertikale Koordinate hergeleitet werden, die in der Arbeit noch häufig Verwendung finden. Danach werden an Hand der potentiellen Vorticity die Transportbarrieren im T21- und T42-Modell untersucht.

Theorie: Die Ertelsche potentielle Vorticity

Eine gebräuchliche Größe für die Diagnostik von Strömungen ist in der Meteorologie die potentielle Wirbelstärke (englisch: „Potential Vorticity“, PV) nach Ertel (1942) definiert (EPV). Ertel (1942) leitete damit eine allgemeinere Form der Vorticity ab, unter der Annahme, dass eine ideale, kompressible Flüssigkeit eine Rotation mit konstantem Drehvektor $\vec{\Omega}$ erfährt. Ertel's PV ist definiert durch:

$$P = \rho^{-1}(\nabla \times \vec{u} + 2\vec{\Omega})\nabla\Theta, \quad (4.4)$$

mit der Dichte ρ und dem Windvektor \vec{u} . Die hier in dieser Arbeit verwendete EPV wird auf isentropen Flächen (siehe potentielle Temperatur Θ) berechnet in der Form:

$$P = -g(\zeta + f)\frac{\partial\Theta}{\partial p}, \quad (4.5)$$

dabei ist g die Schwerebeschleunigung und p der Luftdruck. ζ ist die vertikale Komponente der relativen Vorticity, definiert durch:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \vec{\nabla} \times \vec{u} = \text{rot}_z \vec{u} \quad (4.6)$$

Das Maß für die Vorticity (Wirbelstärke) einer horizontalen Strömung ist also gegeben durch die vertikale Komponente des Rotors von \vec{u} . Unter der Bedingung der Reibungsfreiheit und der Adiabasie (siehe nächster Abschnitt) ist die EPV in der Atmosphäre eine materielle Erhaltungsgröße. Sie stellt die individuelle Erhaltung eines Luftpaketes dar und wird oft als „dynamischer Tracer“ bezeichnet. Die Einheit der Ertelschen potentiellen Vorticity, wie sie in dieser Arbeit für die mittlere Stratosphäre verwendet wird, beträgt:

$$1 \text{ PVU („Potential Vorticity Unit“) } = 10^{-5} \text{ Km}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}.$$

Die potentielle Temperatur

Die potentielle Temperatur wird definiert als: $\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa$. Die Nomenklatur von Abschnitt 4.2 wurde beibehalten.

Es handelt sich hierbei um die Temperatur, die ein Luftpaket hätte, wenn es adiabatisch, also ohne Entropieänderung, auf ein Referenzdruckniveau p_0 gebracht wird. Bei stabiler Schichtung der Atmosphäre nimmt Θ nach oben hin monoton zu und wird daher oft als Ersatz für die geometrische Höhe als Vertikalkomponente verwendet. Die entsprechenden geneigten Flächen sind Flächen konstanter potentieller Temperatur Θ bzw. konstanter Entropie und werden isentrope Flächen genannt. Physikalische Prozesse, die zu einer Änderung der Entropie führen, also zum Verlassen einer Isentropen, werden als diabatische Prozesse bezeichnet. Adiabatische Prozesse laufen dagegen auf Isentropen ab. Auf einer isentropen Fläche kann deshalb die potentielle Vorticity als quasi-erhaltende Größe betrachtet werden. In Untersuchungen von adiabatischen Prozessen der Stratosphäre ist eine Zeitskala bis 5 Tagen zulässig, da dann die Annahme der Adiabasie durch Strahlungswechselwirkungen ihre Gültigkeit verliert.

Transportbarrieren im Modell

Die potentielle Vorticity eignet sich, um den Polarwirbel und seine Grenzen zu beschreiben. Dabei hat der Polarwirbel eine größere Wirbelstärke als die umgebenden Luftmassen der mittleren Breiten und Tropen. Die Wirbelrandzone ist gekennzeichnet durch den maximalen Gradienten der EPV, bzw. kann näherungsweise durch das Windmaximum bestimmt werden (siehe Nash et al., 1996). In Abb. 4.7 ist der meridionale Verlauf der EPV für das 10-jährige Januar-Mittel im Vertikalschnitt von 375 K bis 875 K (etwa 16–32 km) im T21- und T42-Modell aufgetragen. Da in dieser Arbeit die mittlere Stratosphäre betrachtet wird, sind in Abb. 4.7 die PV Einheiten so gewählt, dass sich der meridionale Gradient der PV vor allem in der mittleren Stratosphäre abzeichnet. In beiden Simulationen ist die subtropische Barriere bei etwa 24–27° N in

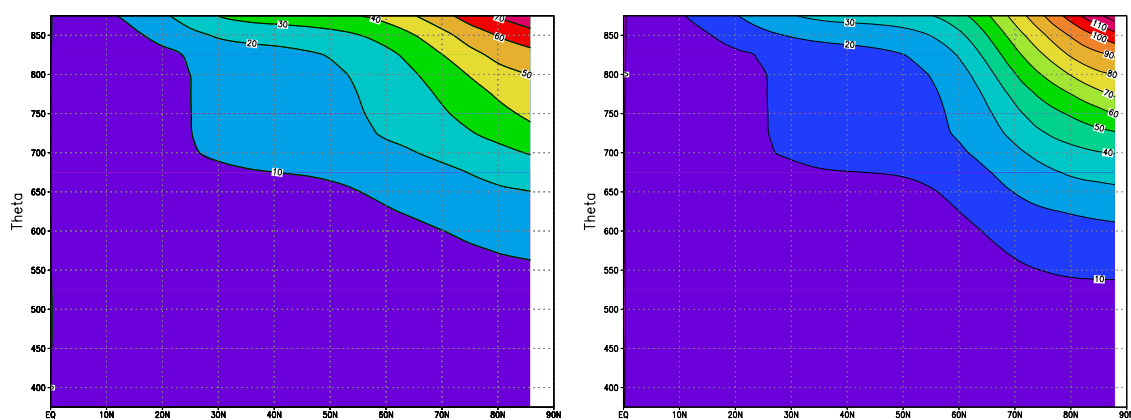


Abbildung 4.7. Klimatologie der Ertelschen PV für Januar von 375–875 K für: (links) T21- und (rechts) T42-Modell. Isolinienintervall ist 10 PVU ($1 \text{ PVU} = 10^{-5} \text{ Km}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

einer Höhe von 675–825 K zu erkennen. Sie liegt im T42-Modell etwas nördlicher. Die gut durchmischte Zone in den mittleren Breiten, erkennbar an der gut durchmischten PV, ist die sogenannte *Surf Zone*, die im Mittel zwischen 30 und 55° N in beiden Modellversionen liegt. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Auflösungen ist vor allem in der Ausprägung der Polarwirbelbarriere auszumachen. Im T21-Modell zeichnet sich diese in 54° N auf der 725–825 K Isentropen ab. Die PV nimmt vom Äquator zum Pol mit Werten von 0 bis 70 PVU zu. Im T42-Modell zeichnet sich dagegen die Polarwirbelbarriere viel deutlicher zwischen 57–65° N von 550 bis 800 K ab, in Übereinstimmung mit dem Maximum des Jets (siehe Abb. 4.2). Für die Zwecke dieser Arbeit sind die Barrieren auf der 850 K Isentrope interessant. Hier liegt die Polarwirbelbarriere der NH bei etwa 30–35 PVU in ca. 55°N und die subtropische Barriere mit etwa 15 PVU zwischen 20–30° N. Das Maximum an Wirbelstärke reicht im T42-Modell in 875 K bis 120 PVU. Wie schon gezeigt wurde, zeichnet sich der Polarwirbel im T42-Modell durch seine extreme Kälte und Wirbelstärke aus.

4.4.2 Planetarische Wellen

Die zonalsymmetrische Verschiebung des Polarwirbels vom Pol wird in der Stratosphäre mathematisch auch als zonale Wellen der Wellenzahlen 1–3 angegeben. Mathematisch wird dies mit der Fourieranalyse berechnet, die im Detail in Krüger (1997) beschrieben ist. Nach dem Charney-Drazin Kriterium (Charney und Drazin, 1961) können sich stehende Wellen ($c=0$) nur bis zu einer kritischen Schicht ausbreiten. In der Stratosphäre breiten sich im wesentlichen die Wellenzahlen 1–3 bei schwachen Westwinden aus. Bei Ostwinden oder zu starken Westwinden dissipieren die Wellen (siehe Krüger, 1997). Die in Abb. 4.8 dargestellten planetarischen Wellen sind aus den täglichen Modelldaten berechnet worden, so dass die stationären und transienten Anteile der planetarischen Wellen berücksichtigt werden. Es sind die Amplituden der Wellenzahlen 1 und 2 für den Januar und Juli dargestellt.

Januar-Klimatologie

Im T21-Modell befindet sich das Maximum der Welle 1 mit 3200 gpm bei 70° N in ca. 58 km Höhe, mit einem gleichzeitigen schwachen Maximum in der SH. Im Vergleich dazu ist im T42-Modell eine viel stärkere Amplitude aufgelöst. Das Maximum liegt in der T42-Modellversion etwas weiter nördlich und höher. Der wesentliche Unterschied kann am 10 hPa-Druckniveau abgelesen werden und wird vor allem in der Welle 2 Darstellung deutlich: In diesem Druckniveau ist die Welle 2 im T21-Modell deutlich stärker ausgeprägt als in T42. In T21 werden in 10 hPa ca. 450 gpm simuliert, hingegen in T42 nur 300 gpm. Das absolute Maximum der Welle 2 bleibt jedoch stärker im T42-Modell. Die Auswirkung der unterschiedlichen Verstärkungen von Welle 1 und 2 auf die Modelldynamik wird in Kapitel 5 diskutiert.

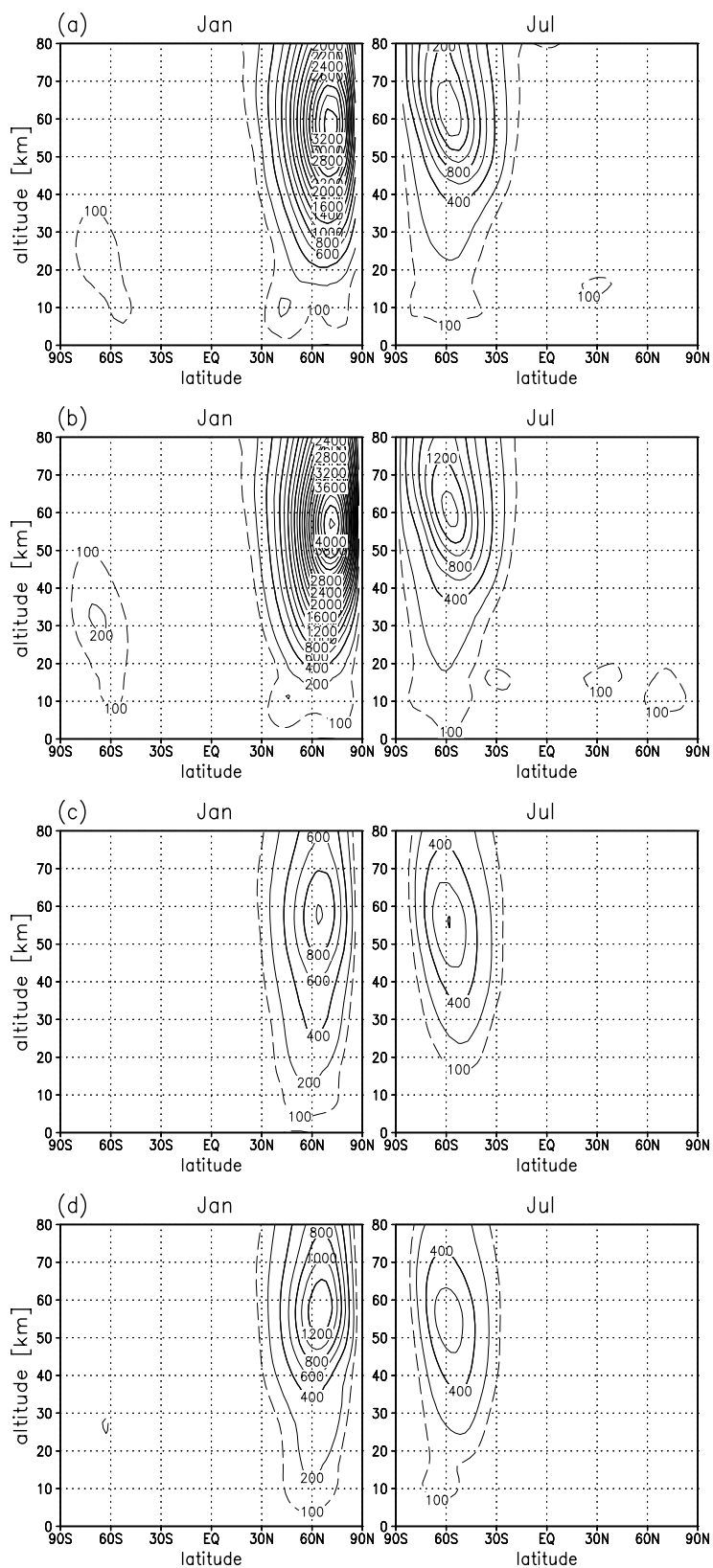


Abbildung 4.8. Klimatologie der Amplituden der geopotentiellen Höhen der Wellen 1 und 2 für (links) Januar und (rechts) Juli. Von oben nach unten: Welle 1 im T21- (a) und T42-Modell (b); Welle 2 im T21- (c) und T42-Modell (d). Isolinienintervall ist 200 gpm; die 100 gpm Kontur ist zusätzlich eingefügt.

Juli-Klimatologie

Im Südwinter werden bis zu einem Drittel schwächere Amplituden der Wellen 1 und 2 im Vergleich zum Nordwinter simuliert. Es lässt sich kaum ein Unterschied für die Amplitude der Welle 1 zwischen der T21- und T42-Simulation feststellen. In beiden Modellläufen wird ein Maximum von 1400 gpm in 65 km Höhe bei 60° S simuliert. Die Welle 2 hat dagegen ein etwas stärkeres Maximum von 800 gpm in T21 im Vergleich zu 600 gpm in T42 in der Stratopausenregion.

Im Vergleich zu den aus der CIRA-Klimatologie abgeleiteten Amplituden der planetarischen Wellenzahlen 1 und 2 (hier nicht gezeigt) sind die Modellamplituden zu stark, und die geographische Lage stimmt nicht mit Beobachtungen überein. Diese starken Abweichungen lassen sich auf Grund der unterschiedlich simulierten Winde und der geopotentiellen Höhe erklären. Auf einen Vergleich mit Beobachtungsdaten wird an dieser Stelle verzichtet.

4.5 Die TEM Zirkulation

Zur Beschreibung der globalen Meridionalzirkulation wird in dieser Arbeit der Formalismus der „Transformed Eulerian Mean“ (TEM) Zirkulation verwendet. Nach einer kurzen Einführung in die Theorie wird die Klimatologie der Welle-Grundstrom Wechselwirkungen, der residualen Meridionalzirkulation und der Stromfunktion im Berliner Modell untersucht.

4.5.1 Theorie

Die primitiven Gleichungen

Zur Beschreibung von großräumigen Prozessen in der Atmosphäre geht man von den sogenannten primitiven Gleichungen aus. Diese basieren auf der Erhaltung von Impuls, Masse und Energie. In Kugelkoordinaten können die primitiven Gleichungen nach Andrews et al. (1987) hergeleitet werden als:

$$\frac{Du}{Dt} - \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \frac{1}{a \cos \phi} = X, \quad (4.7)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \frac{1}{a} = Y, \quad (4.8)$$

$$\Phi_z = H^{-1} R \Theta e^{-kz/H}, \quad (4.9)$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \frac{1}{a \cos \phi} + \frac{\partial (\rho_0 w)}{\partial z} \frac{1}{\rho_0} = 0, \quad (4.10)$$

$$\frac{D\Theta}{Dt} = Q. \quad (4.11)$$

Damit werden das Impulsgleichgewicht in zonaler und meridionaler Ebene, das hydrostatische Gleichgewicht, die Massenerhaltung und das thermodynamische Gleichgewicht zwischen potentieller Temperatur Θ und diabatischer Erwärmung Q aufgestellt. Dabei gilt $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + \omega \frac{\partial}{\partial z}$, ρ_0 ist die Luftdichte, X und Y sind die Reibungsterme und a steht für den Erdradius. Die primitiven Gleichungen (4.7– 4.11) bilden den Grundstock für das Berliner CMAM.

Die TEM Zirkulation

Die transformierte Euler'sche gemittelte Zirkulation wird häufig zur Beschreibung des globalen Spurengastransportes verwendet.

Um die Wechselwirkungen von Wellen mit dem zonalen Grundstrom zu untersuchen, wurden von Andrews und McIntyre (1976) aus formalen Gründen die transformierten Eulerschen Gleichungen (englisch: „Transformed Eulerian Mean“, TEM) eingeführt. Ausgehend von dem Eulerschen Mittel der primitiven Gleichungen (4.7–4.11) wird eine Transformation derart durchgeführt, dass zwischen den Wellen, die eine Beschleunigung des zonalen Grundstroms bewirken, und solchen unterschieden wird, bei denen das nicht der Fall ist. Dafür wird eine vertikale Geschwindigkeit \bar{w}^* neu eingeführt, die den Anteil der mittleren Vertikalgeschwindigkeit \bar{w} präsentiert, dessen Beitrag zu adiabatischen Temperaturänderungen nicht durch Wärmeflussdivergenz kompensiert wird:

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi \frac{\overline{v' \Theta'}}{\Theta_z} \right). \quad (4.12)$$

Aus Kontinuitätsgründen ergibt sich die meridionale Geschwindigkeit \bar{v}^* mit:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{v' \Theta'}}{\Theta_z} \right). \quad (4.13)$$

Das sind die Komponenten der residualen mittleren Meridionalzirkulation $(0, \bar{v}^*, \bar{w}^*)$. Setzt man diese Transformation in die gemittelten Eulerschen Gleichungen ein, so erhält man die TEM-Gleichungen (Andrews et al. (1987), S. 128). An dieser Stelle soll nur die Herleitung der Impulsgleichung in zonaler Richtung aufgezeigt werden:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - f \right) - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot \vec{F} + \bar{X}. \quad (4.14)$$

Die Beschleunigung des zonalen Grundstroms ist durch die meridionale und vertikale Komponente der mittleren residualen Zirkulation, den Coriolisterm, die Divergenz des Eliassen-Palm Fluss Vektors \vec{F} und dem Reibungsterm \bar{X} gegeben.

Der Eliassen-Palm-Fluss Vektor

Der Eliassen-Palm-Fluss Vektor (EP-Vektor) wird zur Diagnose der Wellenausbreitung und der Wirkung auf den zonalen Grundstrom verwendet. Er gibt den Fluss der Wellen-

energie an. In Komponentendarstellung hat er die Form:

$$\vec{F} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ F^{(\phi)} \\ F^{(z)} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \rho_0 a \cos \phi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{u' \Theta'}{\Theta'_z} - \overline{v' u'} \right) \\ \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) \right) \frac{v' \Theta'}{\Theta'_z} - \overline{w' u'} \right) \end{pmatrix}.$$

Mit u' , v' , w' werden die Abweichungen vom zonalen Mittel der Windkomponenten bezeichnet. Für die Divergenz des EP-Vektors gilt folgende Gleichung:

$$\nabla \cdot \vec{F} \equiv \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (F^{(\phi)} \cos \phi) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z}. \quad (4.15)$$

Die Divergenz des EP-Vektors entspricht der Kraft, die eine Einheitsmasse in zonaler Richtung beschleunigt. Bei einer Konvergenz ($\nabla \cdot \vec{F} < 0$) wird hierbei die Grundströmung durch dissipierende Wellen nach Westen und bei einer Divergenz ($\nabla \cdot \vec{F} > 0$) nach Osten beschleunigt. Das führt in der jeweiligen Winterhemisphäre mit einem vorherrschenden Westwindregime zum Abbremsen bzw. zur Beschleunigung des zonalen Grundstromes (siehe Unterkapitel 2.1). Eliassen und Palm (1961) zeigten, dass die Divergenz des EP-Vektors für lineare, stationäre, konservative Wellen in einer β -Ebene verschwindet und somit nicht zu einer Beschleunigung des zonalen Grundstroms beiträgt.

Aus der TEM Formulierung der Gleichung wird ersichtlich (4.14), dass Wärme und Impulsflüsse nur gemeinsam eine Änderung der mittleren Zirkulation hervorrufen können. Für die TEM Zirkulation ist es auch möglich, eine Stromfunktion anzugeben, so dass anstatt der oben gezeigten Gleichungen (4.12 und 4.13) das folgende Gleichungssystem entsteht (siehe Braesicke, 1998):

$$\bar{\omega}^* = \Psi_\phi = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{d\Psi}{d\phi}, \quad (4.16)$$

$$\bar{v}^* = -\Psi_p = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{d\Psi}{dp}. \quad (4.17)$$

Die Relation $\omega = -\rho g w$ lässt eine einfache Transformation der Vertikalgeschwindigkeiten in ω^* zu. Für die in dieser Arbeit verwendete Stromfunktion wurde ein Mittel aus den beiden Komponenten der Stromfunktion gebildet:

$$\bar{\Psi} = (\Psi_p + \Psi_\phi)/2. \quad (4.18)$$

Der Massenfluss (Masse pro Einheit) ergibt sich dann durch die Skalierung mit $2\pi a/g$. Die TEM Zirkulation, bzw. die hier hergeleiteten Gleichungen, sollten eine gute Näherung für die diabatische Restzirkulation sein. Dunkerton (1978) zeigte, dass die Stromlinien der TEM-Zirkulation tatsächlich den Charakter einer Brewer-Dobson Zirkulation aufweisen (Kapitel 2). Im nun folgenden Abschnitt werden die EP-Fluss Divergenz, die mittlere residuale Meridionalzirkulation und die Stromfunktion im T21- und T42-Modell untersucht.

4.5.2 Modell

Die EP-Fluss Divergenz

In Abb. 4.9 ist die Divergenz des EP-Fluss Vektors dargestellt. Im Nordwinter (Januar) kommt es in der Stratosphäre und Mesosphäre fast überall im T21- und T42-Modell zum Abbremsen der Grundströmung. Außer in den hohen Breiten über dem Pol der oberen Strato- und Mesosphäre, wo eine Beschleunigung des Westwindjets zu erkennen ist. Die maximale Konvergenz liegt hier, in guter Übereinstimmung mit dem Maximum des Westwindjets, in 50–55 km Höhe in 60–70° N. Bei einem Vergleich der beiden Modellauflösungen fällt auf, dass es im T21-Modell zu einer stärkeren Dissipation von Wellen in der oberen Strato- und Mesosphäre kommt. Die zuvor gezeigten stärkeren Amplituden der planetarischen Wellen im T42-Modell führen also nicht automatisch zu einer stärkeren Welle-Grundstrom Wechselwirkung und damit zu einer Abschwächung des Westwindjets im Winter. Im Südwinter (Juli) kommt es zu einer geringeren Abschwächung der Grundströmung in der Strato- und Mesosphäre, die auf das geringere Vorhandensein planetarischer Wellen in der Südhemisphäre zurückzuführen ist, weshalb sich ein starker, ungestörter Polarnachtjet ausbilden kann. Bei einem Vergleich der beiden

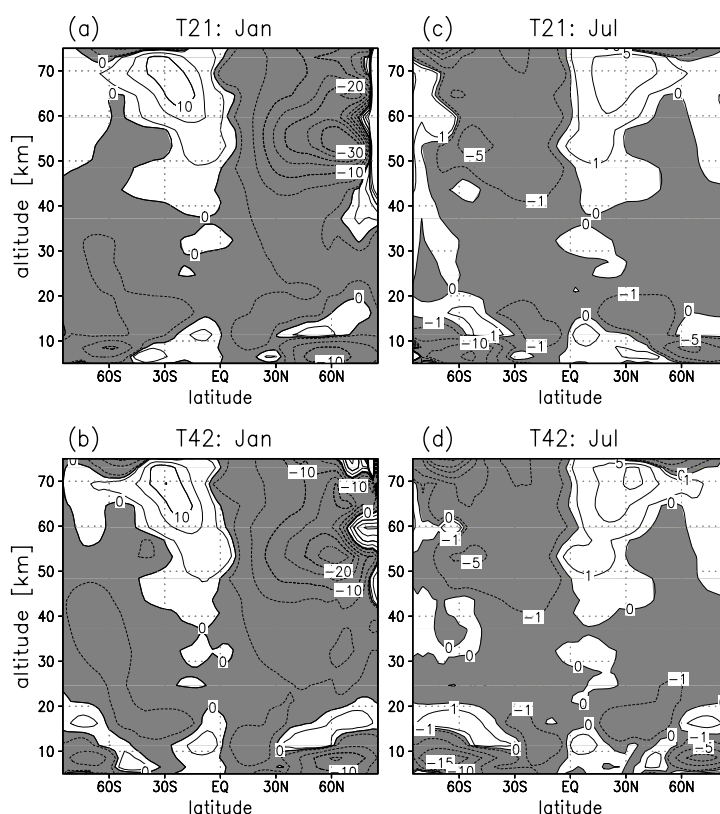


Abbildung 4.9. Klimatologie der EP-Fluss Divergenz (in mm/s/s) für (links) Januar und (rechts) Juli, oben (a+c) im T21- und unten (b+d) im T42-Modell, 85° S bis 85° N, 5–75 km Höhe. Isolinienintervalle sind 5 mm/s/s, zusätzlich ist die ± 1 mm/s/s Kontur eingezeichnet.

Modellauflösungen T21 und T42 fällt kein deutlicher Unterschied in der EP-Fluss Divergenz auf, was zu der Übereinstimmung im Südwinter der Temperatur- und Wind-Klimatologien passt.

Die residuale Meridionalzirkulation

In Abb. 4.10 und Abb. 4.11 sind die Komponenten der mittleren residualen Meridionalzirkulation exemplarisch für den Nordwinter im Januar und für den Südwinter im Juli dargestellt. Positive Werte für \bar{v}^* kennzeichnen den Transport zum Nordpol, negative Werte den Transport zum Südpol. Negative Werte für \bar{w}^* zeigen Abwärtssinken der Luftmassen an. Grau schraffiert werden die Beiträge der residualen Meridionalzirkulation, die zu einer Verstärkung der Winterzirkulation führen. Im Januar sind fast überall positive Werte für \bar{v}^* zu erkennen, die maximal in der tropischen Troposphäre und in den Extratropen an der Stratopause sind. Damit wird die Hadley-Zirkulation und der strato- und mesosphärische Ast der Brewer-Dobson Zirkulation simuliert. Im Vergleich zur T42-Version fällt auf, dass die Hadley Zirkulation in meridionaler Richtung verstärkt, die Meridionalzirkulation in der Mesosphäre aber abgeschwächt wird.

Zieht man noch die Vertikalkomponente \bar{w}^* hinzu, schließt sich das Bild. Auch hier findet im T21-Modell stärkeres Aufsteigen über dem Sommerpol und stärkeres Absinken über

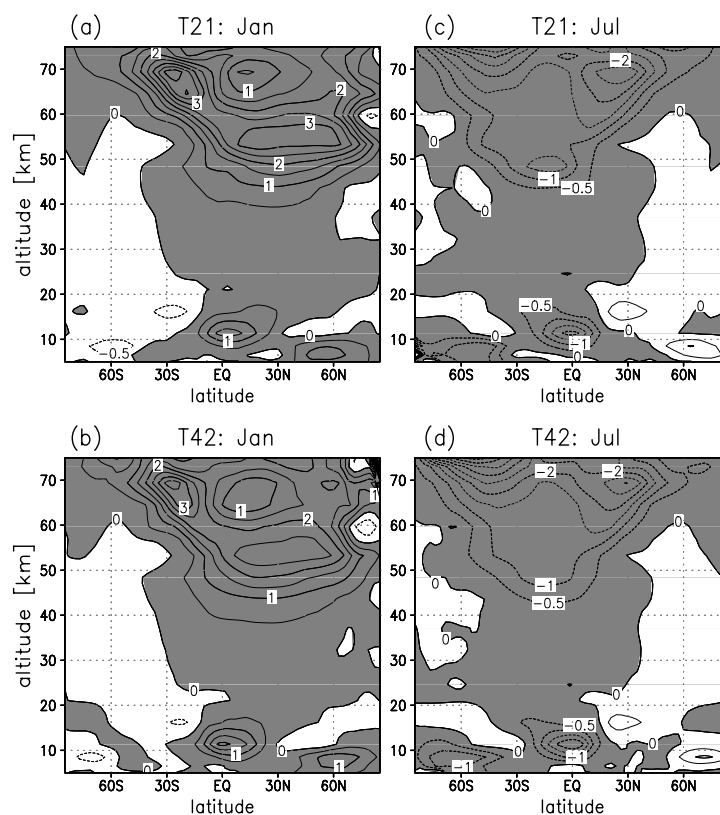


Abbildung 4.10. Klimatologie für die \bar{v}^* -Komponente (m/s) der residualen Meridionalzirkulation, wie in Abb. 4.9. Isolinienintervall ist 0,5 mm/s.

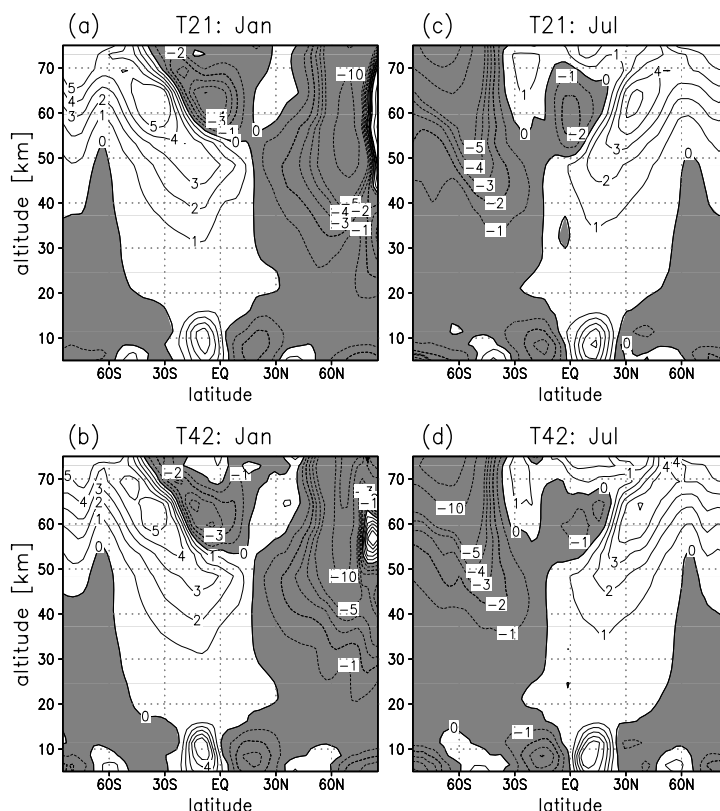


Abbildung 4.11. Klimatologie für die $\overline{w^*}$ -Komponente (mm/s) der residualen Meridionalzirkulation, wie in Abb. 4.9. Isolinienintervall ist 0,5 mm/s.

dem Winterpol in der Strato- und Mesosphäre statt. Nur in der Hadley-Zirkulation kommt es zu verstärktem Aufsteigen und polwärts gerichteten Transport im T42-Modell. Dies ist auf Grund der geringeren Dissipation von Wellen in der Strato- und Mesosphäre im T42-Modell zu erklären.

Im Nordwinter wird ein unrealistisch starkes Aufsteigen über dem Winterpol der oberen Stratosphäre/unteren Mesosphäre im T21-Modell simuliert, das so nicht beobachtet wird. Dieses Aufsteigen tritt den gesamten Winter lang auf und ist dem fehlendem Brechen von Schwerewellen in dieser Region zuzuschreiben. Im Gegensatz dazu vermindert sich das unrealistische Aufsteigen im T42-Modell erheblich und verschwindet in einigen Wintermonaten sogar ganz (hier nicht gezeigt). Dieses für den Spurengashaushalt folgenschwere Problem musste für die derzeit durchgeführten Chemieläufe behoben werden. Zur Beseitigung des Problems wurde das Berliner CMAM mit einer orographischen und einer nicht-orographischen Schwerewellenparametrisierung gekoppelt und es wurden zahlreiche Tests durchgeführt (persönliche Mitteilungen, Mieth, 2002). Das Aufsteigen über dem Winterpol konnte damit beseitigt werden. Betrachtet man die Komponenten der residualen Meridionalzirkulation im Juli so fällt auf, dass generell im Südwinter ein schwächerer Meridionaltransport vom Sommer- zum Winterpol stattfindet als im zuvor beschriebenen Nordwinter. Ebenso ist der aufsteigende Ast der Brewer-Dobson (BD) Zirkulation in den Tropen sowie das Absinken über dem Winterpol deutlich schwächer als im Nordwinter.

Im Vergleich der beiden Modellversionen fällt kaum ein Unterschied auf. Im T42-Modell ist ein leicht verstärkter Meridionaltransport und ein verstärktes Absinken über dem Winterpol im mesosphärischen Ast der BD-Zirkulation zu erkennen.

Die Stromfunktion

Abschließend soll die Stromfunktion für die T42-Simulation (kk344201) für Januar und Juli gezeigt werden (Abb. 4.12). Die wesentlichen Merkmale der BD-Zirkulation können mit dieser Größe veranschaulicht werden. Im Nordwinter ist ein Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen bei 20° S zu erkennen, das in Tropopausenhöhe einen meridionalen Ast besitzt (Hadley Zelle) und oberhalb der Tropopause einen zum Sommerpol gerichteten Zweig mit Aufsteigen über dem Nordpol. In der Mesosphäre schließt sich die globale Zirkulation, mit Transport vom Sommer zum Winterpol (BD-Zirkulation).

Mit dieser Art der Berechnung der Stromfunktion wird die Hadley Zelle und die Polarzelle in der Troposphäre aufgelöst. Die daraus resultierende Ferrelzelle wird nur in den Monaten April bis Mai und Januar aufgelöst. Im Südwinter bietet sich das umgekehrte Bild der eben beschriebenen BD-Zirkulation. Das Aufsteigen im Nordsummer findet hier weiter polwärts über 30° N statt. Der stratosphärische Ast der BD-Zirkulation liegt im Südsommer etwas niedriger bei ca. 45 km Höhe im Vergleich zu 50 km Höhe im Januar. Dies wird auch mit der 10 Jahre umfassenden UKMO-Analyse beobachtet (hier nicht gezeigt).

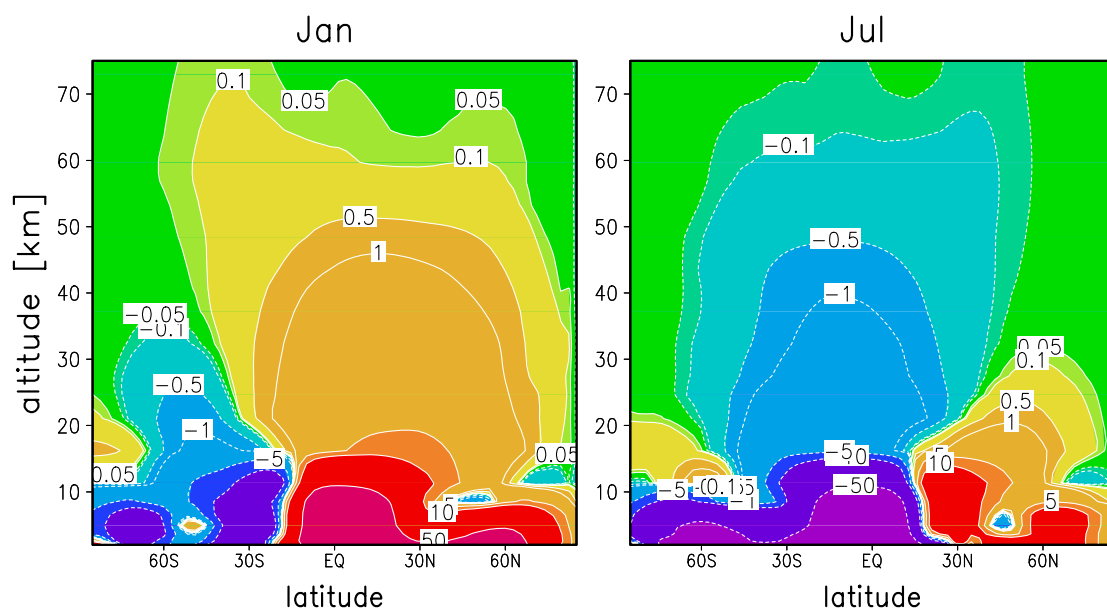


Abbildung 4.12. Klimatologie der Stromfunktion (in 10^9 kg/s) im T42-Modell für Januar (links) und Juli (rechts), 3–75 km Höhe, 88° S bis 88° N.

4.6 Zusammenfassung

Der Vergleich der beiden Modellklimatologien (T21/T42) zeigte für die Monate Januar und Juli keine wesentliche Verbesserung für das T42-Modell. Die höhere horizontale Auflösung (T42) führte dabei einerseits zur Verstärkung der Extrema im Modell. Dadurch wurde das „Cold Pole Bias“ Problem auch bei erhöhter horizontaler Auflösung beibehalten, was sich in einer zu kalten Winterstratosphäre mit einem zu starkem Westwindjet bemerkbar macht. Dieses Defizit ist vermutlich auf die fehlende Simulation von Schwerewellen zurückzuführen. Die höhere Modellauflösung T42 führte jedoch andererseits auch zu einer Verbesserung der Modellergebnisse. So werden beispielsweise die Temperaturen an der Wintermesopause und die Wellenanregung in der Troposphäre realistischer dargestellt.

Ebenso wird eine stärkere Variabilität im T42-Modell erzielt, die realistisch im Vergleich zu Beobachtungen der 1990er Jahre ist.

Die Analyse der residualen Meridionalzirkulation zeigte, dass die wesentlichen Merkmale der BD-Zirkulation mit beiden Modellversionen simuliert werden. Im T42-Modell kam es dabei auf Grund der schwächeren Dissipation von Wellen im Nordwinter der Strato- und Mesosphäre zu einem schwächeren Absinken über dem Pol womit das weiterhin bestehende Kältepolproblem im T42-Modell erklärt werden kann. Eine Verstärkung der troposphärischen Wellenanregung im T42-Modell ist unter anderem in einem verstärkten Aufsteigen in der Hadley-Zirkulation zu erkennen.