

J. EGGER, K.-P. HOINKA

7 Austausch von atmosphärischem Drehimpuls an Gebirgen

Mountain-induced transfer of atmospheric angular momentum

Zusammenfassung

An Gebirgen tauscht die Atmosphäre Drehimpuls mit der Erde aus. Die zugehörigen Prozesse werden an einem einfachen Beispiel diskutiert und anhand von Beobachtungen illustriert. Weiter wird die Bedeutung dieses Austauschs für die globale Zirkulation kurz beleuchtet.

Abstract

Along mountain ranges the atmosphere exchanges angular momentum with the solid earth. The acting mechanisms are discussed for a simple example and become illustrated through observations. Furthermore the relevance of the exchange for the global atmospheric circulation is mentioned.

1 Das Problem

Die Atmosphäre tauscht an Gebirgen Drehimpuls mit der Erde aus. Dieser Austausch spiegelt sich nicht nur in der Um- und Überströmung der Gebirge, sondern beeinflusst auch die globale Zirkulation. Dabei ist

$$m = \rho (u + \Omega a \cos \varphi) a \cos \varphi \quad (1)$$

der Beitrag einer Volumeneinheit zur axialen Komponente des Drehimpulses, wobei ρ die Dichte, u die Windgeschwindigkeit in zentraler Richtung, a der Erdradius, φ die Breite und $\Omega = 2\pi/\text{Tag}$. Ein Austausch von atmosphärischem Drehimpuls mit der Erde kann als Änderung von u zu Buche schlagen, also als Beschleunigung oder Abbremsung der Zonalwinde, mag aber auch zu Änderungen der Massenverteilung führen.

Zur Einführung in die Austauschvorgänge betrachten wir einen meridional orientierten Berg der Höhe $h = 1000$ m, der Länge $D_y = 1000$ km und der Breite 100 km, dessen Wände senkrecht von einer Hochebene nach allen Seiten abfallen (Abb. 7-1). Der Berg wird von Westen mit der Geschwindigkeit U angeströmt. Der Luftdruck p_w an der Westwand sei um 10 hPa höher als der an der Ostwand p_o . Die Atmosphäre sucht somit den Berg nach Osten zu beschleunigen und sollte umgekehrt eine Beschleunigung nach Westen erfahren. Um diese zu bestimmen, ziehen wir zunächst die verstümmelte Gleichung für zonalen Impuls

$$\rho_s \frac{dU}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

heran, wo $\rho_s = 1 \text{ kg/m}^3$ als konstant angenommen sei. Die Erdrotation ist in Gl. (2) vernachlässigt. Integration von Gl. (2) über ein Kontrollvolumen V ($V = H D_x D_y$; $H = 10$ km; Höhe der Atmosphäre) der

Breite $D_x = 200$ km, das gemäß Abb. 7-1 den Berg einschließt, liefert

$$M_L \frac{dU}{dt} = \{(p_o - p_w) - (p_1 - p_2)\} h D_y, \quad (3)$$

wobei p_1 (p_2) der Druck am rechten (linken) Gebietsrand ist. Die Druckdifferenz ($p_1 - p_2$) verschwinde oberhalb des Gebirges und hänge unterhalb nicht von der Höhe ab. Wir schätzen die Masse der Luft in V auf $M_L \sim 10^4 D_x D_y \sim 2 \times 10^{15}$ kg. Somit wird über den Druckunterschied am Berg eine Kraft von 10^{12} N auf diese Masse ausgeübt, der einer Abbremsung $\frac{dU}{dt} \sim -5 \times 10^{-4} \text{ m/s}^2$ entspricht. Diese würde in einem

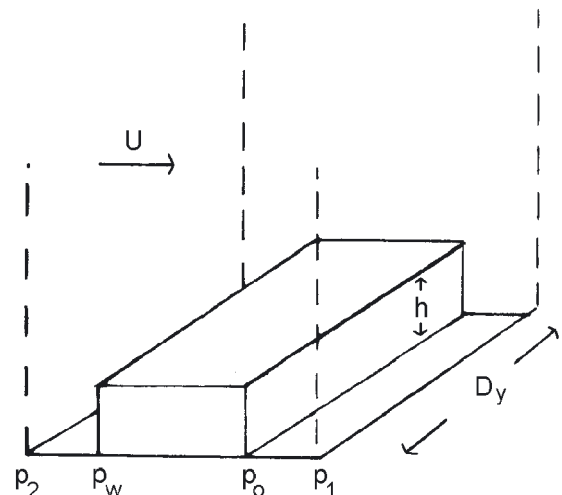


Abb. 7-1: Schematische Darstellung zur Entstehung von orographischen Drehmomenten. Gezeigt ist ein kubisches Hindernis in einem Kontrollvolumen (gestrichelt). Der Druck beträgt p_o, p_w an den Bergwänden und p_1, p_2 an der Berandung des Kontrollvolumens, das bis in die Stratosphäre reicht.

Tag eine Verminderung von U um 43 m/s im Kontrollgebiet hervorrufen. Dies ist ein enorm hoher Wert, wiewohl der angenommene Druckunterschied von 10 hPa keineswegs unrealistisch ist. Man mag einwenden, dass der Druckunterschied ($p_1 - p_2$) an der Berandung von V diesen Effekt zumindest teilweise aufheben kann. Doch auch dann können erstaunlich starke Abbremsungen übrig bleiben, Grund genug, um sich um den Einfluss von Druckunterschieden an Bergen auf den Impuls der Atmosphäre zu kümmern.

Das genannte Beispiel wirft sofort folgende Fragen auf:

1. Ist die Berechnung des Bergeffekts gemäß Gl. (3) allgemein richtig?
2. Ist Gl. (2) adäquat? Darf man die Erddrehung vernachlässigen? Spielen Impulsflüsse eine Rolle?
3. Wodurch entstehen die Druckunterschiede am Berg?
4. Ist die Wahl des Kontrollgebiets wichtig?

Auch wenn eine eingehende Behandlung dieser Punkte im Rahmen dieses Hefts unmöglich ist, so wird doch im folgenden Abschnitt versucht auf die Fragen 1 bis 4 zu antworten. Diese Antworten werden im dritten Abschnitt anhand von Beobachtungen illustriert. Der letzte Abschnitt behandelt die globale Bedeutung der Gebirgseffekte.

2 Antworten

Zur *ersten Frage* lässt sich sagen, dass die vorgenommene Berechnung des Druckeffekts auch bei realistischen Berghöhen $h(x, y)$ halbwegs richtig ist. Man hat den Druckgradienten über das Volumen des Kontrollgebiets zu integrieren und erhält anstelle des Ausdrucks $\{(p_0 - p_w) h D_y\}$ in Gl. (3) die Kraft

$$T_\lambda = \int_S \frac{\partial p_B}{\partial x} h dx dy \tag{4}$$

mit Bodendruck p_B und S als Bodenfläche des Kontrollvolumens. Fällt der Bodendruck über den Bergen nach Osten hin ab, so wird einer nicht rotierenden Atmosphäre zonaler Impuls entzogen. Analog kann man die zweite Bewegungsgleichung heranziehen. Dann ist T_λ durch eine Kraft

$$T_\varphi = \int_S \frac{\partial p_B}{\partial y} h dx dy \tag{5}$$

zu ersetzen, die in die meridionale Richtung weist. Auch Meridionalimpuls kann an Bergen ausgetauscht werden.

Die *zweite Frage* ist zu verneinen. Man mag die Erdrotation vernachlässigen, wenn es sich um Hügel oder kleine Gebirgsstöcke handelt, doch spielen Impulsflüsse in der Bilanz immer eine Rolle. Impuls wird in das

Kontrollgebiet hinein transportiert und ebenso auch heraus. Dieser Transport kann mit Massenflüssen verbunden sein, doch können auch Wellen Impuls transportieren. Die Flüsse können sowohl die seitlichen Berandungen nutzen als auch den Deckel des Kontrollvolumens. So zielen viele der Arbeiten zum Impulstransport durch Schwerewellen auf vertikale Wellenausbreitung (BOUGEAULT et al. 1993).

In der Regel ist auch die Erdrotation zu berücksichtigen. Im rotierenden Koordinatensystem wird der Kraftvektor durch den Drehmomentvektor („torque“) ersetzt und der Impulsvektor geht entsprechend in den Drehimpulsvektor („angular momentum“) über. Insbesondere bietet Gl. (1) den Beitrag eines Einheitsvolumens zur axialen Komponente des Drehimpulses in Richtung der Erdachse.

In Gl. (1) ist $(u + \Omega a \cos \varphi)$ die Zonalgeschwindigkeit in einem nicht rotierenden Absolutsystem und der Faktor $(a \cos \varphi)$ gibt den Abstand zur Erdachse an. Es gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} m + \nabla_3 \cdot (\mathbf{v}m) = - \frac{\partial p}{\partial \lambda} \tag{6}$$

(∇_3 Nablaoperator auf der Kugel; \mathbf{v} Geschwindigkeitsvektor), wobei auf die Repräsentation subskaliger Turbulenz- und Reibungseffekte verzichtet sei. Der vertraute Coriolis-term $-f v$, mit $f = 2 \Omega \sin \varphi$, ist in Gl. (6) enthalten.

Die Gl. (6) bildet die Grundlage für alle Studien zur axialen Komponente der globalen Drehimpulsbilanz. Die Form des Terms T_λ in Gl. (4) ändert sich beim Übergang zur Gl. (6) nur geringfügig, indem die

Druckableitung durch $\frac{\partial p}{\partial \lambda}$ zu ersetzen und die Flä-

chenintegration auf der Kugel auszuführen ist. Dieser gegenüber T_λ modifizierte Term ist dann ein Drehmoment und wird gewöhnlich mit der Einheit Hadley = $10^{18} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2} = 10^{18} \text{ J}$ angegeben. Setzt man für das Beispiel in Abb. 7-1 Verhältnisse in mittleren Breiten an, so ergibt sich nach Multiplikation von T_λ mit dem Abstand $(a \cos \varphi)$ von der Erdachse ein Drehmoment von 4 bis 5 Hadley.

Es gibt noch zwei weitere Komponenten des Drehimpulsvektors, die in der Äquatorialebene eingebettet sind, die sog. „äquatorialen“ Komponenten. Diese erfassen den Drehimpuls von Meridionalbewegungen und haben Bilanzgleichungen, die etwas komplizierter sind als Gl. (6). Sie werden im Folgenden nur streifend behandelt, da ihre Diskussion nicht ergebnisreich ist.

Die Frage nach der Herkunft der Druckunterschiede am Berg (*Frage 3*) ist einerseits trivial. Das Bodendruckfeld weist überall auf der Welt Gradienten auf

und so auch in Bergregionen. Damit hat man automatisch Drehmomente. Doch können Berge Schwerewellen, Trägheitsschwerewellen und Rossbywellen anregen, die ihrerseits das Druckfeld beeinflussen und Drehimpuls durch die Ränder des Kontrollgebiets transportieren. Obendrein erzwingen die Berge eine Umströmung, die nahezu automatisch Drehimpulstransporte vollführt. Entsprechend spiegelt sich in den beobachteten Werten der Drehmomente auch die Umströmung der Berge.

Die Wahl des Kontrollgebietes (*Frage 4*) ist frei. Allerdings muss man, um die Tendenz des Drehimpulses abzuschätzen, die Flüsse durch die Berandung ebenso kennen, wie die Druckverteilung an der Berandung des Integrationsgebiets. Das war bei unserer anfänglichen Abschätzung nicht der Fall. Die errechnete starke Impulsenahme aus dem Kontrollvolumen ist Folge der Vernachlässigung der Flüsse über die Berandung des Kontrollvolumens und der Drücke p_1, p_2 . Für die Wahl eines globalen Kontrollgebiets spricht, dass man dann die Transporte nicht zu kennen braucht. Auch ist dann $p_1 = p_2$.

3 Beobachtungen

Die vielleicht genaueste und umfassendste Impulsbilanz wurde im Rahmen des Projekts PYREX (BOUGEAULT et al. 1993; vgl. auch VOLKERT; Kapitel 8 in diesem Heft) erstellt für ein Kontrollvolumen, das den östlichen Teil der Pyrenäen überdeckt. Die Pyrenäen sind west-östlich orientiert. Entsprechend beeinflussen sie den Impuls der meridionalen Windkomponente mehr als den der zonalen, so dass Gl. (5) heranzuziehen ist. An sich müsste sich eine Bilanzierung dann auf die Erhaltungsgleichungen für die äquatorialen Komponenten des Drehimpulses stützen. Doch sind die Abmessungen der Pyrenäen so geartet, dass eine lokale Betrachtungsweise ausreicht und Gl. (5) herangezogen werden kann. Abb. 7-2 zeigt eine Schätzung von T_φ , die auf Druckmessungen längs einer nord-südlich orientierten Mess-Strecke beruht. Die Werte sind in Pa angegeben und müssten mit der Gesamtfläche der Pyrenäen multipliziert werden, um T_φ gemäß Gl. (5) zu entsprechen. Das führt bei Spitzenereignissen auf Werte, die etwa ein Zehntel des im Zusammenhang mit Abb. 7-1 genannten Beispielwerts betragen. Positive Werte in Abb. 7-2 zeigen an, dass positiver meridionaler Drehimpuls auf die Atmosphäre übertragen wird. Diese Übertragungsraten schwanken mit der synoptischen Entwicklung. Relativer Tiefdruck in Spanien gegenüber Frankreich entspricht positiven Werten.

Die Impulsbilanzierung für die Pyrenäen wurde von BOUGEAULT et al. (1993) nicht in Drehimpulsform vorgenommen, sondern für die meridionale Impulsgleichung. Dies führt dazu, dass in der Bilanz das orographische Drehmoment fast ausschließlich durch den Coriolisterm ausgeglichen wird. Das ist nicht sonder-

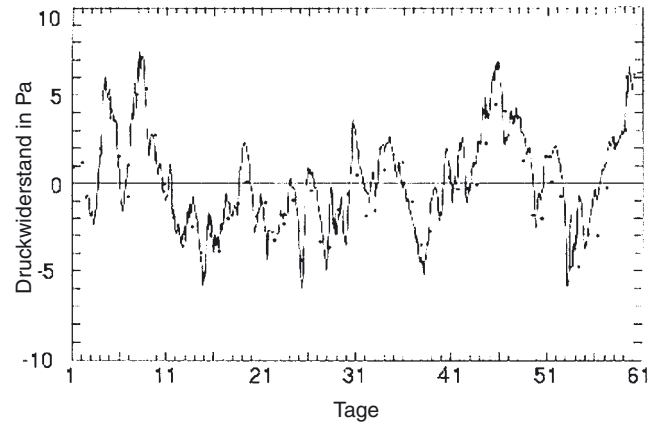


Abb. 7-2: Abschätzung des durch den östlichen Teil der Pyrenäen ausgeübten meridionalen Drehmoments. Die angegebenen Werte in Pa müssen mit der Grundfläche multipliziert werden, um T_φ zu erhalten. Die einzelnen Punkte repräsentieren die Schätzung, die sich ausschließlich auf Messungen des Bodendrucks in Pau (Frankreich) und Zaragossa (Spanien) stützen (aus BOUGEAULT et al. 1993).

lich überraschend. Erweitert man Gl. (2) um den Coriolisterm zu

$$\rho_s \frac{dU}{dt} - \rho_s f v = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (7)$$

und spaltet

$$v = v_g + v_{ag}$$

in einen geostrophischen und einen ageostrophischen Anteil auf, so liefert eine angenäherte Integration der Definitionsgleichung

$$\rho_s f v_g = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (8)$$

über das Kontrollvolumen die Beziehung

$$\int \rho_s v_g f dv = \{(p_o - p_w) - (p_1 - p_2)\} h D_y, \quad (9)$$

wobei wieder angenommen wird, dass oberhalb des Berges die Druckdifferenz ($p_1 - p_2$) verschwindet und unterhalb nicht von der Höhe abhängt. Wenn die Differenz der Randdrücke relativ klein ist, so gleicht der Coriolisterm allein schon fast das orographische Drehmoment aus. BOUGEAULT et al. (1993) haben somit nachgewiesen, dass ein großer Anteil des orographischen Drehmoments durch Transporte von Drehimpuls mit der synoptischen Strömung ausgeglichen wird. Die verbleibende Tendenz der meridionalen Windkomponente ist relativ klein. Es konnte ferner gezeigt werden, dass durch die Pyrenäen angeregte Schwerewellen bei einzelnen Ereignissen Meridionalimpuls zu den Pyrenäen heruntertransportieren. Insgesamt unterstützen die Ergebnisse von PYREX die Sicht, dass sich der Transfer von Drehimpuls an Gebirgen nur bedingt in Änderungen der Windgeschwindigkeit niederschlägt und hauptsächlich durch Transporte aufgefangen wird.

Die Entstehung von Situationen mit orographischen Drehmomenten wird gut durch Abb. 7-3 (c, d) beleuchtet, wo die berechnete Regression des Bodendrucks in der Umgebung von Grönland auf das zonale Drehmoment von Grönland für zwei zeitliche Verschiebungen τ gezeigt ist. Ist $\tau = 0$ wie in Abb. 7-3c, so sieht man ein Bodendruckmuster, das typisch ist für gleichzeitigen positiven Drehimpulsaustausch an Grönland. Es findet sich ein Tief in der Nähe der Südspitze und ein Hoch im Nordosten. Nach Gl. (4) ist klar, dass bei dieser Druckverteilung Drehimpuls auf die Atmosphäre übertragen wird. Zwei Tage nach dem Austauschereignis ($\tau = 2$ Tage) hat sich das Hoch nach Osten verlagert und befindet sich über dem Nordatlantik, aber mit veringerteter Stärke. Der Austausch von Drehimpuls hat fast aufgehört. Die entsprechenden Druckfelder in einer Höhe von 5,5 km (Abb. 7-3a, b) zeigen bei Verschiebung $\tau = 0$ einen Hochkeil über Grönland, der gegenüber dem Bodenhoch in Abb. 7-3c nach Westen verschoben ist. Zwei Tage später findet sich der Keil ebenfalls weiter im Osten.

Die Bilanzierung des Drehimpulses für das in Abb. 7-3 gezeigte Kontrollgebiet ergibt, dass der Drehimpuls bei Verschiebung 0 ein Minimum hat. Der bis dahin übertragene Drehimpuls ist aus dem Kontrollgebiet heraus transportiert worden. WEICKMANN (2003) hat ähnliche Analysen schon früher durchgeführt. Er hat Bodendruckfelder und Höhenkarten mit täglichen Daten des durch den eurasischen Gebirgsstock ausgeübten Drehmoments korreliert. Drei Tage vor dem Ereignis eines negativen Drehmoments findet man niederen Druck nördlich von Tibet und hohen Druck nördlich des Kaspischen Meeres. Zum Termin selbst hat sich das Bodentief auf die Ostseite des Plateaus verlagert und das Hoch findet sich im Westen. Wir ha-

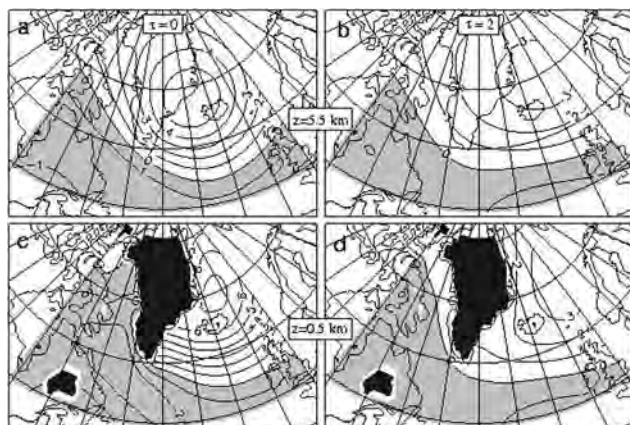


Abb. 7-3: Regression in hPa zwischen dem Druck auf Meereshöhe (c, d) sowie in 5,5 km Höhe (a, b) und zonalem orographischem Drehmoment von Grönland für Verschiebungen von $\tau = 0$ (a, c) und $\tau = 2$ Tagen (b, d); Isolinienabstand 1 hPa. Die Regression wurde mit Hilfe von ERA40-Daten für alle Wintertage (DJF) der Periode 1958–2001 bestimmt. Gebiete mit Höhen über 500 m sind schwarz gezeichnet. Die grauen Zonen enthalten negative Werte.

ben also gerade die mit in Abb. 7-1 angesprochene Situation, wo der Druckgradient über dem Gebirge negativ ist. Nach weiteren drei Tagen ist das Tief nach Südosten abgezogen, das Hoch hat sich aufgespalten. In der 200 hPa-Fläche zieht eine zyklonale Störung über Tibet hinweg, die zunächst mit dem Bodentief gekoppelt zu sein scheint, dann sich aber davon trennt. Man muss die gezeigte Entwicklung wohl auch hier so deuten, dass barokline Rossbywellen über Tibet hinwegziehen.

4 Globale Effekte

Mögen die oben gezeigten Beispiele für sich auch ganz eindrucksvoll sein, so werfen sie doch die Frage auf, wo denn der übertragene Drehimpuls geblieben ist. Ein Großteil, so zeigen es die Analysen, wird ja aus dem Gebiet heraus transportiert, doch muss er der globalen Zirkulation erhalten bleiben. Dies lässt sich durch Bilanzierung des globalen Drehimpulses nachweisen, wobei hier wieder nur die axiale Komponente betrachtet werden soll

$$M = \int_V m dV, \tag{10}$$

mit V als Volumen der Erdatmosphäre. Da Transporte in der globalen Bilanz keine Rolle spielen, gilt

$$\frac{dM}{dt} = T_\lambda + F_\lambda, \tag{11}$$

wobei wir das durch Bodenreibung erzeugte zonale Drehmoment F_λ weiter nicht diskutieren wollen. Welche Bedeutung hat nun Gl (11) in der globalen Bilanz? In den obigen Betrachtungen haben wir uns auf die axiale Komponente M_z (vereinfacht M) des Drehimpulsvektors \mathbf{M} beschränkt. Eine Variation der axialen Komponente in Gl. (11) ist verbunden mit einer Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde und damit einer Schwankung der Tageslänge, die um 10^{-3} s betragen kann. Eine zonale Überströmung von Grönland, wie im Abschnitt 3 diskutiert, kann dazu beitragen. Variationen der äquatorialen Komponenten von \mathbf{M} sind an Polbewegungen geknüpft. Ereignisse, wie die oben geschilderte Überströmung der Pyrenäen und die von Grönland tragen zu Polbewegungen bei.

Im Folgenden wird die Entwicklung des globalen Drehimpulses und dessen Abhängigkeit vom globalen orographischen Drehmoment betrachtet. Die Autokorrelation des Drehmoments M , also die Korrelation der Zeitreihe des Drehmoments mit sich selbst, aber eine Zeitreihe um das Zeitintervall τ verschoben, gibt Auskunft, wie lange das Drehmoment im Durchschnitt wirkt. Die Kreuzkorrelation zwischen Drehmoment M und Drehimpuls T_λ beschreibt das gegenseitige Wechselspiel.

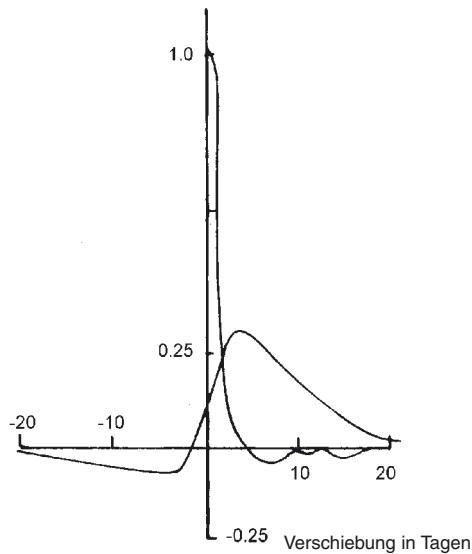


Abb. 7-4: Autokorrelationsfunktion des globalen orographischen Drehmoments in Hadley^2 als Funktion der positiven Verschiebung (τ) in Tagen und Kreuzkorrelationsfunktion von globalem orographischem Drehmoment und globalem Drehimpuls für $-20 \leq \tau \leq 20$ Tage in $\text{Hadley}^2 \text{ s}^{-1}$ (nach EGGER und HOINKA 2002).

Die in Abb. 7-4 vorgestellte Autokorrelationsfunktion von T_λ zeigt, dass globale orographische Drehmomente rasch zerfallen. Das ist nicht überraschend, da ja Abb. 7-2 bis 7-4 schon belegen, dass das Drehmoment einzelner Gebirgsstöcke nach ein paar Tagen stark abgeklungen ist. Die Kreuzkovarianzfunktion von Drehmoment (T_λ) und Drehimpuls (M) zeigt dann deutlich, dass der globale Drehimpuls nach der Aktion eines positiven orographischen Drehmoments zunimmt, um nach etwa drei Tagen ein Maximum zu erreichen. Etwas verblüffend sind die doch recht deutlichen negativen Werte der Korrelation für negative Verschiebungen. Demnach hat der globale Drehimpuls etwas geringere Werte als normal ein paar Tage vor einem Ereignis mit positivem orographischem Drehmoment. Eine schlüssige Erklärung für dieses Phänomen gibt es bisher nicht.

Was lokal unmöglich war, nämlich die Änderungen des lokalen Impulses aus den Drehmomenten zu bestimmen, das ist global möglich. Dabei gilt die Regel, dass der Großteil der Drehmomente auf Änderungen der zonalen Windfelder entfällt. Wirkt ein Drehmoment von 10 Hadley für zehn Tage auf die Atmosphäre und hat man dort das zonale Windprofil $u_o \cos \varphi$, so ändert sich u_o um 1 m/s. Typische Ereignisse von globalem Drehimpuls haben Werte von ~ 20 Hadley, dauern aber gemäß Abb. 7-3 nur ein paar Tage. Dementsprechend würde sich u_o bei so einem Ereignis um etwa $\pm 0,5$ m/s ändern.

Schließlich sei noch auf die Frage eingegangen, bis zu welchen Höhen der Einfluss der Gebirge zu spüren ist. Die Darstellung in Abb. 7-5 gibt dazu eine Antwort in Vektorform. Die Horizontalkomponente eines Vektors

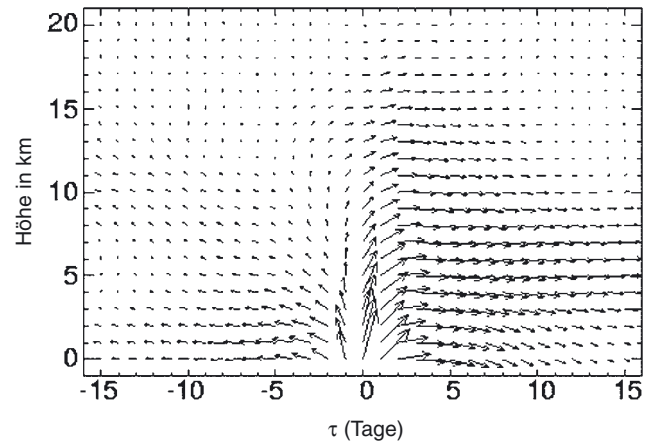


Abb. 7-5: Darstellung der Reaktion der globalen Atmosphäre auf orographische Drehmomente T als Funktion der Höhe (km) und der Verschiebung τ (Tage). Die horizontale Komponente eines Vektors bezeichnet die Kovarianz von T mit dem Drehimpuls in der angegebenen Höhe. Die Vertikalkomponente steht für den vertikalen Fluss (nach EGGER und HOINKA 2004).

misst die Kovarianz des globalen orographischen Drehmoments mit dem globalen Drehimpuls für eine Schicht von 1000 m Tiefe in der angegebenen Höhe. Die Vertikalkomponente gibt die Kovarianz des Vertikalflusses von Drehimpuls mit dem Drehmoment. Die Abszisse gibt die Verschiebung τ an, wie sie in den Kovarianzfunktionen auftritt. Dann sagt Abb. 7-5 zum Beispiel, dass 5 Tage vor dem Ereignis eines Drehimpulseintrags die Störung des globalen Drehimpulses in der unteren Troposphäre negativ ist, man weniger Drehimpuls hat als normal. Ferner ist der Vertikalfluss schwach, da ja der Vektor nahezu exakt nach links gerichtet ist. Wir nehmen an, dass für die Verschiebung $\tau = 0$ positiver Drehimpuls übertragen wird. Man sieht dann sehr gut, dass nahe $\tau = 0$ deutlich positive Flüsse einsetzen, die den Impuls nach oben tragen und mindestens bis zu Höhen von 15 km für Zunahmen des Drehimpulses sorgen, wie sie dort durch die Drehung nach rechts angezeigt werden. Für diesen Transportvorgang können wohl nur Rossbywellen die Hauptverantwortung tragen. Anschließend zerfällt dieser Effekt wieder. Die Pfeillängen nehmen mit zunehmendem τ ab. Die Pfeile bekommen eine abwärts gerichtete Richtung. Die Dynamik dieser Zerfallsvorgänge wurde bisher kaum untersucht.

Ein gewisses Gefühl für die Horizontaltransporte, die mit orographischen Drehmomenten verbunden sind, wird durch Abb. 7-6 vermittelt. Dieses Bild wurde mittels Drehimpulsbilanzen von zonalen Gürteln einer Nord-Süd-Erstreckung von 1000 km gewonnen. Für jeden dieser Gürtel gibt Abb. 7-6 die Kreuzkovarianzfunktion zwischen orographischem Drehmoment und dem Drehimpuls in diesem Gürtel wieder. Wenn horizontale Flüsse keine Rolle spielen würden, dann müssten alle Kovarianzfunktionen parallel zu der globalen in Abb. 7-4 verlaufen, d. h. nach einer negativen Phase für $\tau < 0$ müsste es zu einem raschen Anstieg für $\tau > 0$

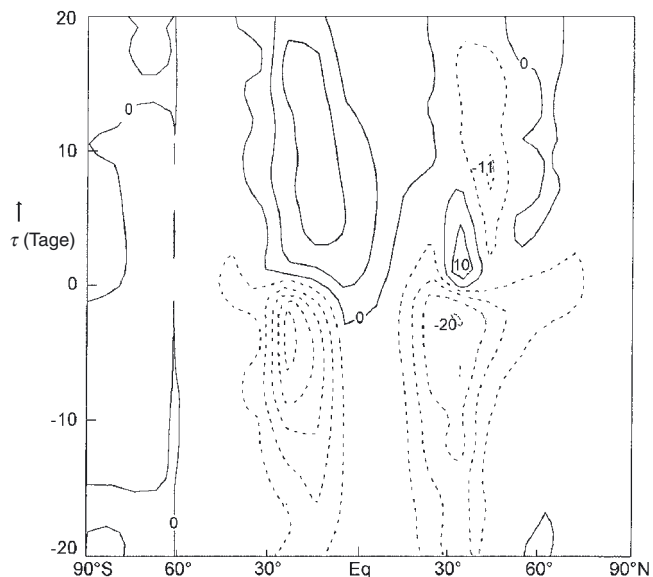


Abb. 7-6: Kovarianzfunktion von orographischem Drehmoment und dem Drehimpuls je in zonalen Gürteln von 1000 km. Isolinienabstand $5 \times 10^5 \text{ Hadley}^2 \text{ s}^{-1}$. Wiewohl die Werte diskret nur pro Gürtel gelten, wird hier eine Darstellung mit Isolinien vorgezogen (nach EGGER und HOINKA 2005).

kommen mit einem Maximum bei 3–4 Tagen. Die deutlichste Abweichung von diesem Muster findet sich in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre, wo der Anstieg des Drehimpulses zu positiven Werten für $\tau > 0$ teilweise ganz entfällt. Das ist nur möglich, wenn die Flüsse den über das Gebirge gewonnenen Drehimpuls in andere Gürtel schaffen. So belegt Abb. 7-4 die große Bedeutung der meridionalen Flüsse des Drehimpulses.

5 Schlussbemerkungen

Es hat sich gezeigt, dass der Drehimpulsaustausch an Gebirgen normalerweise nicht zu dramatischen Impulsänderungen in der Gebirgsregion führt. Dem stehen die Drehimpulstransporte entgegen, die im Rahmen der synoptischen Strömungsentwicklung stattfinden. Durch sie wird der am Gebirge gewonnene Drehimpuls verteilt, so dass sich der Gewinn gut an globalen Drehimpulsänderungen ablesen lässt. Das Auftreten der Rossbywellen etwa bei Grönland weist ja schon darauf hin, dass die Umverteilung des Drehimpulses in der Atmosphäre ein Vorgang von globaler Dimension ist.

Literatur

BOUGEAULT, P. und 30 Co-Autoren, 1993: The atmospheric momentum budget over a major mountain range: First results of the PYREX field experiment. *Ann. Geophys.* **11**, 395-418.

EGGER, J., K.-P. HOINKA, 2002: Covariance analysis of the global atmospheric axial angular momentum budget. *Mon. Wea. Rev.* **130**, 1063-1070.

EGGER, J., K.-P. HOINKA, 2004: Axial angular momentum: Vertical fluxes and response to torques. *Mon. Wea. Rev.* **132**, 1294-1305.

EGGER, J., K.-P. HOINKA, 2005: Torques and the related meridional and vertical fluxes of angular momentum. *Mon. Wea. Rev.* **133**, 621-633.

WEICKMANN, K., 2003: Mountains, the global friction torque and the circulation over the Pacific-North American region. *Mon. Wea. Rev.* **131**, 2608-2622.