



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

Diplomarbeit

El Niño-Modulationen der ozeanischen S_1 -Gezeit und ihre Auswirkungen auf die Nutation

Ausgeführt am

Department für Geodäsie und Geoinformation
Forschungsgruppe Höhere Geodäsie
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von

Dipl.-Ing. Dr. techn. Michael Schindelegger

und begutachtet von

Ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Robert Weber

durch

Christine Mayerhofer

Matr.-Nr.: 1126821

Höhenstraße 36a

3340 Waidhofen/Ybbs

Wien, am 21. September 2016

Danksagung

Mein Dank gilt besonders meinen Betreuer Michael Schindelegger, der mich bereits bei meiner Bachelorarbeit für die Erdrotation und atmosphärische Gezeiten begeisterte und ohne dessen Rat und Hilfe, für die er nahezu jederzeit zur Verfügung stand, diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Des weiteren bedanken möchte ich mich bei meinen Korrekturlesern Lydia, Thomas und meinem Vater, die sich trotz der für Außenstehende vielleicht trockenen Materie durch die ganze Arbeit bissen und mir halfen ihr den letzten Feinschliff zu geben, sowie bei Adi, der im Schreckmoment in dem alle Daten meines Computers verloren gingen sie wiederherstellte.

Bedanken möchte ich mich von Herzen bei meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglichten und mich soweit es in ihren Kräften stand unterstützten. Danken will ich außerdem meinen Schwestern, meinem Freund und meinen Freundinnen die immer ein offenes Ohr für meine Sorgen hatten, mich aus kleinen Tiefs zogen und mir viele schöne gemeinsame Momente schenkten.

Kurzfassung

Die Erdrotationsachse verharrt nicht starr bezüglich des Raums oder des Erdkörpers selbst, sondern wird neben gravitativen Kräften von Sonne, Mond und Planeten und rheologischen Effekten im Erdinneren, durch dynamische Prozesse in der Atmosphäre, sprich Druck- und Windvariationen, ausgelenkt. Für die moderne Geodäsie, im Besonderen für jede satellitenbasierte Positionierungsaufgabe auf der Erdoberfläche oder im Raum, ist jedoch die möglichst genaue Modellierung irregulärer Achsbewegungen der Erde wesentlich. Eine der Hauptrollen im Fehlerbudget solcher Modellierungen spielen kleine atmosphärische und ozeanische Beiträge zur Nutation, das heißt der Achsbewegung der Erde im Bezug auf ein himmelfestes System. Ein Teil dieser Beiträge wird durch die globale S_1 -Tide verursacht. Diese zyklisch wiederkehrende Massenverlagerung im Atmosphäre-Ozean-System mit einer Periode von 24 h schlägt sich als Nutationswelle im Raum mit einer Amplitude von etwa $100 \mu\text{as}$ (Mikrobogensekunden) nieder. Ihr Antrieb erfolgt durch die Absorption von Sonnenstrahlung sowie durch die Freisetzung von latenter und sensibler Wärme. Die daraus resultierende atmosphärische S_1 -Drucktide ruft im Ozean Massenverlagerungen mit derselben Frequenz hervor, die ozeanische S_1 -Tide. Folglich sind Variationen der globalen S_1 -Gezeit durch Wetterphänomene, großräumige Verlagerungen von Wasserdampf und Konvektionsbewegungen, sowie Klimavariationen ganz allgemein leicht vorstellbar. Dennoch existieren nach Wissen der Autorin keine wissenschaftlichen Abhandlungen, welche zeitliche S_1 -Modulationen global analysieren oder in Zusammenhang mit dominanten Wetter- und Klimaereignissen wie El Niño bringen. Durch solche Untersuchungen könnten jedoch mögliche Schlüsse für ihre bestmögliche Einbeziehung in Nutationsmodelle gezogen werden. Unter diesem Gesichtspunkt werden in der Arbeit aus meteorologischen Reanalysen Langzeitvariationen der S_1 -Drucktide extrahiert, um ein numerisches Ozeanmodell anzutreiben und daraus auf Nutationsbeiträge der ozeanischen S_1 -Tide zu schließen, denn diese liefert den Hauptnutationsbeitrag der globalen S_1 -Gezeit. Variationen der Beiträge werden im Anschluss in Zusammenhang mit El Niño und La Niña gesetzt. Um die Aussagekraft der Studie zu stärken, werden zwei, zuvor mit in-situ-Vergleichswerten validierte Reanalysedatensätze herangezogen. Die Ergebnisse erstaunen, denn La Niña moduliert die Nutationsbeiträge übereinstimmend für beide Antriebsmodelle nahezu im selben Ausmaß wie El Niño, welcher lokal die stärksten S_1 -Gezeitenanomalien induziert. Zeitliche Veränderungen des Beitrags zur Nutation aus den zwei Modellen sind nahezu durchgängig konsistent, lediglich mit unterschiedlicher Schwankungsbreite, welche möglicherweise auf Assimilationsartefakte im Wasserdampfgehalt zurückzuführen sind. Nutationsvariationen während des Untersuchungszeitraums von bis zu $30 \mu\text{as}$ in beide Koordinatenrichtungen lassen eine theoretische Einbeziehung der S_1 -Gezeit in zukünftige Nutationsmodelle — besonders im Hinblick auf das Genauigkeitslevel von etwa $20 \mu\text{as}$ heutiger VLBI (Very Long Baseline Interferometry)-Beobachtungen — nur beschränkt möglich erscheinen.

Abstract

Earth's rotation axis remains not fixed with respect to inertial space or the Earth's body itself, but it is instead displaced by gravitational forces from celestial bodies, by internal torques due to Earth's structure, and by geophysical fluid mass redistributions like pressure and wind variations in the atmosphere. For modern geodesy, particularly for any GNSS (global navigation satellite system) positioning task on the Earth's surface or in space, knowledge about these perturbations and their accurate a priori account is indispensable. One of the main factors contributing to the error budget of the rotational a priori modelling are small atmospheric and oceanic variations in nutation, that is, the movement of the Earth's axis with regard to a celestial reference frame. One part of these contributions is generated by the global S_1 tide. This cyclic mass redistribution in the atmosphere-ocean-system with a period of 24 h projects into a nutation wave in space with an amplitude of approximately 100 μas (microarcseconds). Its excitation results from absorption of radiation in the troposphere as well as from latent and sensible heat release. The in this way induced atmospheric S_1 pressure tide causes also mass redistributions in the ocean, the oceanic S_1 tide. Weather phenomena, changes to the distribution of water vapour and convective activity as well as climate variations in general may easily perturb S_1 excitation mechanisms and thereby change the "exact structure" of the global S_1 tide. However, to the knowledge of the author no study has ever addressed temporal modulations of the S_1 tide globally or connected them with weather or climate events like El Niño. Such investigations are precious as they might provide guidelines on how to include atmosphere-ocean signals in nutation models. Upon this background, the present thesis extracts long time variations of the air pressure tide S_1 from metrological reanalysis to force an ocean model and deduce irregular contributions to nutation. The resulting variations are connected to El Niño and La Niña. To strengthen the validity of the study, pressure data of two present-day reanalyses are used and validated with S_1 in situ estimates at ten tropical barometer sites. The results are surprising, as the nutation contributions caused by La Niña have nearly the same extent as those generated by El Niño, which induces the greatest local S_1 tidal height anomalies. Temporal changes of the contributions to nutation exhibit fair agreement yet with different peak-to-peak amplitudes which may be traced back to assimilation artefacts of the water vapour content in the reanalyses. Nutation variations exceed an interval of 30 μas during the period of investigation in both directions. This modulations limit the possibility of including the S_1 tide theoretically in future nutation models, particularly with regard to the accuracy level of 20 μas of contemporary VLBI (very long baseline interferometry) observations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	El Niño	3
2.2	Die globale S_1 -Tide	7
2.3	Euler-Gleichung und Drehimpulsansatz	10
3	Verwendete Druckdaten	13
3.1	ISD-Druckdaten	14
3.2	Druckdaten aus atmosphärischen Modellen	14
3.2.1	MERRA	14
3.2.2	CFSR	15
4	Praktische Umsetzung	17
4.1	In-situ-Validierung meteorologischer Druckfelder	17
4.1.1	Stationsauswahl	17
4.1.2	Extraktion der S_1 -Tide	18
4.1.3	In-situ-Validierung der S_1 -Amplituden aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4	25
4.2	Regressionsanalyse	29
4.2.1	Durchführung	31
4.2.2	Ergebnisse an den Stationen	32
4.2.3	Globale Regressionsanalyse der S_1 -Amplituden aus Wettermodellen . . .	36
4.3	Ozeanmodell	41
4.3.1	Theoretische Beschreibung des Ozeanmodells	42

4.3.2	Konfiguration und Umsetzung des Ozeanmodells	44
4.4	Berechnung der Beiträge zur Nutation	46
4.4.1	Gezeitenanalyse	46
4.4.2	Ozeanischer Drehimpuls	50
4.4.3	Ozeanische Drehimpulsfunktionen	53
4.4.4	Transformation ins zälestische System	54
4.4.5	Filterung von χ'	55
4.4.6	Ausgleich nach den Amplituden der S_1 -Tide	55
4.4.7	Berücksichtigung von Chandler Wobble und Free Core Nutation	57
4.4.8	El Niño-bedingte Modulationen der S_1 -Nutationsbeiträge	58
5	Überblick über die Ergebnisse	61
6	Ausblick	63
	Abbildungsverzeichnis	67
	Literaturverzeichnis	69

Kapitel 1

Einleitung und Aufgabenstellung

Diesen Winter war es wieder soweit: El Niño hielt mit seinen drastischen Auswirkungen auf das Wetter die Welt in Atem. So kam es zu Dürren in Mittelamerika, Indonesien und Südafrika, zu zahlreichen Taifunen über dem Ostpazifik und zu Überflutungen in Paraguay, die Fischschwärme vor der Küste Südamerikas blieben aus und ganze Korallenriffe wie das Great Barrier Reef erbleichten aufgrund dieses Phänomens (Bojanowski, 2016). Solch großräumige Effekte wirken nicht nur auf Mensch, Tier- und Pflanzenwelt, sondern auch auf die Rotation der gesamten Erde. So stellten Rosen et al. (1984) bereits vor mehr als 30 Jahren durch ENSO (El Niño and the Southern Oscillation) verursachte Schwankungen in der Tageslänge von etwa 1 ms fest. Neben Tageslängenmodulationen sind jedoch auch El Niño-induzierte Effekte auf die Bewegung der Erdrotationsachse bezüglich des Raums, Nutation genannt, vorstellbar. Denn deren Antrieb erfolgt neben gravitativen Kräften von Sonne, Mond und Planeten sowie Effekten, die vom inneren Aufbau der Erde herrühren, durch Bewegungen und Massenverlagerungen in der Atmosphäre. Solche atmosphärische Variationen könnten jedoch durch großräumige Wetterlagen wie El Niño, eine Umkehrung der Meeres- und Luftströmungen in und über dem pazifischen Ozean, leicht moduliert werden. Druckschwankungen entsprechen Massenverlagerungen, welche mit unterschiedlichen Frequenzen und Wellenlängen in der Atmosphäre auftreten. Jene mit der Frequenz von genau einem Sonnentag wird atmosphärische S_1 -Gezeit genannt. Ihre Anregung erfolgt durch die Absorption von einfallender Infrarotstrahlung in der oberen Troposphäre gemeinsam mit der Freisetzung von latenter und sensibler Wärme nahe des Bodens (Schindelegger (2014) und die darin zitierten Literaturstellen). Diese atmosphärische Druckschwankung induziert auch eine Tide mit derselben Frequenz im Ozean, welche folglich ozeanische S_1 -Gezeit genannt wird. Zusammen mit der atmosphärischen verursacht sie eine prograde jährliche Nutationswelle im Raum von rund $100 \mu\text{as}$ (Mikrobogensekunden). Trotz dieser geringen Größe spielt die globale S_1 -Tide eine Hauptrolle im Fehlerbudget heutiger Nutationsmodelle, wie bei dem durch Mathews et al. (2002) entwickelten Modell der IAU (International Astronomical Union). Solche Nutationsmodelle sind Grundlage jeder GNSS (Global Navigation Satellite System)-Positionierung und die Modellgenauigkeit ist somit von großer Bedeutung für astronomische, geophysikalische und

geodätische Anwendungen. Während die Beiträge gravitativ bedingter Gezeiten — welche rein harmonisches Verhalten aufweisen — gut prognostiziert werden können, sind atmosphärische Tiden wie S_1 nicht vollständig vorhersagbar, weshalb sie in den heutigen Theorien nicht theoretisch, sondern nur empirisch durch Annäherung an Beobachtungen einfließen. Schindelegger et al. (2016) zeigten in ihrer Studie bereits, dass das über zehn Jahre gebildete Langzeitmittel der harmonisch modellierten und der beobachteten S_1 -Gezeit sehr gut übereinstimmt. Ob nun irreguläre, von Großwetterlagen hervorgerufene, Modulationen der globalen S_1 -Tide Nutationsbewegungen über dem in Herring et al. (2002) angegebenen 3σ -Level für prograde jährliche Very Long Baseline Interferometry (VLBI)-Beobachtungen von $21 \mu\text{as}$ verursachen, gilt es jedoch noch zu untersuchen. Eines der Phänomene, das vermutlich solche Variationen in der S_1 -Gezeit induziert, ist die alle 2 – 7 Jahre auftretende eingangs erwähnte ENSO. Vorarbeiten wie von Vial et al. (1994) haben bereits Korrelationen zwischen der S_1 -Tide des Bodendrucks und einem ENSO-Index an einzelnen Beobachtungsstationen gezeigt. Doch solche atmosphärischen Drucksignale schlagen sich kaum in der Nutation nieder, da sie sich direkt in den ENSO-Regionen, also äquatornahen Gebieten, äußern. Denn am stärksten lenken Massenvariationen im mittleren Breiten ($\pm 45^\circ$) die Erdrotationsachse aus, während äquatoriale und polare dazu kaum in der Lage sind. Die ozeanische S_1 -Tide, welche mit rund $60 \mu\text{as}$ den Hauptbeitrag der globalen S_1 -Tide zur Nutation liefert, könnte jedoch durch El Niño auch in mittleren Breiten moduliert werden. Trotzdem blieb deren Variation nach Wissen der Autorin bis jetzt ununtersucht. Eine erste Abschätzung ihrer Größenordnung sowie eine etwaige Übereinstimmung in Daten unterschiedlicher atmosphärischer Reanalysen soll in der vorliegenden Studie erarbeitet werden.

Dazu wird aus den Druckdaten zweier atmosphärischer Reanalysen die atmosphärische Drucktide extrahiert und mit Hilfe von S_1 -in-situ-Beobachtungen an zehn Stationen in El Niño-nahen Gebieten validiert. Um die durch El Niño hervorgerufenen Variationen der S_1 -Tide von anderen zum Teil kurzperiodischen Einflüssen zu separieren, wird eine Regressionsanalyse mit dem NIÑO3.4-Index an jedem Gitterpunkt durchgeführt. Die daraus erhaltenen Druckfelder dienen als Antrieb für die Vorwärtsintegration in einem barotropen Ozeanmodell, welches die Flachwassergleichungen löst und Gezeitenhöhen- und Geschwindigkeitsfelder liefert. Mit Hilfe dieser wird der ozeanische Drehimpuls berechnet, dessen Umrechnung in Nutation eine erste Einschätzung des Einflusses von El Niño auf den zälestischen Teil der Erdrotation ermöglicht.

In Kapitel 2 werden die hierfür nötigen theoretischen Grundlagen bezüglich El Niño, der S_1 -Gezeit und die Wirkung atmosphärischer und ozeanischer Einflüsse auf die Erdrotation mittels Euler-Gleichungen und Drehimpulsansatz erläutert. Kapitel 3 nimmt auf die verwendeten Druckdaten aus in-situ-Beobachtungen und atmosphärischen Reanalysen Bezug. Die praktische Umsetzung mit Analyse und Validierung der meteorologischen Druckfelder, Regressionsanalyse, Antrieb des Ozeanmodells und Berechnung des Einflusses der Nutation als auch die im Zuge dessen erhaltenen Ergebnisse werden in Kapitel 4 präsentiert. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse lässt sich in Kapitel 5 finden, während Kapitel 6 Aufschluss über mögliche Verbesserungen und Weiterentwicklungen gibt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 El Niño

Unter El Niño wird die anormale Erwärmung des pazifischen Ozeanoberflächenwassers vor Südamerika verstanden, welche gemeinsam mit der „Southern Oscillation“, einer periodischen Luftdruckschwankung in der südlichen Hemisphäre, als ein sich verstärkendes Feedback-System wirkt (Bjerknes, 1969). Aufgrund des engen Zusammenspiels der beiden Phänomene werden sie daher oft unter dem Ausdruck ENSO (El Niño and the Southern Oscillation) zusammengefasst. Alle 2 – 7 Jahre kommt es zu ENSO-Ereignissen. Um im Folgenden diese ungewöhnliche Wetersituation beschreiben zu können, muss zuerst der Zustand in normalen Jahren geklärt werden (Cane, 2005).

Für gewöhnlich werden über dem südöstlichen Pazifik durch die Corioliskraft Luftpakete nach Norden bis zum Äquator und nach Westen verfrachtet. Der so entstehende Wind nennt sich Südostpassat. Die Luft wird weiters durch den Druckunterschied zwischen einem relativ stabilen Hoch vor Südamerika, welches durch kaltes Wasser an der Meeresoberfläche zu Stande kommt, und einem Tief vor Südostasien, welches durch starke Sonneneinstrahlung entsteht, nach Westen getrieben. Bodennahe Atmosphärenmassen erwärmen sich dabei und steigen immer weiter auf. Durch eine hohe Westwindströmung wandern die aufgestiegenen Luftmassen wieder in Richtung des Hochs, wo sie absinken und neuerlich in den Zyklus, der sogenannten Walker-Zirkulation, eintreten (Rodel und Wagner, 2011).

Der Südostpassat schiebt auch den Humboldtstrom, der kaltes Meerwasser aus der Antarktis führt, nach Nordwesten. Dadurch kommt es zu einem Stau von warmem Wasser vor Südostasien, denn der Humboldtstrom wird während seines ganzen Weges durch die Sonneneinstrahlung aufgeheizt. Große Verdunstungsraten und Regenfälle vor Südostasien folgen. Der Stau des Humboldtstroms zeigt sich an der Meeresoberfläche mit einer mittleren Auslenkung von 30 – 50 cm nur geringfügig. Er äußert sich aber umso mehr am Dichtesprung zwischen warmem Oberflächenwasser und kaltem ozeanischem Tiefenwasser, der Thermokline, die vor Südostasien auf

200 m hinuntergedrückt wird, während sie sich vor Südamerika auf 50 m Tiefe hebt. Das nach unten geschobene kalte Wasser fließt entlang der Thermokline wieder nach Osten, wo es vor Südamerika in oberflächennahe Schichten aufsteigt. Dieser Vorgang, welcher als „Upwelling“ bezeichnet wird (Rodel und Wagner, 2011), bewirkt gemeinsam mit dem kalten Humboldtstrom, dass der Pazifik hier um 4 – 10°C kälter ist als im Westen. Wenn die Wassertemperatur im östlichen Pazifik sinkt, verstärken sich die Südostpassate. Noch mehr warmes Wasser wird nach Westen gedrückt, was wieder das Aufsteigen von kaltem Tiefenwasser vor Südamerika vorantreibt und das Wasser dort weiter abkühlen lässt. Dies ist also ein sich selbst verstärkendes Feedback-System (Cane, 2005), welches in Abbildung 2.1a veranschaulicht ist.

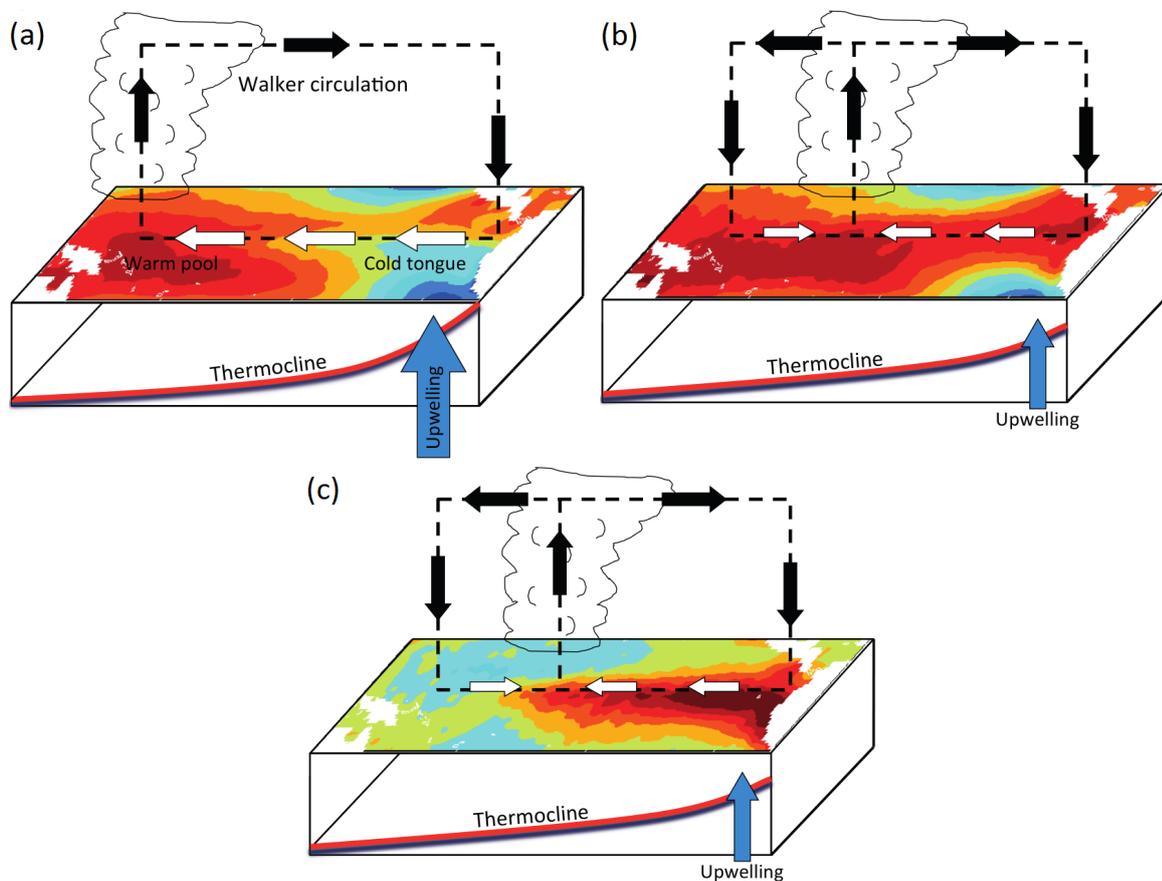


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von Luftströmungen, Ozeanoberflächentemperatur und Thermokline (a) im Normalzustand und (b) während eines El Niños; (c) Differenz der Ozeanoberflächentemperaturen zwischen Normal- und El Niño-Wetterlage (Christensen et al., 2013)

Durch Instabilitäten in der Southern Oscillation kann es zu einem Zusammenbruch des Hochdruckgebiets im Osten und des Tiefdruckgebiets im Westen kommen, wodurch sich die Passatwinde abschwächen und weniger Wasser nach Westen getrieben wird. Das im Westen gestaute Wasser schwappt in einer äquatorialen Kelvin-Welle nach Osten, welche nach einigen Monaten

um die Weihnachtszeit vor Südamerika eintrifft. Durch das Zurückschwappen der Wassermassen wird die Thermokline im östlichen Pazifik abgesenkt und somit das Upwelling des kalten Tiefenwassers gestoppt. Dadurch erwärmt sich das Wasser vor Südamerika langsam. Nun kommt es hier zu starken Verdunstungen und in der Folge bildet sich ein Tiefdruckgebiet aus. Die Walker-Zirkulation kehrt sich um, sodass die oberflächennahen Winde von Südostasien nach Südamerika blasen und damit zusätzlich die entgegengesetzte Meeresströmung antreiben, wodurch sich das Tiefdruckgebiet weiter verstärkt. Eine schematische Darstellung dieser Umkehrung ist in Abbildung 2.1b zu finden. Somit wirkt auch dieses System als ein sich selbst verstärkendes Feedback-System, das wie bereits eingangs erwähnt verheerende Auswirkungen für Pflanzen, Tiere und Menschen in der Region hat (Rodel und Wagner, 2011).

El Niño-Ereignisse werden typischerweise von sogenannten La Niña-Ereignissen abgelöst, in denen der Normalzustand verstärkt wird, sich also der Pazifik vor Südamerika stärker als im Mittel abkühlt (Rodel und Wagner, 2011). Über die genaue Ursache des Zustandekommens von El Niño und La Niña gibt es noch keine einheitliche wissenschaftliche Sicht. Das Schlüsselement jedoch scheint die Tiefe der Thermokline zu sein, die nicht in Phase mit Wind und Ozeanoberflächentemperatur liegt und somit ein möglicher Auslöser für die Oszillation wäre (Cane, 2005).

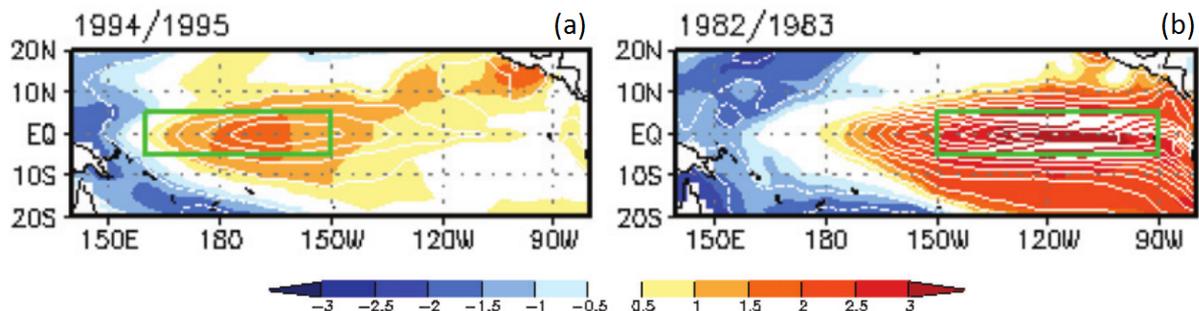


Abbildung 2.2: Vergleich der Ozeanoberflächentemperaturanomalien bei (a) Warm Pool El Niño und (b) Cold Tongue El Niño (Kug et al., 2009)

In den letzten Jahren wird vermehrt in Publikationen (z.B. Ashok et al. (2007), Kug et al. (2009)) zwischen dem gewöhnlichen El Niño, auch als „Cold Tongue“ El Niño bezeichnet, und El Niño Modoki, auch „Warm Pool“ El Niño, unterschieden. Beide fallen unter die klassische, strikte Definition von El Niño durch NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), als Phänomen im äquatornahen pazifischen Ozean, welches durch positive Ozeanoberflächentemperaturanomalien in der NIÑO3.4-Region (siehe Abbildung 2.3) größer oder gleich 0.5°C über drei aufeinanderfolgende Monate gemittelt charakterisiert wird. Dennoch zeigen diese beiden Typen neben den individuellen Mustern jedes El Niño, unterschiedliche longitudinale Verteilungen der Ozeanoberflächentemperatur in äquatornahen Gebieten (Kug et al., 2009). So weist der gewöhnliche El Niño die maximale Ozeanoberflächentemperaturanomalie in der NIÑO3-Region (siehe Abbildung 2.3) auf, während El Niño Modoki dies in der NIÑO4-Region

tut (Kug et al., 2009). Die betreffenden Muster stellt Abbildung 2.2 anhand zweier aussagekräftiger Beispiele dar. Neben dem gewöhnlichem El Niño (b) mit der typischen, von der südamerikanischen Küste bis zu den Inseln Ozeaniens reichenden, massiven positiven Ozeanoberflächentemperaturanomalie, existiert auch El Niño Modoki (a), dessen positive Anomalien auf die NIÑO4-Region und umliegende Gebiete beschränkt sind und keine oder kaum Anomalien vor Südamerika zeigt. Interessanterweise waren die letzten stärksten Ereignisse gewöhnliche El Niños (Kug et al., 2009), gleichzeitig kam es zu einer Häufung von El Niño Modoki-Events in den letzten Jahrzehnten (Ashok et al., 2007). Alternativ dazu können Cold Tongue und Warm Pool El Niño nach Takahashi et al. (2011) nicht als separate Klimamoden aufgefasst werden, sondern lediglich als zwei unterschiedliche Ausprägungen ein und desselben nichtlinearen Systems.

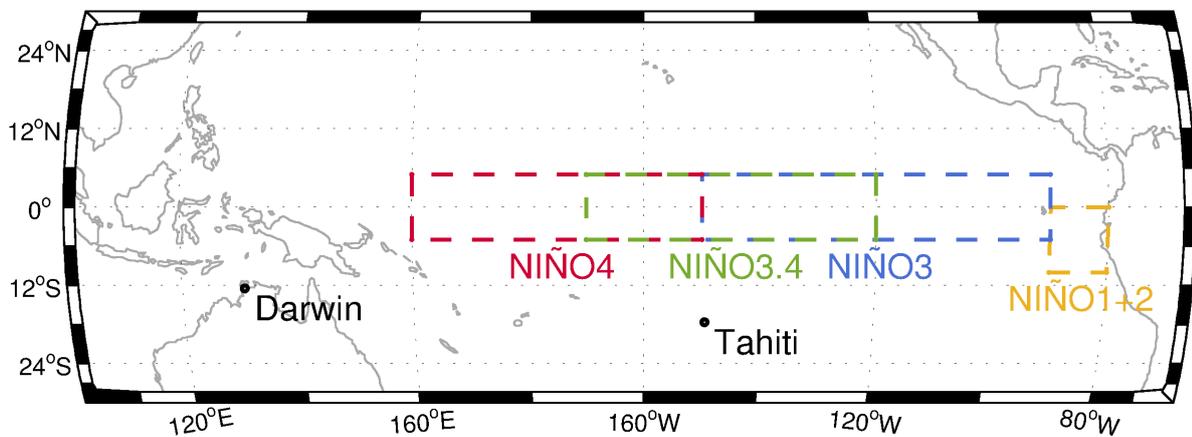


Abbildung 2.3: Darstellung der zur Berechnung von El Niño-Indizes herangezogenen Gebiete

ENSO-Ereignisse und deren Stärke werden anhand von Indizes festgemacht. Besonders eignen sich dafür die mittlere Anomalie der Ozeanoberflächentemperatur über einem bestimmten Gebiet sowie der Luftdruckunterschied an der Meeresoberfläche zwischen Ost- und Westpazifik (Cane, 2005). Im ersten Fall findet die Mittelung über einer der in Abbildung 2.3 dargestellten Regionen statt. Die Benennung der Indizes folgt denen der Gebiete (Hartmann et al., 2013b). NIÑO3, NIÑO4 und NIÑO1+2, sowie NIÑO1 bzw. NIÑO2 (nördliche bzw. südliche Hälfte von NIÑO1+2) wurden bereits in den 80er-Jahren vom heutigen Climate Prediction Center des NOAA eingeführt. Dabei beeinflusst die Erwärmung im Gebiet von NIÑO3 die globale Atmosphäre stark (Cane, 1986; Hartmann et al., 2013b) und sollte zur Charakterisierung von gewöhnlichen El Niño-Ereignissen gewählt werden, während NIÑO4 El Niño Modoki besser hervorstreicht (Kug et al., 2009). Zur Untersuchung von ENSO-Details dienen die letzten drei. Der erst in den 90er-Jahren konzipierte NIÑO3.4 wird heute von NOAA und der WMO (World Meteorological Organization) zur Definition von El Niño und La Niña verwendet. Unter den über Luftdruckunterschiede definierten Indizes findet sich (i) der SOI (Southern Oscillation Index), bei dem die Differenz der standardisierten Luftdruckanomalien auf Meeressniveau zwischen Tahiti und Dar-

win berechnet wird, (ii) der Troup SOI, der als die für jedes Kalendermonat standardisierte, mit 10 multiplizierte Luftdruckdifferenz zwischen Tahiti und Darwin festgelegt ist, (iii) der Darwin SOI, die standardisierten Luftdruckanomalien auf Meeresniveau in Darwin, und (iv) der Equatorial SOI (EQSOI), der als Differenz der standardisierten Luftdruckanomalien auf Meeresniveau am Äquator (von 5°S – 5°N) zwischen den Gebieten 130°W – 80°W und 90°E – 140°E definiert ist. Von diesen über den Luftdruck definierten Indizes zeigt der SOI das beste Signal/Rausch Verhältnis, während der Darwin SOI sinnvoll ist, um Daten von Tahiti zu vermeiden, denn die an dieser Station vor 1935 aufgezeichneten gelten als problematisch (Hartmann et al., 2013b).

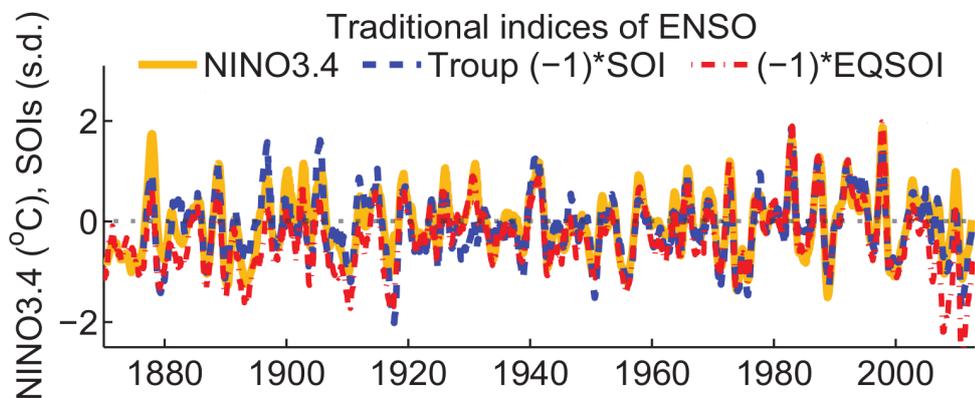


Abbildung 2.4: Vergleich unterschiedlicher ENSO-Indizes (Hartmann et al., 2013a)

Neben den oben beschriebenen Indizes gibt es noch viele weitere Maßstäbe, die allerdings seltener verwendet und darum hier nicht weiter erwähnt werden. Auch die genannten Indizes unterscheiden sich oft nur geringfügig und weisen starke Korrelationen auf, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist (Hartmann et al., 2013a).

2.2 Die globale S_1 -Tide

Die Bewegung unseres Planeten ist durch vielfältige äußere und innere Effekte beeinflusst, welche, um die Orientierung der Erde im Raum bestimmen zu können, zu modellieren sind. Klassisch werden periodische Bewegungen einer definierten Referenzachse der Erde in Bezug auf ein Inertialsystem als Nutation bezeichnet, jene bezogen auf ein terrestrisches System als Polbewegung. Heute trennt man die beiden über die Frequenzen der Bewegungen (Bretterbauer und Böhm, 2000). Auch die Modellierung der Nutation hat sich im Laufe der Zeit mit der größeren Genauigkeit von Beobachtungen und dem zunehmenden Wissen über den Erdaufbau verbessert. Denn aus dem ursprünglich starren Erdmodell, das nur auf gravitative lunisolare Drehmomente reagiert, wurde ein elastisches Erdmodell mit flüssigem äußeren Kern, festem inneren Kern und

Mantel entwickelt, welches zusätzlich die Anelastizität des Mantels, elektromagnetische Kopplungen im Erdinneren und nicht hydrostatische Abplattungseffekte berücksichtigt. Dieses Modell, welches in Mathews et al. (2002) dokumentiert ist, wählte die IAU 2002 als Referenzmodell aus. Mit Hilfe eines Ausgleichs nach kleinsten Quadraten wurden dabei die theoretischen Werte grundlegender Erdparameter an VLBI-Beobachtungen herangeführt, wodurch die Residuen zwischen den modellierten und beobachteten Nutationsreihen unter 0.1 mas (Millibogensekunden) liegen. Auch quasitägliche Einflüsse auf die Nutation durch Ozean- und Atmosphärengezeiten, deren Beiträge zwischen ein paar 10tel μas bis zu einer 1 mas liegen, wurden berücksichtigt, allerdings beschränkt auf jene Gezeitenlinien mit den größten Amplituden. Die in dieser Arbeit näher betrachtete S_1 -Tide, welche genau die Frequenz von einem Zyklus pro Sonntag ausweist, erfuhr jedoch trotz ihrer Größe von etwa 100 μas , die klar in VLBI-Beobachtungen zu sehen war, keine theoretische Berücksichtigung, da man die damals entwickelten Modelle als unglaublich erachtete. Stattdessen wurden lediglich analytische Korrekturen angebracht. Auch wenn dieser Ansatz aus praktischer Sicht durchaus legitim ist, wäre eine theoretische Berücksichtigung von S_1 im Referenzmodell durchaus erstrebenswert (Schindelegger et al., 2016).

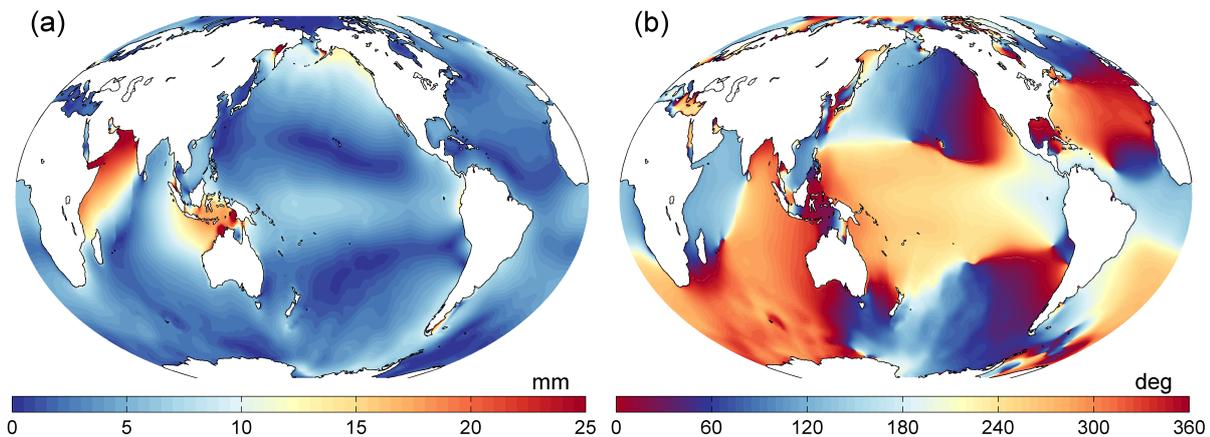


Abbildung 2.5: (a) Amplitude und (b) Phase der globalen mittleren S_1 -Tide im Ozean, gewonnen aus Druckdaten der MERRA-Reanalyse der Jahre 2004 – 2013 mit Hilfe des DEBOT-Ozeanmodells; Phasenlage bezüglich Greenwich Mittag (12 UTC (Koordinierte Weltzeit))

Ein weiterer von Ray und Egbert (2004) ins Treffen geführter Grund, sich mit der S_1 -Tide zu beschäftigen, ist ihre einzigartige Anregung, welche sich merklich von der anderer Tiden mit nahezu identischer Frequenz unterscheidet, und die daraus resultierende Reaktion des Ozeans. Denn S_1 kann im Gegensatz zum Großteil der Tiden nur äußerst geringfügig durch die Anziehung von Sonne und Mond hervorgerufen werden, da das Gravitationspotential an dieser Frequenz minimal ist. Trotzdem verursacht sie, wie in der Darstellung ihrer globalen mittleren Amplitudenverteilung in Abbildung 2.5 zu sehen ist, im arabischen Meer, vor der nördlichen Ostküste Afrikas, vor der nördlichen Westküste Australiens und Teilen Ozeaniens sowie im Golf

von Shelikova nahe Kamtschatkas einen Tidenhub von mehr als 20 mm. Anstelle von gravitativen Kräften wird die S_1 -Gezeit durch atmosphärische Einflüsse vorangetrieben, jedoch kaum durch die tägliche thermische Ausdehnung des Wassers, sondern durch die atmosphärische S_1 -Tide, die durch tägliche Druckvariationen auf den Ozean einwirkt. In Küstengebieten könnte es auch zu einem zusätzlichen Beitrag durch die täglichen Land-See-Winde kommen. Trotz dieser differierenden Anregung ähnelt die globale Amplitudenverteilung von S_1 stark der anderer hauptsächlich durch gravitative Effekte hervorgerufener täglicher Tiden wie K_1 . Lediglich die fehlende antarktische Kelvinwelle und die wesentlich größeren Amplituden der S_1 -Tide im Ozean vor Indonesien und Australien unterscheiden die beiden gravierend voneinander (Ray und Egbert, 2004).

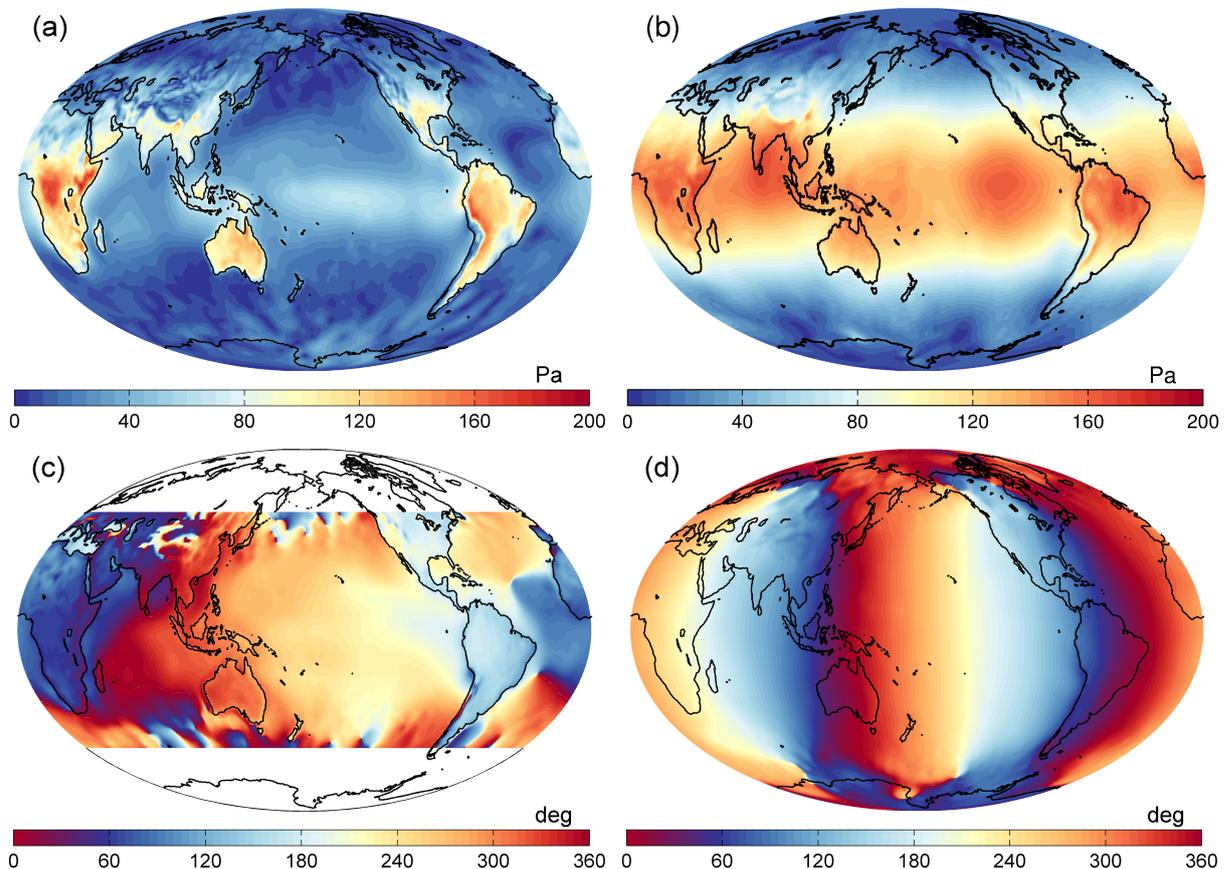


Abbildung 2.6: Amplitude und Phase der atmosphärischen (a, c) S_1 - und (b, d) S_2 -Tide berechnet aus Druckdaten der MERRA-Reanalyse der Jahre 2005 – 2009; Phasenlage bezüglich Greenwich Mitternacht (0 UTC); (c) Phase über 50° aufgrund der starken Variabilität nicht dargestellt

Der Hauptantrieb der ozeanischen S_1 -Tide, die atmosphärische S_1 -Tide, entsteht vorwiegend durch Absorption von Sonnenstrahlung in der Atmosphäre, wodurch diese zyklisch aufgeheizt wird (Dai und Wang, 1999). Wichtige sekundäre Beiträge stammen aus der Freisetzung von la-

tenter Wärme, also die durch Verdunstung zu Wasserdampf gespeicherte Energie, und sensibler, mit einem Thermometer messbaren Wärme nahe des Bodens (Schindelegger, 2014). Infolge der Erddrehung besitzen die Druckvariationen Perioden, die ganzzahlig einen Sonnentag teilen (Dai und Wang, 1999). Jene mit den größten Amplituden sind S_1 und S_2 (Schindelegger, 2014). Diese setzen sich aus westwärts gerichteten und sonnensynchronen migrierenden Anteilen und nicht-migrierenden Anteilen, die eine schnellere oder langsamere Bewegung westwärts vollziehen, sich ostwärts ausbreiten oder gar keine Bewegung zeigen, zusammen (Hagan et al., 2003). Während die S_2 -Gezeit von migrierenden Anteilen dominiert ist, überwiegen bei S_1 die nicht-migrierenden (Schindelegger, 2014). Dieser Umstand lässt sich damit begründen, dass die migrierenden Anteile der verschiedenen Tiden durch die Absorption der Sonnenstrahlung von unterschiedlichen Gasen in Tropo- und Stratosphäre hervorgerufen werden (Covey et al., 2011). Je nachdem um welches Gas in welcher Höhe es sich handelt, wird der Antrieb der jeweiligen Tide stärker oder schwächer bis zum Boden weitergegeben. Im Gegensatz zur S_2 , bei der diese Übertragung gut funktioniert, wird die S_1 -Tide hauptsächlich von lokalen und regionalen Einflüssen (Schindelegger, 2014), wie der Freisetzung latenter Wärme, dem Fluss von sensibler Wärme vom Boden (Dai und Wang, 1999) und unterschiedliche Erwärmung von benachbarten Land- und Wassermassen hervorgerufen (Dai und Deser, 1999).

In Abbildung 2.6 ist der Einfluss der beherrschenden Anteile in den Phasenplots sowie die dominierende Rolle der S_2 -Tide, welche sich aus der bereits erklärten Gründen trotz der offensichtlich täglichen Periodizität der Sonnenstrahlung ergibt (Covey et al., 2011), klar erkennbar. Durch die starken nicht-migrierenden Tiden im täglichen Band ist deren Phase besonders in Breiten größer 50° stark variabel und wird deshalb nicht in Abbildung 2.6c gezeigt (Schindelegger, 2014).

2.3 Euler-Gleichung und Drehimpulsansatz

Um die Wirkung einer Tide auf die Nutation berechnen zu können, bedarf es einer Gleichung die das Gleichgewicht zwischen dem Drehimpuls der Erde \mathbf{H} und externen Drehmomenten \mathbf{L} , wie z.B. lunisolaren Gravitationskräften, beschreibt. Diese Gleichung wird dynamische Euler-Gleichung (Formel 2.1) genannt und ist hier in einem erdfesten Referenzsystem angeschrieben (Moritz und Müller, 1987).

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{H} = \mathbf{L} \quad (2.1)$$

Darin steht $\boldsymbol{\Omega}$ für den Vektor der momentanen Rotationsgeschwindigkeit der gesamten Erde. Diese Gleichung muss, um den Einfluss von flüssigem äußeren Kern (FOC, Fluid Outer Core) und festem inneren Kern (SIC, Solid Inner Core) berücksichtigen zu können, auch für diese

beiden Schichten separat aufgestellt werden, sodass ein gekoppeltes Gleichungssystem entsteht (Mathews et al., 1991):

$$\frac{\partial \mathbf{H}_f}{\partial t} - \boldsymbol{\omega}_f \times \mathbf{H}_f = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_s}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{H}_s = \mathbf{L}_s \quad (2.3)$$

In diesen Gleichungen bezeichnet eine mit \mathbf{f} gekennzeichnete Variable jeweils die Zugehörigkeit zum FOC, jene mit \mathbf{s} zum SIC. Die Reduktion der rechten Seite von Gleichung 2.2 zu null ist der minimalen Größe des Residuengeschwindigkeitsfeldes zum allgemeinen Geschwindigkeitsfeld des FOC relativ zum rotierenden Mantel geschuldet. Diese Vereinfachung ist jedoch nur möglich, wenn die Rotationsgeschwindigkeit der gesamten Erde $\boldsymbol{\Omega}$ durch die negative Differenz $\boldsymbol{\omega}_f$ zwischen $\boldsymbol{\Omega}$ und $\boldsymbol{\Omega}_f$, der Gesamtrationsgeschwindigkeit des FOC, ersetzt wird. Durch die Kopplung dieses Systems entstehen die natürlichen Normalmoden der Erde, zu welchen der bekannte Chandler Wobble und der Nearly Diurnal Free Wobble zählen (Mathews et al., 1991).

Von außen wirkende gravitative Kräfte werden im Gleichungssystem in den Drehmomenten \mathbf{L} bzw. \mathbf{L}_s berücksichtigt. So ist beispielsweise \mathbf{L} durch

$$\mathbf{L} = - \int \rho \mathbf{r} \times \nabla \phi \, dV \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei das Gravitationspotential durch die Variable ϕ symbolisiert ist. ρ gibt die Dichte, \mathbf{r} den Positionsvektor eines Massenpunktes und V das Gesamtvolumen an. Die Ursache von \mathbf{L}_s liegt neben den gravitativen Effekten an dem auf den SIC wirkenden Druck des Mantels und des flüssigen Kerns. Während sich solche von außen induzierten Anregungen stets in \mathbf{L} bzw. \mathbf{L}_s widerspiegeln, äußern sich die aus dem Inneren der Erde, welche durch elastische Deformationen verursacht werden, als Beiträge zu den Trägheitstensenoren \mathbf{I} , \mathbf{I}_f und \mathbf{I}_s in den Drehimpulsen \mathbf{H} , \mathbf{H}_f und \mathbf{H}_s . Diese setzen sich für den FOC und SIC als Produkte zwischen den jeweiligen Trägheitstensenoren \mathbf{I}_f bzw. \mathbf{I}_s und der zugehörigen Rotationsgeschwindigkeitsvektoren $\boldsymbol{\Omega}_f$ bzw. $\boldsymbol{\Omega}_s$ zusammen. Der Drehimpuls der gesamten Erde \mathbf{H} beinhaltet zusätzlich einen Term, der Drehimpulse im Mantel relativ zum erdfesten Koordinatensystem einbezieht (Mathews et al., 1991). Er wird relativer Drehimpuls \mathbf{h} genannt. Für ein vereinfachtes Erdmodell ohne inneren und äußeren Kern kann der Drehimpuls damit exemplarisch wie folgt angeschrieben werden (Seitz und Schuh, 2010).

$$\mathbf{H} = \mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \mathbf{h} \quad (2.5)$$

Das als Grundlage für diese Erläuterungen verwendete Paper von Mathews et al. (1991) betrachtet eine ozeanfreie und atmosphärenfreie Erde, doch auch Atmosphäre und Ozean induzieren durch Massenumverteilung, wie Druckvariationen, Beiträge zum Trägheitstensor sowie relative Drehimpulse durch die Bewegung von Massen an sich, wie zum Beispiel als Folge von Winden.

Mittels deren Einbeziehung in \mathbf{H} können auch ihre Effekte berücksichtigt werden. Der dazu verwendete Lösungsansatz für das Gleichungssystem wird Drehimpulsansatz genannt, welcher sich die Drehimpulserhaltung zunutze macht. Diese besagt, dass in einem abgeschlossenen System in Abwesenheit externer, also im Erdbezug lunisolärer Drehmomente der Drehimpuls des Gesamtsystems erhalten bleiben muss (Moritz und Müller, 1987). Die Erde wird also als abgeschlossenes System betrachtet, das jedoch in Subsysteme wie feste Erde (Kruste und Mantel), Ozeane, Atmosphäre etc. gegliedert ist. Zwischen den einzelnen Subsystemen kann es zu einem Austausch von Drehimpuls durch die Umverteilung und Bewegung von Massen kommen (Seitz und Schuh, 2010). Aus dem Gedanken der Drehimpulserhaltung folgt nun, dass jede zeitliche Änderung des Drehimpulses in den Subsystemen durch eine Änderung des Drehimpulses der festen Erde derselben Größe, aber entgegengesetzter Richtung kompensiert werden muss, was sich als Schwankung der Erdrotation äußert (Schindelegger et al., 2013).

Neben dem Drehimpulsansatz existiert auch der Drehmomentansatz, welcher Atmosphäre und Ozeane als externe Systeme betrachtet, die mechanisch auf die feste Erde einwirken. Die Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und fester Erde findet durch gravitative Anziehung, Druckgradienten an der Topographie und Reibung an rauen Grenzflächen statt. Erdrotationsschwankungen können daher als globale Integration der lokal einwirkenden Kräfte berechnet werden (Schindelegger et al., 2013). Dieser Ansatz ist zwar für die Modellierung von Polbewegung und Tageslängenschwankungen geeignet, aufgrund der in Marcus et al. (2004) beschriebenen äußerst schlechten Konditionierung für retrograd tägliche Frequenzen jedoch keinesfalls für die durch Atmosphäre und Ozean hervorgerufenen Beiträge zur Nutation verwendbar.

Unabhängig von der Wahl des Ansatzes stellt stets ein theoretisches Nutationsmodell die Grundlage dar. Dieses zeigt einen dreiteiligen Aufbau: Basis bildet ein Modell einer starren, abgeplatteten Erde, welche auf lunisolare und manchmal auch planetare Gravitationskräfte aus hochgenauen Ephemeriden reagiert. Für den Übergang auf die Antwort einer realistischen, elastischen Erde wird dieses starre Modell mit einer sogenannten Transferfunktion gefaltet. Dadurch kommt es zur Berücksichtigung der physikalischen Eigenschaften des Erdinneren und von Resonanzphänomenen. Zuletzt wird die Wirkung von externen, globalen, geophysikalischen Fluiden wie Atmosphäre, Ozean und Hydrosphäre auf die Erde durch Korrekturen inkludiert. Diese Effekte schließen Ozeantiden, Anregungen der festen Erde und des Ozeans durch Atmosphäre und Hydrosphäre sowie die Antwort des Ozeans auf diesen Antrieb ein. Heutige Modelle berücksichtigen jedoch noch nicht alle Phänomene (Dehant et al., 2003).

Kapitel 3

Verwendete Druckdaten

Die Extraktion der S_1 -Tide erfolgt aus den Druckfeldern auf Oberflächenniveau zweier atmosphärischer Reanalysen unterschiedlicher Institute, nämlich der „Climate Forecast System Reanalysis“ (CFSR) der National Centers for Environmental Prediction (NCEP) und der „Modern Era-Retrospective Analysis for Research and Applications“ (MERRA) von NASAs GMAO (National Aeronautics and Space Administration’s Global Modeling and Assimilation Office). Der grundsätzliche Zweck jeder atmosphärischen Reanalysen liegt darin, langzeitliche Veränderungen der Atmosphäre, z.B. in einem klimatischen Kontext, untersuchen zu können. Zur Verhinderung von ungewollten Modellsystematiken wird deshalb ein konstant gehaltenes Datenassimilationschema verwendet, in dem alle zur Verfügung stehenden meteorologischen Daten über einen Zeitraum von sechs oder auch zwölf Stunden in einer Vorwärtsintegration des Atmosphärenzustands einfließen. Je nach Reanalyse und Institut variiert die exakte Assimilations- und Integrationsmethode, weshalb sich auch deren Ergebnisse etwas unterscheiden. Die Immunität gegenüber Systematiken wird jedoch durch die sich ständig verändernden Beobachtungsnetzwerke der Rohdaten, z.B. Radiosonden, Satelliten, Bojen, Flugzeuge und Schiffe, gemindert, wodurch es trotzdem zu falschen Trends und künstlichen Fluktuationen — unter anderem mit täglicher Periode — in den ausgegebenen Datenfeldern kommen kann (Dee et al., 2016). Arbeitet man allerdings mit der nötigen Achtsamkeit, stellen Reanalysen, die meist über Jahrzehnte abrufbar sind, mit der riesigen Anzahl einfließender Beobachtungen und der immer gleichen räumlichen und zeitlichen Auflösung eine gute Grundlage für Langzeitstudien der S_1 -Tide dar. Eine Möglichkeit fehlerhafte Daten in Reanalysen zu detektieren und auszuschließen, ist deren Vergleich mit in-situ-Stationsdaten. In dieser Arbeit wurde dabei auf die Integrated Surface Database (ISD) zurückgegriffen.

3.1 ISD-Druckdaten

In der ISD des NCEI (National Centers for Environmental Information) und des Asheville's Federal Climate Complex werden global verteilte meteorologische Stationsdaten, wie beispielsweise Windgeschwindigkeiten und -richtungen, Temperatur, Niederschlag, Schneehöhe und Druck, gesammelt. Zwar umfasst das Netzwerk 35 000 Stationen mit im Moment 14 000 aktiven Stationen, diese liegen aber hauptsächlich in Nordamerika, Europa, Teilen Asiens und Australiens und kaum im Untersuchungsgebiet des äquatorialen Pazifiks. An manchen Stationen reichen die frühesten aufgezeichneten Daten schon 100 Jahre zurück, doch leider weisen die meisten Zeitserien Lücken auf (National Centers for Environmental Information, 2016), sodass keine kontinuierliche Auswertung durchgeführt werden kann. Wie später in Kapitel 4.1.1 beschrieben sind dies die beiden Hauptfaktoren für die Limitation auf gerade mal zehn in dieser Arbeit untersuchte Stationen.

ISD bietet jeweils den tatsächlich gemessenen Druck an den Stationen sowie den auf Meeresebene reduzierten an (National Centers for Environmental Information, 2016). Zum Vergleich mit den Reanalysedaten eignet sich der reduzierte, welcher jedoch nicht ohne Vorsicht verwendet werden sollte. Denn durch die Reduktion kommt es, wie in Mass et al. (1991) berichtet, besonders an höher liegenden Stationen zu großen Differenzen zum tatsächlichen, täglichen Druckzyklus, welche hauptsächlich durch die unsachgemäße Mittelung der Temperatur bei der Berechnung der Reduktion zustande kommen. Diese Problematik tangiert Stationen, die in dieser Arbeit von Interesse sind, jedoch kaum, da diese auf Inseln oder an der Küste und somit relativ tief liegen.

3.2 Druckdaten aus atmosphärischen Modellen

3.2.1 MERRA

MERRA wurde von NASAs GMAO mit zwei Hauptzielen entwickelt: (1) um die Beobachtungen der Erdbeobachtungssatelliten der NASA in einen klimatischen Kontext zu stellen, wodurch sich auch ihre zeitliche Ausdehnung über die moderne Satellitenera von 1979 bis heute ergibt, und (2) um die Darstellung des Wasserkreislaufes im Vergleich zu vorherigen Modellen zu verbessern. Besonders die realistischere Modellierung des Niederschlags und Wasserdampfs (Rienecker et al., 2011) hat dabei Auswirkungen auf das Forschungsfeld der Erdrotation, da diese mit der Freisetzung von Absorptionsenergie und latenter Wärme verbunden sind und somit zur Erzeugung atmosphärischer Gezeiten beitragen. Die beiden miteinander interagierenden Hauptsäulen von MERRA sind das atmosphärische Zirkulationsmodell und das komplexe Assimilationsmodell, welche beide aus Version 5.2.0 des Goddard Earth Observing System Model (GEOS-5) stammen (Schindelegger, 2014). Die Assimilationsmethode besteht aus einer dreidimensionalen, durch Beobachtungen gestützten Variationsanalyse (3DVar) mit sechs-stündlichen Aktualisierungszyklen auf einem Gitter mit einer Auflösung von $1/2^\circ$ in Breite, $2/3^\circ$ in Länge und 72

vertikalen Schichten von der Erdoberfläche bis 0.01 hPa. Eine Besonderheit des Analyseschemas ist das inkrementelle Anbringen der Analysekorrektur gegenüber dem Vorhersagemodell (Incremental Analysis Update, IAU) aus den neu einfließenden Beobachtungen durch einen Zusatzterm in den Modellgleichungen. Dadurch wurde das Problem des zu geringen Niederschlags in den ersten Stadien der Vorhersage gelöst und eine verbesserte Zirkulationsmodellierung in der Stratosphäre erreicht (Rienecker et al., 2011). Jedoch kann es auch bei einem noch so ausgefeilten Assimilationssystem zu den bereits angesprochenen künstlichen Trends durch die Veränderung des Beobachtungsnetzwerks kommen. Dies legt eine Studie von Robertson et al. (2011) nahe, worin Veränderungen der Reanalyseergebnisse aufgrund der Einführung von umfassenden Beobachtungen der Advanced Microwave Sounding Unit-A und des Special Sensor Microwave Imagers thematisiert werden.

Die verwendeten globalen MERRA-Druckfelder über die Jahre 1980 bis 2010 liegen mit einer zeitlichen Auflösung von drei Stunden und einer räumlichen Diskretisierung von $1.25^\circ \times 1.25^\circ$ vor.

3.2.2 CFSR

Im Gegensatz zu MERRA handelt es sich bei CFSR nicht um ein reines Atmosphärenmodell, welches lediglich ein primitives Ozeanmodell zur Lieferung von 2D-Randbedingungen aufweist, sondern um ein gekoppeltes Atmosphären-Ozean-Landoberflächen-Seeeis-Modell. Darin werden die Vorgänge in jedem Subsystem in jeweils mehrschichtigen Modellen ausgewertet, was eine bessere Modellierung der gegenseitigen Einflüsse ermöglicht. Dies inkludiert im Besonderen die Kopplung zwischen Atmosphäre und Ozean während der sechs-stündlichen Variationsanalyse, ein interagierendes See-Eis-Modell, die Assimilation von Satelliten, Strahldichtebeobachtungen und Auswertung der Variationen von Kohlendioxid, Aerosolen, Spurengasen, sowie der Strahlungsenergie der Sonne (National Centers for Atmospheric Research Staff, 2016). Die Variationsanalyse für die Atmosphäre läuft bis auf die IAU wie bei MERRA ab, jedoch auf einem feineren Gitter mit einer Auflösung von etwa 38 km auf 64 vertikalen Schichten. Der Analysezeitraum beginnt ebenfalls mit 1979 und auch die einfließenden Beobachtungen sind nahezu ident. Ein mögliches Manko für die Untersuchung atmosphärischer Tiden stellt in CFSR der Zeitschritt für die Parametrisierung der langwelligen Strahlung von nur drei Stunden dar (Saha et al., 2010). Nach Poli et al. (2013) erlaubt jedoch erst ein Zeitschritt in der Größenordnung von einer Stunde, wie etwa in MERRA (Schindelegger et al., 2016), eine realistische Repräsentation atmosphärischer Tiden. Da ein halb so großer Zeitschritt eine Verdoppelung des Rechenaufwands zur Folge hat (Poli et al., 2013), wurde dieser vermutlich in der ohnehin schon aufgrund ihrer feinen Auflösung äußerst rechenintensiven Produktion von CFSR größer gewählt.

Die zeitliche Auflösung der verwendeten globalen CFSR-Druckfelder über die Jahre 1980 bis 2010 liegt ebenfalls bei drei Stunden, die räumliche bei $1^\circ \times 1^\circ$.

Kapitel 4

Praktische Umsetzung

Aus einfachen Druckdaten kann die Wirkung von El Niño-Modulation der ozeanischen S_1 -Tide auf die Erdrotation modelliert werden. Wie diese faszinierende Tatsache umgesetzt wird, ist im folgenden Kapitel beschrieben. Die Eckpfeiler der Auswertung stellen die Schätzung der S_1 -Tide aus den Druckdaten, deren anschließende Regressionsanalyse auf einen El Niño-Index, der Antrieb eines numerischen Ozeanmodells, die Evaluierung globaler Tidenhub- und Geschwindigkeitsfelder zur Bestimmung ozeanischer Drehimpulsfunktionen und schließlich die Berechnung der damit verbundenen Nutationen dar.

4.1 In-situ-Validierung meteorologischer Druckfelder

Die Extraktion der S_1 -Tide sowie die anschließende Regressionsanalyse werden sowohl mit den Druckdaten beider Wettermodelle, als auch zu Validierungszwecken aus in-situ-Daten durchgeführt. Da der Rechengang für in-situ-Daten und für jene aus Wettermodellen nahezu ident abläuft, wird dieser gemeinsam beschrieben und nur bei abweichender Prozessierung darauf hingewiesen. Die im nächsten Unterkapitel erläuterte Stationsauswahl erfolgt natürlich nur für die in-situ-Daten, da die Druckdaten aus den Wettermodellen flächenhaft ausgewertet und nur zum Vergleich mit in-situ-Daten für die jeweilige geographische Lage der Stationen interpoliert werden.

4.1.1 Stationsauswahl

Aus der großen Anzahl der Stationen der ISD-Datenbank, an denen Druck aufgezeichnet wurde bzw. wird, heißt es jene auszuwählen, bei denen aufgrund ihrer geographischen Lage ein durch El Niño verursachtes Signal in der S_1 -Tide zu erwarten ist. Diese Zeitserien benötigen einen minimalen Aufzeichnungszeitraum über die Jahre 1980 bis 2010 und dürfen keine Lücken aufweisen, die größer als 15 Tage sind, um zu gewährleisten, dass für jeden Monat Werte für S_1

und S_2 geschätzt werden können. Zur Vermeidung von Aliasing-Effekten in der S_2 -Tide, welche sich auch auf das Ausgleichsergebnis der S_1 -Gezeit auswirken, muss ihre Nyquist-Frequenz eingehalten werden. Dazu sollte das Aufzeichnungsintervall möglichst durchgängig bei Stunden oder kleiner liegen. Aus den tausenden Stationen weltweit, die Druckdaten aufzeichnen, bleiben am Ende gerade zehn, welche diese Kriterien erfüllen und in der Folge zum Vergleich mit und zur Validierung von Wettermodellen herangezogen werden können. Ihre geographische Lage ist Abbildung 4.1 zu entnehmen.

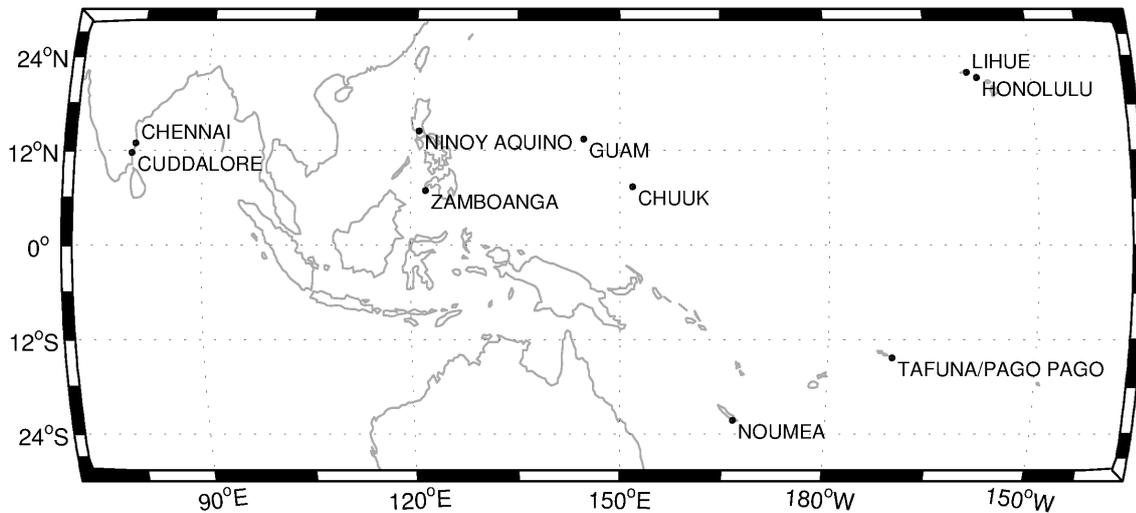


Abbildung 4.1: Geographische Lage der in der Arbeit betrachteten Stationen

Die Verteilung der Stationen lässt zu wünschen übrig, denn im östlichen Pazifik und auch an der Küste Südamerikas wurden keine den Qualitätsansprüchen genügenden Druckdaten aufgezeichnet, wodurch keine Validierung der Reanalysen in dieser Region stattfindet. Auch lokale Druckdaten im Pazifik entlang des Äquators und im Atlantik im Golf von Guinea wären von höchstem Interesse. In diesen Regionen existieren zwar Druckdatenaufzeichnungen an den Bojen des Tropical Moored Buoy Array, welches unter anderen speziell zum Monitoring von ENSO-Events aufgebaut wurde (McPhaden et al., 2010), jedoch umfassen deren Zeitserien meist nur einige Jahre (Schindelegger und Dobsław, 2016), weshalb sie den hier angeführten Qualitätskriterien nicht entsprechen. Zur Stärkung der Ergebnisse an den vorhandenen Stationen wurden, wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ist, jeweils zwei Stationen in unmittelbarer Umgebung ausgewählt. Weitere im Umkreis liegende, die Kriterien erfüllende Stationen wurden jedoch ausgeschlossen.

4.1.2 Extraktion der S_1 -Tide

Um aus den aufgezeichneten Druckdaten die S_1 -Tide richtig zu schätzen, bedarf es einiger Vorprozessierungsschritte, welche zeitlich fehlerhaft abgespeicherte Daten, Ausreißer aufgrund kurz-

fristiger Wetterereignisse (z.B. Stürme) und langperiodische Signale (z.B. jährlichen Gang) aus der Zeitserie entfernen. Auch nach der Schätzung der S_1 -Tide ist eine Nachbearbeitung des Signals, wie die Entfernung des mittleren jährlichen Signals und eine Glättung durch ein gleitendes Mittel sowie eine Tiefpassfilterung, notwendig, da die Zeitserie ansonsten stark verrauscht und schwer interpretierbar ist.

Ermittlung von zeitlich fehlerhaft abgespeicherten Druckdaten

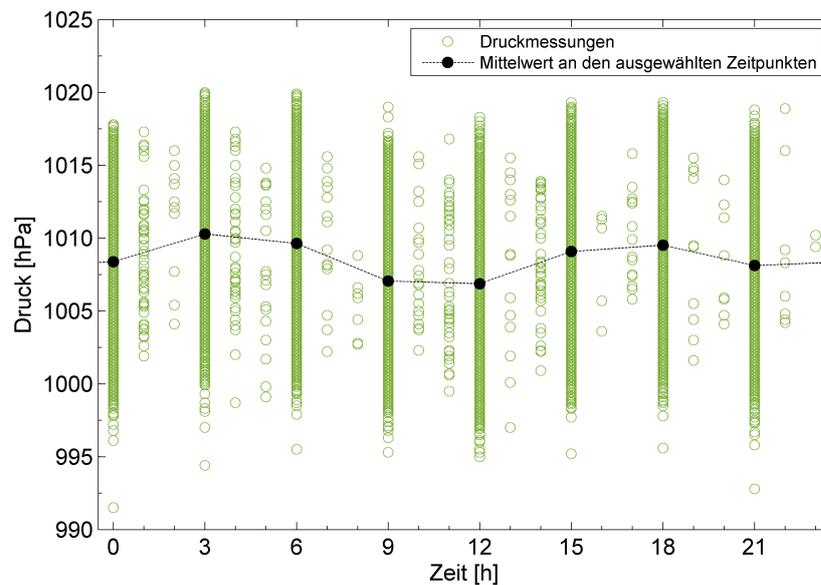


Abbildung 4.2: Tageszeitliche Verteilung der Messungen an der Station Chennai

Aufgrund der händischen oder unsachgemäß automatisierten Aufzeichnung der in-situ-Druckdaten, kommt es gelegentlich zu fehlerhaften Zeitangaben einzelner Messungen (z.B. durch den Wechsel von Winter- zu Sommerzeit). Würden diese Eintragungen in den Zeitserien bleiben, käme es zu einem verfälschten Ergebnis. Typischerweise werden die Daten in 6 h-, 3 h- oder 1 h-Intervallen aufgezeichnet, woraus sich eine hohe Anzahl von Messungen an ganz bestimmten Epochen (typischerweise 0, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21 UTC) ergibt, während sich an den möglicherweise fehlerhaften Zeitpunkten relativ wenige finden. Nach dem Zuschneiden der Zeitserie auf den gewünschten Zeitraum (1980 – 2010) werden die vielleicht inkorrekten Zeitpunkte durch Setzen einer geeigneten Schranke — in diesem Fall wird ein Zeitpunkt an dem weniger als 4% der Messungen stattfanden als fehlerhaft detektiert — ermittelt und die zugehörigen Beobachtungen entfernt. Natürlich kommt es bei diesem Vorgang auch zur Löschung von Messungen aus der Zeitserie, deren Aufzeichnung an einem gewollten, jedoch nicht üblichen Zeitpunkt erfolgte bzw. von Messungen aus Zeiträumen mit dichterem Aufzeichnungsintervall. Diese Beobachtungen würden aber die anschließende Filterung destabilisieren, weshalb äquidistante Messungen in jedem Fall vorzuziehen sind. Abbildung 4.2 zeigt qualitativ die Verteilung der Messungen an den

unterschiedlichen Uhrzeiten. Durch die Mittelung der Daten an den ausgewählten Zeitpunkten werden die täglichen und halbtäglichen Druckschwankungen sichtbar.

Da Druckdaten aus Wettermodellen natürlich immer gleichmäßig gesampelt sind, entfällt bei deren Prozessierung dieser Schritt.

Hochpassfilterung

Langperiodische Signale verfälschen das Ergebnis der zu schätzenden S_1 - und S_2 -Tide, weshalb diese aus dem Signal zu entfernen sind. Dazu eignet sich eine Hochpassfilterung mit deren Hilfe der Einfluss dieser Signale weitestgehend minimiert werden kann. Die Grenzfrequenz legt dabei fest, ab welcher Periode Signale unterdrückt werden, das gesuchte Signal aber unverändert bleibt. Zur Bestimmung der idealen Grenzfrequenz wurde der Einfluss einer Filterung mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen auf ein künstlich generiertes Signal mit täglichen und halbtäglichen Anteilen getestet.

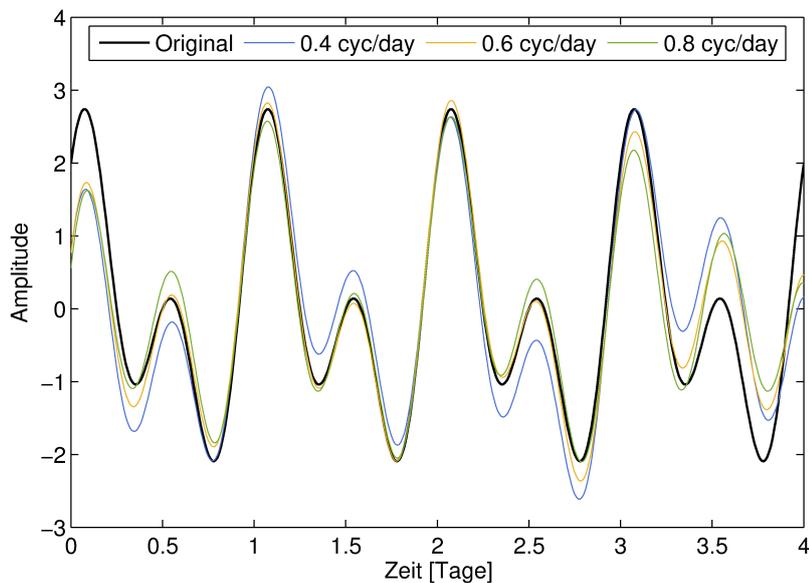


Abbildung 4.3: Einfluss einer Hochpassfilterung mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen auf ein künstlich generiertes Testsignal mit täglichen und halbtäglichen Frequenzen

Aus Abbildung 4.3 geht hervor, dass eine Filterung mit einer Grenzfrequenz von 0.6 Zyklen pro Tag das Ausgangssignal außer in den Randbereichen noch beinahe unverändert lässt, während das mit einer Grenzfrequenz von 0.4 Zyklen gefilterte Signal schon klare Veränderungen zeigt. Aus diesem Grund wird die erstgenannte Analyseoption für die Filterung der Druckdaten herangezogen.

Iterative Ausreißerdetektion mittels Kurtosis

Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, wurden durch die Hochpassfilterung die niederfrequenten Anteile des Signals entfernt. Aber hochfrequente Signale, die durch Sensorausfälle oder kurzfristige Wetterereignisse, z.B. durch Hochs und Tiefs von zusammenhängenden Wettersystemen (Ray und Poulou, 2005), entstehen, verunreinigen ebenfalls das Drucksignal. Daten, bei denen dies der Fall ist, müssen tageweise aus der Zeitserie geschnitten werden (siehe Abbildung 4.4). Dieser Prozessierungsschritt ist nur bei in-situ-Daten notwendig, da die Druckdaten der Wettermodelle aus der Auswertung sehr vieler Messungen entstehen und daher kaum durch einzelne kurzfristige Ereignisse oder Sensorausfälle beeinflusst werden.

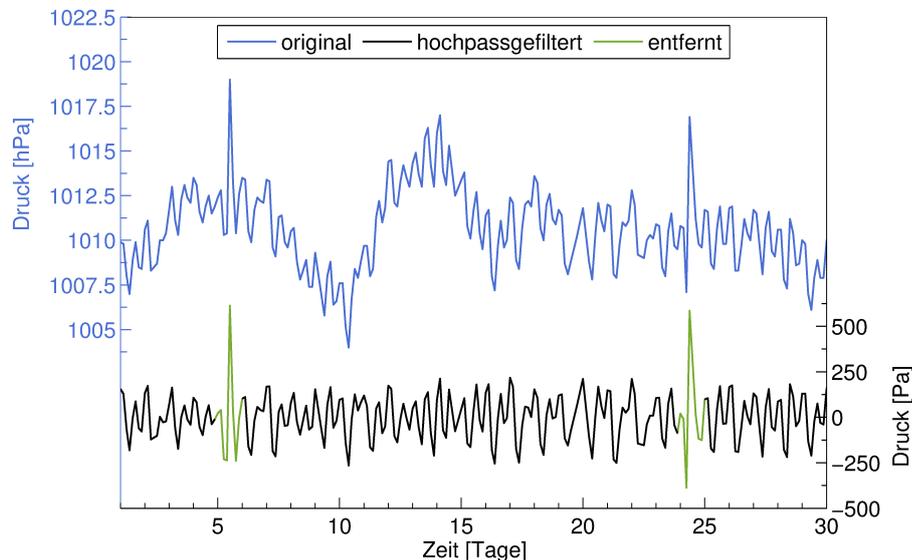


Abbildung 4.4: Aufgezeichnete Druckdaten im April 1996 an der Station Ninoy Aquino; Ursprüngliches Signal nach Entfernung von zeitlich fehlerhaft abgespeicherten Daten (blau); Signal nach der Hochpassfilterung (schwarz); Tageweise entfernte Datensätze aufgrund der iterativen Ausreißerdetektion mittels Kurtosis (grün)

Mit welcher Methode solche Daten erkannt werden können, ist in Ray und Poulou (2005) erörtert und basiert auf der Berechnung der Kurtosis. Die Kurtosis ist ein Form-Kennwert einer empirischen Verteilung, welche ihre „Wölbung“ beschreibt und sich nach Formel 4.1 berechnet (Navratil und Staudinger, 2006a):

$$\gamma = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - \bar{x}}{s} \right)^4 \quad (4.1)$$

In Formel 4.1 steht x für die Messwerte, s für ihre empirische Standardabweichung, n für ihre Anzahl und \bar{x} stellt ihren Mittelwert dar. Wird, wie in diesem Fall, von einer Normalverteilung

der Werte ausgegangen, so zeigt der Zahlenwert $\gamma = 3$ eine normal gewölbte, auch „mesokurtisch“ genannte Verteilung an. Übersteigt der Zahlenwert drei, so spricht man von einer steil gewölbten „leptokurtischen“ Verteilung, bei einem Wert kleiner drei von einer flach gewölbten „platykurtischen“ (Navratil und Staudinger, 2006a). Ausreißer in den Druckdaten, die durch kurzfristige Wetterereignisse hervorgerufen worden sind, zeigen eine leptokurtische Verteilung, während ein rein gezeitenbeeinflusstes Signal eine platykurtische aufweist. Sollte eine leptokurtische Verteilung der Druckdaten vorliegen, so wird jeweils ein Ausgleich der gesamten Zeitserie für die S_1 - und S_2 -Tide nach den Formeln 4.2 – 4.8 vorgenommen. Jener Tag, der im Zuge dieser Ausgleichung die größten Verbesserungen aufweist, wird zur Gänze entfernt und die Kurtosis neu berechnet. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt bis der Zahlenwert der Kurtosis unter drei fällt oder nur noch 95% der Daten vorhanden sind (Ray und Poulouse, 2005). Zur Veranschaulichung des Algorithmus ist dieser in Abbildung 4.5 mit sehr schlechten Daten, die für die Auswertung nicht herangezogen werden, dargestellt. Bei allen verwendeten Stationen fällt vor dem Erreichen des Abbruchkriteriums über die Datenmenge die Kurtosis unter drei. In zwei von zehn Fällen weist die ursprüngliche Zeitserie nach der Hochpassfilterung bereits eine Kurtosis unter drei auf. In fünf weiteren sind lediglich eine oder zwei Iterationen notwendig. Auch bei den restlichen sind maximal 92 Iterationen nötig, was einer Entfernung von 0.8% der Daten entspricht.

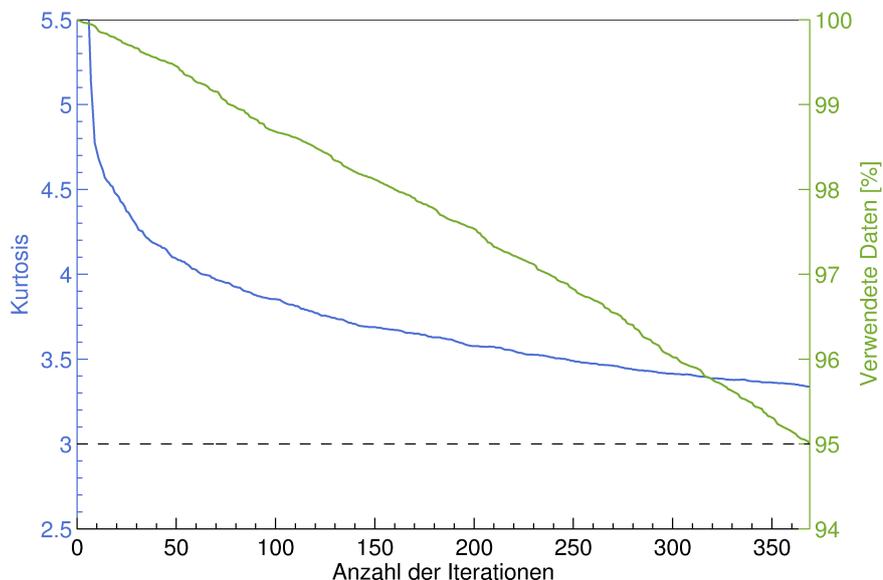


Abbildung 4.5: Abnahme der Kurtosis nach Entfernung der Daten jenes Tages mit den maximalen Verbesserungen nach dem Ausgleich in jeder Iteration (blau); Abnahme der Datenmenge über die Iterationen (grün); Abbruchkriterien: Kurtosis fällt unter drei bzw. 95% der Daten wurden entfernt

Monatliche Schätzung der S_1 - und S_2 -Tide

Aus den so vorprozessierten Druckdaten wird für jedes Monat ein Wert für Amplitude und Phase der S_1 - und S_2 -Gezeit geschätzt. Dazu unterzieht man die Mittelwerte der Beobachtungen zu je einer Tageszeit einem Ausgleich nach der Methode der kleinsten Quadrate. Zur Modellierung der Tiden eignet sich folgendes funktionales Modell:

$$p(t) = A_{S_1} \cos(\omega_{S_1} t - \varphi_{S_1}) + A_{S_2} \cos(\omega_{S_2} t - \varphi_{S_2}) \quad (4.2)$$

$$= a_{S_1} \cos(\omega_{S_1} t) + b_{S_1} \sin(\omega_{S_1} t) + a_{S_2} \cos(\omega_{S_2} t) + b_{S_2} \sin(\omega_{S_2} t) \quad (4.3)$$

Darin steht $p(t)$ für die monatlich jeweils zu einer Tageszeit gemittelten Druckdaten, t für die Tageszeit und A_{S_n} , φ_{S_n} bzw. ω_{S_n} für die Amplitude, die Phasenlage bzw. die Frequenz der jeweiligen Tide ($n = 1, 2$). Da Formel 4.2, welche den funktionalen Zusammenhang zwischen Beobachtungen und Unbekannten beschreibt, sich nicht zur partiellen Ableitung nach den Unbekannten A_{S_n} und φ_{S_n} eignet, wird auf die gleichwertige Form von Formel 4.3 zurückgegriffen, bei der dies wesentlich einfacher möglich ist. Die darin eingeführten Koeffizienten a_{S_n} und b_{S_n} können im Anschluss mit Formeln 4.4 und 4.5 wieder in Amplitude und Phase umgerechnet werden.

$$A_{S_n} = \sqrt{a_{S_n}^2 + b_{S_n}^2} \quad (4.4)$$

$$\varphi_{S_n} = \arctan\left(\frac{b_{S_n}}{a_{S_n}}\right) \quad (4.5)$$

Aus Formel 4.3 ergibt sich somit die sehr einfache Designmatrix \mathbf{A} für jede Tageszeit t_i ($i = 1, 2, \dots$),

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos(\omega_{S_1} t_1) & \sin(\omega_{S_1} t_1) & \cos(\omega_{S_2} t_1) & \sin(\omega_{S_2} t_1) \\ \cos(\omega_{S_1} t_2) & \sin(\omega_{S_1} t_2) & \cos(\omega_{S_2} t_2) & \sin(\omega_{S_2} t_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

mit Hilfe derer die Koeffizienten a_{S_n} und b_{S_n} für die S_1 - und S_2 -Gezeit im Vektor \mathbf{x} , sowie deren Verbesserungen \mathbf{v} im bekannten Ausgleichsschema nach vermittelnden Beobachtungen (Formeln 4.7 – 4.8) geschätzt werden können.

$$\mathbf{x} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{p} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{A} \mathbf{x} - \mathbf{p} \quad (4.8)$$

Um glaubwürdige Ergebnisse zu erhalten, wird ein Ausgleich für ein Monat nur dann ausgeführt, wenn an mindestens acht unterschiedlichen Zeitpunkten, was bei einer äquidistanten Aufzeichnung einer drei-stündlichen Auflösung entspricht, Daten registriert und zu jedem der Zeitpunkte mindestens 15 Messungen vorliegen. Besonders die Einhaltung des drei-stündlichen

Aufzeichnungsintervalls ist von großer Bedeutung für die Richtigkeit der Ergebnisse, da bei dem gängigen nächstgrößeren Intervall von 6 h die Nyquist-Frequenz der S_2 -Tide erreicht ist. In diesem Fall wird aus den diskret vorliegenden Werten das analoge Signal nicht mehr richtig rekonstruiert, wodurch es auch zu einer Veränderung des Ergebnisses der S_1 -Tide kommen kann.

Reduktion um das mittlere jährliche Signal

In den geschätzten Werten für Amplitude und Phase der S_1 -Gezeit findet sich trotz der vor der Ausgleichung vorgenommenen Hochpassfilterung ein jährliches Signal, welches unter anderen aus der saisonalen Variation der Sonneneinstrahlung resultiert. Um dieses zu entfernen, werden alle Werte, die über die Jahre vorliegen, monatsweise gemittelt, worauf eine Reduktion der geschätzten S_1 -Werte um das jeweilige Monatsmittel folgt (Vial et al., 1994). Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, nehmen dadurch wie beabsichtigt die niederfrequenten Anteile des Signals ab.

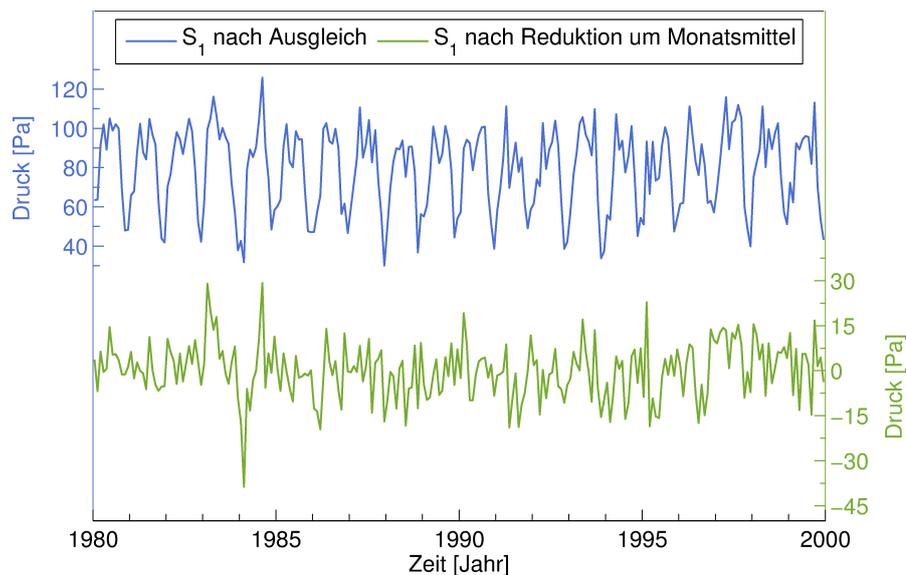


Abbildung 4.6: Rohe S_1 -Amplitude nach dem Ausgleich (blau) und nach Reduktion um das mittlere jährliche Signal (grün) an der Station Chennai

Glättung des geschätzten S_1 -Signals

Die S_1 -Amplituden und Phasen weisen nach den bisherigen Prozessierungsschritten ein sehr verrauschtes Signal auf, was eine Interpretation deutlich erschwert. Deshalb wird eine Glättung in zwei Schritten durchgeführt. Im ersten erfolgt eine gleitende Mittelung mit einer Fensterlänge von drei Monaten. Wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, verringert dies deutlich die Peaks, doch das Signal ist immer noch unstetig. Der zweite Schritt besteht in einer Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von zwei Zyklen pro Jahr (cyc/year), in der das Signal in ein stetiges, leichter interpretierbares überführt wird.

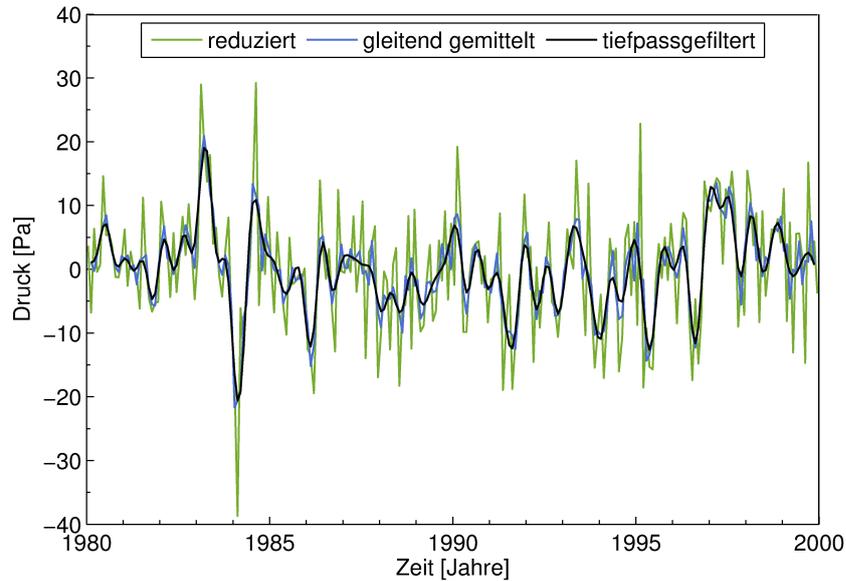


Abbildung 4.7: S_1 -Amplitude nach Reduktion um das mittlere jährliche Signal (grün), nach Anwendung der gleitenden Mittels (blau) und nach der Tiefpassfilterung (schwarz) an der Station Chennai

Berechnung des mittleren S_1 -Werts

Für die weiteren Auswertungsschritte benötigt man nicht nur ein um null zentriertes Signal, welches lediglich die Veränderung der S_1 -Amplitude und Phase angibt, sondern auch ein absolutes. Eine Möglichkeit diese Absolutwerte zu erhalten ist den in Formeln 4.2 – 4.8 erläuterten Ausgleich nicht monatsweise, sondern über die gesamte Druckzeitserie durchzuführen und den dabei erhaltenen mittleren Wert für Amplitude und Phase zu den geglätteten S_1 -Anomalien zu addieren.

4.1.3 In-situ-Validierung der S_1 -Amplituden aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4

In diesem Unterkapitel soll das S_1 -Amplitudensignal aus den Wettermodellen MERRA und CFSR mit in-situ-Druckdaten validiert beziehungsweise mögliche Unstimmigkeiten zwischen diesen aufgedeckt werden. Zusätzlich lässt ein optischer Vergleich zwischen den S_1 -Amplituden und dem NIÑO3.4-Index, auch als Oceanic Niño Index (ONI) bezeichnet, erste Schlüsse auf die Beeinflussung des Signals durch El Niño und La Niña in den unterschiedlichen Regionen zu. Die NIÑO3.4-Index-Zeitserien, welche von der Webseite des Climate Prediction Centre (2016) des NOAA stammen, sind jeweils über drei Monate gleitend gemittelt und aus ERSST.v4-Ozeanoberflächentemperaturanomalien berechnet (Climate Prediction Centre, 2016). ERSST.v4 ist die aktuellste Version des Extended Reconstructed Sea Surface Temperature (ERSST)-Datensatzes des NOAA. Dieser beinhaltet globale, monatliche Ozeanoberflächentemperaturen

mit einer Auflösung von $2^\circ \times 2^\circ$, die aus dem International Comprehensive Ocean-Atmosphere Dataset (ICOADS) abgeleitet wurden (Huang und Smith, 2016).

In den folgenden Gegenüberstellungen ist, obwohl die Druckdaten von 1980 bis 2010 ausgewertet wurden, aus Gründen der Übersichtlichkeit lediglich der Zeitraum zwischen 1980 und 2000 dargestellt. Da in diesem die beiden letzten großen El Niño-Ereignisse vor dem Winter 2015/2016 stattfanden — nämlich 1982/1983 und 1997/1998 —, ist der Zusammenhang zwischen El Niño und der S_1 -Modulationen in dieser Zeitspanne gut studierbar. Die folgenden Abbildungen zeigen lediglich die S_1 -Amplitudenvariationen, denn die Phasenvariationen sind, wie bereits von Vial et al. (1994) festgestellt, äußerst gering und daher nicht von Interesse.

In Abbildung 4.8 sind die Druckdaten von zwei Stationen im Süden Indiens, Chennai und Cuddalore, dargestellt. An beiden bildet sich der El Niño 1982/1983 verzögert, aber deutlich zuerst als positiver Peak ab, der innerhalb weniger Monate in eine starke negative S_1 -Anomalie übergeht. In diesem Bereich zeigen das in-situ- S_1 -Signal und jenes aus Wettermodellen eine nahezu vollkommene Übereinstimmung. Der El Niño 1997/1998 ist im Gegensatz dazu nicht in der Zeitserie zu erkennen. Dieser Umstand zeigt, dass jedes ENSO-Event, vor allem für Gebiete wie Indien, die lediglich durch „Teleconnections“ beeinflusst werden, unterschiedliche Ausprägungen aufweist und somit kein „kanonischer“ El Niño-Verlauf definierbar ist. Unter Teleconnections werden in der Meteorologie miteinander verbundene, jedoch weit voneinander entfernte Wetteranomalien verstanden. Sowohl die S_1 -Signale aus den Wettermodellen untereinander, als auch jene aus in-situ-Daten ähneln einander außer in dem bereits genannten Zeitraum wenig. Besonders MERRA weist im Jahre 1990 einen unverhältnismäßig großen Peak auf, welcher, da er in den anderen Signalen nicht zu finden ist, möglicherweise als Artefakt einer unsachgemäßen Assimilation entstand.

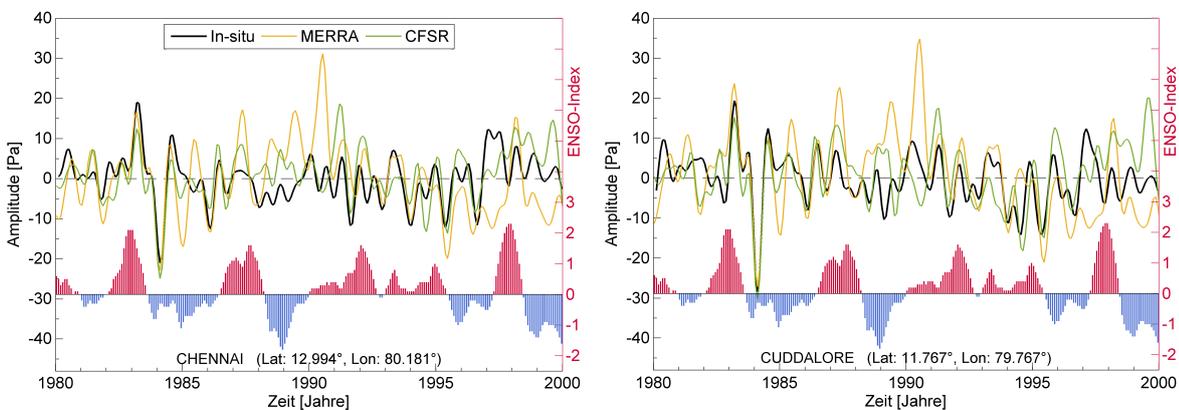


Abbildung 4.8: In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4 an den indischen Stationen Chennai und Cuddalore

Abbildung 4.9 zeigt die berechneten S_1 -Amplituden zweier Stationen auf den Philippinen. In dieser Region weisen die Signale aus den Wettermodellen untereinander eine hohe Übereinstimmung auf, aber auch die in-situ-Daten passen mit diesen zumindest an der Station Ninoy Aquino im Vergleich zur Region Indien relativ gut zusammen. Allerdings enthält die S_1 -Amplitudenzeitserie aus den beiden Wettermodellen bei El Niño 1997/1998 einen wesentlich größeren Peak als dies durch in-situ-Daten validiert werden könnte. Möglicherweise resultiert dieser aus künstlicher Langzeitvariabilität der Reanalysen. In der S_1 -Amplitude bilden sich hier beide großen El Niño-Ereignisse ab, jedoch nicht so klar wie in Indien 1982/1983.

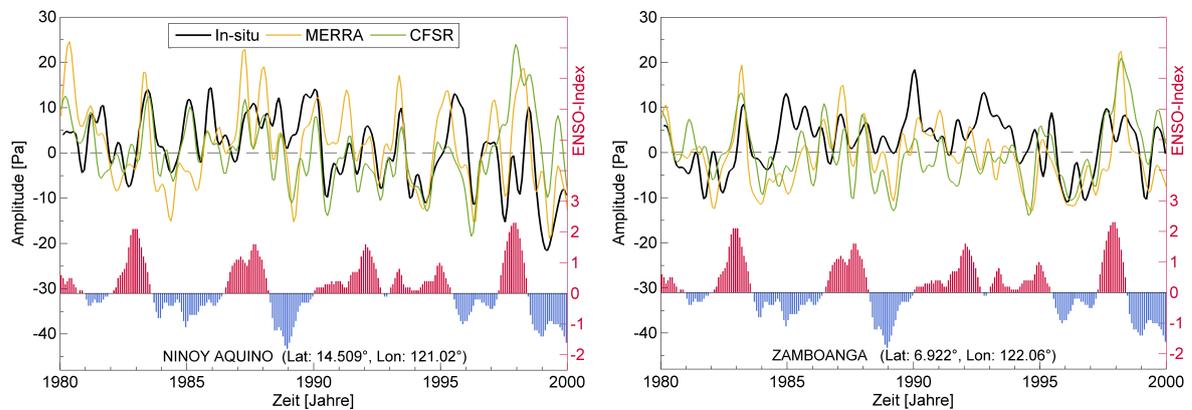


Abbildung 4.9: In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4 an den philippinischen Stationen Ninoy Aquino und Zamboanga

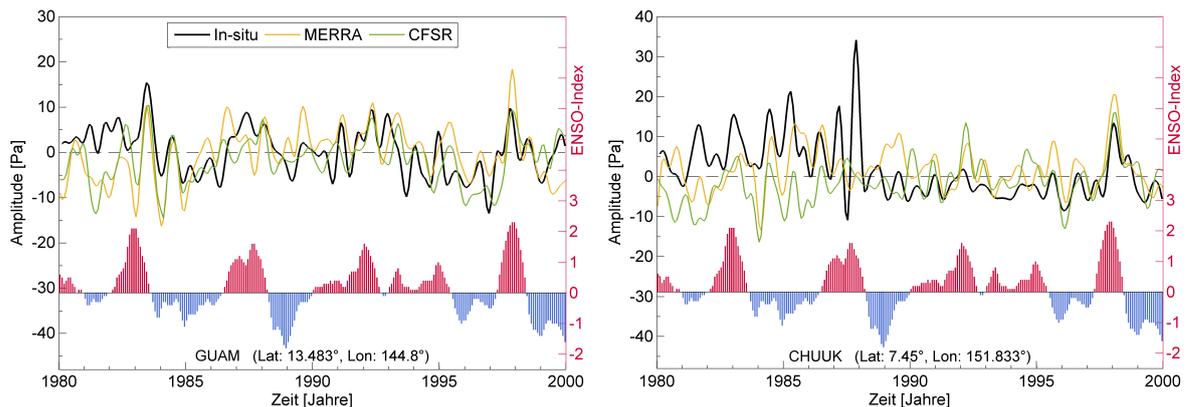


Abbildung 4.10: In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4 an den westpazifischen Stationen Guam und Chuuk

In der Region Westpazifik (Abbildung 4.10) äußert sich vor allem der El Niño von 1997/1998, aber auch das Ereignis von 1982/1983 ist an der Station Guam etwas schwächer ausgeprägt sichtbar. Auffallend sind die S_1 -in-situ-Amplituden an der Station Chuuk, welche zu Beginn der

Auswertung sehr hohe Werte annehmen und dann abrupt ab dem Jahr 1989 von relativ kleinen abgelöst werden. Diese lassen auf einen Wechsel des Druckaufnehmers an dieser Station schließen, denn eine ähnliche Abnahme in der S_1 -Amplitude aus Wettermodellen zeigt sich nicht. In diesem Zeitabschnitt ist die Übereinstimmung der S_1 -Amplitude aus in-situ-Daten und Wettermodellen äußerst mangelhaft, jedoch danach besonders zum Ende der Zeitserie recht hoch. Die aus den Wettermodellen berechneten Signale stimmen in sich gut überein. Ähnlich verhalten sich die S_1 -Amplitudensignale an der Station Guam, wenn auch mit etwas schwächerer Korrelation.

An den Stationen Tafuna/Pago Pago und Noumea der Region Südpazifik (Abbildung 4.11) stimmen die S_1 -Amplitudenzeitserien aus den unterschiedlichen Quellen erst ab den späten 80er-Jahren sehr gut überein. Dies verwundert wenig, denn aufgrund der geringen Beobachtungsdichte in den frühen Jahren der Reanalysen sind sie zu dieser Zeit wenig verlässlich. Am El Niño-Ereignis von 1982/1983, bei welchem das Signal aus Wettermodellen, besonders für MERRA, wesentlich stärker ausgeprägt ist als aus den in-situ-Daten ersichtlich wäre, zeigt sich dies in der geringen Übereinstimmung. Beim zweiten großen El Niño von 1997/1998 hingegen, der besonders große Amplituden in Noumea aufweist, kommt es zu einer starken Korrelation. Interessanterweise weist S_1 an diesen beiden Stationen eine stark negative Amplitude im La Niña-dominierten Zeitraum von 1988/1989 auf, welche an den bisher betrachteten Stationsdaten nicht zu erkennen war.

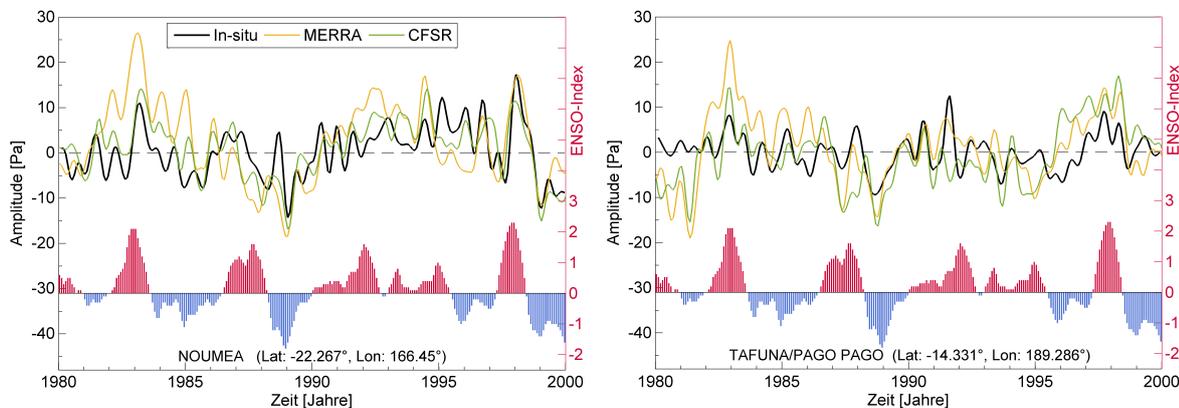


Abbildung 4.11: In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4 an den südpazifischen Stationen Noumea und Tafuna/Pago Pago

Die S_1 -Amplituden der Stationen Honolulu und Lihue auf Hawaii (Abbildung 4.12) zeigen keine Reaktion auf den El Niño von 1982/1983, dafür auf das zweite starke Ereignis von 1997/1998 und auch auf die schwächeren El Niño-Ausprägungen von 1987 und 1991/1992. Bezüglich der Übereinstimmung der S_1 -Amplitude aus den unterschiedlichen Quellen muss gesagt werden, dass diese zwischen MERRA und den anderen beiden besonders in den frühen 80er-Jahren dürftig ist. In den folgenden Jahren nähert in manchen Zeiträumen, wie zwischen 1990 und

1994, MERRA die in-situ-Daten besser an; in anderen Jahren, beispielsweise während des El Niño-Events 1997/1998, erscheint CFSR als der realistischere Datensatz.

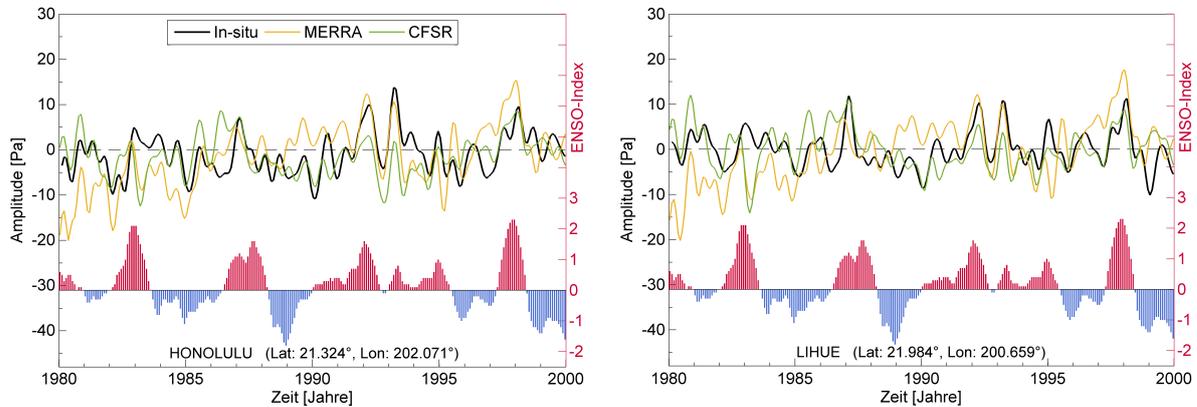


Abbildung 4.12: In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4 an den hawaiianischen Stationen Honolulu und Lihue

Nach der Untersuchung dieser zehn Stationen stellt sich CFSR als das Wettermodell heraus, welches die S_1 -Amplituden der in-situ-Daten besser widerspiegelt. Dies ist zum Teil verwunderlich, bedenkt man den größeren Zeitschritt, der für die Parametrisierung von langwelliger Strahlung im Assimilationsmodell von CFSR gewählt wurde. MERRA weist besonders in den frühen 80er-Jahren große Differenzen zum in-situ-Signal auf und die auftretenden S_1 -Amplituden bei El Niño-Events werden fast durchgängig überschätzt. Grundsätzlich ist die Übereinstimmung der S_1 -Amplituden aus beiden Reanalysen mit jenen aus in-situ-Daten besonders in Indien und Hawaii verbesserungswürdig. Die groben ENSO-Strukturen im S_1 -Band sind jedoch konsistent, weshalb die Druckdaten der beiden Reanalysen in der Folge als Grundlage für den Antrieb des Ozeanmodells herangezogen werden. Eine weitere Validierung im besonderen Hinblick auf El Niño folgt durch die anschließende Regressionsanalyse, deren Ergebnisse an den Stationen in Kapitel 4.2.2 dargestellt sind.

4.2 Regressionsanalyse

Im Prinzip könnten nun die aus den Wettermodellen bestimmten geglätteten Felder der S_1 -Tide für den Antrieb des Ozeanmodells herangezogen werden. Betrachtet man aber die Amplitudenanomaliefelder von MERRA und CFSR (siehe Abbildung 4.13), so fallen neben deren Unstimmigkeiten untereinander die durchgehend großen positiven Amplituden in der südlichen und in etwas geringerem Ausmaß in der nördlichen Polarregion auf. Verwunderlich ist dabei besonders, dass sie durchgehend über die gesamte Zeitserie auftreten (Abbildung 4.22 und 4.23), müssten sie doch bei der Reduktion um das mittlere jährliche Signal eliminiert worden sein. Doch der

jährliche Gang folgt in dieser Region keinem perfekten sinusoidalem Muster, welches diese starken Amplitudenanomalien in dem gewünschten Ausmaß reduzieren würde. Aufgrund der starken Variabilität der Amplitudenanomalien mit einer Periode von einem bis fünf Jahren ergibt sich auch ein relativ geringer mittlerer Wert (siehe Abbildung 2.6a), weshalb die Anomalien der einzelnen Monate in den Polarregionen vorwiegend positiv sind. Vermutlich lassen sich diese starken positiven Abweichungen nahe den Polen durch Assimilationsfehler in den Wettermodellen erklären, die aufgrund der geringen Dichte an Beobachtungen in diesen Regionen hier ihren Niederschlag finden und somit keinesfalls realen Gegebenheiten entsprechen. Würden also diese teilweise fragwürdigen Felder für den Antrieb des Ozeanmodells herangezogen, käme es zu einer Verfälschung der Ergebnisse, weshalb ein Weg zur Reduktion dieser Anomalien zu finden ist.

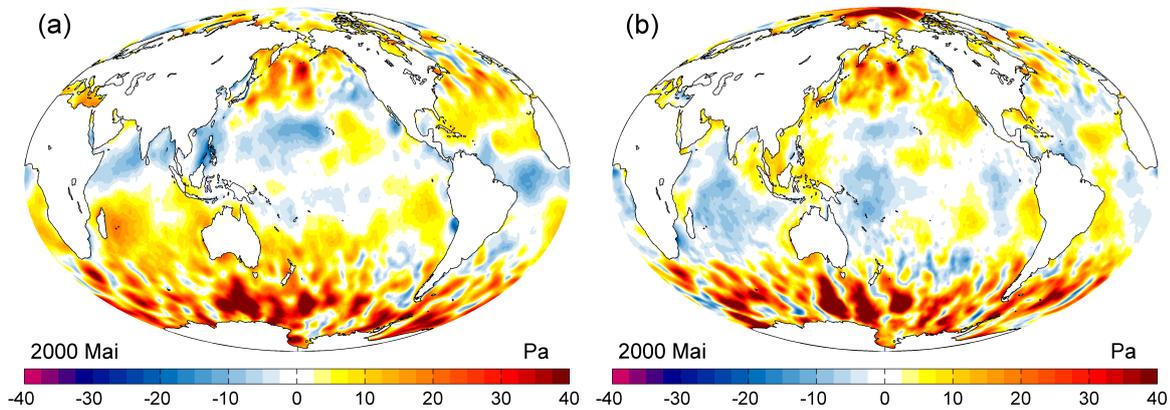


Abbildung 4.13: Veranschaulichung der Auswirkung von Assimilationsfehlern in den Polarregionen der atmosphärischen S_1 -Amplitudenanomaliefelder anhand des Beispiels Mai 2000; (a) MERRA, (b) CFSR

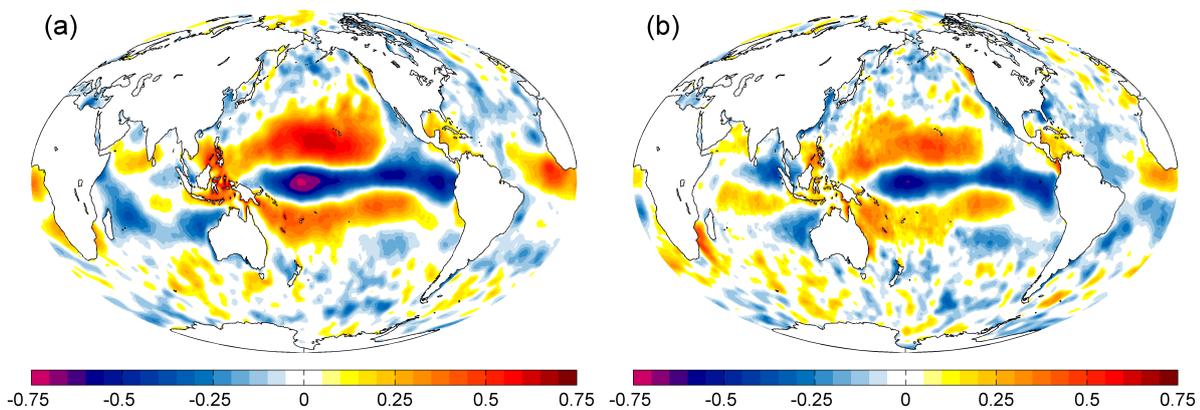


Abbildung 4.14: Korrelationskarten zwischen S_1 -Amplitude und $\tilde{N}\tilde{I}\tilde{N}\tilde{O}3.4$; (a) MERRA, (b) CFSR

Eine erste mögliche Untersuchung dahingehend erfolgt durch die Gegenüberstellung von NIÑO3.4 und den S_1 -Amplitudenanomalien. Bei der Berechnung der Korrelation zwischen den beiden kommt es bei einer globalen Auswertung nur zu minimalen Werten in den Polarregionen. Dies kann den Korrelationskarten in Abbildung 4.14 entnommen werden. Darin zeigt sich für CFSR als auch für MERRA im Pazifikraum ein stark positiver Ausschlag nördlich und südlich des Äquators und ein massiv negativer am Äquator. Eine mögliche Erklärung für dieses Muster findet sich in Kapitel 4.2.3. Zusätzlich kommt es zu positiver Korrelation in Ozeanien sowie zu Teleconnections, vor den Küsten Guineas und der Elfenbeinküste. Allgemein fallen Korrelationen bei MERRA flächiger und stärker aus als in der aus CFSR Daten gewonnenen Karte.

Ein der Korrelation sehr ähnliches Maß ist der Regressionskoeffizient, welcher ebenfalls den linearen Zusammenhang zwischen zwei Datensätzen ausdrückt mit dem Unterschied, dass hier auch eine Metrik und eine zeitliche Komponente eingeführt werden kann. Wie von den Korrelationskarten angedeutet, kann die Beschränkung auf einen linearen Zusammenhang mit NIÑO3.4 die stark positiven S_1 -Amplitudenanomalien der Polarregionen reduzieren, sodass diese Felder im Anschluss in das Ozeanmodell eingeführt werden können.

4.2.1 Durchführung

Die tatsächlich für die Regression verwendeten Datensätze stellen die bereits genannten S_1 -Amplituden und -Phasen sowie die Dezemberwerte des NIÑO3.4-Index dar, da meist in diesem Monat der größte Wert des Index zu finden ist. Dadurch erfolgt die Regression auf den El Niño-Peak. Für die korrekte Berechnung der Regression müssen die Amplituden- und Phasenzzeitserien von S_1 mit Formeln 4.9 und 4.10 in Cosinus- (c_{S_1}) und Sinusterme (s_{S_1}) umgewandelt werden.

$$c_{S_1} = A_{S_1} \cos(\varphi_{S_1}) \quad (4.9)$$

$$s_{S_1} = A_{S_1} \sin(\varphi_{S_1}) \quad (4.10)$$

Da in manchen in-situ-Zeitserien mangels aufgezeichneter oder glaubwürdiger Daten Lücken auftreten, werden diese mittels linearer Interpolation zwischen den zeitlich nächsten S_1 -Werten gefüllt. Nach diesen vorbereitenden Schritten kann die tatsächliche Regression auf den El Niño-Index durchgeführt werden. Mit Hilfe einer Regression wird die Verteilung einer Zufallsvariablen \mathbf{y} , in diesem Fall eine S_1 -Sinus- oder Cosinuszeitserie, in Abhängigkeit einer anderen von dieser unabhängigen Zufallsvariablen \mathbf{x} , hier die Dezemberwerte des NIÑO3.4-Index, ermittelt. Dazu muss die Funktion mit der die Regression zu modellieren ist, festgelegt werden (Navratil und Staudinger, 2006b). Wie in vielen meteorologischen Anwendungen und El Niño-Untersuchungen fällt die Wahl auf die lineare Regression. Diesen Analyseschritt legen auch die Korrelationskarten nahe, denn der Korrelationkoeffizient stellt einen Wert für den linearen Zusammenhang zwischen zwei Variablen dar.

Für das lineare Regressionsmodell gilt (Navratil und Staudinger, 2006*b*):

$$\mathbf{y} + \mathbf{v} = b_0 + b_1 \mathbf{x} \quad (4.11)$$

b_1 wird als Regressionskoeffizient bezeichnet und gibt die Steigung der Geraden an (Navratil und Staudinger, 2006*b*). Er ist das in der Folge betrachtete Maß, denn je größer der Betrag der Steigung, desto stärker ist die Abhängigkeit von \mathbf{y} zu \mathbf{x} . \mathbf{v} bezeichnet die Verbesserungen und b_0 den Abstand der Geraden vom Ursprung gemessen entlang der y-Achse.

Die Durchführung der Regressionanalyse erfolgt in 37 Zeitschritten (Lags) von -18 Monate bis +18 Monate vor bzw. nach dem El Niño-Ereignis, welches mit Dezember angesetzt wird. Bei Lag 0 erfolgt also die Regression für die im Dezember geschätzten S_1 -Sinus-/Cosinuswerte mit den zugehörigen Dezemberwerten des NIÑO3.4-Index desselben Jahres. Für Lag +1 bzw. -1 werden die S_1 -Sinus-/Cosinuswerte vom Jänner bzw. November wiederum den Dezemberwerten des NIÑO3.4-Index gegenübergestellt. Lag -12 bzw. +12 meint die Regression mit den S_1 -Sinus-/Cosinuswerten im Dezember des vorangegangenen bzw. nächsten Jahres. Insgesamt wird die Analyse also vom Juni des vorangegangenen Jahres (Lag -18) bis zum Juni des übernächsten Jahres (Lag +18) durchgeführt. Zur Vermeidung von Mehrdeutigkeiten aufgrund der Fusion verschiedener ENSO-Phasen bei größeren Lags werden alle nachfolgenden Darstellungen, in welchen die Sinus- und Cosinuszeitreihen nach Formeln 4.4 – 4.5 wieder zu Amplitudereihen kombiniert wurden, auf den Bereich Lag -15 bis +6 beschränkt.

4.2.2 Ergebnisse an den Stationen

Die folgenden Abbildungen vergleichen die Ergebnisse der Regressionanalyse aus den in-situ-Daten mit jenen aus den beiden Wettermodellen an den zehn ausgewählten Stationen. Die ungewohnte Einheit Pa/ $\sigma(N)$ ergibt sich aus der Definition des dargestellten Regressionskoeffizienten als Steigung der Geraden, die sich als Koeffizient zwischen der an der y-Achse abgelesenen Differenz (in diesem Fall in Pascal) pro Einheit auf der x-Achse (in diesem Fall der auf seine Standardabweichung normierte NIÑO3.4-Index) berechnet.

Abbildung 4.15 stellt das Regressionsergebnis für die beiden Stationen in Indien dar. In dieser Region wird von MERRA, aber auch von CFSR an der Station Chennai, das Signal von S_1 während eines El Niño deutlich überschätzt. Phasenverschub zwischen den Zeitserien zeigt sich keiner, jedoch ist das Hauptmaximum nicht bei Lag 0, sondern bei Lag +2 bis +3 angesiedelt, also hat hier El Niño im Februar und März die stärksten Auswirkungen. Bereits Trenberth et al. (2002) stellten in diesem Zeitraum nach einem ENSO-Event das globale Konvektionsmaximum fest. Die etwa zehn Monate vor Lag 0 erscheinenden Nebenmaxima lassen auf La Niña-Ereignisse schließen, welche ebenfalls durch den Dezemberwert von NIÑO3.4 repräsentiert werden, da auch La Niña in den Wintermonaten am stärksten ausgeprägt ist. Jedoch ist diese Analyse auf El

Niño ausgelegt, weshalb diese Nebenmaxima nicht die vollständige Abhängigkeit zwischen S_1 und La Niña wiedergeben.

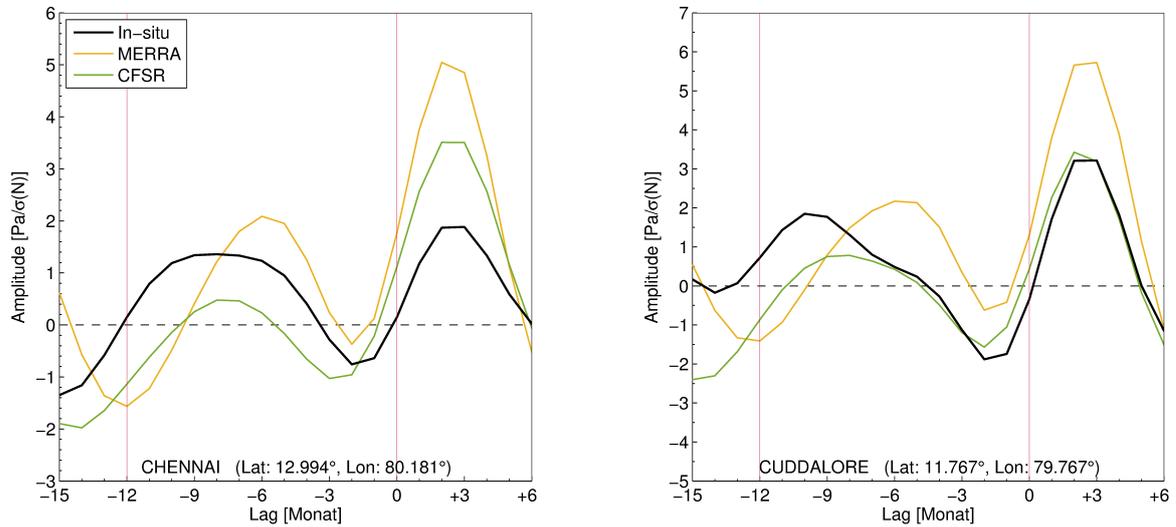


Abbildung 4.15: Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen an den indischen Stationen Chennai und Cuddalore

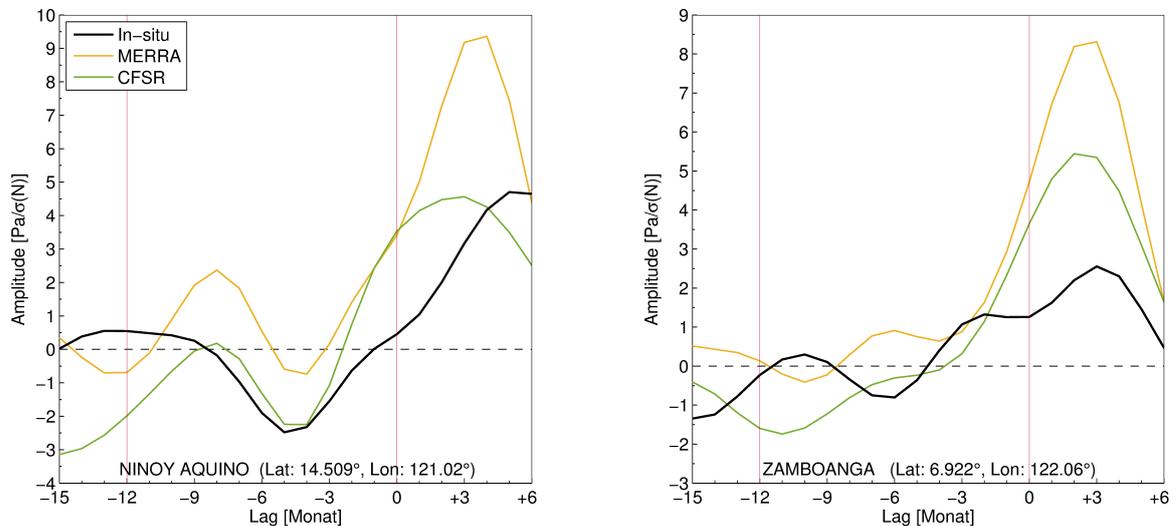


Abbildung 4.16: Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen an den philippinischen Stationen Ninoy Aquino und Zamboanga

Auch auf den Philippinen (Abbildung 4.16) überschätzt MERRA die Abhängigkeit der S_1 -Tide von NIÑO3.4 in hohem Maße. So beträgt ihre Amplitude an der Station Ninoy Aquino beinahe das Doppelte ($\sim 9 \text{ Pa}/\sigma(N)$) und in Zamboanga gar das Vierfache von der aus in-situ-Daten gewonnenen. An letzterer schätzt auch CFSR das Signal um das Doppelte zu hoch ein, während die beiden in Ninoy Aquino sehr gut übereinstimmen. Diese Differenzen ergeben sich

durch den Umstand, dass die Amplituden aus den Wettermodellen an beiden Stationen etwa die gleiche Größe aufweisen, während die in-situ-Amplituden an der dem Äquator näheren Station Zamboanga nur halb so groß wie die an der Station Ninoy Aquino sind. In dieser Region bildet sich das Hauptmaximum etwa vier Monate nach El Niño aus. Während dieser Phasenverschub an der Station Zamboanga zwischen allen Datensätzen stimmig ist, weicht in Ninoy Aquino jener der Wettermodelle um zwei Monate von dem aus in-situ-Daten ab.

In der Region Westpazifik (Abbildung 4.17) stellt sich die Situation genau umgekehrt dar. Hier zeigt die äquatornahe Station eine um einiges größere Amplitude. Auch der Einfluss von El Niño auf S_1 wird hier von MERRA an der Station Guam nur leicht überschätzt und an der Station Chuuk sogar unterschätzt. Grundsätzlich nähert aber MERRA die gesamte Kurve der in-situ-Daten an der Station Guam recht gut an, während CFSR jeweils eine etwas geringere maximale Amplitude als die in-situ-Daten vorschlägt. Der Phasenverschub zwischen den maximalen Regressionskoeffizienten aus in-situ-Daten und Wettermodellen beträgt im Allgemeinen ± 1 .

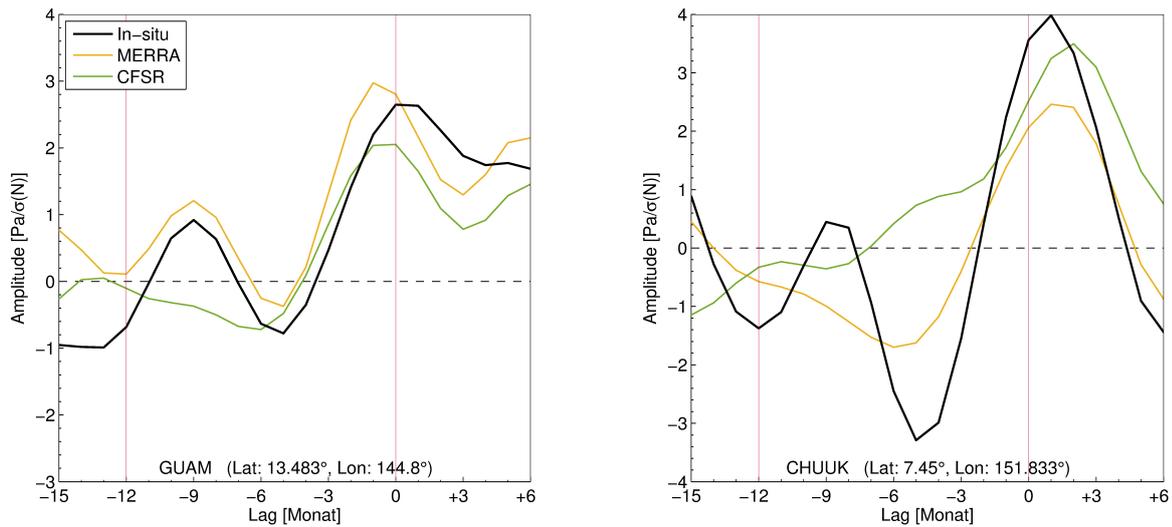


Abbildung 4.17: Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen an den westpazifischen Stationen Guam und Chuuk

An den Stationen im Südpazifik Noumea und Tafuna/Pago Pago (Abbildung 4.18) wird die Amplitude ebenfalls eher unterschätzt. Besonders zeigt sich dies an der Station Noumea mit dem Faktor $1/2$ für CFSR. CFSR schätzt auch an Tafuna/Pago Pago die Amplitude zu klein, während die von MERRA etwas zu groß ist. An letzterer Station zeigt sich die höchste Abhängigkeit der S_1 -in-situ-Amplitude von El Niño drei Monate vor Lag 0, während sich die höchste Korrelation der Amplitude aus Wettermodellen mit dem ONI nur zwei Monate davor abbildet. In Noumea hingegen beträgt der Phasenverschub konsistent ein Monat nach El Niño.

Der Peak bei El Niño wird wie schon an den meisten vorangegangenen Station von MERRA auch in der Region Hawaii (siehe Abbildung 4.19) höher eingeschätzt als von in-situ-Daten. CFSR gibt

im Gegensatz dazu an beiden Stationen zu niedrige Werte aus. An der Station Lihue existieren weder untereinander noch zu El Niño Phasendiskrepanzen. Dies gilt auch für die Amplitude der Wettermodelle in Honolulu, wo die in-situ-Daten hingegen einen Lag von plus einem Monat aufweisen.

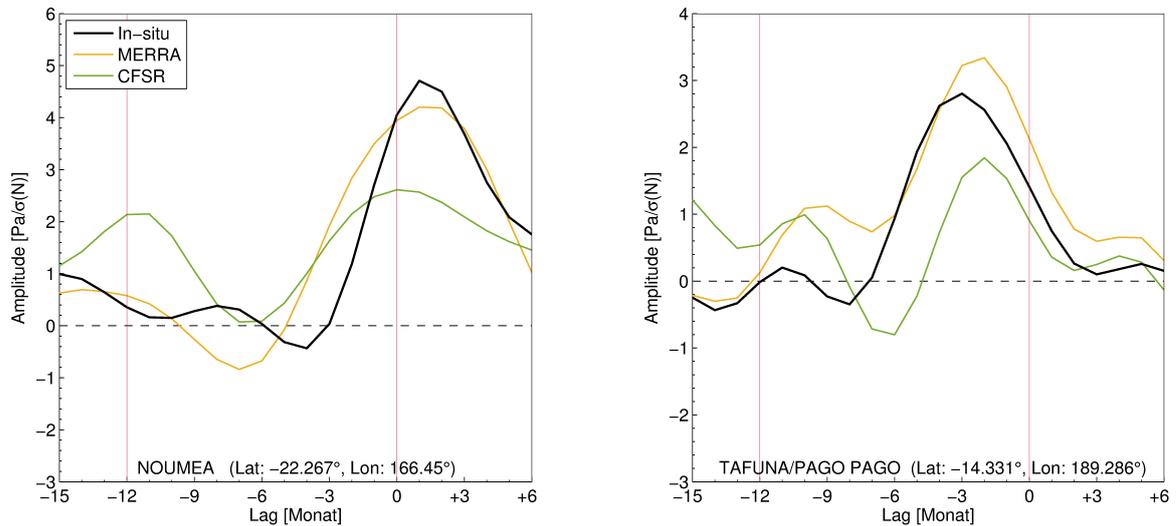


Abbildung 4.18: Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen an den südpazifischen Stationen Noumea und Tafuna/Pago Pago

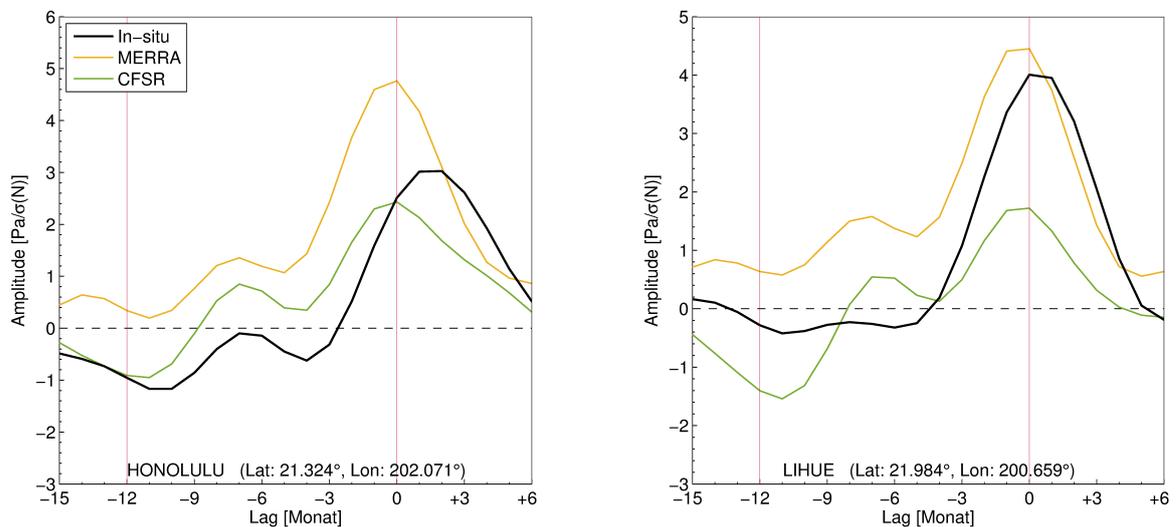


Abbildung 4.19: Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen an den südpazifischen Stationen Honolulu und Lihue

Zusammenfassend kann aus dieser stationsweisen Regressionsanalyse gefolgert werden, dass MERRA das in-situ-Signal besonders in den westlichen Regionen überschätzt, jedoch die östlichen, im Pazifik liegenden recht gut — in jedem Fall besser als CFSR — annähert. CFSR ten-

diert im Allgemeinen zu geringeren Amplituden als MERRA und weist außerdem eine bessere Übereinstimmung mit den westlichen Stationen in Indien und auf den Philippinen auf.

4.2.3 Globale Regressionsanalyse der S_1 -Amplituden aus Wettermodellen

Neben der Regression an ausgewählten Stationen, welche zum Vergleich und zur Validierung der S_1 -Amplitude aus Wettermodellen diente, wird die Regressionsanalyse für die Druckdaten aus den beiden Reanalysen auch flächig ausgeführt. Die daraus gewonnenen Ergebnisse dienen im Anschluss als Antrieb für das Ozeanmodell. Globale temporale Veränderungen der Abhängigkeit der atmosphärischen S_1 -Amplitude von NINO3.4 können in Abbildungen 4.20 und 4.21 eingehend studiert werden.

Die ersten strukturierten Signale im Pazifikraum bilden sich schon im September anderthalb Jahre vor einem El Niño (Lag -15, nicht dargestellt) aus und erreichen während der Monate Dezember (Lag -12, nicht dargestellt) und Jänner (Lag -11) ihren Höhepunkt durch eine besonders in MERRA mit über $4 \text{ Pa}/\sigma(N)$ stark ausgeprägten Anomalie im äquatorialen Pazifik. Diese Strukturen weisen auf das im Winter des Vorjahres eines El Niños häufig stattfindende La Niña-Ereignis hin. Auch in den Regressionsanalysen der Stationen in Indien und im Südpazifik waren in diesem Zeitraum Nebenmaxima zu erkennen (siehe Abschnitt 4.2.2). Wie nun in der globalen Abbildung zu sehen ist, sind diese Regionen die einzigen im Indik-Pazifik-Raum, in denen sich schon zu diesem Zeitpunkt in beiden Wettermodellen flächige Maxima ausbilden. Vier Monate später (Lag -6) hat sich die äquatoriale positive Amplitudenanomalie im Zentralpazifik in Richtung Süden verschoben, jedoch an Stärke verloren, und wird von einem nördlicherem Minimum abgelöst. Zusätzlich kommt es zur Ausbildung leichter Maxima in Indonesien und im Nordpazifik sowie in MERRA im äquatorialen Atlantik. Im August (Lag -4) ist die zentralpazifische Minima-Maxima-Struktur noch weiter nach Süden vorgerückt und dehnt sich über immer größere Flächen aus. Gleichzeitig verstärkt sich das indonesische Maximum immer mehr und vor der Ostküste Australiens und an nördlichen südamerikanischen Westküste bilden sich negative Anomalien aus. Jenes vor der südamerikanischen Westküste hat sich zwei Monate später (Lag -2) mit dem zentralen pazifischen Minimum zu einem verbunden, welches gemeinsam mit seinen positiven Flanken weiter an Fläche und Stärke gewinnt, während die der indonesischen Anomalie abnehmen. Vor den Küsten Guineas, Sierra Leones und Liberias sowie zwischen den Philippinen und Korea beginnen sich ebenfalls Maxima auszubilden. Im Dezember (Lag 0) werden diese immer stärker und die Anomalie vor Afrika wandert in den Golf von Guinea. Gleichzeitig kommt es zu einer immer weiteren Verstärkung von Amplitude und Fläche der zentralpazifischen Minima-Maxima-Struktur, jedoch erliegt die südlich gerichtete Bewegung. Weiters zeigen sich leichte positive Anomalien im Süden Indiens und im mittelamerikanischen Raum sowie ein Minimum vor der brasilianischen Küste. Im Jänner (Lag +1) erreicht die zentralpazifische Minima-Maxima-Struktur ihren Höhepunkt und auch die restlichen Minima und Maxima, ausgenommen das indonesische, welches schon im November (Lag -1) in Abnahme begriffen war,

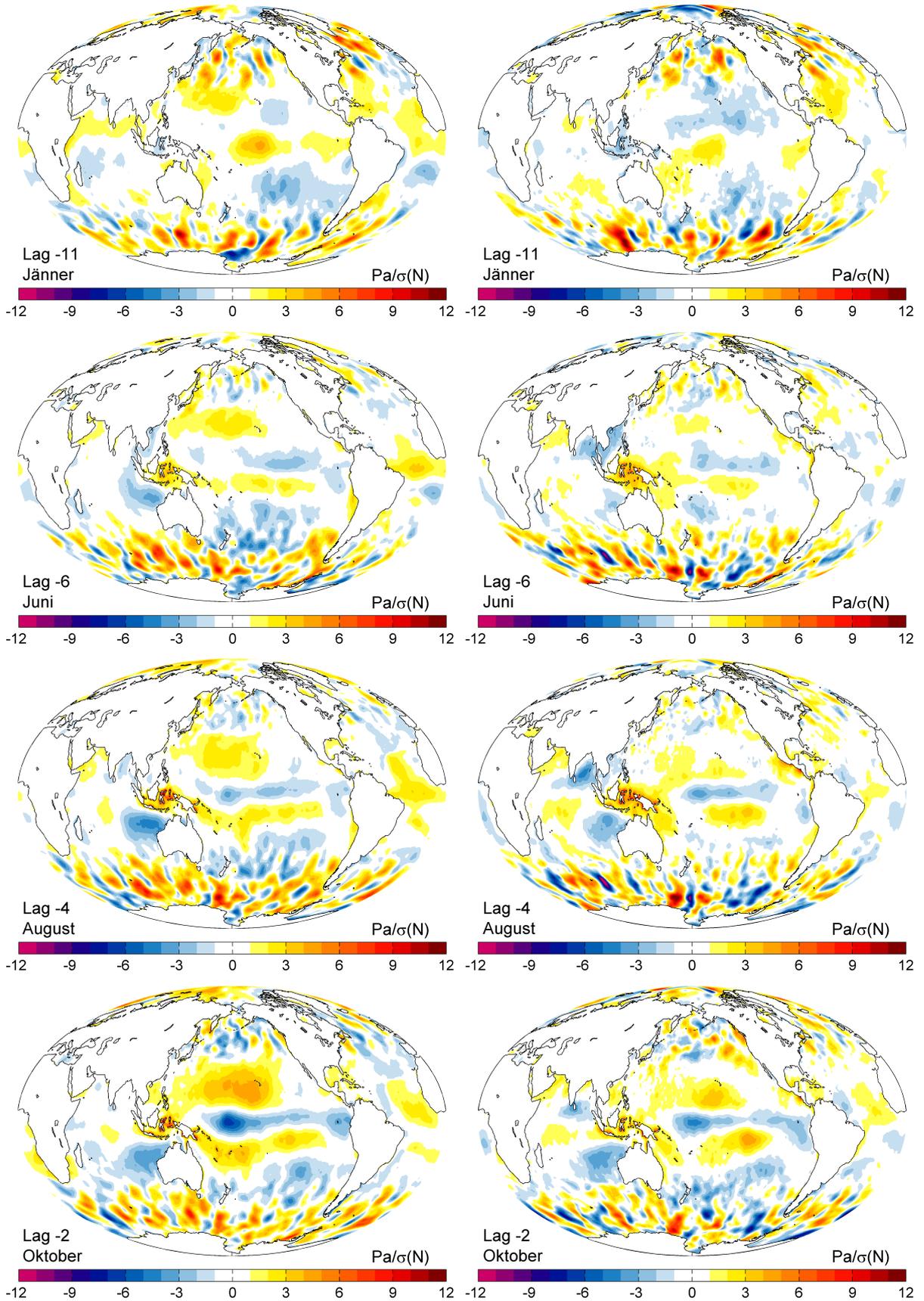


Abbildung 4.20: Globale Regressionsanalyse vor El Niño, links: MERRA, rechts: CFSR

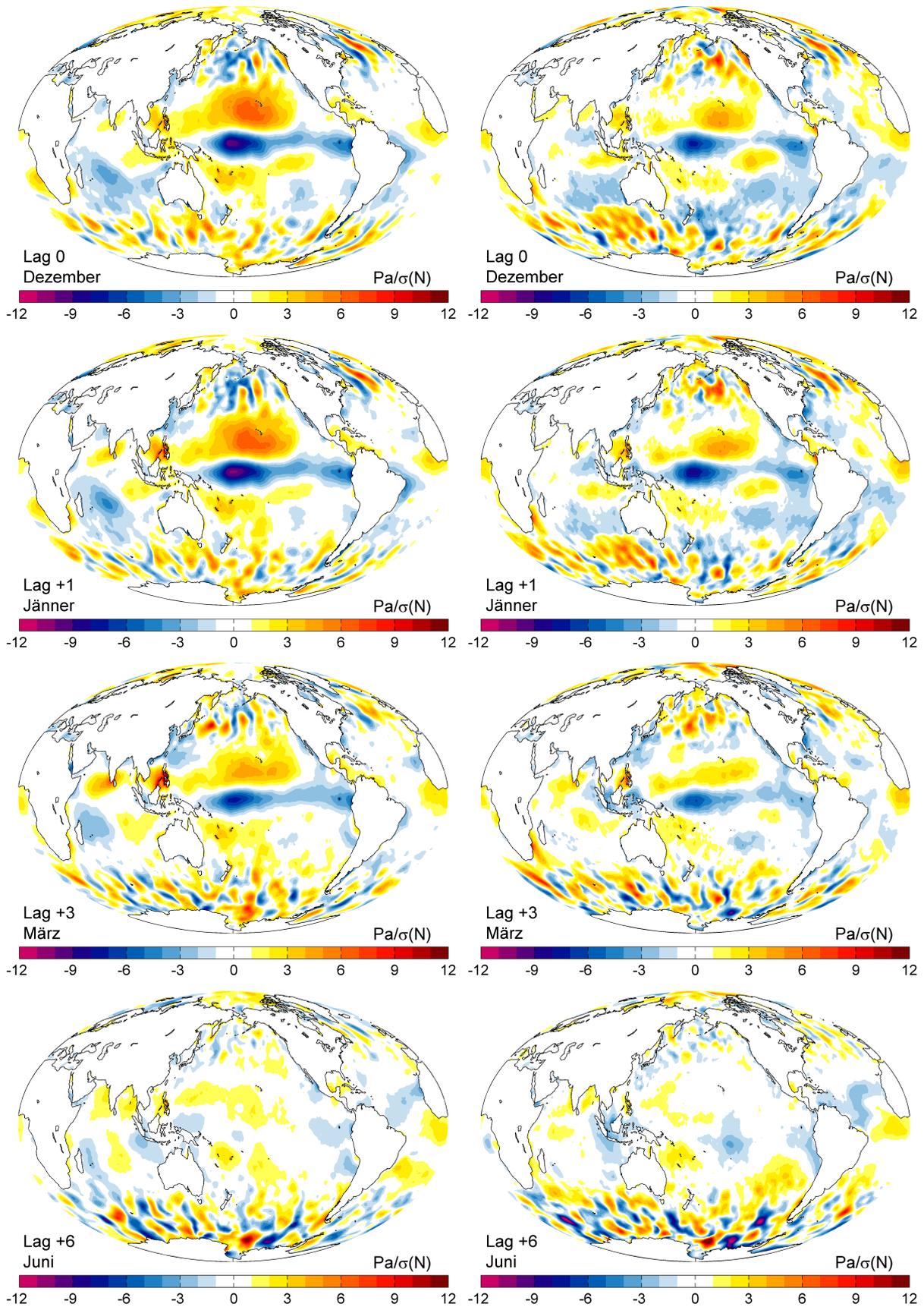


Abbildung 4.21: Globale Regressionsanalyse während El Niño, links: MERRA, rechts: CFSR

verstärken sich immer weiter. Folglich siedelt sich die größte Abhängigkeit der S_1 -Amplitude von El Niño nicht im Dezember, sondern im Jänner an. Während sich diese großflächige Struktur danach wieder abschwächt, nehmen das afrikanische, das indische und das philippinische Maximum bis März (Lag +3) weiter zu und verlieren sich erst langsam im April (Lag +4). Im Juni (Lag +6) hat sich dann schlussendlich ein „Normalzustand“ ohne großflächige Strukturen eingestellt.

Die eben diskutierten Gezeitenanomalien in Afrika, Mittelamerika und Südamerika konnten leider nicht durch Stationsdaten validiert werden, da im Untersuchungszeitraum in den genannten Regionen keine den Qualitätskriterien von Abschnitt 4.1.1 entsprechenden Druckdaten aufgezeichnet wurden, obwohl dies im Rahmen der Arbeit von großem Interesse wäre.

Werden die Abbildungen der beiden Wettermodelle gegenübergestellt, zeigen sich wesentlich stärker El Niño-Abhängigkeiten der S_1 -Amplitude in den MERRA-Daten als in denen von CFSR. Diese Tendenz war bereits in den vorangegangenen Korrelationskarten und Abbildungen zu den Regressionsanalysen an den Stationen sichtbar, wo MERRA oftmals den Effekt von El Niño auf S_1 im Vergleich zu in-situ-Daten überschätzte, CFSR sie jedoch unterschätzte. Möglicherweise folgt diese systematische Überschätzung von MERRA aus der nicht ganz korrekten Assimilation von Satellitenbeobachtungen, die die Feuchte und den Wärmestrom des Modells in der Atmosphäre beeinflussen, wie z.B. in Robertson et al. (2011) beschrieben. Feuchte und Wärmestrom wirken sich auf atmosphärische Gezeiten durch Abänderung der Anregungsmechanismen über latente und sensible Wärmeabgabe aus.

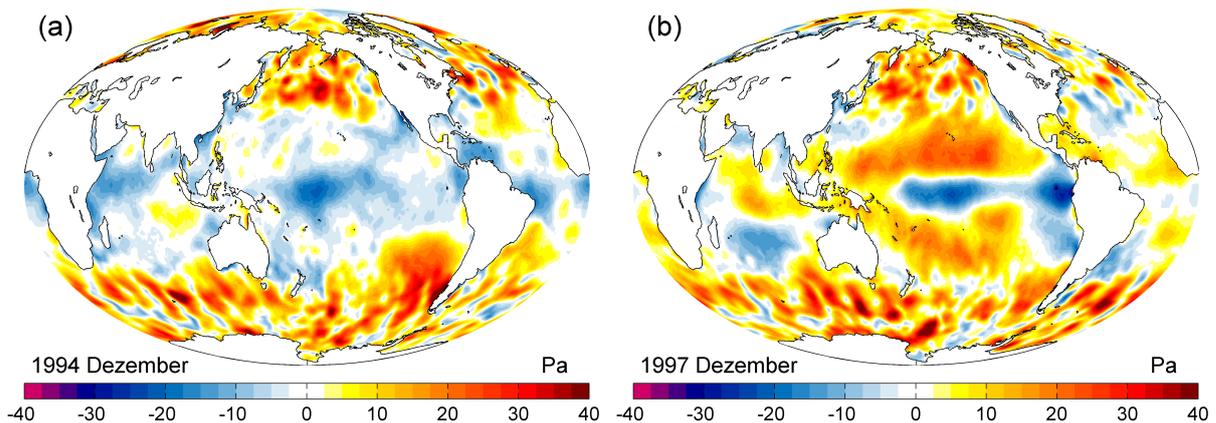


Abbildung 4.22: Globale Darstellung der S_1 -Amplitudenanomalien bei (a) El Niño Modoki, hier für Dezember 1994 und (b) einem herkömmlichen El Niño, hier für Dezember 1997 aus MERRA Daten

Beim Vergleich der S_1 -Amplitudenanomalien für bestimmte Zeitpunkte (Abbildung 4.22b) mit dem Regressionskoeffizienten für Lag 0 oder Lag +1 (Abbildung 4.21 links oben) fallen in deren Strukturen große Ähnlichkeiten auf. Auf den ersten Blick zeigt sich in beiden ein äquatornahes

Minimum, das südlich und nördlich von Maxima umgeben ist. Bei genauerem Hinsehen werden aber viele Unterschiede sichtbar. So weisen die S_1 -Amplitudenanomalien stärker negative Werte nahe der südamerikanischen Küste als im Zentralpazifik auf, während in den Regressionsplots eine umgekehrte Verteilung vorherrscht. Zusätzlich dringen die negativen Werte des Regressionskoeffizienten weiter nach Westen vor als die der S_1 -Amplitudenanomalien. Diese Unterschiede können durch die im Untersuchungszeitraum sehr häufig vorkommenden El Niño Modoki-Ereignisse (z.B. 1990/1991, 1994/1995, 2002/2003 und 2004/2005 (Kug et al., 2009)) und deren S_1 -Amplitudenanomalien (siehe als Beispiel Abbildung 4.22a) erklärt werden, denn hier liegt das stärkste Minimum im Zentralpazifik, etwa 50° westlich von dem des gewöhnlichen El Niño. Da die Regressionsanalyse über alle El Niño-Events durchgeführt wurde, kommt es zu einer Überlagerung der beiden Muster in den Regressionsplots. Dies führt auch zur Abschwächung der positiven Flanken südlich und nördlich des zentralen Minimums, denn diese sind wesentlich schwächer bei El Niño Modoki ausgeprägt wie bei herkömmlichen ostpazifischen Ereignissen.

Generell ist die Verteilung der S_1 -Amplitudenanomalien und der Regressionskarten bei einem El Niño etwas verwunderlich, würde man doch aus den Erkenntnissen, die in Lieberman et al. (2007) für die Veränderung der täglichen Tiden der Mesosphäre und unteren Troposphäre während des El Niño von 1997/1998 gewonnen wurden, eine einheitliche Zunahme oder Abnahme der S_1 -Amplitude erwarten. Die darin festgestellte deutliche Vergrößerung dieser Tiden wird einerseits durch die Erhöhung der spezifischen Feuchte in der Troposphäre über dem Zentral- und Ostpazifik während eines El Niño begründet, wodurch eine stärkere tägliche Absorptionstätigkeit von Sonnenstrahlung an Wasserdampf hervorgerufen wird, andererseits durch die Freisetzung von latenter Wärme mittels hochreichender Konvektionen. Durch diese Erwärmung werden Wellen angeregt, die sich vertikal nach oben ausbreiten und in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre die täglichen Tiden verstärken (Lieberman et al., 2007). Wie in Kapitel 2.2 erläutert, liegt der Ursprung der atmosphärischen S_1 -Tide teilweise ebenfalls in der Absorption von Sonnenstrahlung in der Tropo- und Stratosphäre, weshalb anzunehmen ist, dass deren Verstärkung nicht nur zu einer Zunahme der täglichen Tiden in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre führt, sondern auch eine Zunahme in den darunterliegenden bodennahen Schichten hervorruft. Obwohl die Wellenausbreitung in Richtung Erdoberfläche weniger effizient erfolgt, würde dies zu einer generellen Zunahme der Amplitude der S_1 -Tide über den mittleren und äquatornahen Breiten des Pazifiks führen. Stattdessen zeigen sich eine nördliche und eine südliche positive Flanke, die von einem negativen äquatornahen Band durchtrennt werden. Dieser großräumig wirkende Effekt erklärt somit die positiven S_1 -Amplitudenanomalien südlich und nördlich des Äquators, muss aber nahe des Äquators stark gestört werden, um das negative Band begründen zu können. Nun weist die Ozeanoberfläche am Äquator von Peru bis in eine Länge von 170° West im Vergleich zum umgebenden Ozean eine relativ geringe Temperatur auf, wodurch angesichts der großen Tag- und Nachtdifferenzen eine zwei- bis dreimal größere tägliche Temperaturamplitude als 8° nördlich oder südlich des Äquators hervorgerufen wird (Deser und Smith, 1998). Diese starken täglichen Temperaturschwankungen der Ozeanoberfläche verstärken in der darüberliegenden Atmosphäre

auch die Schwankungen der Temperatur, des Windes und möglicherweise auch des Drucks, was der atmosphärischen S_1 -Tide entspricht. Abbildung 2.6a stützt diese Vermutung, denn sie zeigt eine größere mittlere S_1 -Amplitude in den äquatornahen kühlen Regionen des Pazifiks. Diese Zunge von kaltem Ozeanoberflächenwasser wird bei einem El Niño nach und nach von Westen her durch warmes Wasser verdrängt. Durch die Zunahme der Ozeanoberflächentemperatur kommt es zu einer Abnahme der täglichen Tag-Nacht-Temperaturdifferenz (Clayson und Weitlich, 2005, 2007), wodurch sich die Unterschiede in Temperatur, Wind und Druck der Atmosphäre und damit der S_1 -Amplitude verringern. Diese schwächere Anregung im Vergleich zum Mittel bietet eine mögliche Erklärung für die stark negativen S_1 -Amplitudenanomalien nahe des Äquators. Zusätzlich wird diese These durch die positiven Anomalien bei La Niña-Ereignissen, die sich durch eine stärkere Abkühlung der Ozeanoberflächentemperatur an genannter Stelle auszeichnen, sowie der Bewegungsrichtung der äquatornahen Anomalien gestützt. So bewegen sich die durch El Niño hervorgerufenen Minima stets der Warmwasserzunge folgend von Westen nach Osten (siehe Abbildung 4.23) fort, die durch La Niña hervorgerufenen Maxima meist von Ost nach West.

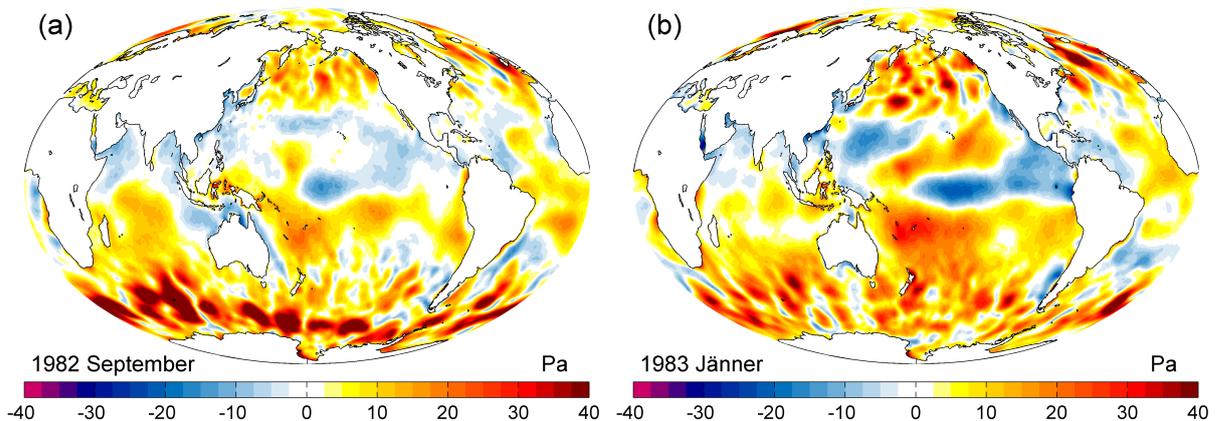


Abbildung 4.23: Globale Darstellung der S_1 -Amplitudenanomalien im (a) September 1982 und (b) Jänner 1983; das Amplitudenminimum bewegt sich von Westen nach Osten der Warmwasserzunge folgend fort

4.3 Ozeanmodell

Bis zu dieser Stelle wurden ausschließlich atmosphärische Druckdaten ausgewertet, um die globale atmosphärische S_1 -Tide zu extrahieren und diese mit $\tilde{NI\tilde{N}O3.4}$ gegenüberzustellen. Zur Berechnung der Nutation aufgrund der ozeanischen S_1 -Tide, muss diese mit Hilfe eines Ozeanmodells, in dessen Antrieb die atmosphärische S_1 -Gezeit aus der Regressionsanalyse einfließt, bestimmt werden.

4.3.1 Theoretische Beschreibung des Ozeanmodells

Grundgleichungen

Zur Berechnung der Nutationsbeiträge der ozeanischen S_1 -Tide wird das barotrope numerische Zeitschrittmodell DEBOT (David Einspigel's Barotropic Ocean Tide model) (Einspigel und Martinec, 2015) herangezogen, welches zur Modellierung von gravitativen Ozeangezeiten und deren Einfluss auf das Erdmagnetfeld entwickelt wurde. In Schindelegger et al. (2016) erfolgte die Anpassung dieses Modells für Partialtiden wie S_1 mit Berücksichtigung der Selbstanziehung des Ozeans und dessen Auflasteffekten (SAL, self-attraction and loading effects) und der Hinzunahme eines Terms, der den Energieverlust aufgrund der Umwandlung von barotropen Wellen zu baroklinen, internen Tiden (IT) berücksichtigt. Ein barotroper Ozean stellt lediglich eine gute Näherung für Tiden dar, denn es existieren keine vertikalen Dichteveriationen und auch die restlichen Parameter weisen keine Tiefenabhängigkeit auf, während in baroklinen Modellen diese Abhängigkeiten erlaubt sind. Grundlage dieser Modellierung stellen die für diesen Zweck erweiterten einschichtigen Flachwassergleichungen für Impuls (Formel 4.12) und Massenerhaltung (Formel 4.13) dar, welche iterativ gelöst werden müssen, um die beiden gesuchten Parameter \mathbf{u} , den horizontalen Geschwindigkeitsvektor, und ζ , den Tidenhub, bestimmen zu können (Schindelegger et al., 2016).

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + fz \times \mathbf{u} = g \nabla (\zeta - \zeta_{EQ} - \zeta_{SAL} - \zeta_{MEM} - P/g\rho) - \frac{C_D \|\mathbf{u}\| \mathbf{u}}{H + \zeta} - \frac{C_{IT} \mathbf{u}}{H + \zeta} + A_H \nabla \cdot \sigma \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \cdot [(H + \zeta) \mathbf{u}] \quad (4.13)$$

f zeigt den Coriolisparameter an, der entlang des lokalen vertikalen Einheitsvektor orientiert ist, g die nominelle Gravitationsbeschleunigung, ∇ den sphärischen Nablaoperator, H die unbeeinflusste Wassertiefe, ρ die mittlere Wasserdichte, $C_D = 0.003$ einen dimensionslosen Widerstandskoeffizient für die Bodenreibung und C_{IT} in m/s ist ein ortsabhängiger Skalar, der den Widerstand aufgrund der Umwandlung von barotropen Wellen in barokline interne Tiden über rauer Ozeantopographie beschreibt. Die Terme, durch die der Antrieb des Modells erfolgt, umfassen ζ_{EQ} , den Tidenhub der Gleichgewichtstide, ζ_{SAL} und ζ_{MEM} zur Berücksichtigung von SAL-Effekten sowie $P = S_1(p)$ als atmosphärische S_1 -Tide. $A_H \nabla \cdot \sigma$, der letzte Term in Formel 4.12, gibt die turbulente Eddy-Viskosität wieder (Schindelegger et al., 2016). Der Einfluss des darin enthaltenen Skalars A_H auf das Ergebnis wurde in Egbert et al. (2004) mit Werten rund um den üblichen von $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ getestet. Sie stellten jedoch fest, dass es kaum zu Veränderungen im offenen Ozean kommt, solange der Wert nicht um mehrere Größenordnungen erhöht wird. Um numerische Instabilitäten vorzubeugen, sollte der Term beibehalten, jedoch so klein wie möglich gehalten werden (Egbert et al., 2004). In dieser Auswertung wird ein Wert von $A_H = 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ verwendet.

Berücksichtigung von Selbstanziehung und Auflasteffekten auf die feste Erde

Die große Bedeutung von gravitativer ozeanansicher Selbstanziehung und Auflasteffekten des Wassers auf die feste Erde in globalen Ozeanmodellen wurde bereits in der Mitte der 70er-Jahre erkannt. Allein die Amplitude des zweiten Effekts kann in der Mitte von Ozeanbecken bis zu 5 cm ausmachen (Pugh und Woodworth, 2014). Beide Effekte finden hier durch die Zusatztide ζ_{SAL} in Formel 4.12 Berücksichtigung. Streng genommen müsste dieser Term über die Faltung des zu Beginn der Auswertung noch unbekanntes Tidenhubs ζ mit der globalen Green'schen SAL Funktion berechnet werden (Ray, 1998).

$$\zeta_{SAL}(\phi, \lambda) = \rho a^2 \iint \zeta(\phi', \lambda') \mathcal{G}(\psi) \sin \phi' d\phi' d\lambda' \quad (4.14)$$

Darin steht a für den Erdradius und ψ für den Abstand auf der Erdkugel vom Punkt (ϕ, λ) , für den das Integral ausgewertet soll, zum Punkt der Auflast mit den sphärischen Koordinaten (ϕ', λ') . Da diese Auswertung rechnerisch sehr aufwendig und somit unpraktikabel ist (Egbert et al., 2004), kann ζ_{SAL} alternativ durch die Multiplikation von ζ mit einem Skalar β approximiert werden (Accad und Pekeris, 1978). Der Wertebereich für dieses Skalar variiert zwischen 0.08 und 0.15, je nachdem ob küstennahe Gewässer hinzugenommen werden oder nicht. Jedoch ist diese Approximation von ζ_{SAL} mit Fehlern, die für die M_2 -Tide in manchen Regionen 25 mm überschreitet, behaftet (Ray, 1998), weshalb ein in Arbic et al. (2004) vorgeschlagene Iterationsalgorithmus zur Verbesserung von ζ_{SAL} verwendet wird. Dabei kommt es mittels der angeführten Approximation zur Bestimmung von ζ_{SAL} im initialen Lauf des Ozeanmodells. β erhält einen Wert von 0.12, da dieser sich in Einspiegel und Martinec (2015), innerhalb eines Ausgleichs nach kleinsten Quadraten zu Ozeanbodendruckdaten als geeignet erwies. Nach Abschluss dieses ersten Laufes und einer harmonischen Analyse, können die Gezeitenkomponenten in Formel 4.14 eingesetzt werden, um eine bessere Lösung für ζ_{SAL} der einzelnen Partialtiden zu erhalten. Im nächsten Lauf werden diese gemeinsam mit dem „Memory“-Term ζ_{MEM} , welcher sich nach Formel 4.15 berechnet (Arbic et al., 2004), in das System der Flachwassergleichungen eingebracht.

$$\zeta_{MEM} = \beta (\zeta - \zeta_{PREV}) \quad (4.15)$$

Darin behält β seinen Wert bei und wird mit der Differenz der Gezeitenhöhen zwischen dem aktuellen Lauf mit dem des vorangegangenen Laufs multipliziert. Durch diesen sehr kleinen Zusatzterm kann die gewünschte Konvergenz in der Iteration erreicht werden, welche bei der alleinigen Verwendung von immer wieder verbesserten Werten von ζ_{SAL} nicht zustande kommt (Arbic et al., 2004). Sowohl aus Abbildung 1 in Arbic et al. (2004) als auch aus Tabelle 7 in Schindegger et al. (2016) geht hervor, dass sich die Ergebnisse nach der ersten Iteration kaum noch verändern. Daher wurde in der Auswertung auf weitere, trotz der vorgenommenen Approximation sehr rechenintensive, Iterationsschritte verzichtet.

Berücksichtigung des Energieverlustes durch die Umwandlung in interne Tiden

So wie in anderen barotropen Ozeanmodellen wie zum Beispiel in Arbic et al. (2004) und Egbert et al. (2004) sind in DEBOT Gezeitenhöhen und Modellenergien durchgehend überschätzt, solange die Umwandlung von barotropen Wellen in interne barokline Tiden nicht parametrisiert wird (Schindelegger et al., 2016). Interne Tiden entstehen, wenn barotrope Gezeitenströme mit konstanter Geschwindigkeit über alle Tiefen auf Ozeantopographie treffen, wodurch Wasserschichten unterschiedlicher Dichte ausgelenkt werden und sich auf und ab bewegen. An Erhebungen werden die dichteren Wasserschichten nach oben gehoben und fallen an deren Ende wieder in ihre gewöhnliche Tiefe zurück. Dabei erzeugen sie innerhalb des Ozeans Strömungsvariationen mit typischen Gezeitenperioden, welche jedoch im Allgemeinen nicht kohärent mit den Bewegungen von Sonne und Mond laufen. Dieser Umwandlungsprozess, der hauptsächlich am Rand des Kontinentalsockels, Tiefseerücken und Inseln im offenen Ozean stattfindet, ist mit einem großen Verlust von Gezeitenenergie verbunden (Pugh und Woodworth, 2014). Die Bedeutung dieses Phänomens zeigt sich in Schindelegger et al. (2016), wo von signifikant verbesserten RMS-Differenzen von numerisch modellierten O_1 - und M_2 -Tiden zu gemessenen Referenztiden berichtet wird. Speziell in der S_1 -Tide ergeben sich bei Nichtbeachtung Artefakte im Nordatlantik und im südchinesischen Meer, welche sich in beständig hohen Amplituden äußern. Zur Verbesserung der Ergebnisse bietet sich der von Zaron und Egbert (2006) beschriebene und später von Green und Nycander (2013) weiterentwickelte Ansatz zur Parametrisierung dieses Prozesses an. Darin wird der Energieverlustterm mit

$$C_{IT} = \Gamma H (\nabla H)^2 \frac{N_b \bar{N}}{8\pi^2 \omega} \quad (4.16)$$

berechnet. $\Gamma = 50$ bezeichnet einen Skalierungsfaktor, der theoretisch nicht exakt begründet werden kann und vorwiegend der Anpassung der Formulierung an realistische Verhältnisse dient. ω bezeichnet die Frequenz der Partialtiden, welche für Betrachtungen der S_1 -Tide auf die der Erddrehung gesetzt wurde, und N die theoretische Auftriebsfrequenz in einem räumlich einheitlich tief geschichteten Ozean (Schindelegger et al., 2016). N_b , die Auftriebsfrequenz am Ozeanboden, und \bar{N} , die über die gesamte Wassersäule gemittelte Auftriebsfrequenz, werden mit $N_0 = 5.24 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ bestimmt (Green und Nycander, 2013):

$$N_b = N_0 e^{-H/1300} \quad (4.17)$$

$$\bar{N} = 1300 N_0 \left(1 - e^{-H/1300}\right) \frac{1}{H} \quad (4.18)$$

4.3.2 Konfiguration und Umsetzung des Ozeanmodells

Die Lösung des oben beschriebenen Gleichungssystems erfolgt auf einem Arakawa C-Grid (Abbildung 4.24) mit einer Auflösung von $1/3^\circ$ durch finite Differenzen. In diesem Gitter wird jeweils

in der Mitte der Zellen die Wasserhöhe ζ bestimmt und an den Rändern die horizontalen Geschwindigkeiten entlang der Meridiane u und entlang der Parallelkreise v . Die Höhe von Zellen am Land sowie die Geschwindigkeiten an ihren Rändern werden auf null gesetzt. Letzteres erfolgt, um die Randbedingung, dass kein Wasser über die Küstenlinie fließen darf, realisieren zu können (Einspigel, 2012). Als das dazu, sowie zur Bestimmung der Ozeanbodentopographie nötige Geländemodell wird die Basisversion der globalen 1' x 1' ETOPO1-Datenbank, welche Amante und Eakins (2009) beschreibt, verwendet, wobei ein Mittelwert für die Höhe jeder Zelle berechnet wurde. Zellenhöhen zwischen 10 m und 0 m Tiefe erhielten einen Wert von 10 m und die Nord-Süd-Ausdehnung des Gitters wurde mit starren Wänden mit 78°N bis 78°S definiert. Dadurch kommt es zwar zu keiner Modellierung der Gezeiten in den arktischen und antarktischen Gewässern, da jedoch das Augenmerk auf den äquatorialen Komponenten der Erdrotation liegt, die am stärksten von Massenvariationen 45° nördlich und südlich des Äquators beeinflusst werden, stellt dies keine signifikante Einschränkung dar (Schindelegger et al., 2016).

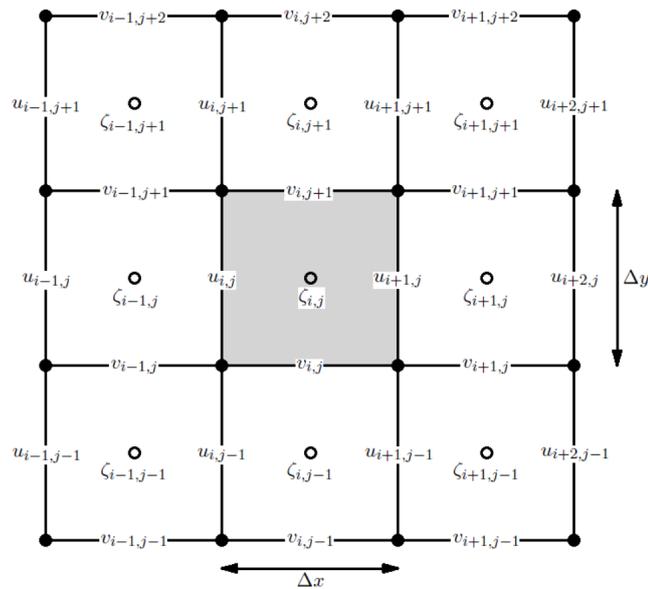


Abbildung 4.24: Arakawa C-Grid (Einspigel, 2012)

Auf die in Einspigel (2012) entwickelte und für Schindelegger et al. (2016) angepasste Fortran-Routine für DEBOT wurde auch in dieser Arbeit zurückgegriffen. Darin wird nach inertialen Einstellungen und dem Einlesen des Geländemodells, welches auch die Grundlage für Land-See-Masken von ζ , u und v bildet, der minimale Zeitschritt nach dem Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium berechnet. Dieses in der Ozeanographie gängige Hilfsmittel, welches mit der Nyquist-Frequenz zur Verhinderung von Aliasing-Effekten in der Signalverarbeitung vergleichbar ist, folgt den Überlegungen in Courant et al. (1928). Mit ihm kann anhand des kleinsten Gitterabstand und der maximalen Tiefe der größtmögliche Zeitschritt für eine numerische Integration eruiert werden, bei welcher diese stabil bleibt. Bei dem hier gewählten Gitter ergibt die Auswertung

des Kriteriums einen Zeitschritt von maximal 25 Sekunden, weshalb dieser für alle Simulationen auf das die 3600 Sekunden einer Stunde teilende Intervall von 24 Sekunden gesetzt wurde. Der Antrieb des Modells erfolgt durch die aus der Regression zwischen der S_1 -Tide aus Wettermodellen und $\tilde{\text{NIÑO}}_{3.4}$ gewonnenen Sinus- und Cosinusamplituden. Weiters wird das Modell durch die Gleichgewichtstiden ζ_{EQ} der beiden anderen in den Läufen berücksichtigten Partialtiden M_2 und O_1 aus Tabelle 1 in Arbic et al. (2004), durch ζ_{SAL} der einzelnen Partialtiden sowie, falls bereits Iterationen erfolgt sind, durch ζ_{MEM} angetrieben. Mittels einer Kombination aus einem Adams-Bashforth-Zeitschrittverfahren dritter Ordnung und eines Adams-Moulton-Schrittes vierter Ordnung (Einspiegel und Martinec, 2015) kommt es schließlich zur Iteration des Gleichungssystems. In jedem Iterationsschritt wird das Modell über 40 Tage integriert, wobei es die ersten 12 Tage zum Einschwingen benötigt und nur die letzten 28 Tage zur Evaluierung der Gezeitenkonstanten für S_1 , M_2 und O_1 des jeweiligen Tidenhubs und des barotropischen Volumentransports uH in einer harmonischen Analyse herangezogen werden (Schindelegger et al., 2016). Dieser Zeitraum, der in etwa der Periode des Mondorbits entspricht, ist minimal nötig, um die einzelnen täglichen Wellen eindeutig voneinander trennen zu können.

4.4 Berechnung der Beiträge zur Nutation

4.4.1 Gezeitenanalyse

Um aus den globalen Feldern des Tidenhubs ζ und der horizontalen Geschwindigkeiten u und v ozeanische Drehimpulsfunktionen (OAMF, oceanic angular momentum functions) berechnen zu können, müssen die einzelnen Felder einer Gezeitenanalyse zur Ermittlung der ozeanischen Drehimpulse der einzelnen Partialtiden unterzogen werden. Dies passiert unter der Annahme, dass die Veränderungen von ζ , uH bzw. vH durch das Aufsummieren einer finiten Anzahl N von harmonischen Termen darstellbar sind (Pugh, 1996):

$$\{\zeta, uH, vH\}(\theta, \lambda, t) = \sum_{n=1}^N A_n(\theta, \lambda) \cos(\omega_n t - \varphi_n(\theta, \lambda)) \quad (4.19)$$

Diese Modellierung der Partialtiden ($n = S_1, O_1, M_2$), welche die einzelnen Summanden repräsentieren, entspricht der Modellierung der Luftdruckschwankungen in Formel 4.2. Wie an dieser Stelle wird auch hier ein Ausgleich nach kleinsten Quadraten mit den Amplituden A_n und Phasenlagen φ_n als Unbekannte durchgeführt, womit eine Linearisierung nötig ist. Zu diesem Zweck wird Formel 4.19 ebenso wie Formel 4.2 in 4.3 nach Sinus- und Cosinusamplituden umgeschrieben. Die nötigen Frequenzen ω_n der Partialtiden stammen aus Tabelle 1 in Arbic et al. (2004). Vor dem Aufstellen der Designmatrix \mathbf{A} müssen noch die Phasen der Gleichgewichtstiden g_n zum Zeitpunkt 0 UTC, welche für O_1 und M_2 mit den Doodsen-Variablen aus Fundamentalarargumenten bestimmbar und für S_1 null sind, innerhalb der Sinus- und Cosinusfunktionen addiert werden (Pugh, 1996). Die Gleichgewichtstide ist definiert als der Tidenhub,

der im Gleichgewicht mit den Gezeitenkräften steht, wenn die gesamte Erdoberfläche mit so tiefem Wasser bedeckt wäre, dass die Reaktion auf Kräfte unverzögert stattfände. Sie ist also ein rein theoretisches Konstrukt, welches aber zur Referenzierung der tatsächlichen Amplituden und Phasen zum Einsatz kommt (Pugh und Woodworth, 2014).

Die Designmatrix \mathbf{A} nimmt somit für jeden Zeitpunkt t_i ($i = 1, 2, \dots$) die Form

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} c(\alpha_{M_2}(t_1)) & s(\alpha_{M_2}(t_1)) & c(\alpha_{O_1}(t_1)) & s(\alpha_{O_1}(t_1)) & c(\alpha_{S_1}(t_1)) & s(\alpha_{S_1}(t_1)) \\ c(\alpha_{M_2}(t_2)) & s(\alpha_{M_2}(t_2)) & c(\alpha_{O_1}(t_2)) & s(\alpha_{O_1}(t_2)) & c(\alpha_{S_1}(t_2)) & s(\alpha_{S_1}(t_2)) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

mit

$$\alpha_n(t_i) = \omega_n t_i + g_n \quad (4.21)$$

an. Die Cosinus- bzw. Sinusfunktion wurde darin aus Platzgründen mit c bzw. s abgekürzt. Anschließend erfolgt der Ausgleich nach kleinsten Quadraten für jede Zelle Formel 4.7 folgend und die Umrechnung in Amplitude und Phase nach Formeln 4.4 und 4.5.

Die Ergebnisse der Gezeitenanalyse für die durch die ozeanische S_1 -Gezeit verursachten Tidenhubanomalien nach Abzug des mittleren Referenzfeldes sind für MERRA und CFSR in Abbildungen 4.25 und 4.26 dargestellt. Zwecks Vergleichbarkeit wurden dabei dieselben Zeitpunkte wie für die globalen Regressionsplots in Abbildungen 4.20 und 4.21 ausgewählt. Stellt man nun die ersten beiden Plots der jeweiligen Abbildungen (Lag -11) gegenüber, so führt dies sofort die nicht lineare Abhängigkeit der ozeanischen S_1 -Tide vom atmosphärischen Druckantrieb vor Augen, denn die positive atmosphärische Anomalie im äquatorialen Pazifik löst nicht nur an eben dieser Stelle Anomalien des Tidenhubs aus, sondern ruft in MERRA bis zu 3 mm große Amplituden im nördlichen Pazifik und in CFSR ebenso große südlich des Kap Hoorns hervor, welche sich etwas abgeschwächt entlang der südamerikanischen Ost- und Westküste in Richtung Norden fortsetzen. Auch in MERRA zeigen sich positive Anomalien des Tidenhubs vor Südamerika, die sich allerdings bis in den Norden Mittelamerikas erstrecken. Konsistent, wenn auch mit unterschiedlicher Stärke und Ausdehnung, bilden sich Maxima vor der Westküste Australiens und im arabischen Meer sowie vor den britischen Inseln und punktuell in Ozeanien aus. Bezüglich ihrer Verteilung als auch ihrer Stärke verwundern die inkrementellen Gezeitenhöhen in Hinsicht auf ihre Anregung durch die S_1 -Drucktide. Während der größere Tidenhub im pazifischen Ozean noch durch die positive atmosphärische Anomalie am Äquator erklärt werden kann, ist der Ursprung jener im Indik, welcher ohnehin schon sehr große mittlere S_1 -Amplituden aufweist (siehe Abbildung 2.5a), unklar. Vermutlich liegt der entscheidende Faktor in der atmosphärischen S_1 -Tide um Indien und Sri Lanka, welche in den zugehörigen Regressionsplots (siehe Abbildung 4.20, Lag -11) leicht positive Werte aufweist. Sie lösen allem Anschein nach äußerst effektive Resonanzen aus, die zu einer vielfachen Verstärkung der Tide im gesamten Becken führen. Zu-

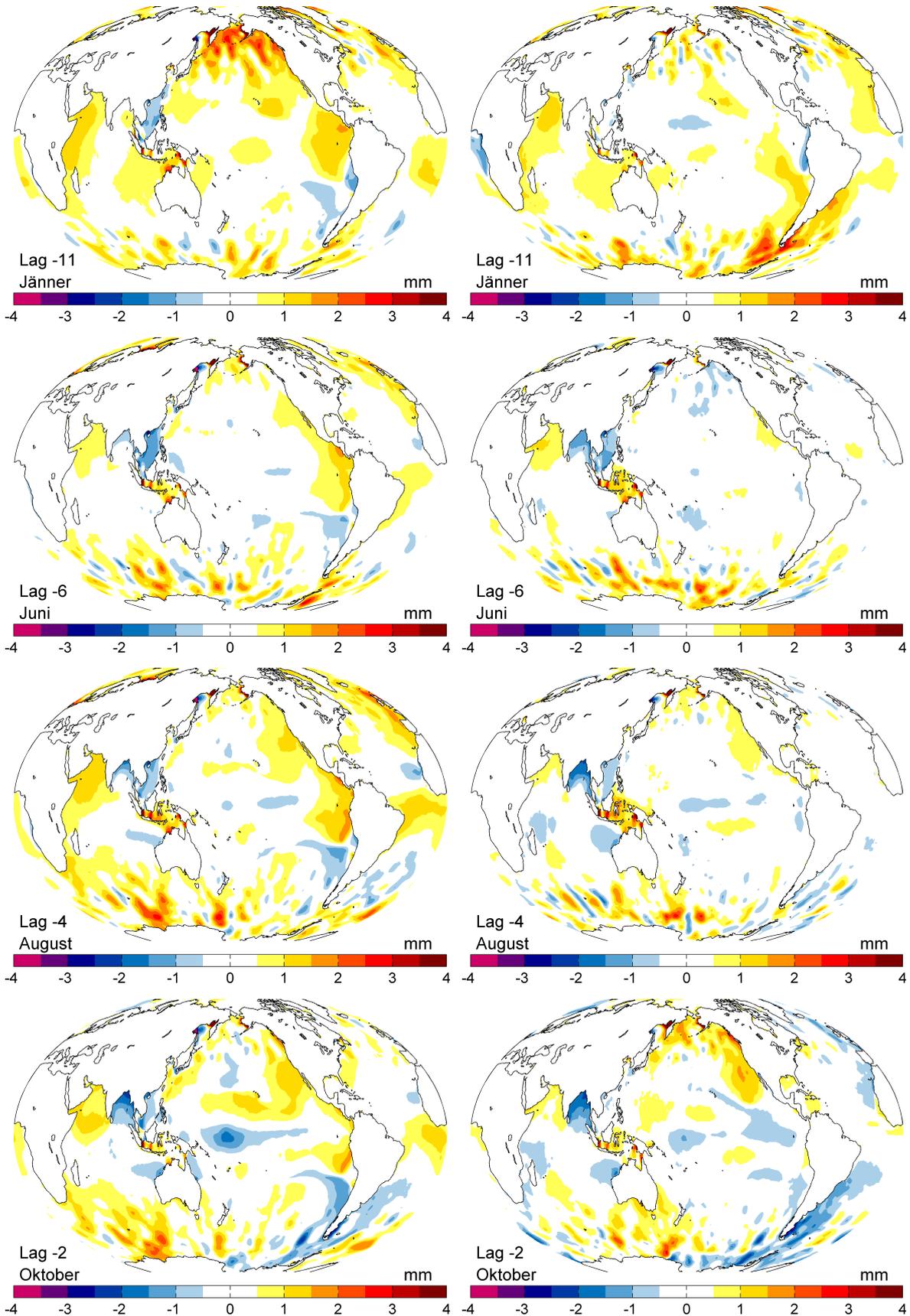


Abbildung 4.25: Anomalie des S_1 -Tidenhubs vor El Niño, links: MERRA, rechts: CFSR

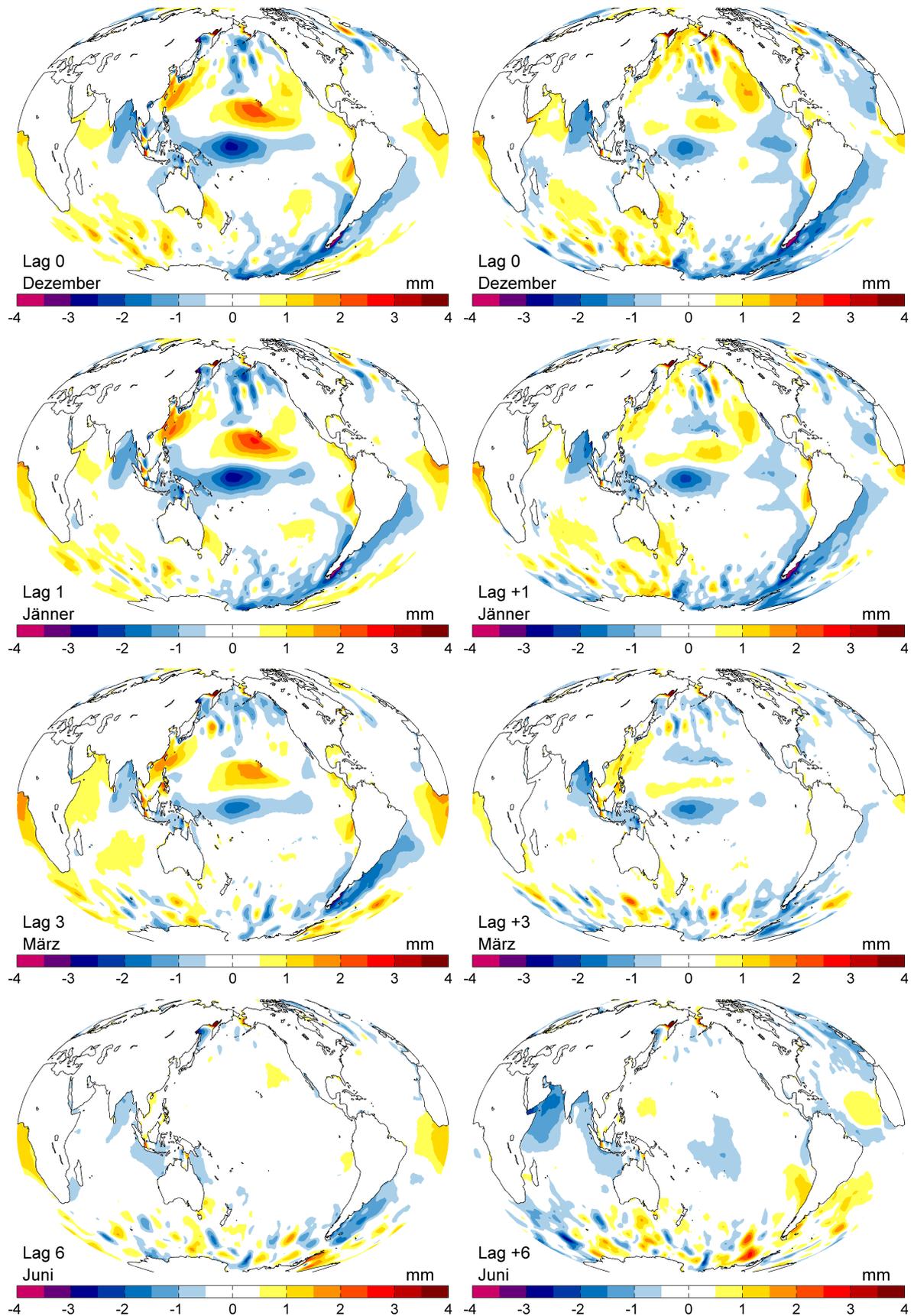


Abbildung 4.26: Anomalie des S_1 -Tidenhubs während El Niño, links: MERRA, rechts: CFSR

sätzlich zeigt die ozeanische S_1 -Tide, wie in Abbildung 2.5b zu sehen ist, eine sich kleinräumig schnell ändernde Phasenstruktur im indischen Ozean, weshalb schwer von der atmosphärischen S_1 -Tide auf die ozeanische geschlossen werden kann.

Betrachtet man weiter die Abbildungen für Juni (Lag -6) vor El Niño, so zeichnet sich die einsetzende pazifische Minima-Maxima-Struktur der atmosphärischen S_1 -Tide noch nicht im Tidenhub ab. Stattdessen treten im offenen Pazifik überhaupt keine Anomalien auf. Es bilden sich lediglich negative Anomalien im südchinesischen Meer sowie im Golf von Bengalen, während leichte Tidenverstärkungen vor der arabischen Halbinsel, in Ozeanien und vor der Küste Mittelamerikas (MERRA) bestehen bleiben. Erste, wenn auch äußerst geringe Ansätze der für El Niño typischen Struktur zeigen sich erst im August (Lag -4). In diesem Monat lässt sich auch die negative atmosphärische Anomalie vor der Westküste Australiens in der Darstellung des Tidenhubs wiederfinden. Zusätzlich zu den restlichen weiter bestehenden Strukturen bildet sich konsistent in beiden Modellen ein Maximum vor der Westküste Nordamerikas und in MERRA eines im äquatorialen Atlantik aus, welches auch in den Regressionsplots zu erkennen ist. Klarer wird das Abbild der für El Niño typischen atmosphärischen pazifischen Minima-Maxima-Struktur im Oktober (Lag -2). Jedoch spiegelt sich nur das äquatoriale Minimum und seine nördliche positive Flanke und nicht die südliche wider. Gleichzeitig verstärken sich auch die positiven Anomalien vor der Westküste Nordamerikas und die negativen im Golf von Bengalen sowie vor der Westküste Australiens, während sich jene im südchinesischen Meer, in Ozeanien und im arabischen Meer abschwächen und das Zentrum des äquatorialen Maximums im Atlantik weiter nach Osten wandert. In den Gewässern vor den südlichen Küsten Südamerikas entsteht eine weitere negative Anomalie, vor den Küsten Perus und Chinas positive. Bis zum El Niño-Peak im Jänner (Lag +1) setzten sich die im Oktober beobachteten Trends mit wenigen Ausnahmen fort, welche sich in Ozeanien sogar in einer Umkehr der positiven in eine negative Anomalie äußern. In MERRA erreicht dabei die negative äquatoriale Tidenhubanomalie an ihrem Höhepunkt bis zu 3 mm, bei CFSR lediglich 2.5 mm. Größer ist die Differenz noch bei der nördlicher liegenden positiven Anomalie mit bis zu 3 mm in MERRA und gerade mal der Hälfte in CFSR. Ab Dezember (Lag 0) beginnt sich auch das in MERRA schon im August gesichtete Maxima vor der Elfenbeinküste in CFSR abzubilden. Dies ist wie auch in den Regressionsplots die einzige Struktur, die sich ab Jänner nicht abzuschwächen beginnt, sondern sich noch bis März (Lag +3) weiter verstärkt. Im Juni (Lag +6) sind keine starken, in beiden Modellen konsistente Anomalien mehr zu erkennen.

4.4.2 Ozeanischer Drehimpuls

Aus den durch die Gezeitenanalyse gewonnenen Tidenhubfeldern ζ und den Massentransporten uH (entlang der Parallelkreise) bzw. vH (entlang der Meridiane) der S_1 -Gezeit wird mit Formeln

4.22 – 4.25, welche Böhm (2012) folgen, der zugehörige frequenzabhängige ozeanische Drehimpuls h , kurz OAM vom englischen Ausdruck „oceanic angular momentum“, in x und y bestimmt.

$$h_x^{ma}(\omega) = -a^4 \rho \Omega \iint \zeta(\omega) \cos^2 \varphi \sin \varphi \cos \lambda \, d\lambda \, d\varphi \quad (4.22)$$

$$h_x^{mo}(\omega) = a^3 \rho \iint H(v(\omega) \sin \lambda - u(\omega) \sin \varphi \cos \lambda) \cos \lambda \, d\lambda \, d\varphi \quad (4.23)$$

$$h_y^{ma}(\omega) = -a^4 \rho \Omega \iint \zeta(\omega) \cos^2 \varphi \sin \varphi \sin \lambda \, d\lambda \, d\varphi \quad (4.24)$$

$$h_y^{mo}(\omega) = a^3 \rho \iint H(v(\omega) \cos \lambda + u(\omega) \sin \varphi \sin \lambda) \cos \lambda \, d\lambda \, d\varphi \quad (4.25)$$

h^{ma} bezeichnet darin jeweils den aufgrund von Variationen des Tidenhubs ζ verursachten Drehimpuls, der Massenterm genannt wird. Er bestimmt die ozeanischen Trägheitstensorzuschläge (vergleiche dazu Abschnitt 2.3). h^{mo} , der Bewegungsterm, entsteht durch die relativen Bewegungen mit den Geschwindigkeiten u und v innerhalb der Gezeitenströme und repräsentiert den relativen Drehimpuls. Das Doppelintegral in den obigen Formeln ist jeweils über die gesamte Ozeanoberfläche auszuführen und die Richtungen x und y sind in sphärischen Koordinaten mit Radius r , Breite φ und Länge λ durch

$$\begin{aligned} x &= r \cos \varphi \cos \lambda \\ y &= r \cos \varphi \sin \lambda \end{aligned} \quad (4.26)$$

definiert (Böhm, 2012). Um Amplitude und Phase des Drehimpulses, welche zur anschließenden Berechnung der ozeanischen Drehimpulsfunktionen nötig sind, zu erhalten, werden die in der Gezeitenanalyse bestimmten Ergebnisse vor dem Einsetzen in Formeln 4.22 – 4.25 nach Formeln 4.9 und 4.10 in Cosinus- und Sinusterme umgewandelt, welche anschließend mit Formeln 4.4 und 4.5 wieder in die gewünschte Form gebracht werden.

Die erhaltenen Ergebnisse für die OAM-Anomalien der S_1 -Tide aus den beiden Reanalysen für die untersuchten Monate finden sich in Abbildung 4.27. Positiv fällt darin die im Groben übereinstimmende Bewegung der OAM-Kurven der beiden Wettermodelle auf, was wiederum für ihre Fähigkeit spricht, globale Veränderungen der atmosphärischen Drucktide und des dadurch hervorgerufenen ozeanischen Drehimpulses gut wiederzugeben. CFSR unterscheidet sich dabei meist von MERRA durch kleinere Amplituden und einer um etwa zwei bis drei Monate verschobenen Ausbildung lokaler Extrempunkte. Bei der Betrachtung des Verlaufs der Kurven zeigt sich, dass zwar alle Komponenten ein bis drei Monate vor oder nach Lag 0 ihr Maximum aufweisen, jedoch liegen diese nicht konsistent im Jänner nach El Niño, wo sich der größte lokale Tidenhub zeigt, sondern variabel je nach Term und Wettermodell. Die starken lokalen Tidenhubanomalien im Dezember und Jänner vor El Niño (Lag -12 und -11) bilden sich in der x -Komponente des Massenterms als Minimum ab, in allen anderen Komponenten lediglich in MERRA als ein im Jänner auftretendes Nebenmaximum. Die Lage der weiteren lokalen Extrempunkte variiert von

Term zu Term und lässt sich nur schwer mit den Tidenhubanomaliedarstellungen in Abbildung 4.25 und 4.26 in Zusammenhang setzen. Dies verwundert jedoch wenig, ist doch $h^{ma/mo}$ eine integrale Größe, die sich aus dem Zusammenspiel des Tidenhubs vieler verschiedener Regionen ergibt.

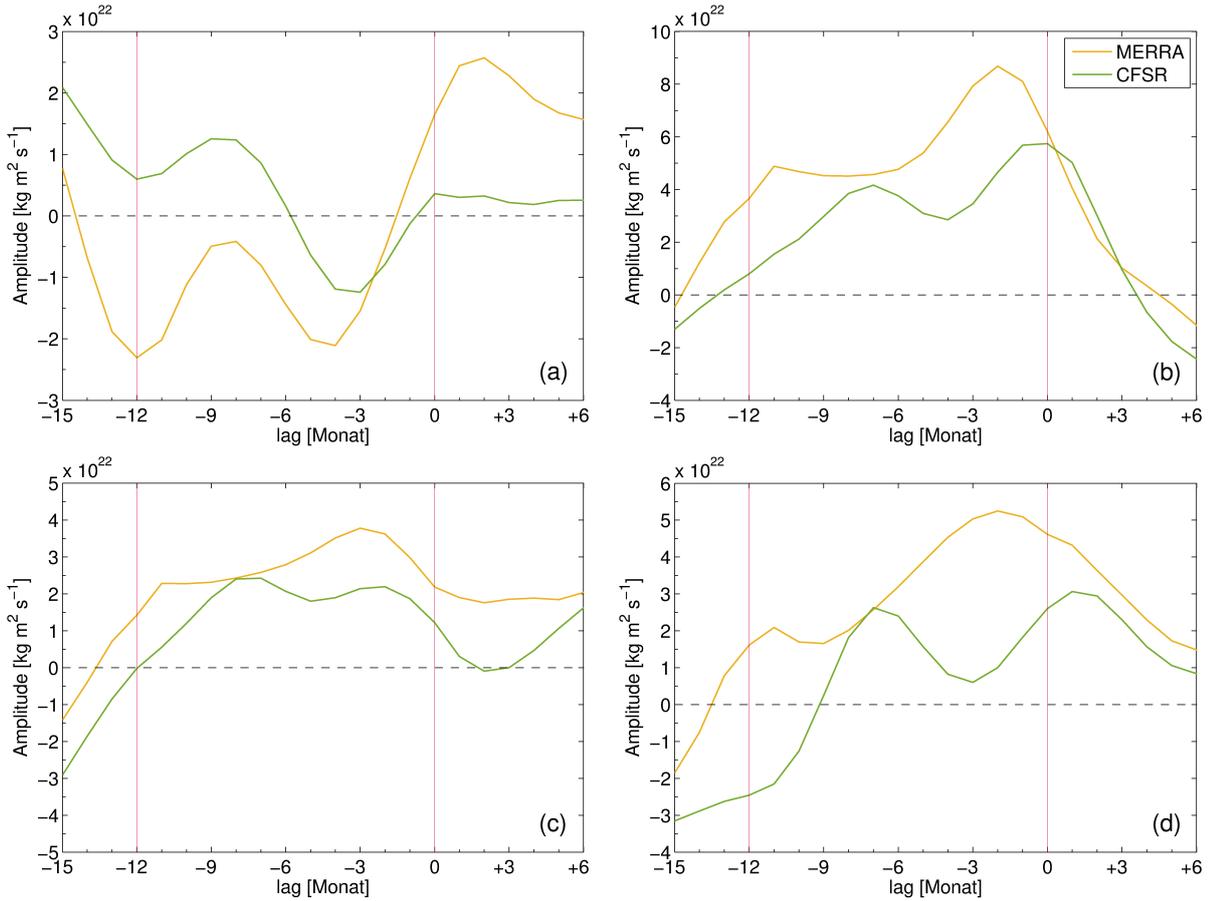


Abbildung 4.27: Anomalien des ozeanischen Drehimpulses der S_1 -Tide; (a) Massenterm in x -Richtung, (b) Massenterm in y -Richtung, (c) Bewegungsterm in x -Richtung, (d) Bewegungsterm in y -Richtung; die roten Linien kennzeichnen jeweils La Niña um Lag -12 und El Niño um Lag 0

	Massenterm		Bewegungsterm	
	MERRA	CFSR	MERRA	CFSR
x	0.71 (199°)	1.45 (162°)	1.85 (12°)	1.58 (2°)
y	3.23 (321°)	3.01 (311°)	1.69 (222°)	1.11 (201°)

Tabelle 4.1: Mittlere Werte des ozeanischen Drehimpulses der S_1 -Gezeit; Einheit der Amplituden: $10^{23} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ and Phasenlage bezüglich Greenwich Mittag (12 UTC)

Tabelle 4.1 gibt die mittleren Werte der OAMs wieder. Vergleicht man die Werte der einzelnen Terme aus den beiden Wettermodellen, zeigen diese eine relativ gute Übereinstimmung. Die größten Diskrepanzen ergeben sich noch für die x -Komponente des Massenterms. Beim Vergleich der Größenordnung der Terme untereinander fällt sofort die Dominanz des Massenterms in y -Richtung gegenüber dem in x -Richtung auf, während die Bewegungsterme in beiden Richtungen relativ gleich stark ausgeprägt sind.

Der Verlauf der nicht dargestellten Phasen beider Modelle ist weitestgehend parallel. Lediglich die x -Komponente des Massenterms verläuft in CFSR nahezu horizontal, während sie in MERRA von Lag -13 bis Lag -3 einen Anstieg von 70° zeigt, welcher sich danach wieder um 25° verringert. Mögliche Gründe hierfür bleiben unklar.

4.4.3 Ozeanische Drehimpulsfunktionen

Zur Berechnung der ozeanischen Drehimpulsfunktionen müssen die skalaren Massen- und Bewegungsterme zeitlich expandiert werden. Dies passiert durch

$$h_{x/y}^{ma/mo}(t) = A_{h_{x/y}^{ma/mo}} \cos\left(2\pi t + (\pi - \varphi_{h_{x/y}^{ma/mo}})\right), \quad (4.27)$$

worin t für den Zeitvektor in modifiziertem julianischen Datum steht, $A_{h_{x/y}^{ma/mo}}$ für die Amplitude und $\varphi_{h_{x/y}^{ma/mo}}$ für die Phase des Massen- bzw. Bewegungsterms mit einer Korrektur auf Mittag nach Ray und Egbert (2004) in x - bzw. y -Richtung. Anhand einer Division des relativen Drehimpulses der Massenterme $h_{x/y}^{ma}$ durch die nominelle Rotationsgeschwindigkeit Ω der Erde können die relevanten Elemente des ozeanischen Trägheitstensors ΔI gewonnen werden

$$\Delta I_{13}(t) = \frac{h_x^{ma}(t)}{\Omega} \quad (4.28)$$

$$\Delta I_{23}(t) = \frac{h_y^{ma}(t)}{\Omega}, \quad (4.29)$$

mit Hilfe deren die OAMF über die Formeln 4.30 – 4.33, welche aus Gross (2007) stammen, bestimmbar sind.

$$\chi_x^{ma}(t) = \frac{1.608 [0.684 \Delta I_{13}(t)]}{C - A'} \quad (4.30)$$

$$\chi_y^{ma}(t) = \frac{1.608 [0.684 \Delta I_{23}(t)]}{C - A'} \quad (4.31)$$

$$\chi_x^{mo}(t) = \frac{1.608 h_x(t)}{(C - A') \Omega} \quad (4.32)$$

$$\chi_y^{mo}(t) = \frac{1.608 h_y(t)}{(C - A') \Omega} \quad (4.33)$$

$$A' = \frac{A + B}{2} \quad (4.34)$$

Die darin verwendeten Konstanten A , B und C symbolisieren das äquatoriale und gleichzeitig kleinste, das mittlere und das polare größte Trägheitsmoment der Erde (Gross, 2007). Die äquatoriale, komplexe ozeanische Drehimpulsfunktionen setzt sich für den Massen- und Bewegungsterm jeweils aus (Schindelegger et al., 2013)

$$\chi(t) = \chi_x(t) + i\chi_y(t) \quad (4.35)$$

zusammen.

4.4.4 Transformation ins zälestische System

Bis zu diesem Punkt wurde ausschließlich in einem terrestrischen System gearbeitet. Nutation, deren Variation aufgrund von S_1 -Modulationen am Ende das Ergebnis der Arbeit sein soll, ist jedoch im inertialen zälestischen System definiert, weshalb eine Transformation der OAMF in dieses System vorzunehmen ist. Dies erfolgt mit

$$\chi'(t) = -\chi(t) e^{i\Phi(t)} \quad (4.36)$$

aus Yseboodt et al. (2002), worin die OAMF von der täglichen Erddrehung befreit wird. Dadurch verschiebt sich die Frequenz von S_1 auf genau eine prograde Umdrehung pro Jahr. Ins zälestische System transformierte Größen wie χ' werden im Anschluss mit einem Strich gekennzeichnet, um darauf hinzuweisen, dass sie sich auf das himmelfeste System beziehen. Der Faktor Φ berechnet sich nach einer etwas vereinfachten Form des Formelapparates von Bizouard et al. (1998), sodass

$$\Phi(t) = k \cdot \text{GMST} \quad (4.37)$$

ist. $k = 2\pi/86400$ repräsentiert den Umrechnungsfaktor zwischen Sekunden und Radiant, GMST die mittlere Sternzeit in Greenwich, welche mit

$$\text{GMST} = r(t - [t]) 86400 + d_0 + d_1 T_u \quad (4.38)$$

bestimmt werden kann. $r = 1.002737909350795$ steht für das Verhältnis zwischen Welt- und Sternzeit und t für das modifizierte julianische Datum an dem χ ausgewertet werden soll. Die Koeffizienten haben die Werte $d_0 = 24110.54841$ und $d_1 = 8640184.812866$. T_u , die Tage in Julianischen Jahrhunderten, welche sich aus 36 525 mittleren Tagen seit Beginn der Referenzepoche zusammensetzen (Bretterbauer und Böhm, 2000), wird mit

$$T_u = \frac{[t] - t_0}{36\,525} \quad (4.39)$$

evaluiert, wobei t_0 den Referenzzeitpunkt 12 UT1 (korrigierte Weltzeit) am 1. Jänner 2000, angegeben als modifiziertes julianisches Datum (Bizouard et al., 1998), bezeichnet. Folglich ist auch t als modifiziertes julianisches Datum einzusetzen.

4.4.5 Filterung von χ'

Bei der Modellierung der OAMF der S_1 -Tide wird ein Signal erzeugt dessen terrestrischer Frequenzinhalt nicht nur bei -1 cyc/day liegt, sondern auch bei der um null gespiegelten Frequenz von 1 cyc/day. Dieser Teil äußert sich nach der Transformation ins himmelfeste System als hochfrequenten prograd halbtäglichen Signal. Zur weiteren Signalverarbeitung ist es wünschenswert, den niederfrequenten Anteil vom hochfrequenten zu separieren. Dies passiert am einfachsten durch die Anwendung eines Rechteckfilters auf den Massen- und den Bewegungsterm von χ' nach der Umwandlung des Signals vom Zeit- in den Frequenzbereich durch eine Fouriertransformation. Zur weiteren Verarbeitung erfolgt anschließend die Rücktransformation der Signale in den Zeitbereich.

4.4.6 Ausgleich nach den Amplituden der S_1 -Tide

Zur Schätzung der Amplituden aus den gefilterten OAM bedient man sich erneut dem Ausgleich nach kleinsten Quadraten. Für das dazu nötige funktionale Modell wird der Modellierungsansatz für Drehimpulsfunktionen aus Koot und de Viron (2011) vereinfacht für die alleinige Schätzung von ozeanischen S_1 -Amplituden herangezogen:

$$\chi'(t) = -ia_{S_1} e^{i[\omega_{S_1} v \Omega(t-t_0) + \varphi_{S_1}]} \quad (4.40)$$

a_{S_1} bezeichnet darin die zu schätzende komplexe Amplitude von S_1 . Die weiteren noch nicht im Laufe der Abhandlung erklärten Variablen beinhalten ω_{S_1} , die zälestische Frequenz von S_1 , φ_{S_1} deren Phase — ihr Wert von 357.529° wurde aus Koot und de Viron (2011) entnommen — und $v = 1/366.25$, dem Umrechnungsfaktor in siderischen Tagen. t und t_0 sind wiederum als modifiziertes julianisches Datum anzugeben (Koot und de Viron, 2011).

Die Designmatrix \mathbf{A} setzt sich aus den ersten Ableitungen für die Zeitpunkte t_i ($i = 1, 2, \dots$) von Formel 4.40 nach a_{S_1} zusammen, sodass

$$\mathbf{A} = -i \begin{bmatrix} e^{i[v\Omega(t_1-t_0) + \varphi_{S_1}]} \\ e^{i[v\Omega(t_2-t_0) + \varphi_{S_1}]} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

folgt. Da ω_{S_1} bei 1 cyc/year liegt, wird sie in den Ableitungen der Designmatrix nicht mehr angeschrieben. Nach dem bereits in Formeln 4.7 und 4.8 vorgestellten Schema erfolgt nun der Ausgleich, wobei die dort mit $p(t)$ bezeichneten Druckbeobachtungen durch den Massenterm

bzw. den Bewegungsterm von $\chi'(t)$ zu ersetzen sind. Das Ergebnis des Ausgleichs, die komplexe Amplitude von S_1 , kann jeweils in den Realteil, welcher als „in-phase“ bezeichnet wird, und den „out-of-phase“ genannten Imaginärteil aufgespalten werden. Der „in-phase“-Term befindet sich in Phase mit der durch Gravitation hervorgerufenen Nutation, der „out-of-phase“-Term orthogonal dazu (Koot und de Viron, 2011).

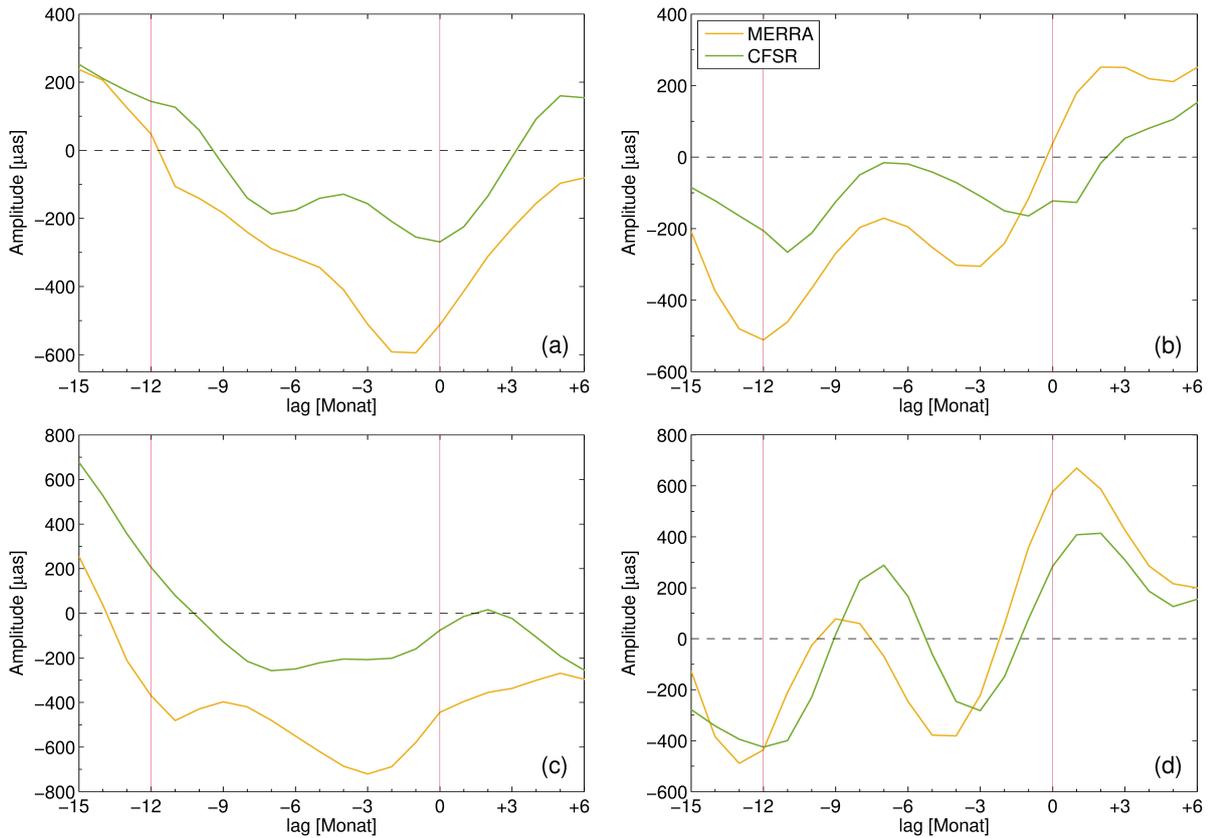


Abbildung 4.28: Geschätzte Amplitudenanomalien der zälestischen OAMF der S_1 -Tide; (a) Massenterm in-phase, (b) Massenterm out-of-phase, (c) Bewegungsterm in-phase, (d) Bewegungsterm out-of-phase; die roten Linien kennzeichnen jeweils La Niña um Lag -12 und El Niño um Lag 0

Die geschätzten Amplitudenanomalien der OAMF für S_1 können aus Abbildung 4.28 abgelesen werden. Extremwerte um Lag 0 zeigen sich lediglich in der out-of-phase-Komponente des Bewegungsterms in Form eines Maximums und in der in-phase-Komponente des Massenterms als Minimum. Auch La Niña um Lag -12 spiegelt sich als negativer Extremwert wider, allerdings in der out-of-phase-Komponente des Massenterms. Doch kann aufgrund der dargestellten Amplitudenanomalien der Effekt von S_1 auf die Nutation noch nicht abgeschätzt werden.

4.4.7 Berücksichtigung von Chandler Wobble und Free Core Nutation

Um den tatsächlichen Beitrag der ozeanischen S_1 -Tide zur Nutation zu evaluieren, ist der Einfluss der Free Core Nutation und des Chandler Wobbles zu berücksichtigen (Schindelegger et al., 2013). Die Free Core Nutation (FCN) ist einer der freien Rotationsmoden der Erde, der durch die leicht unterschiedlichen Rotationsachsen des ellipsoidischen flüssigen Kerns und des viskoelastischen Mantels zustande kommt. Mit einer retrograden Periode von etwa 431 Tagen im himmelfesten System und einer Amplitude von etwa $100 \mu\text{as}$ (Krásná et al., 2013) liegt sie im Resonanzbereich der S_1 -Tide. Auch der Chandler Wobble (CW) ist eine freie Bewegung, nämlich jene, die jeder ungleichmäßig geformte rotierende Körper vollführt dessen Rotationsachse nicht mit der Figurenachse (Gross, 2007), also der Achse des größten Hauptträgheitsmoments (Bretterbauer und Böhm, 2000), übereinstimmt. Somit ist seine Periode, welche aus Beobachtungen im Mittel 433 Tage beträgt (Gross, 2000), durch den inneren Aufbau und die Rheologie der Erde bestimmt (Gross, 2007). Aufgrund seiner Abklingzeit von nur 86 Jahren müsste er schon längst nicht mehr beobachtbar sein, wenn er nicht zum Großteil durch Veränderungen des Drucks am Ozeanboden und zu geringeren Teilen durch Variationen des atmosphärischen Drucks, atmosphärischer Winde und ozeanischer Strömungen ständig wieder angeregt werden würde (Gross, 2000). Die Überlagerung des Chandler Wobbles mit einem einjährigen Wobble verursacht eine Schwebung, wodurch seine Amplitude (Bretterbauer und Böhm, 2000) alle 6.3 Jahre (Schindelegger et al., 2013) zwischen 100 und 200 mas schwankt (Gross, 2000). Wie die Free Core Nutation verändert auch der Chandler Wobble den Einfluss täglicher Tiden auf die Nutation.

Zur Berücksichtigung dieser beiden Effekte werden die aus dem Ausgleich gewonnenen Amplituden mit Transferfunktionen multipliziert, welche nach Bizouard et al. (1998) mit

$$T_{ma/mo} = \sigma'_{CW} \left(\frac{1}{\sigma'_{CW} - \sigma'_{S_1}} + \frac{a_{ma/mo}}{\sigma'_{FCN} - \sigma'_{S_1}} \right) \quad (4.42)$$

eruiert werden können. Darin bezeichnet a_{ma} bzw. a_{mo} Koeffizienten, die die Kopplung zwischen Kern und Mantel bei Anregung durch Massenverlagerungen bzw. relativen Bewegungen beschreiben. Die Werte dieser Größen hängen vom jeweils verwendeten Erdmodell ab, sie sind also theoretisch berechnet und wurden nicht durch Beobachtungen verifiziert. In dieser Arbeit wurden die von Koot und de Viron (2011) veröffentlichten Werte von $9.200 \cdot 10^{-2}$ für a_{ma} und $5.489 \cdot 10^{-4}$ für a_{mo} herangezogen. σ'_{S_1} , σ'_{CW} bzw. σ'_{FCN} stehen für die zälestischen Frequenzen von S_1 , CW bzw. FCN. Die beiden letzten lassen sich mit den folgenden Formeln berechnen (Bizouard et al., 1998):

$$\sigma'_f = -\frac{2\pi}{T'_f} \left(1 - \frac{i}{2Q'_f} \right) \quad (4.43)$$

$$Q'_f = \frac{Q_f}{T'_f + 2} \quad (4.44)$$

$$\sigma'_{CW} = \sigma_{CW} + \Omega \quad (4.45)$$

$$\sigma_{CW} = \frac{2\pi}{T_{CW}} \quad (4.46)$$

Q_f stellt den Dämpfungsfaktor mit 20 000 dar, T'_f die zälestische Periode der Free Core Nutation, welche mit 430.2 Tagen angesetzt wurde, und T_c die terrestrische Periode des Chandler Wobbel mit 433.3 Tagen (Hohensinn, 2013).

4.4.8 El Niño-bedingte Modulationen der S_1 -Nutationsbeiträge

Die zeitliche Modulation der durch S_1 verursachten Nutationsbeiträge, zu sehen in Abbildung 4.29 und Tabelle 4.2, erstaunt. So ruft La Niña beinahe eben so große Anomalien wie El Niño hervor. La Niña wirkt jedoch hauptsächlich auf die out-of-phase-Komponente mit Abweichungen vom mittleren Wert von bis zu $19.2 \mu\text{as}$ bei Lag -12 in MERRA und $9.5 \mu\text{as}$ bei Lag -11 in CFSR, während El Niño vorwiegend die in-phase-Komponente moduliert mit bis zu $22.3 \mu\text{as}$ bei Lag -1 in MERRA und $10.5 \mu\text{as}$ bei Lag 0 in CFSR. Diese Maxima werden ausschließlich durch den Massenterm verursacht, denn durch die Faltung mit der Transferfunktion kommt es zu einer so starken Abschwächung des Windterms, dass er für den Gesamtbeitrag beinahe vernachlässigt werden kann. Diese Reduzierung ist auch nicht weiter verwunderlich, bedenkt man die um zwei Größenordnungen differierenden Koeffizienten der Transferfunktion für Massen- und Bewegungsterm. Aus diesem Grund wirkt sich auch das für MERRA und CFSR konsistent auftretende Maximum im Bewegungsterm in der out-of-phase-Komponente bei El Niño und das Minimum während La Niña kaum auf den Gesamtbeitrag aus.

Neben den angesprochenen Hauptmaxima zeigt CFSR in der out-of-phase-Komponente ein lokales Maximum bei Lag -1. El Niño-Strukturen scheinen folglich auch Einfluss auf die out-of-phase-Komponente zu haben. Auch MERRA weist ein weiteres Maximum auf, jedoch bei Lag -3, ein Zeitpunkt, an dem der Tidenhub neben ersten El Niño-Signalen großflächige positive Anomalien im arabischen Meer, vor den Ostküsten Nord-, Südamerikas und Europas sowie im äquatorialen Atlantik aufweist (vergleiche dazu Abbildung 4.25, Lag -4 MERRA). Ähnlich verhalten sich die Anomalien von ζ auch während La Niña, jedoch mit einer noch großflächigeren Ausbreitung der positiven Felder (vergleiche dazu Abbildung 4.25, Lag -11). Diese Verteilung löst allem Anschein nach, verstärkt durch punktuell starke Anomalien in den antarktischen Gewässern wegen möglicherweise nicht ganz reduzierter Assimilationsfehler große Beiträge in der out-of-phase-Komponente des Massenterms aus. Die in-phase-Komponente scheint im Gegensatz dazu stärker durch die für El Niño typischen großen Anomalien mit kleiner Ausdehnung im Pazifik beeinflusst zu werden. Möglicherweise rufen auch die flächigen, meist negativen ζ -Variationen während dieses Zeitraums die Modulationen der Nutationsbeiträge hervor.

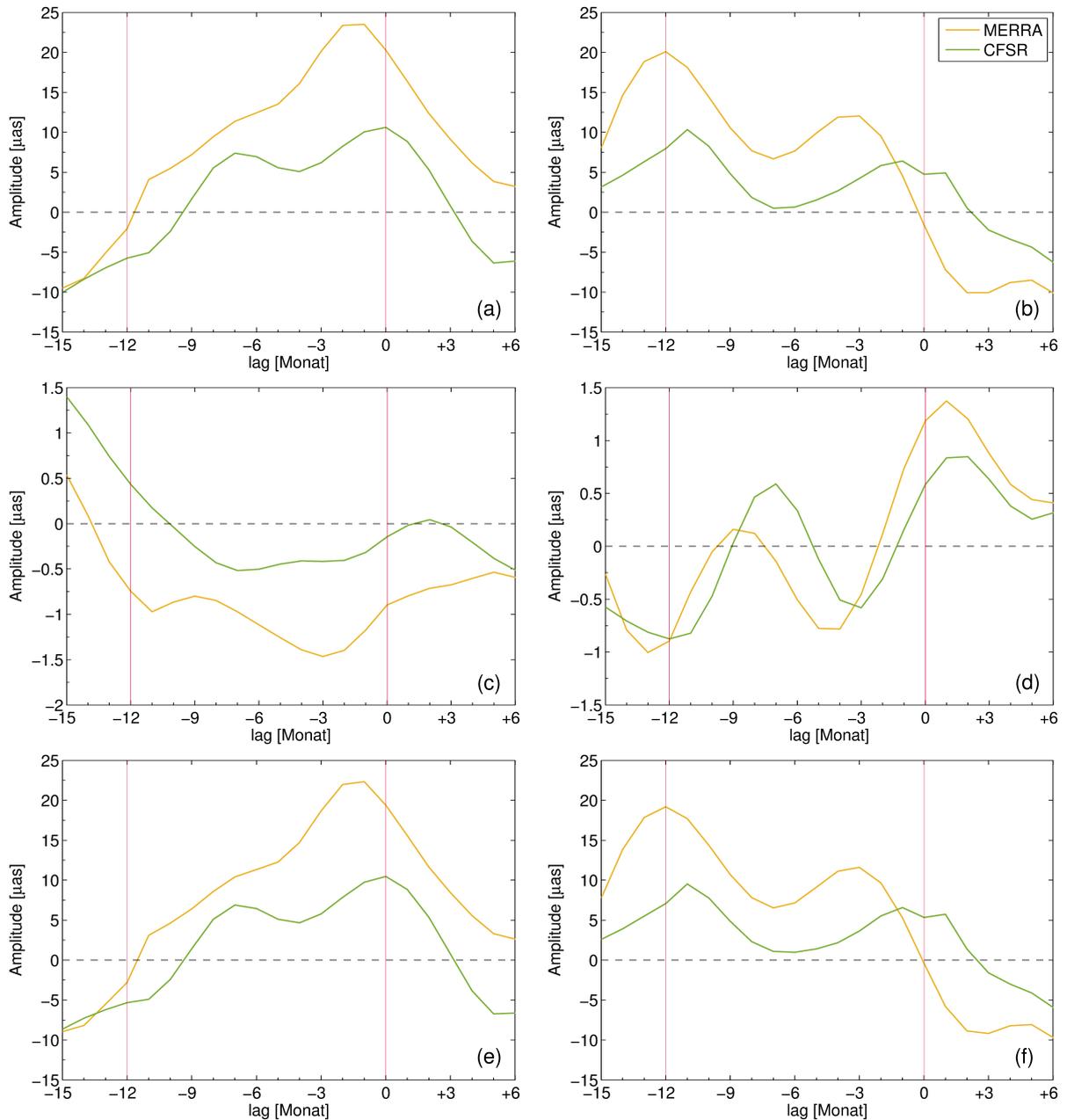


Abbildung 4.29: Modulationen der Nutationsbeiträge der ozeanischen S_1 -Tide; (a) Massenterm in-phase, (b) Massenterm out-of-phase, (c) Bewegungsterm in-phase, (d) Bewegungsterm out-of-phase, (e) Gesamtbeitrag in-phase, (f) Gesamtbeitrag out-of-phase; die roten Linien kennzeichnen jeweils La Niña um Lag -12 und El Niño um Lag 0

Wie bereits in den OAM Zeitserien bemerkt, verlaufen die Anomalien der Nutationsbeiträge aus den beiden Reanalysen ähnlich, wenn auch MERRA stets größere Modulationen als CFSR aufweist. Dies verstärkt einerseits die Glaubwürdigkeit der Ergebnisse bezüglich ihrer zeitlichen Veränderung, andererseits bestätigt sich die Fähigkeit der Wettermodelle S_1 -Variationen korrekt abzubilden. Ähnliche Übereinstimmung zeigt sie in ihrer absoluten Größe, dargestellt durch die

mittleren Werte in der vorletzten Zeile von Tabelle 4.2. Auffällig ist hier der Unterschied in der in-phase-Komponente des Massenterms mit einer mehr als Verdopplung der MERRA-Werte gegenüber CFSR. Die Bewegungsterme und die out-of-phase-Komponente des Massenterms zeigen größere mittlere Werte für CFSR, allerdings mit einer wesentlich geringeren Differenz zu MERRA. Die grundsätzliche Größenordnung und das Verhältnis der Terme und Komponenten untereinander stimmt auch mit Vorstudien zum Beitrag der ozeanischen S_1 -Tide zur Nutation überein. In Tabelle 4.2 sind dazu im untersten Eintrag teilweise korrigierte Vergleichswerte aus Schindelegger et al. (2016) angeführt. Diese Ergebnisse sind jedoch nur zur Validierung des Rechenwegs gedacht, denn das Hauptaugenmerk dieser Studie liegt nicht auf den absoluten Nutationsbeiträgen, sondern auf deren durch ENSO verursachte Variation.

Lag	Massenterm [μas]				Bewegungsterm [μas]				Total [μas]			
	ip		op		ip		op		ip		op	
	MR	CA	MR	CA	MR	CA	MR	CA	MR	CA	MR	CA
-15	-9.5	-10.0	8.0	3.2	0.5	1.4	-0.3	-0.6	-9.0	-8.6	7.8	2.6
-14	-8.3	-8.4	14.6	4.6	0.1	1.1	-0.8	-0.7	-8.2	-7.3	13.8	3.9
-13	-5.1	-7.0	18.8	6.3	-0.4	0.7	-1.0	-0.8	-5.5	-6.2	17.8	5.5
-12	-2.1	-5.8	20.1	8.0	-0.7	0.4	-0.9	-0.9	-2.8	-5.3	19.2	7.1
-11	4.1	-5.1	18.1	10.4	-1.0	0.2	-0.4	-0.8	3.1	-4.9	17.7	9.5
-10	5.5	-2.4	14.4	8.2	-0.9	-0.0	-0.1	-0.5	4.6	-2.4	14.4	7.8
-9	7.2	1.7	10.5	4.8	-0.8	-0.3	0.2	0.0	6.4	1.4	10.7	4.8
-8	9.4	5.5	7.7	1.8	-0.8	-0.4	0.1	0.5	8.6	5.1	7.8	2.3
-7	11.4	7.4	6.7	0.5	-1.0	-0.5	-0.1	0.6	10.4	6.9	6.5	1.1
-6	12.4	6.9	7.7	0.6	-1.1	-0.5	-0.5	0.3	11.3	6.4	7.1	1.0
-5	13.5	5.6	9.9	1.5	-1.3	-0.4	-0.8	-0.1	12.3	5.1	9.1	1.4
-4	16.1	5.1	11.9	2.7	-1.4	-0.4	-0.8	-0.5	14.7	4.7	11.1	2.2
-3	20.1	6.2	12.0	4.2	-1.5	-0.4	-0.5	-0.6	18.7	5.8	11.6	3.6
-2	23.4	8.2	9.5	5.8	-1.4	-0.4	0.1	-0.3	22.0	7.8	9.6	5.5
-1	23.5	10.0	4.6	6.4	-1.2	-0.3	0.7	0.2	22.3	9.7	5.3	6.6
0	20.3	10.6	-1.6	4.8	-0.9	-0.1	1.2	0.6	19.4	10.5	-0.4	5.3
+1	16.4	8.9	-7.2	4.9	-0.8	-0.0	1.4	0.8	15.6	8.8	-5.8	5.7
+2	12.3	5.3	-10.1	0.5	-0.7	0.0	1.2	0.8	11.6	5.4	-8.9	1.4
+3	9.1	0.8	-10.1	-2.2	-0.7	-0.0	0.9	0.6	8.4	0.7	-9.2	-1.6
+4	6.2	-3.6	-8.8	-3.4	-0.6	-0.2	0.6	0.4	5.6	-3.8	-8.2	-3.0
+5	3.8	-6.3	-8.5	-4.4	-0.5	-0.4	0.4	0.3	3.3	-6.7	-8.1	-4.1
+6	3.2	-6.1	-10.1	-6.2	-0.6	-0.5	0.4	0.3	2.6	-6.6	-9.7	-5.9
MNB	18.8	7.5	59.6	60.1	-5.5	-3.8	0.3	0.9	13.4	3.6	59.9	61.0
SEA	19.7	8.3	59.8	60.5	-5.8	-4.1	0.4	0.9	13.9	4.3	60.2	61.4

Tabelle 4.2: Anomalien der Nutationsbeiträge der S_1 -Gezeit sowie deren mittlere Beiträge in [μas]; MR = MERRA, CA = CFSR, MNB = Mittlere Nutationsbeiträge der S_1 -Gezeit, SEA = Mittlere Nutationsbeiträge aus Schindelegger et al. (2016) für CFSR korrigiert; ip = in-phase: Realteil der S_1 -Nutationswelle, op = out-of-phase: Imaginärteil der S_1 -Nutationswelle

Kapitel 5

Überblick über die Ergebnisse

Alle in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnisse basieren auf der Fähigkeit von atmosphärischen Reanalysen, die S_1 -Tide richtig in ihren Oberflächendruckdaten zu repräsentieren. Dies könnte besonderes für CFSR in Zweifel gezogen werden, ist ihr Zeitschritt für die Parametrisierung von langwelliger Strahlung nach Poli et al. (2013) doch zu groß für die korrekte Darstellung von atmosphärischen Gezeiten. Trotzdem zeigt die aus CFSR-Daten extrahierte S_1 -Tide teils bessere Übereinstimmung mit den in-situ-Daten, als jene aus MERRA. Im Besonderen gilt dies in den frühen 80er-Jahren, in denen MERRA zu große Amplituden aufweist. Wie in der anschließenden Regressionsanalyse sichtbar, setzt sich dieser Trend fort, denn MERRA überschätzt den maximalen Regressionskoeffizienten nahezu durchgängig, im Gegensatz zu CFSR, welche fast immer zu kleine Werte liefert. Dies schlägt sich auch in den globalen Plots der Regressionsanalyse nieder, in denen das während El Niño auftretende Muster der S_1 -Tide für MERRA negative Werte bei $-12 \text{ Pa}/\sigma(N)$ aufweist, für CFSR jedoch nur bei $-9 \text{ Pa}/\sigma(N)$. Ähnlich verhält es sich in den globalen Gezeitenhöhendarstellungen, welche das für El Niño typische Muster wiedererkennen lassen. Hier zeigt MERRA positive wie negative Anomalien knapp unter 3 mm, während die positiven von CFSR nicht 1.5 mm erreichen. Besonders auffällig in dieser Zeitserie erweisen sich die Darstellungen etwa ein Jahr vor El Niño, sprich im La Niña-Zeitraum, welche große positive und flächige Tidenhubanomalien beinhalten. Wie sich im Ergebnis der Nutationsbeiträge erweist, regen die Anomalien eines La Niña-Events erstaunlich effizient die prograde jährliche zälestische Bewegung der Erde an. Denn in diesem Zeitfenster ergeben sich große positive Abweichungen vom mittleren Wert in der out-of-phase-Komponente mit $19.2 \mu\text{s}$ für MERRA (Lag -12) und $9.5 \mu\text{s}$ für CFSR (Lag -11). Die größten Modulationen ruft aber wie erwartet El Niño in der in-phase-Komponente mit $22.3 \mu\text{s}$ für MERRA (Lag -1) und $10.5 \mu\text{s}$ für CFSR (Lag 0) hervor. Diese differierenden Beiträge zwischen den Wettermodellen lassen sich durchgehend auf die stärkeren und großflächigeren Anomalien in MERRA im Gegensatz zu CFSR zurückführen. Da wie bereits festgestellt MERRA im Allgemeinen in-situ-Daten überschätzt und CFSR sie unterschätzt, liegen die tatsächlichen Beiträge zur Nutation vermutlich irgendwo dazwischen. Die zeitlichen Veränderungen der Nutationsbeiträge aus den beiden Reanalysen, sind jedoch

sehr ähnlich. Dies spricht für ihre Fähigkeit zeitliche S_1 -Modulationen korrekt wiederzugeben. Mit einer Variationsspanne von etwa $-10 \mu\text{as}$ bis knapp über $20 \mu\text{as}$ innerhalb eines durchschnittlichen ENSO-Zyklus' für MERRA liegen die Maximalwerte im Bereich des mit $21 \mu\text{as}$ in Herring et al. (2002) angegebenen einseitigen 3σ -Genauigkeitslevel für prograde jährliche Nutationsbewegungen aus VLBI-Beobachtungen. Neuere Studien wie Koot et al. (2010) geben etwas kleinere Standardabweichungen an, sodass das 3σ -Level bei $18 \mu\text{as}$ liegt. In jedem Fall sind die Variationen der Beiträge zur Nutation der S_1 -Tide aufgrund von El Niño an der Grenze zur Detektierbarkeit. Für die Einbeziehung in heutige Nutationsmodelle genügt folglich eine konstante harmonische Schwingung als Approximation erster Ordnung der globalen S_1 -Gezeit. Die ständigen VLBI-Entwicklungen, welche sich vielleicht schon bald in einem verbesserten Genauigkeitslevel von $15 \mu\text{as}$ äußern könnten, würden jedoch die Beobachtung von ENSO-Modulationen der S_1 -Tide ermöglichen. In diesem Falle wäre ein permanentes VLBI-Monitoring nötig, sodass die erhaltenen Korrekturen den Nutzern a posteriori zur Verfügung gestellt werden könnten.

Kapitel 6

Ausblick

Die vorliegende Untersuchung des Einflusses von El Niño auf die durch S_1 -Gezeit verursachte Nutation stellt lediglich eine erste Abschätzung dar und weist folglich noch an vielen Stellen Verbesserungsmöglichkeiten auf, welche aber entweder den Rahmen einer Diplomarbeit übersteigen oder aufgrund der verfügbaren Ausgangsdaten nicht zu realisieren waren. Letzteres trifft auf die Validierung der Reanalysedruckdaten zu. Denn hier wäre ein Vergleich mit weiteren Stationen im mittleren und östlichen Zentralpazifik, der die für El Niño typische Minimum-Maximum-Struktur aufweist, im Golf von Guinea mit seinen in MERRA erkennbaren positiven Amplitudenanomalien und entlang der südamerikanischen Westküste wünschenswert, jedoch enthält ISD keine über 30 Jahre durchgängigen Stationsdaten in diesen Regionen. Eine weitere Möglichkeit, die Glaubwürdigkeit der Ausgangsdaten zu erhöhen, läge in der Auswertung von Daten weiterer atmosphärischer Reanalysen wie beispielsweise die des ECWMF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts).

Eine der vermutlich stärksten Fehlereinflüsse auf die Ergebnisse dieser Arbeit stellen die Assimilationsartefakte der Reanalysedruckdaten in höheren Breiten dar, welche mangelnden Beobachtungen in diesen Regionen zuzuschreiben sind und sich als ständig hohe atmosphärische S_1 -Amplitudenanomalien äußern. In der Arbeit wurden diese zwar mit Hilfe der Regressionsanalyse reduziert, jedoch nicht völlig entfernt. Hier wären weitere Anstrengungen nötig, um optimale Filteralgorithmen bis zur vollkommenen Eliminierung des Effektes zu entwickeln und somit die rein El Niño-induzierten S_1 -Nutationsbeiträge extrahieren zu können.

Neben dem Wetterphänomen El Niño existieren weitere atmosphärisch-ozeanisch gekoppelte Oszillationen in der Pazifik-Indik-Region, die mit ihrer großräumigen Wirkung auf Meeres- und Luftströmungen Ozeanoberflächentemperatur, Druck und Feuchte maßgebend aus ihrem „Normalzustand“ auslenken. Dazu zählen der Indian Ocean Dipole (IOD) und die Pacific Decadal Oscillation (PDO). Der IOD stellt ähnlich der ENSO im Pazifik eine interannuale Variation der Wind- und Meeresströmungen dar, welche sich vor Sumatra als anormale Abkühlung der Ozeanoberfläche und deren besonderer Erwärmung im westlichen indischen Ozean äußert und dabei 12%

der Ozeanoberflächentemperaturvariationen in der Region hervorruft. Mit diesen Veränderungen gehen starke Regenfälle in Ostafrika und Dürren in Indonesien einher (Saji et al., 1999). Als PDO werden hingegen langanhaltende über etwa 20 Jahre andauernde Warm- und Kaltphasen im Pazifik bezeichnet, von denen im letzten Jahrhundert gerademal zwei Zyklen festgestellt wurden. Die Warmphasen der PDO äußern sich als negative Ozeanoberflächentemperaturen im zentralen Nordpazifik und als positive entlang der Westküste des amerikanischen Kontinents. Damit einhergehende negative Druckanomalien im Nordpazifik rufen nach Westen wehende Winde hervor, positive Druckanomalien über dem nördlichen subtropischen Pazifik führen zu nach Osten wehenden Winden. Die Kaltphasen zeichnen sich durch die jeweils gegenteiligen Wettermuster aus (Mantua und Hare, 2002). Wie El Niño beeinflussen sie also die überregionale Wetterlage, wodurch, im Besonderen durch die Variation in der Wasserdampfverteilung und der Konvektionsbewegung, Veränderungen der atmosphärischen S_1 -Tide und folglich auch der Nutationsbeiträge der ozeanischen S_1 -Tide induziert werden könnten. Ihre Beiträge zu untersuchen, würde weitere Schlüsse darüber liefern, wie stark die Erdrotation von solchen Phänomenen beeinflusst wird, wodurch die mögliche Einbeziehung der S_1 -Tide in zukünftige Nutationsmodelle bestimmt ist.

Nicht nur die Betrachtung anderer Wetterphänomene wäre im Zuge der Auseinandersetzung mit zeitlichen Variationen der S_1 -Tide sinnvoll, sondern auch die unterschiedlicher El Niño-Ausprägungen, sprich eine getrennte Auswertung von Warm Pool und Cold Tongue El Niño, welche bereits in Unterkapitel 2.1 vorgestellt wurden. In der vorliegenden Untersuchung kommt es durch die gemeinsame Regressionsanalyse zu einer Überlagerung ihrer Effekte, wodurch sich teilweise Reduktionen von positiven S_1 -Amplitudenanomalien des Cold Tongue El Niños durch negative Werte im Zuge des Warm Pool El Niños und umgekehrt ergeben. Von dieser möglichen Modifikation sind auch die errechneten Nutationsbeiträge betroffen. Allerdings würde es auch bei einer getrennten Auswertung der beiden zu Überlagerungen kommen, da jeder El Niño leicht variable Muster aufweist. Im Allgemeinen erfolgt die Trennung der beiden mittels der Region seiner maximalen Ozeanoberflächentemperaturanomalie. Liegt diese in der NIÑO4-Region, handelt es sich um einen Warm Pool El Niño, ist sie in NIÑO3 zu finden, um einen Cold Tongue (Kug et al., 2009). Solche Separationen wurden in Kug et al. (2009) durchgeführt und bieten eine Grundlage, getrennte Zeitserien für eine anschließende Regressionsanalyse zu extrahieren. Eine wesentlich elegantere Möglichkeit bietet wohl die Hauptkomponentenanalyse, eine in der Meteorologie und Ozeanographie verbreitete Verallgemeinerung der Eigenwertzerlegung für mehrdimensionale Felder. Diese werden dabei in EOFs (empirical orthogonal functions), ähnlich den Eigenvektoren in Eigenwertzerlegungen, und ihre zugehörigen Hauptkomponenten aufgeteilt (Preisendorfer, 1988). In diesem Datensatz würden die EOFs 2D Feldern entsprechen, welche ihrem Beitrag zum Gesamtfeld der S_1 -Druckanomalien nach geordnet sind. Die zugehörigen Hauptkomponenten sind Zeitserien, die die zeitliche Variation des Feldes angeben. Folglich wären EOFs, deren Hauptkomponente mit NIÑO4 korreliert, Warm Pool El Niño zugeschrieben, jene die eine hohe Korrelation mit NIÑO3 aufweisen, dem Cold Tongue El Niño. Ebenso könnte die Zuordnung durch zeitlichen Vergleich ihrer Maxima mit dem Auftreten von

Warm Pool oder Cold Tongue El Niños erfolgen. Die Muster der ausgewählten Felder wären als Ausprägungen der beiden El Niño-Typen in der S_1 -Tide interpretierbar. Abschließend wäre es möglich, die S_1 -Anomaliefelder wieder zusammzusetzen, jedoch nur mit EOFs deren Hauptkomponenten mit NIÑO-Indizes korrelieren, wodurch nicht mit El Niño zusammenhängende Assimilationsartefakte ausgeschlossen werden. Einen weiteren Vorteil dieser Methode stellt die getrennte Auswertung spezifischer ENSO-Zyklen dar und damit einhergehend die Möglichkeit, die Ergebnisse direkt mit Celestial Pole Offsets aus VLBI-Beobachtungen zu vergleichen.

Aus der Vielzahl der angeführten Verbesserungen und Erweiterungen folgt, dass das hier bearbeitete Forschungsgebiet noch viel Aufmerksamkeit benötigt bis alle angesprochenen Mängel gelöst sind und eine wie auch immer geartete Einbeziehung des S_1 -Effekts in Nutationsmodelle erfolgen kann.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von Luftströmungen, Ozeanoberflächentemperatur und Thermokline im Normalzustand und während eines El Niños	4
2.2	Vergleich der Ozeanoberflächentemperaturanomalien bei Cold Tonque El Niño und Warm Pool El Niño	5
2.3	El Niño-Regionen	6
2.4	Korrelation verschiedener ENSO-Indizes	7
2.5	Darstellung der globalen mittleren Amplitude und Phase der ozeanischen S_1 -Tide	8
2.6	Darstellung der globalen mittleren Amplitude und Phase der atmosphärischen S_1 - und S_2 -Tide	9
4.1	Stationsverteilung	18
4.2	Ermittlung von zeitlich fehlerhaft abgespeicherten Druckdaten	19
4.3	Einfluss einer Hochpassfilterung mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen auf ein Signal mit täglichen und halbtäglichen Frequenzanteilen	20
4.4	Einfluss der Hochpassfilterung auf das ursprüngliche Signal und Entfernung von hochfrequenten Ausreißern	21
4.5	Iterative Ausreißerdetektion mittels Kurtosis	22
4.6	Reduktion der S_1 -Amplitude um das mittlere jährliche Signal	24
4.7	Glättung der S_1 -Amplitudenzeitserie	25
4.8	In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4, Indien	26
4.9	In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4, Philippinen	27
4.10	In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4, Westpazifik	27

4.11 In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4, Südpazifik	28
4.12 In-situ-Validierung der S_1 -Amplitudenschwankungen aus Reanalysen und Vergleich mit NIÑO3.4, Hawaii	29
4.13 Veranschaulichung der Auswirkung von Assimilationfehlern in den Polarregionen	30
4.14 Korrelationskarten zwischen S_1 -Amplitude und NIÑO3.4	30
4.15 Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen, Indien	33
4.16 Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen, Philippinen	33
4.17 Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen, Westpazifik	34
4.18 Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen, Südpazifik	35
4.19 Vergleich des Regressionsergebnisses aus in-situ-Daten mit jenen aus Wettermodellen, Hawaii	35
4.20 Globale Regressionsanalyse vor El Niño	37
4.21 Globale Regressionsanalyse während El Niño	38
4.22 Globale Darstellung der S_1 -Amplitudenanomalien bei El Niño Modoki und einem herkömmlichen El Niño	39
4.23 Globale Darstellung der S_1 -Amplitudenanomalien, Fortbewegung des El Niño Minimums	41
4.24 Arakawa C-Grid	45
4.25 Anomalie des S_1 -Tidenhubs vor El Niños	48
4.26 Anomalie des S_1 -Tidenhubs während El Niños	49
4.27 Anomalien des ozeanischen Drehimpulses der S_1 -Tide	52
4.28 Geschätzte Amplitudenanomalien der zälestischen OAMF der S_1 -Tide	56
4.29 Modulationen der Nutationsbeiträge der ozeanischen S_1 -Tide	59

Literaturverzeichnis

- Accad, Y. und Pekeris, C. (1978), Solution of the tidal equations for the M_2 and S_2 tides in the world oceans from a knowledge of the tidal potential alone, *Philos. Trans. R. Soc. London* **290**(1368), 235–266.
- Amante, C. und Eakins, B. (2009), ETOPO1 1 arc-minute global relief model: procedures, data sources and analysis, *Technical Memorandum NESDIS NGDC-24, National Geophysical Data Center*, doi: 10.7289/V5C8276M.
- Arbic, B., Garner, S., Hallberg, R. und Simmons, H. (2004), The accuracy of surface elevations in forward global barotropic and baroclinic tide models, *Deep Sea Res. II* **51**, 3069–3101, doi: 10.1016/j.dsr2.2004.09.014.
- Ashok, K., Behera, S., Rao, S., Weng, H. und Yamagata, T. (2007), El Niño Modoki and its possible teleconnection, *J. Geophys. Res.* **112**(C11007), doi: 10.1029/2006JC003798.
- Bizouard, C., Brzeziński, A. und Petrov, S. (1998), Diurnal atmospheric forcing and temporal variations of the nutation amplitudes, *J. Geod.* **72**, 561–577.
- Bjerknes, J. (1969), Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather Rev.* **97**(3), 163–172.
- Böhm, S. (2012), Tidal excitation of Earth rotation observed by VLBI and GNSS, *Geowissenschaftliche Mitteilungen, Schriftenreihe der Studienrichtung Vermessung und Geoinformation* **90**, pp. 167.
- Bojanowski, A. (2016), Weltwetterwende: Der Klimaschurke killt sich selbst, <http://www.spiegel.de/wissenschaft/natur/el-nino-geht-la-nina-kommt-dramatische-wetterwende-a-1088261.html>, Besucht am 14. August 2016.
- Bretterbauer, K. und Böhm, J. (2000), *Skriptum zur Vorlesung „Grundzüge der höheren Geodäsie“*, Technische Universität Wien.
- Cane, M. A. (1986), El Niño, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **14**, 43–70.

- Cane, M. A. (2005), The evolution of El Niño, past and future, *Earth Planet. Sci. Let.* **230**, 227–240.
- Christensen, J., Krishna Kumar, K., Aldrian, E. et al. (2013), Climate phenomena and their relevance for future regional climate change, *in*: T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor et al., (Hrsg.), *Climate change 2013: The physical science basis. Contribution of working group I to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change*, Cambridge University Press, 1217–1308.
- Clayson, C. und Weitlich, D. (2005), Diurnal warming in the tropical Pacific and its interannual variability, *Geophys. Res. Let.* **32**(L21604), doi: 10.1029/2005GL023786.
- Clayson, C. und Weitlich, D. (2007), Variability of tropical diurnal sea surface temperature, *J. Climate* **20**, 334–352, doi: 10.1175/JCLI3999.1.
- Climate Prediction Centre, . (2016), Monitoring & data: ENSO impacts on the U.S. - previous events, http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/analysis_monitoring/ensostuff/ensoyears.shtml, Besucht am 14. August 2016.
- Courant, R., Lewy, H. und Friedrichs, K. (1928), Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik, *Mathematische Annalen* **100**, 32–74.
- Covey, C., Dai, A., Marsh, D. und Lindzen, R. (2011), The surface-pressure signature of atmospheric tides in modern climate models, *J. Atmos. Sci.* **68**, 495–514, doi: 10.1175/2010JAS3560.1.
- Dai, A. und Deser, C. (1999), Diurnal and semidiurnal variations in global surface wind and divergence fields, *J. Geophys. Res.* **104**(D24), 31109–31125, doi: 10.1029/1999JD900927.
- Dai, A. und Wang, J. (1999), Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields, *J. Atmos. Sci.* **56**(22), 3874–3891.
- Dee, D., Fasullo, J., Shea, D. und Walsh, J. (2016), The Climate Data Guide: Atmospheric Reanalysis: Overview & Comparison Tables, <https://climatedataguide.ucar.edu/climate-data/atmospheric-reanalysis-overview-comparison-tables>, Besucht am 14. August 2016.
- Dehant, V., Feissel-Vernier, M., de Viron, O., Ma, C., Yseboodt, M. und Bizouard, C. (2003), Remaining error sources in the nutation at the submilliarcsecond level, *J. Geodophys. Res.* **108**(B5), doi: 10.1029/2002JB001763.
- Deser, C. und Smith, C. (1998), Diurnal and semidiurnal variations of the surface wind field over the tropical pacific ocean, *J. Climate* **11**, 1730–1748.
- Egbert, G., Ray, R. und Bills, B. (2004), Numerical modeling of the global semidiurnal tide in the present day and in the last glacial maximum, *J. Geophys. Res.* **109**(C03003), doi: 10.1029/2003JC001973.

- Einspigel, D. (2012), Barotropic ocean tide model, Master's thesis, Charles University Prague.
- Einspigel, D. und Martinec, Z. (2015), A new derivation of the shallow water equations in geographical coordinates and their application to the global barotropic ocean model (the DEBOT model), *Ocean Model* **92**, 84–100.
- Green, J. und Nycander, J. (2013), A comparison of tidal conversion parameterizations for tidal models, *J. Phys. Oceanogr.* **43**, 104–119, doi: 10.1175/JPO-D-12-023.1.
- Gross, R. (2000), The excitation of the Chandler wobble, *Geophys. Res. Lett.* **27**(15), 2329–2332, doi: 10.1029/2000GL011450.
- Gross, R. (2007), Earth rotation variations – long period, *in*: T. Herring, (Hrsg.), *Treatise on Geophysics*, Vol. 3, Geodesy, Elsevier, 239–294.
- Hagan, M., Forbes, J. und Richmond, A. (2003), Atmospheric tides, *in*: J. Holton, J. Pyle und J. Curry, (Hrsg.), *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, 1. Aufl., Academic Press, 159–165.
- Hartmann, D., Klein Tank, A., Rusticucci, M. et al. (2013a), Observations: Atmosphere and Surface, *in*: T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor et al., (Hrsg.), *Climate change 2013: The physical science basis. Contribution of working group I to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change*, Cambridge University Press, 159–254.
- Hartmann, D., Klein Tank, A., Rusticucci, M. et al. (2013b), Observations: Atmosphere and Surface Supplementary Material., *in*: T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner et al., (Hrsg.), *Climate Change 2013: The physical science basis. Contribution of working group I to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change*, Available from www.climatechange2013.org and www.ipcc.ch, 2SM-1–2SM-30.
- Herring, T., Mathews, P. und Buffett, B. (2002), Modeling of nutation-precession: Very long baseline interferometry results, *J. Geophys. Res.* **107**(B4), 2069, doi: 10.1029/2001JB000165.
- Hohensinn, R. (2013), The free core nutation and its excitation by geophysical fluids treatment in the frequency domain, Master's thesis, Technische Universität Wien.
- Huang, B. und Smith, T. (2016), Extended reconstructed sea surface temperature (ERSST) v4, <https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/marineocean-data/extended-reconstructed-sea-surface-temperature-ersst-v4>, Besucht am 14. August 2016.
- Koot, L. und de Viron, O. (2011), Atmospheric contributions to nutations and implications for the estimation of deep Earth's properties from nutation observations, *Geophys. J. Int.* **185**, 1255–1265, doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05026.x.

- Koot, L., Dumberry, M., Rivoldini, A., de Viron, O. und Dehant, V. (2010), Constraints on the coupling at the core-mantle and inner core boundaries inferred from nutation observations, *Geophys. J. Int.* **182**, 1279–1294, doi: 10.1111/j.1365–246X.2010.04711.x.
- Krásná, H., Böhm, J. und Schuh, H. (2013), Free core nutation observed by VLBI, *Astron. Astrophys.* **555**(A29), doi: 10.1051/0004–6361/201321585.
- Kug, J.-S., Jin, F.-F. und An, S.-I. (2009), Two types of El Niño events: Cold Tongue El Niño and Warm Pool El Niño, *J. Climate* **22**, 1499–1515, doi: 10.1175/2008JCLI2624.1.
- Lieberman, R., Riffin, D., Ortland, D., Nesbitt, S. und Vincent, R. (2007), Variability of mesospheric diurnal tides and tropospheric diurnal heating during 1997–1998, *J. Geophys. Res.* **112**(D20110), doi: 10.1029/2007JD008578.
- Mantua, N. und Hare, S. (2002), The Pacific Decadal Oscillation, *J. Oceanogr.* **58**, 35–44.
- Marcus, S., de Viron, O. und Dickey, J. (2004), Atmospheric contributions to Earth nutation: geodetic constraints and limitations of the torque approach, *J. Atmos. Sci.* **61**, 352–356.
- Mass, C., Steenburgh, W. und Schultz, D. (1991), Diurnal surface-pressure variations over the continental United States and the influence of sea level reduction, *Mon. Weather Rev.* **119**, 2814–2830.
- Mathews, P., Buffett, B., Herring, T. und Shapiro, I. (1991), Forced nutations of the Earth: Influence of inner core dynamics 1. theory, *J. Geophys. Res.* **96**(B5), 8219–8242.
- Mathews, P., Herring, T. und Buffett, B. (2002), Modeling of nutation and precession: New nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth’s interior, *J. Geophys. Res.* **104**(B4), 2068, doi: 10.1029/2001JB000390.
- McPhaden, M., Ando, K., Bourles, B., Freitag, H. et al. (2010), The Global Tropical Moored Buoy Array, in: J. Hall, D. Harrison und D. Stammer, (Hrsg.), Proceedings of the Ocean-Obs’09: Sustained Ocean Observations and Information for Society Conference, Vol. 2, ESA Publ. WPP-306, Venice, Italy.
- Moritz, H. und Müller, I. (1987), *Earth Rotation: Theory and Observation*, Ungar, New York.
- National Centers for Atmospheric Research Staff, . (2016), The Climate Data Guide: Climate Forecast System Reanalysis (CFSR), <https://climatedataguide.ucar.edu/climate-data/climate-forecast-system-reanalysis-cfsr>, Besucht am 14. August 2016.
- National Centers for Environmental Information, . (2016), Integrated Surface Database (ISD), <https://www.ncdc.noaa.gov/isd>, Besucht am 14. August 2016.
- Navratil, G. und Staudinger, M. (2006a), *Skriptum zur Vorlesung „Ausgleichsrechnung I“*, Technische Universität Wien.

- Navratil, G. und Staudinger, M. (2006b), *Skriptum zur Vorlesung „Ausgleichsrechnung II“*, Technische Universität Wien.
- Poli, P., Hersbach, H., Tan, D., Dee, D. et al. (2013), The data assimilation system and initial performance evaluation of the ECMWF pilot reanalysis of the 20th-century assimilating surface observations only (ERA-20C), *ERA report series no. 14*, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. Reading, UK.
- Preisendorfer, R. (1988), *Principal component analysis in meteorology and oceanography*, Elsevier, Amsterdam – Oxford – New York – Tokyo, ISBN: 0-444-43014-8.
- Pugh, D. (1996), *Tide, Surges and Mean Sea-Level*, John Wiley & Sons, Chichester.
- Pugh, D. und Woodworth, P. (2014), *Sea-level science*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-02819-7.
- Ray, R. (1998), Ocean self-attraction and loading in numerical tidal models, *Mar. Geod.* **21**, 181–192.
- Ray, R. und Egbert, G. (2004), The global S₁ tide, *J. Phys. Oceanogr.* **34**(8), 1922–1935.
- Ray, R. und Poulouze, S. (2005), Terdiurnal surface-pressure oscillations over the continental United States, *Mon. Weather Rev.* **133**, 2526–2534.
- Rienecker, M., Suarez, M., Gelaro, R., Todling, R. et al. (2011), MERRA: NASA’s Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, *J. Climate* **24**, 3624–3648, doi: 10.1175/JCLI-D-11-00015.1.
- Robertson, F., Bosilovich, M., Chen, J. und Miller, T. (2011), The effect of satellite observing system changes on MERRA water and energy fluxes, *J. Climate* **24**, 5197–5217, doi: 10.1175/2011JCLI4227.1.
- Rodel, W. und Wagner, T. (2011), *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, 4. Aufl., Springer, ISBN: 978-3-642-15728-8, doi: 10.1007/978-3-642-15729-5.
- Rosen, R., Salstein, D., Eubanks, T., Dickey, J. und Steppe, J. (1984), An El Niño Signal in Atmospheric Angular Momentum and Earth Rotation, *Science* **225**, 411–414.
- Saha, S., Moorthi, S., Pan, H.-L., Wu, X. et al. (2010), The NCEP climate forecast system reanalysis, *B. Am. Meteorol. Soc.* **91**, 1015–1057, doi: 10.1175/2010BAMS3001.1.
- Saji, N., Goswami, B., Vinayachandran, P. und Yamagata, T. (1999), A dipole mode in the tropical Indian Ocean, *Nature* **401**, 360–363.
- Schindelegger, M. (2014), Atmosphere-induced short period variations of Earth rotation, *Geowissenschaftliche Mitteilungen, Schriftenreihe der Studienrichtung Vermessung und Geoinformation* **96**, pp. 172, ISSN: 1811-8380.

- Schindelegger, M., Böhm, S., Böhm, J. und Schuh, H. (2013), Atmospheric effects on Earth rotation, *in*: J. Böhm und H. Schuh, (Hrsg.), *Atmospheric Effects in Space Geodesy*, Springer, 181–231, doi: 10.1007/978-3-642-36932-2_6.
- Schindelegger, M. und Dobsław, H. (2016), A global ground truth view of the lunar air pressure tide L_2 , *J. Geophys. Res. Atmos.* **121**, 95–110, doi: 10.1002/2015JD024243.
- Schindelegger, M., Einspigel, D., Salstein, D. und Böhm, J. (2016), The global S_1 tide in Earth’s nutation, *Surv. Geophys.* **37**(3), 643–680, doi: 10.1007/s10712-016-9365-3.
- Seitz, F. und Schuh, H. (2010), Earth rotation, *in*: G. Xu, (Hrsg.), *Science of Geodesy - I: Advances and Future Directions*, Springer, 185–227.
- Takahashi, K., Montecinos, A., Goubanova, K. und Dewitte, B. (2011), ENSO regimes: Reinterpreting the canonical and Modoki El Niño, *Geophys. Res. Lett.* **38**(L10704), doi: 10.1029/2011GL047364.
- Trenberth, K., Caron, J., Stepaniak, D. und Worley, S. (2002), Evolution of El Niño-Southern Oscillation and global atmospheric surface temperatures, *J. Geophys. Res.* **107**(D8), doi: 10.1029/2000JD000298.
- Vial, F., Lott, F. und Teitelbaum, H. (1994), A possible signal of the El Niño-Southern Oscillation in time series of the diurnal tide, *Geophys. Res. Lett.* **21**(15), 1603–1606.
- Yseboodt, M., de Viron, O., Chin, T. und Dehant, M. (2002), Atmospheric excitation of the Earth’s nutation: Comparison of different atmospheric models, *J. Geophys. Res.* **107**(B2), doi: 10.1029/2000JB000042.
- Zaron, E. und Egbert, G. (2006), Estimating open-ocean barotropic tidal dissipation: the Hawaiian Ridge, *J. Phys. Oceanogr.* **36**, 1019–1035.