

Die Madden-Julian-Oszillation

Michael Sujatta

Zusammenfassung

Die 30- bis 60-tägige Oszillation ist ein wichtiges Zirkulationsphänomen in der tropischen Atmosphäre, 1971 von Madden und Julian entdeckt und daher auch als „Madden-Julian-Oszillation“ bekannt. Sie ist räumlich auf den Bereich zwischen Indischem Ozean und Pazifik beschränkt und unterliegt zahlreichen Wechselwirkungsprozessen mit anderen Phänomenen unterschiedlicher Skalen. Während ihre Struktur bereits gut erfasst ist, sind Ursache und einige Aspekte ihrer Realisierung in der Natur noch weitgehend ungeklärt. Ein besseres Verständnis ist für die Wettervorhersage in den Tropen und auch der mittleren Breiten von großem Vorteil.

1. Einleitung

Während in den mittleren Breiten Kenntnisse die Steuerung des Wetters durch Rossby-Wellen erfolgt, war zunächst ein entsprechender Mechanismus für die Tropen unbekannt. Lange Zeit dachte man, dass das tropische Wetter sich auf Zeitskalen zwischen einem Tag und einem Jahr quasi zufällig entwickelt. 1971 stießen jedoch Madden und Julian bei ihrer Untersuchung von Anomalien vom zonalen Wind im tropischen Pazifik auf ein Oszillationsphänomen, dessen Periodendauer sie zunächst auf 40 bis 50 Tage einstuften, später jedoch dieses Zeitintervall nach oben und unten anpassten. Man untersuchte hierbei zunächst Zeitreihen des Stationsdruckes auf Canton Island und des Windes in Singapur und unterwarf diese Spektralanalysen. Bereits die Windanalyse lieferte klar ausgeprägte Zirkulationszellen, deren Existenz sich mit weiteren Untersuchungen manifestierte.

Die Madden-Julian-Oszillation beeinflusst die gesamten Tropen, am markantesten im Bereich zwischen Indischem Ozean und westlichem Pazifik, und äußert sich in der Variabilität von Wind, Luftdruck, Wasseroberflächentemperatur (SST – „sea surface temperature“), Bewölkung und Niederschlag. Am besten ersichtlich ist ihre Erscheinung an der räumlich-zeitlichen Entwicklung der von Satelliten beobachtbaren emittierten langwelligen Strahlung (OLR – „outgoing longwave radiation“), denn der tropische Niederschlag ist überwiegend konvektiven Ursprungs und die kalten Wolken emittieren relativ wenig OLR. Wie aus Abb. 1 ersichtlich ist, ergeben sich starke Konvektionsanomalien, die vor allem in der östlichen Hemisphäre vorzufinden sind, eine Lebensdauer von etwa 40-50 Tagen aufweisen und gemäß diesem Hovmöller-Diagramm Richtung Osten propagieren.

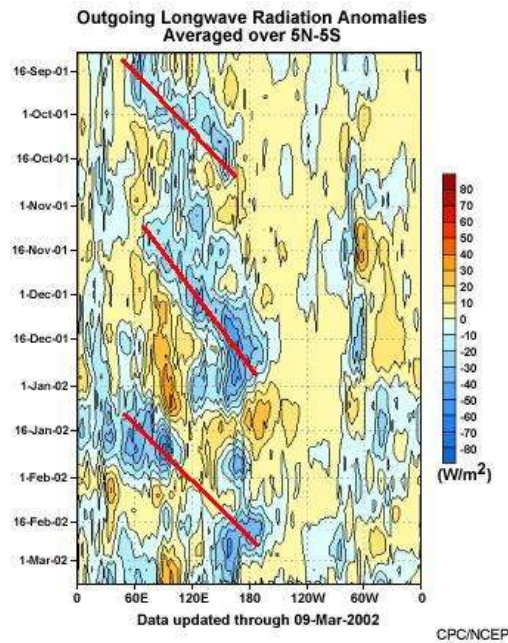


Abb. 1: Hovmöllerdiagramm gemessener OLR-Werte (aus Madden 2002)

2. Phänomenologie der Madden-Julian-Oszillation

(a) Schematischer Aufbau

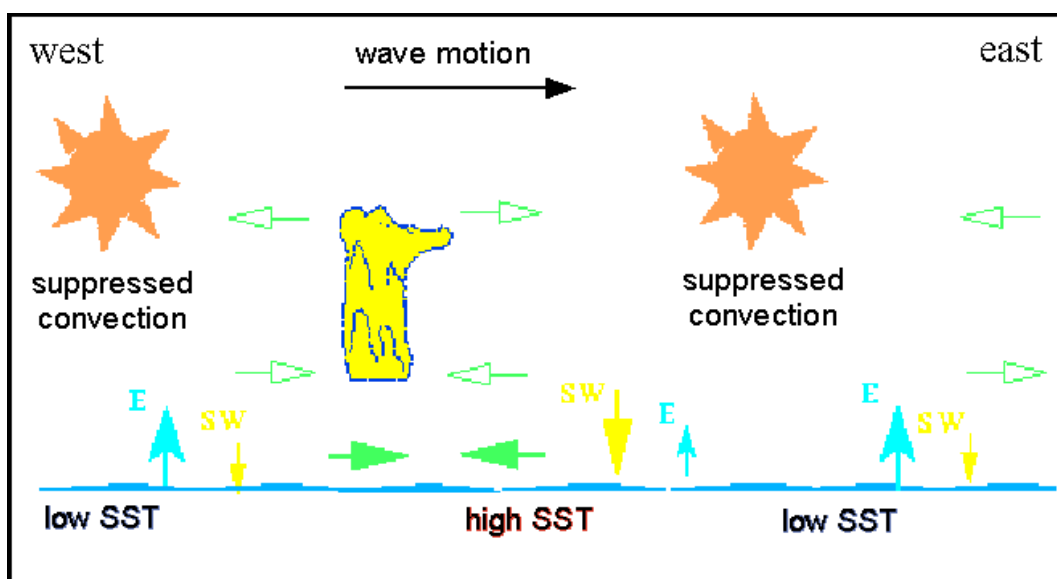


Abb. 2: Schematischer Aufbau einer MJO als Längen-Höhen-Schnitt am Äquator (aus Geerts und Wheeler 1998)

Abb. 2 stellt die von der Oszillation induzierten Vorgänge in der östlichen Hemisphäre schematisch dar. Es handelt sich dabei um einen Längen-Höhen-Schnitt entlang des Äquators. E steht für die Verdunstung, SW für die vom Ozean aufgenommene kurzwellige Strahlung. Weiterhin repräsentieren die grünen dunklen Pfeile den Bereich der stärksten Konvergenz feuchter Luft, die vom gelblich gekennzeichneten Bereich starker Konvektion ausgehenden hellen grünen Pfeile markieren die eigentliche Zirkulationsanomalie, welche meist im Indischen Ozean ihren Ursprung hat und sich in östliche Richtung ausbreitet, bis sie sich im Pazifik, auch infolge verminderter SST-Werte, abschwächt.

In den Zentren unterdrückter Konvektion kann aufgrund der verminderten Anzahl an Wolken mehr kurzweilige Strahlung vom Meer absorbiert werden, was zu einem Anstieg der SST führt. Gemeinsam mit erhöhten Passatwinden sorgt dies für verstärkte Verdunstung an den entsprechenden Orten, die sich bei der Ausbreitung der Welle, welche später analytisch dargestellt wird, verschieben.

Die Winde, ebenso die Verdunstungsrate, schwächen sich im westlichen Bereich unterdrückter Konvektion ab, was für bodennahe Konvergenz feuchter Luft sorgt. Im Bereich der stärksten Konvektion entstehen einige wenige Super Cloud Clusters (SCCs), welche ostwärts mit der Welle wandern. Rechts von den SCCs selbst formieren sich westwärts voranschreitende Cloud Clusters (CCs), deren ein- bis zweitägige Lebenszeit am östlichen Ende einer SCC beginnt und am westlichen endet.

Da die Oszillation eine Wellenzahl von 1 bis 2 aufweist, sind in der Regel je ein bis zwei Gebiete unterdrückter und verstärkter Konvektion auszumachen. Es besteht zwar jeweils nur eine MJO zur selben Zeit, es kann aber dazu kommen, dass zwei konvektive Zentren koexistieren bzw. eines wird gerade im Indischen Ozean initiiert und ein anderes schwindet zur selben Zeit im zentralen Pazifik. Zwar hängen viele meteorologische Parameter in ihrer Kopplung mit der MJO stark miteinander zusammen, jedoch unterscheiden sich die zonalen Wellenzahlen etwas voneinander. So beträgt sie für den zonalen Wind typischerweise 1, für den Niederschlag schwankt sie zwischen 1 und 3. Da die aktive (konvektive) Phase der MJO in der Regel geringere Ausmaße in zentraler Richtung aufweist als die inaktive, ist die MJO eher ein diskretes, pulsartiges Phänomen als eine sinusförmige Oszillation.

(b) *Variabilität des Stationsdruckes*

Abb. 3 zeigt die Varianzspektren des Bodendruckes an verschiedenen tropischen Stationen. Dabei markiert die Abzisse die Periodendauer in Tagen (d), die Ordinate steht für die Amplitude der jeweiligen Frequenz in $(\text{hPa})^2\text{d}$.

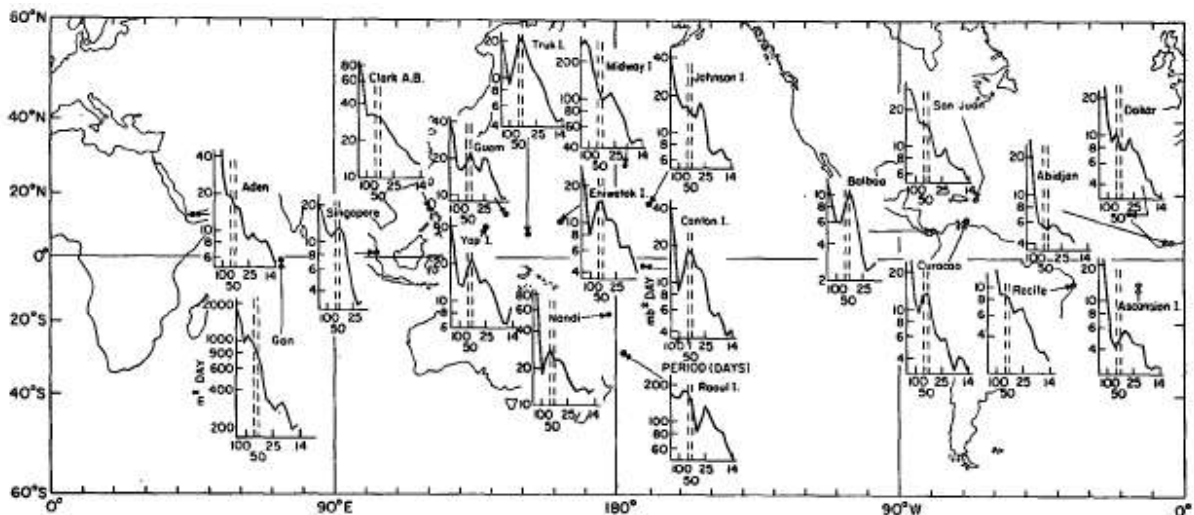


Abb. 3: Varianzspektren des Bodendruckes an verschiedenen Stationen (aus Madden und Julian 1972)

Wie man erkennt, weisen sämtliche Stationen im äquatorialen Gürtel zwischen 10° nördlicher und südlicher Breite östlich von Singapur bis hin zu Curacao markante lokale Maxima im Intervall zwischen 40 und 50 Tagen Periodendauer auf. Mit zunehmendem Abstand vom Äquator und von dieser Region verliert jene statistische Auffälligkeit tendenziell an Ausprägung, bis sie schließlich, wie überall in den höheren Breiten, nicht mehr vorzufinden ist.

Die zeitliche Stationarität des betrachteten Phänomens – im Sinne der fortwährenden Wiederkehr ähnlich ausgeprägter MJOs über große Zeiträume am selbem Ort - wird anhand von Zeitreihen mit Beginnen im Abstand von 10 Jahren aus Dar Es Salaam (7S, 39E) deutlich.

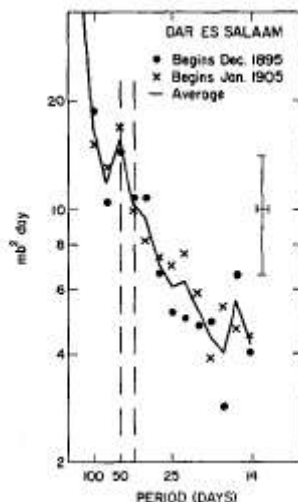


Abb. 4: Varianspektren für verschiedene Datensätze (aus Madden und Julian 1972)

Offensichtlich liefern die unterschiedlichen Zeitreihen nahezu dieselben Varianspektren. Das wenig stark ausgeprägte, aber erkennbare lokale Maximum am oberen Ende des favorisierten Periodenbereiches weist darauf hin, dass die Oszillation in geringerer Ausprägung auch in Afrika präsent ist.

Die Madden-Julian-Oszillation beschränkt sich nicht auf einen besonders schmalen Frequenzbereich. Wenn man beispielsweise den im von Madden und Julian herangezogenen Datensatz von Canton Island in zwei Zeitreihen aufsplittet, so ergeben sich Spektren mit lokalen Maxima von darüber hinaus variierender Mächtigkeit.

Dem Namen nach handelt es sich bei der MJO zwar um eine Oszillation, dennoch oszilliert sie keineswegs regelmäßig. Sie verläuft vielmehr den jeweiligen Umständen entsprechend episodisch oder diskret, darüber hinaus ist davon auszugehen, dass die MJO bezüglich ihrer Amplitude eine gewisse Variabilität über mehrere Dekaden aufweist. So hat man festgestellt, dass in den 80er und 90er Jahren die Oszillation im Mittel stärker ausgeprägt war als in den 20 Jahren zuvor.

Neuere Studien weisen darauf hin, dass das tatsächliche Frequenzband der Oszillation breiter ist als ursprünglich angenommen.

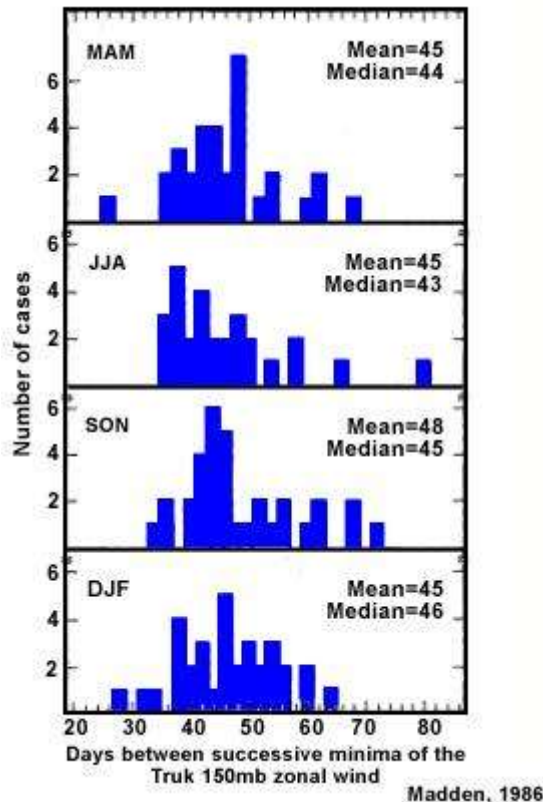


Abb. 5: Häufigkeitsverteilung von MJO-Periodendauern bzgl. zonalem Wind auf Truk Island (aus Madden 2002)

Abb. 5 zeigt die Häufigkeit der Periodendauern auf Truk Island für die unterschiedlichen Jahreszeiten. Eine Periodendauer ist hierbei definiert als zeitlicher Abstand zwischen zwei Minima des zonalen Windes im 150hPa-Niveau. Es liegen einige Periodendauern weit oberhalb bzw. unterhalb des Intervalls von 30 bis 60 Tagen, welcher sich dennoch klar als charakteristischer Bereich abzeichnet. Je nach zur Definition der Periodendauer herangezogener Variable liegen 60 bis 80 Prozent aller denkbaren Fälle in diesem Intervall. Darüber hinaus ist die Verteilung scheinbar unabhängig von der Jahreszeit.

Der Schwankungsbereich in der Natur realisierter Periodendauern legt nahe, dass das Intervall zwischen zwei aufeinander folgenden MJOs variabel ist und ebenso die Fortschrittggeschwindigkeit variiert.

(c) Allgemeines Zirkulationsschema

Anhand gemittelter Zeitreihen tropischer Stationen im relevanten Bereich zwischen Afrika und Südamerika für unterschiedliche Parameter kann ein allgemeiner Verlauf skizziert werden, welcher in Abb. 6 schematisch dargestellt ist. Unterschiedliche Zeitpunkte werden dabei von unterschiedlichen Buchstaben repräsentiert, die Oszillation schreitet alphabetisch voran. Die Druckverlauf, am unteren Ende einer jeweiligen Abbildung zu finden, ist als Anomalie bzgl. eines 18-monatigen Mittels für den jeweiligen Längengrad zu interpretieren. Eingezeichnete Zirkulationszellen sind auf Basis entsprechender Anomalien des zonalen Windes in 850 bzw. 150 hPa entstanden. Die Tropopausenhöhen-Anomalien wiederum basieren auf der Temperatur in 100 hPa, wobei relativ hohe Temperaturen für relativ niedrigen Tropopausenniveaus stehen.

Es ist häufig nicht ganz eindeutig festzustellen, wann die Oszillation einsetzt. Es scheint so, als würde sich zunächst Konvektion aufbauen bei 80° E in der Nähe von negativen

Druckanomalien, die sich in der Folge schnell Richtung Osten fortpflanzen (mit 30 m/s, Amplitude von häufig 5 hPa).

SCCs, die sich in der Regel zwischen 5°N und 5°S erstrecken, schreiten ostwärts mit einer Geschwindigkeit von 5 bis 10 m/s voran. Als Zentren tiefer Konvektion stellen sie die aktive Phase der MJO dar. Im Pazifik, wo die Wassertemperaturen nahe des Äquators im Vergleich zu anderen Längengraden relativ niedrig sind, lösen sich die Wolken in Folge eines zu geringeren Budgets latenter Wärme auf. Dennoch kommt es vor, dass SCCs geringerer Mächtigkeit bis nach Amerika vordringen.

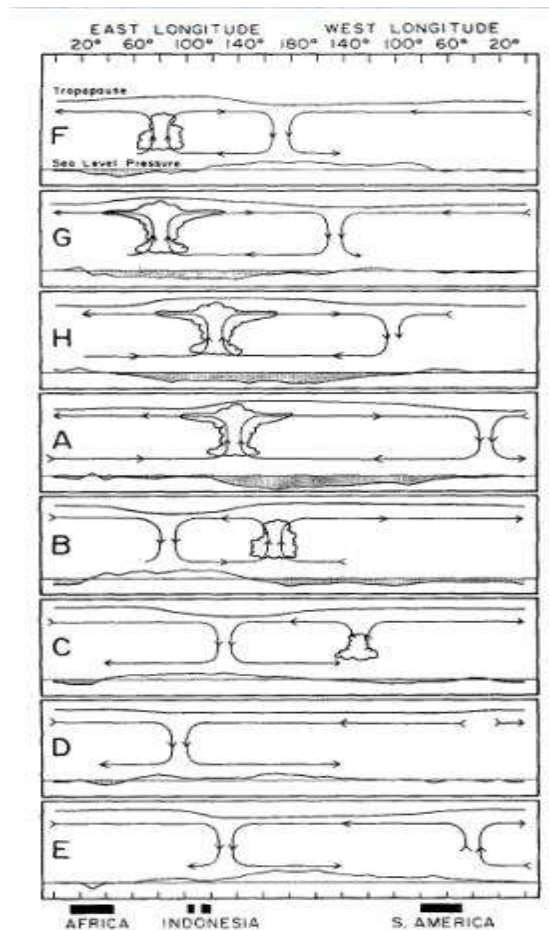


Abb. 6: Schematische zeitliche Abfolge verschiedener Stadien einer MJO in äquatorialem Längen-Höhen-Schnitt (aus Madden und Julian 1972)

(d) *Analyse des Geschwindigkeitspotentials*

Laut Zirkulationsschema (Abb. 6) ist in den Regionen negativer OLR-Variationen in der Höhe Divergenz zu erwarten. Dies lässt sich anhand des aus Messdaten gewonnenen Feldes des Geschwindigkeitspotentials bestätigen. Teilt man die Windgeschwindigkeit in einen rotationsfreien und einen divergenzfreien Anteil gemäß $\vec{v} = \vec{k} \times \nabla \psi + \nabla \phi$ mit Stromfunktion ψ und Geschwindigkeitspotential ϕ auf und geht von einer rotationsfreien Strömung aus, so gilt für die Windkomponenten $(u, v) = (\partial\phi / \partial x, \partial\phi / \partial y)$ sowie für die Divergenz $D = \nabla \cdot \vec{v} = \Delta\phi$.

In Abb. 7 sind Anomalien des Geschwindigkeitspotentials abgebildet. Der Theorie zufolge muss aufgrund von $u > 0$ für $\partial\phi / \partial x > 0$ und $u < 0$ für $\partial\phi / \partial x < 0$ von den hohen Werten die

Strömung hin zur den niedrigen Werten gerichtet sein. Wie man erkennen kann, sind entsprechende Anomalien ebenso wie bei den OLR-Werten in Bändern organisiert; die Bereiche stärkster Divergenz decken sich weitgehend mit denen stärkster Konvektion.

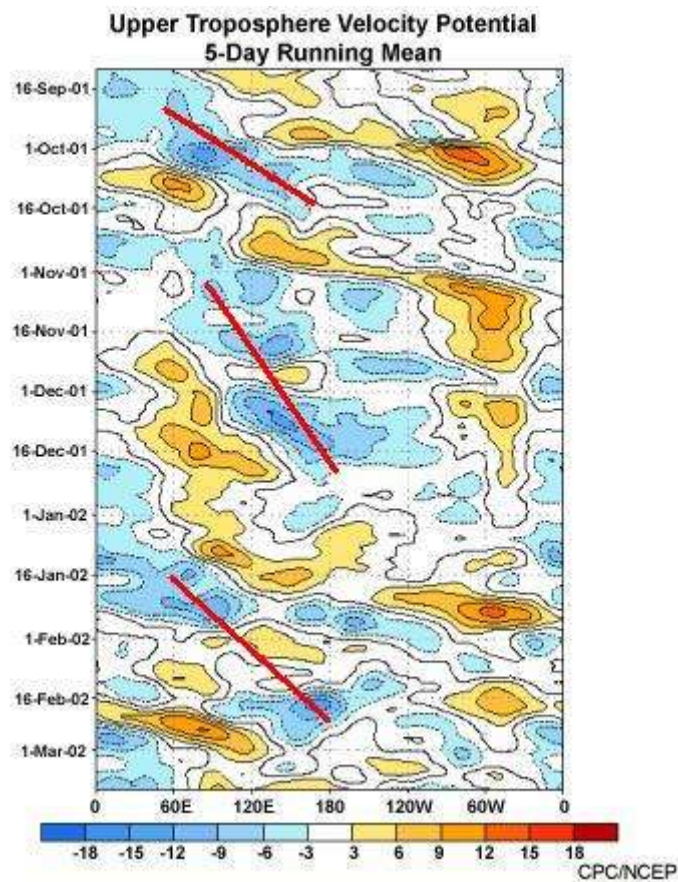
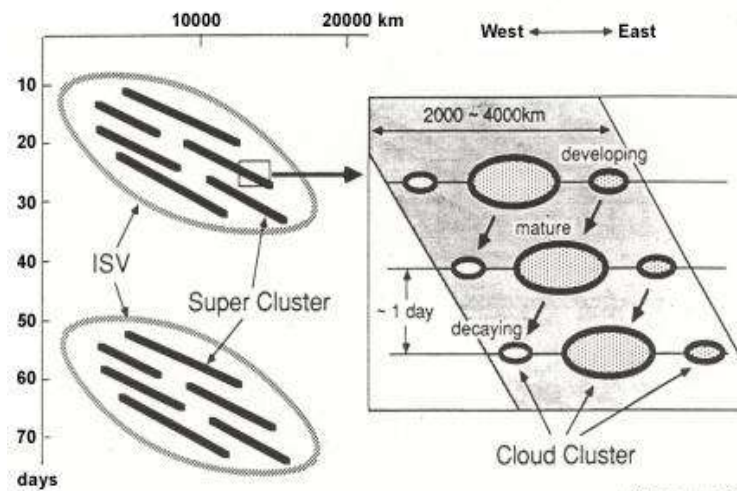


Abb. 7: Hovmöllerdiagramm des Geschwindigkeitspotentials (aus Madden 2002)

(e) *Struktur der Wolken*

Die beobachteten Wolkenformationen sind äußerst komplex, denn analysiert man die Bewegungen einzelner Wolken und Wolkenhaufen, so wird eine gewisse hierarchische Struktur erkennbar, welche 1988 von Nakazama herausgearbeitet wurde. So stellen die ostwärts voranschreitenden, großskaligen Wolkenhaufen sogenannte SCCs dar, welche in ihrer Summe als zwischensaisonale Variation die MJO repräsentieren. In den SCCs sind CCs eingebettet, welche jedoch westwärts wandern und eine Lebensdauer von nicht mehr als 2 Tagen aufweisen. Jeweils östlich eines CCs in der Reifephase entwickelt sich ein neuer Wolkenhaufen, weshalb die CCs als Gesamtgebilde (SCC) ostwärts voranschreiten. Die CCs wiederum setzen sich aus vielen einzelnen Wolken zusammen.

HIERARCHY OF INTRASEASONAL VARIATIONS



Nakazawa, 1988: JMS

Abb. 8: Schematische Darstellung der Wolkenformationen (aus Nakazawa 1988)

Tab. 1 liefert eine Übersicht über die Skalenverhältnisse:

	<i>Horizontale Skala</i>	<i>Zeitskala</i>	<i>Zugrichtung</i>
<i>MJO</i>	~ 1000 km	30-60 d	ostwärts
<i>Super Cloud Cluster</i>	~ 1000 km	< 10 d	ostwärts
<i>Cloud Cluster</i>	~ 100 km	1-2 d	westwärts

Tab. 1: Skalen und Zugrichtungen (nach Nakazawa 1988)

Auch aus bisherigen Messungen heraus sind die hier dargestellten schematischen Zusammenhänge nachvollziehbar, dies sei an einem Beispiel erläutert:

Der Abb. 9 liegen wieder typischerweise OLR-Daten aus Satellitenmessungen zu Grunde. Um die Struktur und Entwicklung der voranschreitenden SCCs und CCs besser erfassen zu können, wird ein Schwarzkörper-Temperatur-Index I_{TBB} eingeführt, welcher folgendermaßen definiert ist:

$$I_{TBB} = (225K - T_{BB}) / 5 \text{ für } T_{BB} \leq 225K$$

$$I_{TBB} = 0 \text{ für } T_{BB} \geq 225K$$

T_{BB} entspricht hierbei derjenigen Temperatur, die ein Schwarzer Körper gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz bei jeweiliger Gesamtemission hätte. Relativ hohe Temperaturen respektive die Wasseroberflächen und niedrig liegende Wolken werden herausgefiltert, was der Auflösung zu Gute kommt, da lediglich intensive konvektive Bewölkung in der Abbildung zum Tragen kommt.

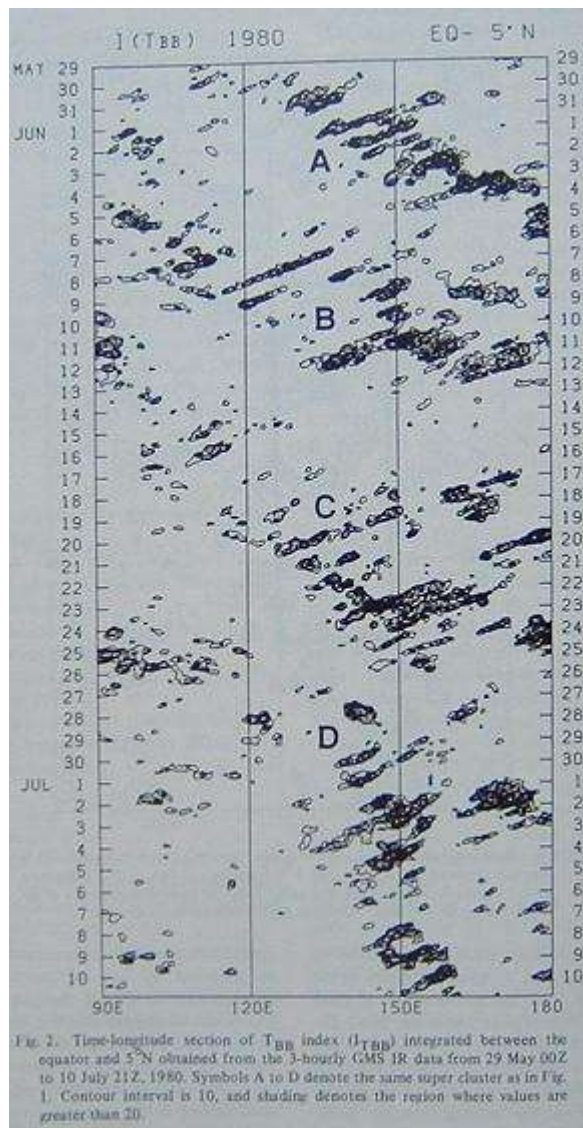


Abb. 9: Hovmöllerdiagramm des Schwarzkörper-Temperatur-Indexes (aus Nakazawa 1988)

Man erkennt, dass in diesem Fallbeispiel, welches eine MJO repräsentiert, 4 SCCs (A, B, C und D) mit voranschreitender Zeit nach Osten propagieren. Es fällt auf, dass sich jede SCC in der Abbildung aus mehreren parallel verlaufenden schmalen Bändern formiert. Diese Bänder stehen für die Entwicklung einzelner CCs, welche westwärts voranschreiten und etwa in der Mitte ihrer Lebenszeit von 1 bis 2 Tagen ihr Reifestadium erreichen.

Eine Schlussfolgerung aus dieser Beobachtung ist, dass die Gebiete maximaler Konvergenz in Bodennähe nicht mit denen maximaler Erwärmung zusammenfallen. Später wird diesem Ergebnis in einem Modell mit der Einführung einer entsprechenden Phasenverschiebung Rechnung getragen.

Es sei angemerkt, dass es sich bei dieser Abbildung um eine Art Musterbeispiel handelt; in der Realität treten noch weniger regelmäßig verlaufende Strukturen auf, darüber hinaus sind häufig weniger als 4 SCCs vorhanden.

3. Wechselwirkung mit anderen Phänomenen

(a) *Indischer Monsun*

Es zeigt sich, dass (nach Lau und Chan) eine Beziehung zwischen dem Indischen Monsun und der Madden-Julian-Oszillation besteht. So fallen die höchsten Niederschlagsraten während des Monsuns (Ende Mai bis Anfang September) zeitlich mit stärkerer MJO-Aktivität über der entsprechenden Region (Westküste Indiens) zusammen, wobei die SCCs nicht nur eine zonale, sondern auch eine meridionale (nordwärts gerichtete) Geschwindigkeitskomponente aufweisen. Darüber hinaus findet im Zeitraum zwischen zwei MJOs eine monsunale Ruhephase statt.

(b) *Tropische Wirbelstürme*

Die Madden-Julian-Oszillation scheint die Entstehung von Tropischen Wirbelstürmen zu beeinflussen. Betrachtet man den Bereich östlich von Australien bis hin zum Atlantik, so stellt man fest, dass Tropische Wirbelstürme sich vermehrt in Gebieten hohen Geschwindigkeitspotentials (bzgl. einer bodennahen Schicht) entwickeln. Jedoch treten auch in Gebieten, die in der Höhe Konvergenz aufweisen, Tropische Wirbelstürme auf, wenn auch mit deutlich geringerer Wahrscheinlichkeit.

(c) *Variation der Tagesdauer*

Die Zusammenhang zwischen Monsun und MJO führt dazu, dass zu entsprechenden Zeiten der „wind stress“ erhöht und erniedrigt wird. So wird während einer Phase erhöhten Niederschlages im zentralen Pazifik in allen Breiten eine Zunahme des Windes an der Ozeanoberfläche registriert. Da der Passat der Erdrotation entgegenwirkt, verlängert sich die Tagesdauer im Bereich einer Zehntel Millisekunde, was von Geophysikern tatsächlich gemessen werden kann. Aufgrund der Drehimpulserhaltung geht dies einher mit einer Erhöhung des atmosphärischen Drehimpulses gegenüber für die Jahreszeit typischen Werten. Während der zwischenmonsunalen Ruhephase hingegen wird in etwas höheren Breiten gar ein Netto-Westwind verzeichnet. Über diese Zusammenhänge kann der MJO globale Bedeutung zugeschrieben werden.

(d) *Einfluss auf die mittleren Breiten*

Aufgrund der in weiten Bereichen der Tropen signifikanten Präsenz der MJO ist es naheliegend, dass ihr selbst für die mittleren Breiten eine gewisse Rolle zukommt. In speziellen Fällen hat man bereits entsprechende Mechanismen festgestellt. So kann eine über dem Pazifik fortschreitende Konvektionsanomalie bei einer blockierende Hochdrucklage westlich der amerikanischen Westküste dafür sorgen, dass sich der polare Jetstream in zwei Äste aufteilt. Dominiert der südliche Ast, so kann sich ein starkes Tief herausbilden, welches – begünstigt durch den Transport von Konvektionszellen über die MJO - an der amerikanischen Westküste für heftige Niederschlagsereignisse sorgt.

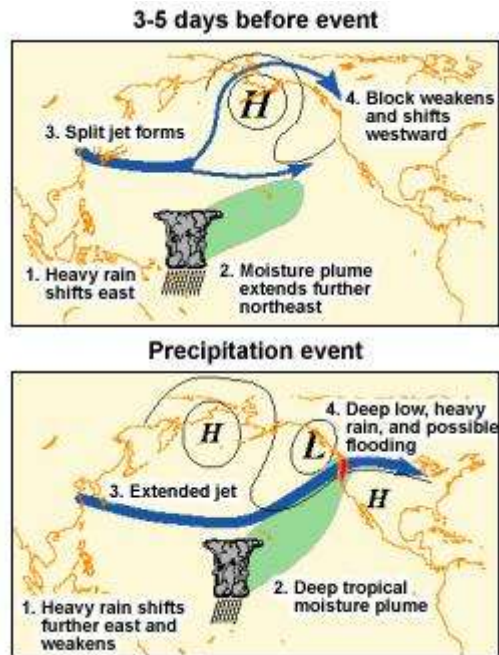


Abb. 10: Von MJO begünstigte Starkniederschläge an der amerikanischen Westküste (aus Madden 2002)

4. Kelvinwellen-CISK-Modell

(a) Grundlegende Annahmen

Anhand von Kelvinwellen und einer der beobachteten Konvektionsmuster entsprechenden Parametrisierung wollen wir die MJO mathematisch beschreiben und die erhaltene Lösung für ein sinusförmiges Erwärmungsprofil diskutieren.

Kelvinwellen, welche auf eine Ausbreitungsrichtung beschränkte großskalige Oszillationen darstellen, können beschrieben werden durch folgendes Gleichungssystem mit dem Druck als Vertikalkoordinate:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} + \beta y u = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial p} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \sigma w = - \frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial s}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = - \frac{RT}{\partial p} \quad (1.5)$$

Die ersten drei Gleichungen gehen direkt aus den linearisierten Flachwassergleichungen hervor, wobei für den Coriolisparameter f eine β -Ebenen-Approximation vorgenommen wurde ($f = f_0 + \beta y, f_0 = 0$). Da sich die Kelvin-Welle nur in eine Richtung ausbreitet, fallen entsprechende Terme mit der Geschwindigkeitskomponente normal zur seitlichen Berandung, v , weg, demgemäß erscheint die Kontinuitätsgleichung in Form von 1.3. Die rechte Seite von

Gleichung 1.4, welche aus dem 1. Hauptsatz hervorgeht, steht für die Erwärmung aufgrund von Cumulus-Konvektion (mit Entropie s und Stabilitätsparameter σ). Gleichung 1.5 ist die hydrostatische Grundgleichung mit dem spezifischen Volumen $\alpha = 1/\rho$.

Nimmt man an, dass u und Φ exponentiell mit $\exp[i(\mu t + kx)]$ von t und x abhängen, so erhält man als neues Gleichungssystem:

$$\mu u + k\phi = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} + \beta y u = 0 \quad (2.2)$$

$$iku + \frac{\partial w}{\partial p} = 0 \quad (2.3)$$

$$i\mu \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \sigma w = -\frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial s}{\partial t} = Q \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p} \quad (2.5)$$

Nun lässt sich aus den Gleichungen 2.1 und 2.2 u eliminieren:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} - \beta y \frac{k}{\mu} \Phi = 0 \quad (3)$$

Als Lösung erhält man: $\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\frac{\beta}{2c} y^2\right)$ (4) mit $c = -\frac{\mu}{k}$

Die einer Kelvinwelle innewohnende Charakteristik einer seitlichen Berandung ist erfüllt, wenn der Realteil von c größer als Null ist, schließlich würde andererseits die Amplitude mit wachsender Entfernung vom Äquator, y , anwachsen, denn β und y^2 sind stets positiv.

Die Phasengeschwindigkeit der Welle ist $v_{ph} = -\frac{\mu}{k} = c$, als Gruppengeschwindigkeit erhält man ebenso $v_{gr} = -\frac{\partial \mu}{\partial k} = c$, womit die Welle nicht dispersiv ist.

Setzt man u aus der zonalen Bewegungsgleichung (2.1) in die Kontinuitätsgleichung (2.3) ein und verwendet die gefundene Beziehung für das Geopotential in Gleichung 2.4, so erhält man:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial p^2} + \frac{\sigma}{c^2} w = \frac{1}{c^2} Q \quad (5)$$

In vielen CISK-Modellen – CISK steht für „conditional instability of the second kind“ - wird die Erwärmungsrate aufgrund von Cumulus-Konvektion proportional zur bodennahen Konvergenz gesetzt, welche von der Vertikalgeschwindigkeit w_* in der Höhe $p(w_*) = p_*$ repräsentiert wird:

$$Q = \varepsilon \sigma w_* f(p) \quad (6) \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\Delta p} \int_{p_t}^{p_s} f(p) dp = 1 \quad (7)$$

Hierbei ist $\Delta p = p_s - p_t$ die Differenz von Bodendruck und Luftdruck in Tropopausenhöhe.

ε , eine dimensionslose Konstante, steht für die Erwärmungsintensität. Mit einem komplexen ε lässt sich eine Phasendifferenz zwischen Erwärmung und bodennaher Konvergenz simulieren, was auch später durchgeführt wird. Bei gegebener Erwärmungsrate Q , welche wiederum von w abhängt, ergibt sich ein der Gleichung 5 entsprechendes Eigenwertproblem bzgl. c .

Nun kommt es bzgl. der Lösung darauf an, was für eine Parametrisierung für Q vorgenommen wird. Im Folgenden soll eine sinusförmig verlaufende Erwärmungsrate diskutiert werden.

(b) *Sinusförmiges Profil*

Nimmt man für die vertikale Verteilungsfunktion $f(p) = \frac{\pi}{2} \sin\left[\frac{\pi}{\Delta p}(p_s - p)\right]$ (8) an, so ergibt sich gemäß Gleichung 5 für w :

$$w = \frac{\pi \varepsilon \sigma w_*}{2(\sigma - c^2(\frac{\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left[\frac{\pi}{\Delta p}(p - p_s)\right] \quad (9)$$

$p = p_s \Rightarrow w = w_*$ liefert:

$$1 = \frac{\pi \varepsilon \sigma}{2(\sigma - c^2(\frac{\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left[\frac{\pi}{\Delta p}(p_s - p_s)\right] \quad (10)$$

$$\text{und damit: } c = \pm \frac{\Delta p}{\pi} \sigma^{1/2} \left\{1 - \frac{\pi}{2} \varepsilon \sin\left[\left(\frac{p_s - p_s}{\Delta p}\right)\pi\right]\right\}^{1/2} \quad (11)$$

c besteht ausschließlich aus Real- oder Imaginärteil und ist imaginär, wenn die Cumulus-Erwärmung größer ist als die adiabatische Abkühlung in allen Höhen. Dieser instabile und physikalisch unrealistische Fall wird erreicht für

$$\varepsilon > \varepsilon_c = 2/\pi \sin\left[\left(\frac{p_s - p_s}{\Delta p}\right)\pi\right]$$

Für $p_s = 900hPa$, $p_t = 1000hPa$ und $p_t = 100hPa$ erhält man dementsprechend als kritischen Wert: $\varepsilon_c = 1,87$

Nimmt man als Stabilitätsparameter für die Schichtung der Atmosphäre $\sigma = 10^{-6}$ an, so gilt:

$$c \approx 30\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}\right)$$

Wie oben erwähnt, ziehen nach Nakazawa die SCCs mit einer horizontalen Ausdehnung einiger Tausend km mit derselben Geschwindigkeit wie die Oszillation selbst gen Osten. In die SCCs sind mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 10 m/s westwärts propagierende Wolkencluster eingebettet, welche eine Lebenszeit von ein bis zwei Tagen aufweisen. Die unterschiedlichen Zugrichtungen deuten darauf hin, dass die Gebiete maximaler Erwärmungsrate und maximaler Konvergenz, wo die Wolken produziert werden, nicht zusammenfallen.

Nimmt man an, dass die Erwärmungsrate einer Wolke bei halber Lebenszeit ihr Maximum erreicht – was nach bisherigen Messungen als realistisch angesehen werden kann –, ist für die Phasenverschiebung zu erwarten:

$$\phi = \frac{\tau}{2}(c_1 - c_r)k \text{ mit } -\pi < \phi < \pi$$

Hierbei ist τ die Lebensdauer einer CC, c_1 die Ausbreitungsgeschwindigkeit und c_r bzw. k der Realteil von Phasengeschwindigkeit bzw. Wellenzahl der Kelvin-Welle, welche in diesem Fall dispersiver Natur ist.

Nicht nur $c = c_r + ic_i$ wird als komplex angenommen, ebenso die bei der Berechnung über ϵ_0 variierbare Erwärmungsintensität $\epsilon = \epsilon_0 \exp(i\phi)$.

Aus diesen Informationen können nun Amplitude und damit auch die Wachstumsrate der Welle bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 \exp\left[-\frac{\beta}{2c} y^2 + i(\mu t + kx)\right] \\ &= \Phi_0 \exp\left[\frac{\beta}{2(\mu_r + i\mu_i)} ky^2 + i((\mu_r + i\mu_i)t + kx)\right] \\ &= \Phi_0 \exp\left[\frac{\beta}{2\mu_r} ky^2 - i\frac{\beta}{2\mu_i} ky^2 + i(\mu_r t + kx) - \mu_i t\right] \\ &= \Phi_0 \exp\left(\frac{\beta}{2\mu_r} ky^2 - \mu_i t\right) \cdot \exp\left[i\left(\frac{\beta}{2\mu_i} ky^2 + \mu_r t + kx\right)\right] \end{aligned}$$

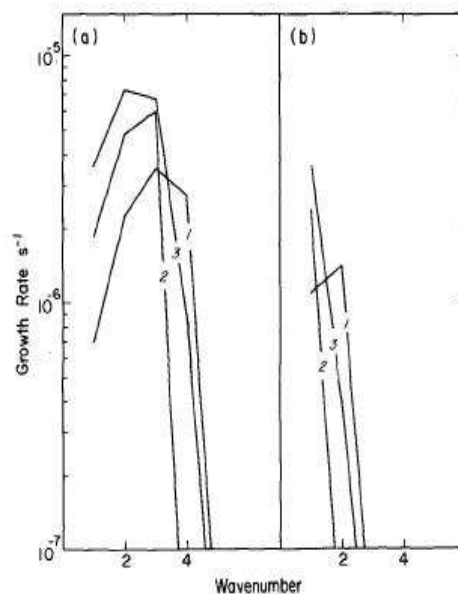


Abb. 11: Wachstumsraten in Abhängigkeit von der Wellenzahl (aus Cho, Fraedrich und Wang 1993)

Die resultierenden Wachstumsraten sind in Abb. 11 für verschiedene Lebensdauern (links für $\tau = 2d$, rechts für $\tau = 4d$) für den Fall einer Geschwindigkeit der Cloud Clusters von 10 m/s dargestellt. Als Resultat erhält man also wie gewünscht eine Bevorzugung kleiner Wellenzahlen bzw. großer Wellenlängen für das Wachstum. Ebenfalls erfasst wird vom Modell die Tatsache, dass die stärkste Freisetzung latenter Wärme westlich der stärksten bodennahen Konvergenz beobachtet wird.

5. Quellen

- Cho, H.-R., K. Fraedrich und J. T. Wang, 1993: Cloud Clusters, Kelvin Wave-CISK, and the Madden-Julian Oscillations in the Equatorial Troposphere. *J. Atm. Sci.*, 51, 68-76.
- Geerts, B., und M. Wheeler, 1998: The Madden-Julian Oscillation.
<http://www-das.uwyo.edu/~geerts/cwx/notes/chap12/mjo.html>
- Madden, R. A., und P. R. Julian, 1972: Description of Global-Scale Circulation Cells in the Tropics with a 40-50 Day Period. *J. Atmos. Sci.*, 29, 1109-1123.
- Madden, R. A., und P. R. Julian, 1993: Observations of the 40-50-Day Tropical Oscillation – A Review. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 814-837.
- Madden, R. A., 2002: The Madden-Julian Oscillation Life Cycle.
<http://meted.ucar.edu/climate/mjo/>
- Nakazawa, T., 1988: Tropical super clusters with intraseasonal variations over the Western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 823-839.
- Zhang, C., 2004: Madden-Julian Oscillation. *Rev. Geophys.*, 43, RG2003.