

Schlußbericht zum DFG-Forschungsprojekt

*Bestimmung lokaler Einflüsse in den Zeitreihen
inertialer Rotationssensoren*

(LOK - ROT)

von Dr. Thomas Klügel

Fundamentalstation Wettzell

März 2003

Inhalt

1. EINLEITUNG	4
1.1 Stand des Ringlaserprojekts	4
1.2 Einfluß von Orientierungsänderungen	4
2. MESSUNG LOKALER NEIGUNGSÄNDERUNGEN	7
2.1 Meßaufbau	7
2.2 Plattform-Neigungsmesser Typ „Lippmann“	7
2.2.1 Beschreibung	7
2.2.2 Kalibration	8
2.2.3 Dynamisches Verhalten	10
2.3 Analyse der Meßreihen	12
2.3.1 Sprünge	12
2.3.2 Driften	13
2.3.3 Temperatureffekte	13
2.3.4 Luftdruckeffekte	15
2.3.5 Feuchteeffekte	17
2.3.6 Meeresmikroseismik	18
2.3.7 Seismische Ereignisse	19
2.3.8 Erdgezeiten	20
2.3.9 Aperiodische Neigungen	22
3. MODELLIERUNG VON ATTRAKTIONSEFFEKTEN	24
3.1 Gezeitenbeschleunigungen von Sonne und Mond	24
3.2 Attraktionswirkung von Luftmassen auf Neigungsmesser	27
3.2.1 Das Wettermodell des DWD	27
3.2.2 Das Programm <code>dwd_attraction</code>	28
3.2.3 Ergebnisse der Modellrechnungen	33
3.2.4 Vergleich mit Neigungsmessungen	33
4. ORIENTIERUNGSÄNDERUNGEN DES RINGLASERS	36
4.1 Verfahren zur Korrektur lokaler Orientierungsänderungen	36
4.2 Beispiele von Orientierungsänderungen	37
4.2.1 Lokale Pfeilerneigung	37
4.2.2 Gezeitenneigungen	38
4.2.3 Tägliche Polbewegung	39
5. ZUSAMMENFASSUNG	41
6. LITERATURVERZEICHNIS	42

1. Einleitung

1.1 Stand des Ringlaserprojekts

Die kontinuierliche Messung der Erdrotationsparameter erfolgt heute routinemäßig durch die geodätischen Raumverfahren VLBI, SLR und GPS mit einer Genauigkeit von derzeit etwa 0,02 ms in der Tageslänge und 0,3 mas (1,5 nrad) in den Polkoordinaten. Grundsätzlich sind auch verschiedene inertielle Rotationssensoren in der Lage, die Drehbewegung der Erde zu erfassen. Dazu zählen das Foucault'sche Pendel, mechanische Kreisel, Laserkreisel, Faserkreisel, supraleitende Gravimeter und das Heliumgyroskop. Von diesen inertialen Erdrotationsensoren haben derzeit nur Laserkreisel das Potential, eine den geodätischen Raumverfahren vergleichbare Auflösung und Stabilität zu erreichen. Der große Vorteil inertialer Rotationssensoren liegt darin, daß sie kontinuierlich und echtzeitnah Erdrotationsdaten mit einer hohen zeitlichen Auflösung liefern können. Ihr Nachteil ist, daß sie in erheblichem Maße den lokalen Einflüssen am Aufstellungsort unterliegen.

Mit der Entwicklung und dem Bau des 4x4 m messenden Großringlasers „G“ auf der Fundamentalstation Wettzell wird nun versucht, die Drehgeschwindigkeit Ω_E der Erde mit einer Auflösung von $10^{-9} \Omega_E$ und einer zeitlichen Auflösung von unter 1 Stunde zu erfassen. Mit den beiden Pilotprojekten C-II (1 x 1 m Ringlaser in monolithischer Bauweise) und G-0 (3,5 x 3,5 m Großring) wurde die grundsätzliche Machbarkeit aufgezeigt und die entsprechenden Technologien entwickelt und erfolgreich getestet (Schreiber 2000, Schreiber et al. 1998). Das bis dahin unerreichte Auflösungsvermögen des C-II konnte durch verschiedene Maßnahmen weiter gesteigert werden, so daß in der Allan Varianz ein Minimum von $1,6 \cdot 10^{-9} \text{ Hz}^2$ bei einer Datensatzlänge von ca. 600 s erreicht wurde, was bei einer Sagnacfrequenz von 80 Hz einer relativen Auflösung von $5 \cdot 10^{-7} \Omega_E$ entspricht (Schreiber et al. 2001). Mit dieser Auflösung ist bereits der Einfluß der Ozeangezeitenneigungen auf die Orientierung des C-II meßbar (Schreiber et al. 2003).

Das Auflösungsvermögen des G war bereits seit Beginn der Messungen im Sommer 2001 besser als beim C-II und konnte bis Ende 2002 bis auf $1 \cdot 10^{-8} \Omega_E$ gesteigert werden. Damit ist es bereits möglich, die Effekte der täglichen Polbewegung (bis 100 nrad) und der Gezeiten der festen Erde (bis 60 nrad) auf die Orientierung des G deutlich zu erkennen (s.a. Abb. 2). Mit dem Auflösungsvermögen nimmt auch die Problematik der lokalen Einflüsse zu. Die Erfassung von Orientierungsänderungen durch hochauflösende Neigungsmesser und die Korrektur der Neigungsmessungen auf instrumentelle Effekte und Attraktionsanteile werden im folgenden behandelt.

1.2 Einfluß von Orientierungsänderungen

Gemäß der Grundgleichung der Sagnac-Interferometrie

$$\Delta f = \frac{4A}{\lambda L} \mathbf{n} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}}$$

mit der Umlauffläche A und dem Umfang L des Lichtweges sowie die Wellenlänge λ des Laserstrahls, verändert eine Winkeländerung zwischen dem Normalenvektor der Ringlaserebene \mathbf{n} und der Erdrotationsachse $\boldsymbol{\Omega}$ entsprechend dem Skalarprodukt $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Omega}$ den effektiv wirksamen Rotationsvektor und somit die gemessene Sagnacfrequenz Δf . Neigungen in Nord-Süd-Richtung verändern unmittelbar den Winkel φ zur Erdrotationsachse, während Neigungen in Ost-West-Richtung nur über den Cosinus des Winkels δ_E den effektiv wirksamen Rotationsvektor verändern (Abb. 1). Beispielsweise verursacht eine Neigung von 1 μrad in EW-Richtung in mittleren Breiten und bei horizontaler Aufstellung des Ringlasers (d.h. Ringlaserebene senkrecht zum Lot) eine relative Änderung der Sagnacfrequenz von nur etwa $5 \cdot 10^{-13}$ und ist daher vernachlässigbar. Eine Neigungsänderung von 1 μrad in NS-Richtung erzeugt dagegen eine relative Änderung der Sagnacfrequenz von etwa $1 \cdot 10^{-6}$. Neigungen dieser

Größenordnung können z.B. durch thermoelastische oder hydrologisch induzierte Verformungen des Untergrundes verursacht werden. In der Bodenzone muß z.B. in einer Tiefe von 6 m mit Neigungssignalen von mehreren μrad innerhalb weniger Tage und Jahresamplituden von mehreren Zehner μrad gerechnet werden (Klügel 2001). Selbst das in 30 m Tiefe installierte Askania-Pendel zeigt noch Neigungssignale von mehreren hundert Nanoradian, die mit hydrologischen Effekten zusammenhängen, und eine Drift von ca. $0,8 \mu\text{rad/a}$.

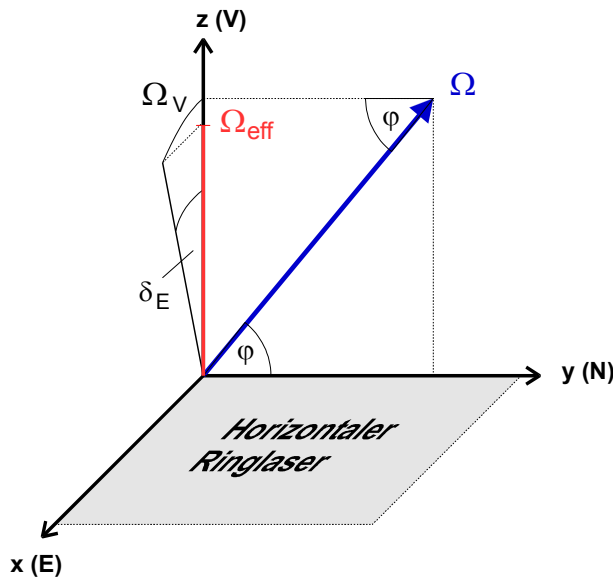


Abb. 1: Einfluß von Orientierungsänderungen auf einen horizontal aufgestellten Ringlaser. Neigungen in Nord-Süd-Richtung δ_N verändern unmittelbar den Winkel φ zur Erdrotationsachse, während Neigungen in Ost-West-Richtung nur über den Cosinus des Winkels δ_E den effektiv wirksamen Rotationsvektor Ω_{eff} verändern. Das Skalarprodukt zwischen der Ringlaserfläche A und dem Rotationsvektor Ω ergibt sich somit zu:

$$A \cdot \Omega = |A| \cdot |\Omega| \cdot \sin(\varphi + \delta_N) \cdot \cos(\delta_E)$$

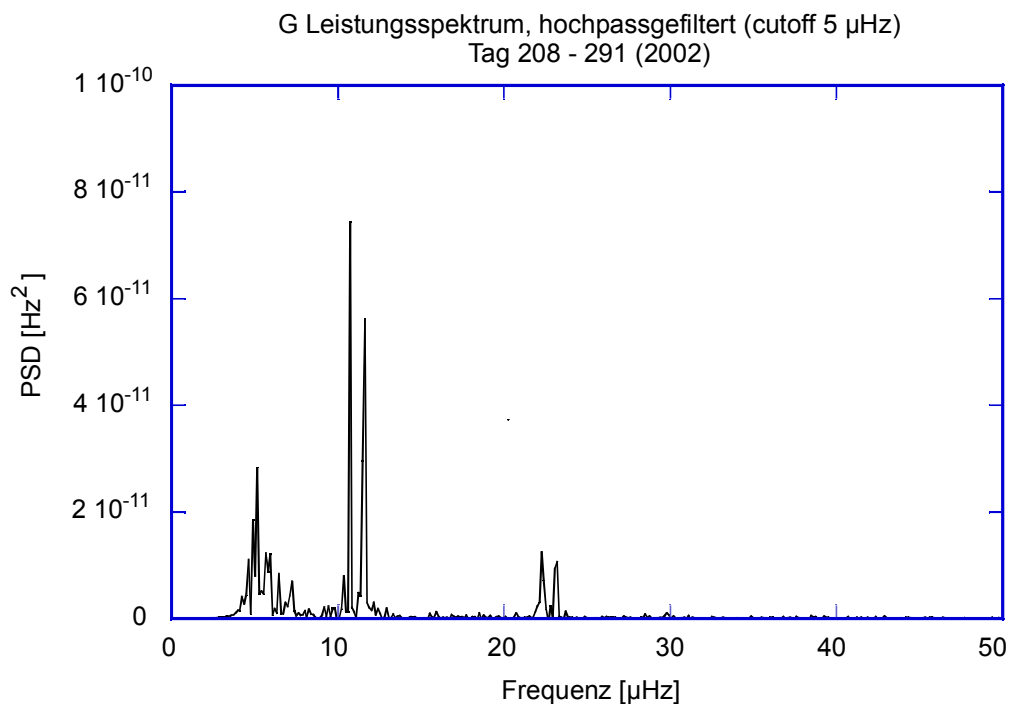


Abb. 2: Leistungsspektrum einer 84-tägigen Zeitreihe des „G“. Die halbtägigen Gezeitenwellen M2 (22,37 μHz) und S2 (23,15 μHz) sind deutlich sichtbar. Die ganztägigen Frequenzen (um 11 μHz) sind auf die täglichen Polbewegungen zurückzuführen, da die Amplituden der Nord-Süd Neigungen der täglichen Gezeitenwellen in unseren Breiten fast null sind.

Aber auch die Gezeiten der festen Erde und der Ozeane beeinflussen das gemessene Sagnac Signal. Ein auf dem C-II aufgestellter Neigungsmessers zeigt eine starke Überhöhung der Gezeitenneigungen mit Doppelamplituden bis zu 400 nrad infolge der Gezeitenauflast des nur max. 5 km vom Aufstellungsort entfernten Ozeans. Im Spektrum des C-II findet sich tatsächlich die halbtägige Haupttide des Mondes mit ihrer typischen Periode von 12,43 h (Schreiber et al. 2003). Die wesentlich kleineren Erdgezeiten (max. 50 -100 nrad Doppelamplitude) sollten sich nach der o.g. geometrischen Beziehung in der Sagnacfrequenz mit ca. $5 \cdot 10^{-8}$ bemerkbar machen. Die halbtägigen Gezeiten sind im Spektrum einer Zeitreihe des Großringlasers über 84 Tage auch deutlich sichtbar (Abb. 2). Neben der Hauptpartialtide M2 tritt auch die kleinere Welle S2 hervor. Die gantztägigen Partialtiden gehen dagegen im Spektrum der täglichen Polbewegungen unter. Da die Rotationskomponente im Verformungsfeld der Erdgezeiten für einen horizontal aufgestellten Ringlaser Null beträgt (Rautenberg et al. 1997), sind die nicht-gantztägigen Gezeitenterme im Ringlasersignal auf Orientierungsänderungen zurückzuführen. Bedeutend kleiner und derzeit noch nicht meßbar sind solche Änderungen der Pollage und der Drehrate der Erde, die auf Änderungen des Massenträgheitsmomentes infolge der Ozeangezeiten zurückzuführen sind (Brosche et al. 1989).

Um den Einfluß lokaler Orientierungsänderungen zu minimieren, müssen zunächst lokale Bodenverformungen, die vor allem in Oberflächennähe auftreten, durch konstruktive Maßnahmen weitgehend reduziert werden. Dazu wurde der Ringlaser auf einen massiven Betonpfeiler gesetzt, der in ca. 10 m Tiefe auf festem Fels gegründet und von der Bodenzone in geringerer Tiefe mechanisch entkoppelt ist (Klügel 2001). Die verbleibenden Orientierungsänderungen müssen meßtechnisch erfaßt und zur Korrektur des Sagnac Signals verwendet werden. Dies muß mit einer Winkelauflösung von 1 nrad geschehen, um letztlich Rotationssignale der Größenordnung $10^{-9} \Omega_E$ noch um den Orientierungseffekt korrigieren zu können. Hierzu werden hochauflösende Plattform-Neigungsmesser eingesetzt, die eigens für diesen Zweck konzipiert wurden. Meßaufbau und instrumentelle Eigenschaften sind in Kap. 2 beschrieben. Aus den Zeitreihen der Neigungsmesser müssen neben instrumentellen Effekten auch solche Signalanteile entfernt werden, die nicht auf eine Deformation der Erdoberfläche, sondern auf eine Richtungsänderung des lokalen Schwerevektors zurückzuführen sind. Die Modellierung solcher Attraktionseffekte wird in Kap. 3 behandelt.

2. Messung lokaler Neigungsänderungen

2.1 Meßaufbau

Die Neigungsänderungen des G werden durch insgesamt sechs hochauflösende Einkomponenten Plattform-Neigungsmesser erfaßt. Zwei Instrumente befinden sich direkt auf der Basisscheibe des Ringlasers mit den Meßrichtungen Nord-Süd und Ost-West (Abb. 3). Obwohl die EW-Komponente praktisch keinen Einfluß auf das Ringlasersignal hat, ist die vollständige Erfassung des Neigungsvektors z.B. zur Plausibilitätskontrolle sinnvoll. Zusätzlich befindet sich am Ende der vier Ausleger je ein in radialer Richtung (NE-SW und SE-NW) messender Neigungsmesser, um Bewegungen der Ausleger relativ zur Basisscheibe zu erkennen, sowie aus Gründen der Redundanz.

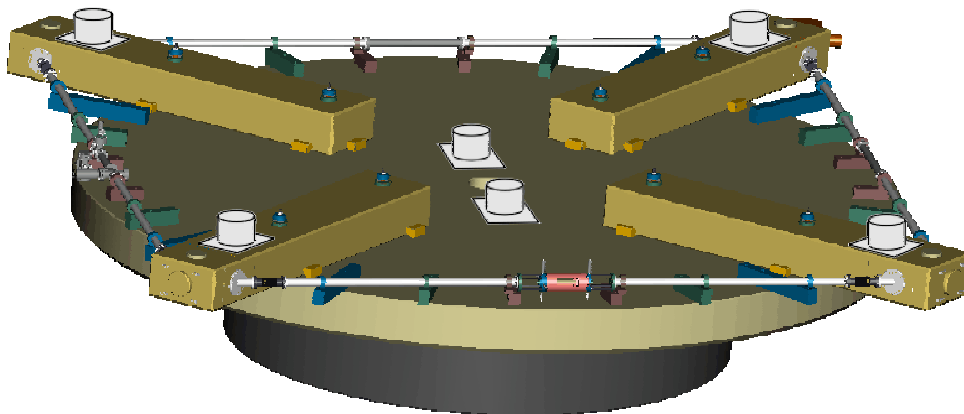


Abb. 3: Verteilung der 6 Plattform-Neigungsmesser auf dem „G“.

Die beiden zentralen Neigungsmesser werden mit einer Grenzfrequenz von 1 Hz tiefpaßgefiltert und mit je einem Digitalmultimeter (Prema 5017) mit einer Abtastrate von 5 Hz und einer Auflösung von $1 \mu\text{V}$ (entsprechend $0,03 \text{ nrad}$) erfaßt. Damit sind die Meeresmikroseismik ($0,1 \dots 0,5 \text{ Hz}$) und die langperiodischen Anteile von Erdbebenwellen im Signal enthalten. Bei den vier Neigungsmessern auf den Auslegern wird die Meeresmikroseismik durch einen $0,025 \text{ Hz}$ (40 s) Tiefpaßfilter herausgefiltert, damit eine niederfrequente Abtastung ohne Aliasing möglich ist. Zur Datenerfassung werden die vier Neigungsmesser durch ein Digitalmultimeter mit Scanner (Prema 5017SC) nacheinander mit einer Meßzeit von 2 s abgetastet, woraus eine Abtastrate von ca. 10 s und eine Auflösung von $0,1 \mu\text{V}$ ($0,003 \text{ nrad}$) resultiert. Zusätzlich werden mit einem identischen Digitalmultimeter die Temperatur jedes Neigungsmessers sowie die Lufttemperatur und Luftfeuchte im Ringlaser- und im Kontrollraum, die Oberflächentemperatur des Zerodurblocks, die Temperaturen an verschiedenen Stellen innerhalb von Pfeiler und Monument sowie der Luftdruck einmal pro Minute gemessen.

2.2 Plattform-Neigungsmesser Typ „Lippmann“

2.2.1 Beschreibung

Bei dem Plattform-Neigungsmesser der Fa. Lippmann Geophysikalische Meßgeräte handelt es sich um ein Vertikalpendel mit einer Pendellänge von ca. 7 cm , welches auf einer horizontalen Grundplatte montiert ist. Der Pendelausschlag wird durch einen hochauflösenden kapazitiven Wegaufnehmer mit elektrostatischem feedback erfaßt. Zur Einjustierung dienen drei Stellschrauben mit Feingewinde, die in Meßrichtung einen Abstand von $22,5 \text{ cm}$ aufweisen. Zur Minimierung von Relaxationsverformungen wurden für den Rahmen und die Grundplatte spannungsarme Materialien wie z.B. gegossenes

Aluminium verwendet. Zum Schutz vor Temperatur- und Feuchteänderungen ist das Pendel durch ein Aluminiumrohr, welches nach oben durch eine Membran aus Alufolie abgedeckt ist, von der Umgebungsluft abgekapselt. Die Membran dient dem Druckausgleich zwischen innen und außen. Einen schematischen Schnitt durch das Pendel zeigt Abb. 4.

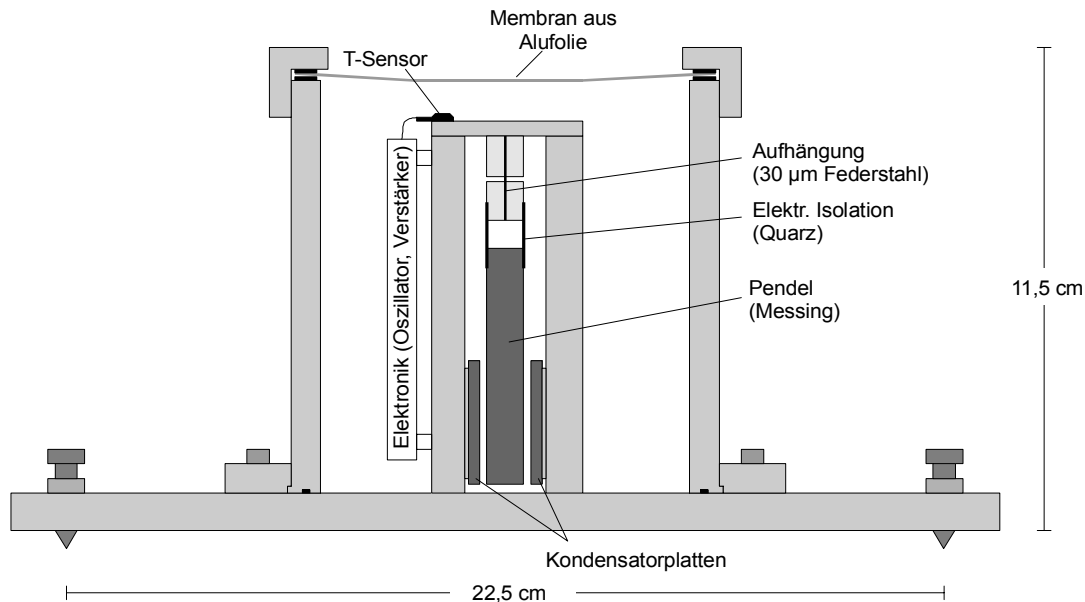


Abb. 4: Plattform-Tiltmeter Typ „Lippmann“

Die Neigungsmesser liefern ein Ausgangssignal von ± 8 V, woraus bei einer Empfindlichkeit von ca. $30 \mu\text{rad/V}$ ein Meßbereich von ca. $480 \mu\text{rad}$ resultiert. Zusätzlich ist an dem Pendelrahmen ein Temperatursensor und in zwei der insgesamt acht gelieferten Tiltmeter auch ein Feuchtesensor (Honeywell HIH-3610) angebracht. Der Temperatursensor deckt bei einem Ausgangssignal von ± 8 V einen Meßbereich von $0 \dots 20^\circ\text{C}$ ab. Folgende Charakteristiken werden vom Hersteller angegeben:

Auflösung:	ca. $0,5$ nrad
Dynamik:	> 120 dB
Elektrisches Rauschen:	ca. $50 \text{ prad}/\sqrt{\text{Hz}}$
Thermisches Rauschen:	ca. $0,8 \text{ prad}/\sqrt{\text{Hz}}$
Leistungsaufnahme:	ca. 30 mW
Auflösung Temperatursensor:	ca. $25 \mu\text{K}$

Am Steuergerät für die Neigungsmesser kann optional ein 2-poliger Bessel-Tiefpaßfilter mit einer Grenzperiode von 40 s sowie eine zusätzliche 10-fache Signalverstärkung zugeschaltet werden.

2.2.2 Kalibration

Die Kalibration der Plattform-Tiltmeter erfolgte mit Hilfe eines Piezotranslators der Fa. Physik Instrumente, Modell S-330K005, der unter die einzelne Stellschraube in Meßrichtung plaziert wurde. Über die Basislänge von $22,5$ cm läßt sich aus der Vertikalverschiebung des Piezotranslators die Neigungsänderung ermitteln. An das Steuergerät des Piezotranslators wird eine externe Spannung von 0 - 10 V angelegt, die dort um den Faktor 10 hochtransformiert und an den Piezo weitergegeben wird. Gleichzeitig wird in dem Piezotranslator die der angelegten Spannung entsprechende Zielposition durch eine Verformungsmeßzelle kontrolliert und ggf. die Piezospannung nachgeregelt. Damit werden Drift und

Hysterese des Piezotranslators kompensiert sowie eine weitgehend lastunabhängige Verschiebung realisiert. Die an das Steuergerät angelegte Spannung und die Ausgangsspannung des Neigungsmessers werden nacheinander in schneller Folge mit dem gleichen, kalibrierten Voltmeter (Prema 5017 SC) erfaßt und aufgezeichnet. Die Beziehung zwischen angelegter Spannung und resultierender Verschiebung ergibt sich aus dem Prüfprotokoll und ist leicht nichtlinear. Bei einer Empfindlichkeit von ca. 1,5 $\mu\text{m}/\text{V}$ ergibt sich ein Kalibrierbereich von 15 μm oder 67 μrad .

Die Kalibration wurde auf einem stabilen Gravimeterpfeiler bei einer Temperatur von 22 - 23 °C zügig durchgeführt, um Fehler durch Driften zu minimieren. Für jeden Neigungsmesser wurde wenigstens eine Kalibration ohne (1 s) und eine mit Tiefpaßfilterung (40 s) durchgeführt, wobei bei jeder Kalibration die Spannung in Schritten von 1 - 2 V auf 10 V erhöht und anschließend wieder auf 0 V gesenkt wurde. In Tabelle 1 sind für jeden Neigungsmesser die Steigung der Kennlinie, die Standardabweichung der Meßpunkte von der Kennlinie und die Anzahl der Meßpunkte angegeben. Die Standardabweichungen liegen in fast allen Fällen unter 0,1 %, der höchste Wert beträgt 0,14 % (Tm2 ohne Filter). Die Kalibrierfaktoren der tiefpaßgefilterten Meßreihe sind mit denen der ungefilterten Meßreihe im Rahmen der Fehlerbreite identisch, so daß aus beiden Meßreihen jeweils auch eine Kombilösung berechnet wurde. Erwartungsgemäß liegen die daraus resultierenden Kalibrierfaktoren zwischen den beiden Einzelwerten bei insgesamt kleineren Standardabweichungen (0,05 - 0,09 %). Die bei 10-facher Signalverstärkung durchgeführten Messungen ergeben Kalibrierfaktoren, die um den Faktor 9,96 - 10,03 kleiner sind, also nur max. 0,4 % vom Faktor 10 abweichen.

Gerät	Gain=1 Filter=1s			Gain=1 Filter=40s			Gain=1 Filter=1s/40s (kombi)			Gain=10 Filter=1s		
	Faktor [$\mu\text{rad}/\text{V}$]	σ	n	Faktor [$\mu\text{rad}/\text{V}$]	σ	n	Faktor [$\mu\text{rad}/\text{V}$]	σ	n	Faktor [$\mu\text{rad}/\text{V}$]	σ	n
Tm1	26.083	0.018	13	26.024	0.021	19	26.050	0.015	32	2.6144	0.0010	13
Tm2	29.248	0.041	18	29.289	0.030	16	29.269	0.025	34			
Tm3	26.357	0.019	13	26.378	0.022	13	26.367	0.014	26	2.6464	0.0019	13
Tm4	26.386	0.021	13	26.409	0.021	13	26.398	0.015	26	2.6314	0.0015	13
Tm5	27.778	0.018	13	27.820	0.021	13	27.799	0.014	26	2.7833	0.0020	14
Tm6	28.609	0.037	13	28.639	0.025	13	28.624	0.022	26	2.8623	0.0023	14
Tm1P	27.201	0.027	20	27.256	0.013	20	27.228	0.015	40			
Tm2P	26.148	0.020	20	26.147	0.017	20	26.148	0.013	40			

Tabelle 1: Ergebnisse der Kalibrationen auf der Basis eines gegen einen Präzisions-Meßtaster kalibrierten Piezotranslators.

Die Standardabweichungen der einzelnen Meßdurchgänge geben nur die interne Genauigkeit des Meßverfahrens wider und sind ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse unter gleichen Bedingungen. Eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse der einzelnen Neigungsmesser untereinander ist damit aufgrund gleicher Versuchsbedingungen innerhalb der Fehlergrenzen gewährleistet. Der absolute Fehler kann durch systematische Effekte wie Fehler in der Bestimmung der Basislänge oder der Eichung des Kalibriernormals höher sein. Die Genauigkeit in der Basislängenbestimmung wurde auf 0,5 mm geschätzt, was etwa 0,2 % entspricht. Der absolute Fehler des verwendeten Piezotranslators geht aus dem Kalibrierprotokoll leider nicht hervor. Deshalb wurde der Piezotranslator zusätzlich gegen einen Präzisions-Meßtaster CP 60M mit Meßwertanzeige ND 281 der Fa. Heidenhain kalibriert. Das System beruht auf der optischen Abtastung einer 4 μm -Gitterteilung auf einem Zerodur-Glaskeramikstab und weist eine Genauigkeit von $\pm 0,05 \mu\text{m}$ über einen Meßbereich von 60 mm auf. Im verwendeten Meßbereich beträgt die relative Längenabweichung max. 5 ppm. Die damit durchgeführte Kalibration des Piezotranslators führte zur einer geringen Abweichung gegenüber dem Prüfprotokoll. Die Auswertungen der Kalibrationen ergeben damit im Durchschnitt 0,1 - 0,15 % kleinere Kalibrierfaktoren im Vergleich zur Auswertung unter Verwendung des Prüfprotokolls. Gleichzeitig fallen die

Standardabweichungen durchweg kleiner aus, d.h. die Nichtlinearität des Piezotranslators wird durch die selbst ermittelte Kennlinie besser beschrieben.

Die absoluten Fehler aus der Basislängenbestimmung und der Kalibration des Piezotranslators summieren sich somit auf max. 0,3 %, während die relativen Fehler und damit auch die Unsicherheiten in der Vergleichbarkeit der Neigungsmesser ca. 0,1 % betragen.

Zusätzlich wurde am Neigungsmesser Tm1P untersucht, ob der Kalibrierfaktor über den gesamten Meßbereich konstant bleibt und ob Luftfeuchte im Innern des Neigungsmessers den Kalibrierfaktor beeinflusst. Hierzu wurde außer im Standard-Kalibrierbereich zwischen $-1,25$ und $1,25$ V auch noch je eine Kalibration zwischen -4 und $-6,5$ V sowie zwischen 4 und $6,5$ V durchgeführt. Es zeigten sich jedoch keine systematischen Abweichungen (Abb. 5), so daß das Gerät im gesamten Meßbereich als linear angesehen werden kann. Auch die Ergebnisse der bei unterschiedlichen Feuchtegraden durchgeführten Kalibrationen zeigen keine signifikante Abweichung voneinander (Abb. 5).

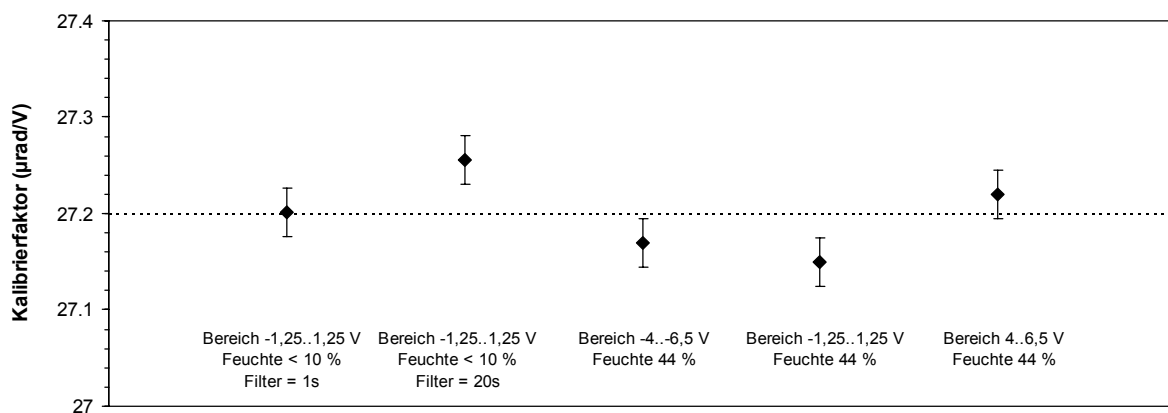


Abb. 5: Kalibrierfaktoren des Tm1P mit Fehlerbalken ($1 \text{ Sigma} \approx 0,025 \text{ } \mu\text{rad/V}$) bei unterschiedlichen Meßbereichen und Feuchtegehalten im Innern des Instruments.

2.2.3 Dynamisches Verhalten

Der Meßaufbau zur Bestimmung des dynamischen Verhaltens ist weitgehend identisch mit dem der Kalibration mit dem Unterschied, daß an den Piezotranslator eine Wechselspannung statt eine Gleichspannung angelegt wird. Gleichzeitig wurde die Abtastrate auf 20 Hz erhöht und mit einem Oszilloskop die Eingangsspannung für den Piezotranslator parallel zur Ausgangsspannung des Neigungsmessers visualisiert. Untersucht wurde bei zwei Neigungsmessern (Tm1P und Tm2P) der Frequenzbereich in der Umgebung der Resonanzfrequenz zwischen 1 und 10 Hz bei einer Amplitude von $0,85 \text{ } \mu\text{m}$ (Spitze-Spitze), was im statischen Fall $3,78 \text{ } \mu\text{rad}$ entspricht. Der Resonanzfall ist charakterisiert durch eine Phasenverschiebung zwischen Anregungs- und Antwortsignal von 180° . Bei niedrigeren Frequenzen wird die Phasenverschiebung kleiner und schließlich zu Null (statischer Fall), während sie bei höheren Frequenzen 270° zustrebt. Damit läßt sich die Resonanzfrequenz recht genau bestimmen, die bei beiden untersuchten Neigungsmessern $2,30 \text{ Hz}$ beträgt. Die Amplitude liegt am Resonanzpunkt ca. 33 dB über der statischen Signalstärke und fällt bei höheren Frequenzen ab (Abb. 6).

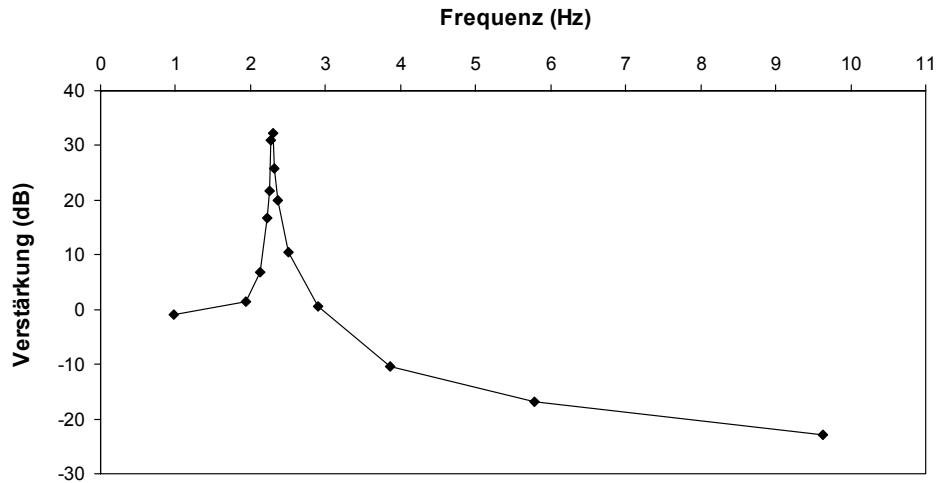


Abb. 6: Ausgangssignal des Neigungsmessers bei Anregungen zwischen 1 und 10 Hz relativ zur Signalstärke bei statischer Anregung (0 dB).

Ein interessanter Punkt im dynamischen Verhalten ist eine leichte Veränderung des Gleichspannungsanteils bei dynamischer Anregung. Dies fiel zunächst bei der Analyse der Meßreihen auf, wobei sich zeigte, daß fast an jedem Samstag zu bestimmten Uhrzeiten die meisten Neigungsmesser einen Sprung von 2 - 10 nrad aufwiesen, der meist nach 10 - 30 Minuten wieder zurückging (s.a. Abb. 8, Tag 158,28). Schließlich ergab sich eine klare zeitliche Korrelation mit dem auf dem Stationsgelände installierten Seismometer, das exakt zu diesen Zeiten in allen drei Kanälen einen um den Faktor 2 - 4 höheren Rauschpegel aufwies. Diese seismische Unruhe ist auf ein Sägewerk in 500 m Entfernung zurückzuführen, welches nur an Samstagen in Betrieb ist und mit einer Frequenz von ca. 5 Hz den Untergrund anregt. Dieses Verhalten läßt sich auch experimentell nachweisen. Bei einer Anregung des Neigungsmessers Tm1P durch den Piezotranslator von 0,85 μm bei unterschiedlichen Frequenzen resultiert eine Zunahme des Gleichspannungsanteils von durchschnittlich 1,5 mV (≈ 40 nrad), unabhängig von der Frequenz (Abb. 7). Die Änderung ist dabei ungefähr proportional der anregenden Amplitude. Das Gerät Tm2P zeigt ein ähnliches Verhalten bei einer Gleichspannungszunahme von ca. 1 mV (≈ 26 nrad). Die Ursache für dieses Verhalten ist noch nicht eindeutig geklärt. Der Hersteller vermutet Gleichrichtungseffekte von Wechselspannungsanteilen an einem Operationsverstärker.

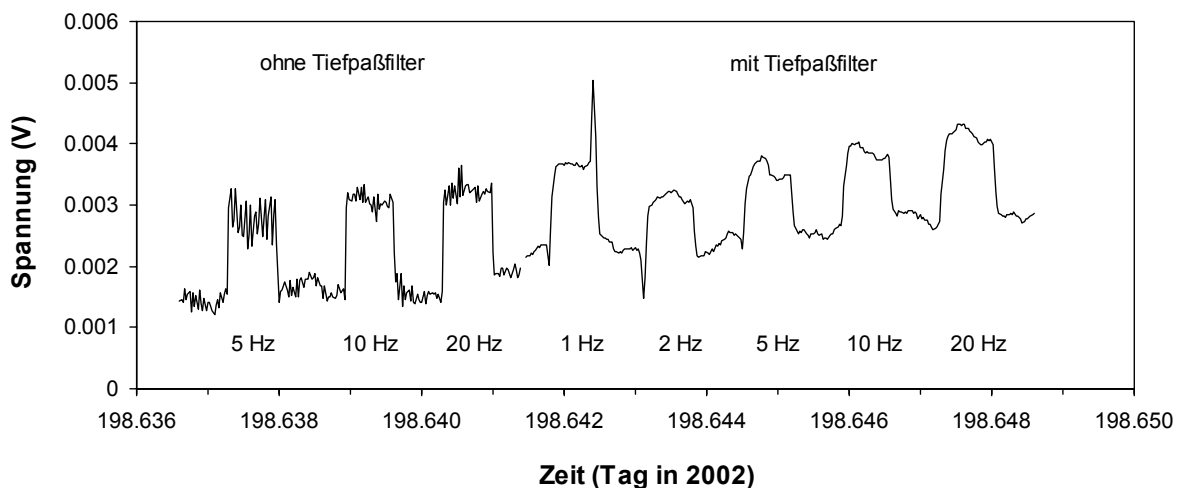


Abb. 7: Änderung des Gleichspannungsanteils bei dynamischer Anregung (Gerät Tm1P).

2.3 Analyse der Meßreihen

2.3.1 Sprünge

Bei der Untersuchung von Sprüngen, d.h. bei einer mehr oder weniger abrupten, bleibenden Änderung des Ausgangssignals, muß zwischen instrumentellen Sprüngen und echten, sprunghaften Neigungsänderungen unterschieden werden. Eine klare Unterscheidung ist wichtig, da instrumentelle Sprünge ggf. entfernt werden müssen, während echte Neigungen das Ringlasersignal verändern und in der Neigungszeitreihe verbleiben müssen. Durch die Mehrfachredundanz der Tiltmeter ist eine sichere Unterscheidung gegeben. Bei Neigungen des gesamten Pfeilers müssen die Signale aller sechs Neigungsmesser von Betrag und Richtung her konsistent sein. Ein solches Ereignis ist in Abb. 8 dargestellt, wobei sich der Pfeiler um ca. 35 nrad nach SSE neigte. Diese sprunghaften Neigungen treten von Zeit zu Zeit auf und hängen wahrscheinlich mit hydrologischen Druckänderungen im Untergrund zusammen. Sie erfolgen überwiegend in südlicher (SE .. SW), in einigen Fällen in nördlicher Richtung. Das stärkste Ereignis dieser Art erfolgte am 9.2.2002 mit etwa 800 nrad nach SSE.

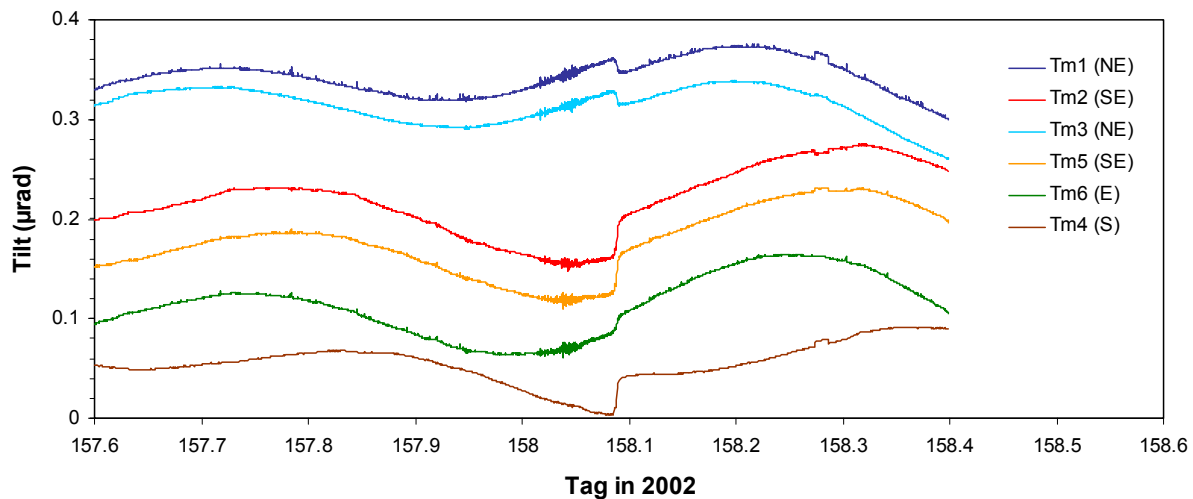


Abb. 8: Tiltmeteraufzeichnungen einer sprunghaften Neigung des gesamten Pfeilers um ca. 35 nrad nach SSE.

Instrumentelle Sprünge treten i.d.R. nur an einzelnen Neigungsmessern auf. Hiervon sind vor allem die Geräte Tm3 und Tm5 betroffen. Aus diesem Grund wurde das Tm5, welches zunächst an der wichtigen Position auf der Basisscheibe des Großringes in NS-Richtung registrierte, am 17.5.2002 durch das nahezu sprunghafte Gerät Tm4 ersetzt. Beim Tm3 treten fast ohne Ausnahme positive Sprünge mit Versätzen zwischen 5 und 30 nrad, in wenigen Fällen bis 150 nrad auf. Dabei zeigt sich über den gesamten Meßzeitraum von 250 Tagen eine kontinuierliche Zunahme der Sprungsumme mit einer durchschnittlichen Rate von 15,5 nrad/Tag (Abb. 9). Beim Tm5 treten Sprünge seltener, dafür aber mit größeren Versätzen zwischen 10 und 150 nrad auf. Zu Beginn der Registrierung änderte sich wegen wechselnder Vorzeichen die Sprungsumme kaum (Abb. 9). Etwa ab dem Tag 110 treten jedoch ausschließlich negative Sprünge auf, wobei die Sprungsumme recht konstant mit ca. 16 nrad/Tag abnimmt. Ab dem Tag 218 ändert sich das Sprungverhalten wieder und es treten nur noch vereinzelt kleine, negative Sprünge auf. Möglicherweise hängt dies mit der Abkühlrate des Ringlaserlabors zusammen, die zu dieser Zeit von vormals -8,5 mK/Tag auf -0,7 mK/Tag drastisch abnahm. Die Änderung der Abkühlrate ist zumindest teilweise auf den katastrophalen Starkregen im August 2002 zurückzuführen, der in großem Umfang oberflächennahe Wärme durch Versickerung in die Tiefe transportierte. Ein Zusammenhang zwischen Sprungsumme und Temperaturverlauf deutet auf thermo-

elastische Spannungen im Instrument hin, die von Zeit zu Zeit durch kleinste Verschiebungen abgebaut werden. Ein solcher Zusammenhang besteht beim Tm3 offenbar nicht, weshalb hier ein anderer Mechanismus, wie z.B. der stetige Abbau eingepprägter Spannungen durch Relaxation, verantwortlich sein muß. Bei einem zukünftigen Austausch der betroffenen Neigungsmesser soll versucht werden, diese Relaxationsprozesse durch sorgfältiges Ausheizen zu beschleunigen.

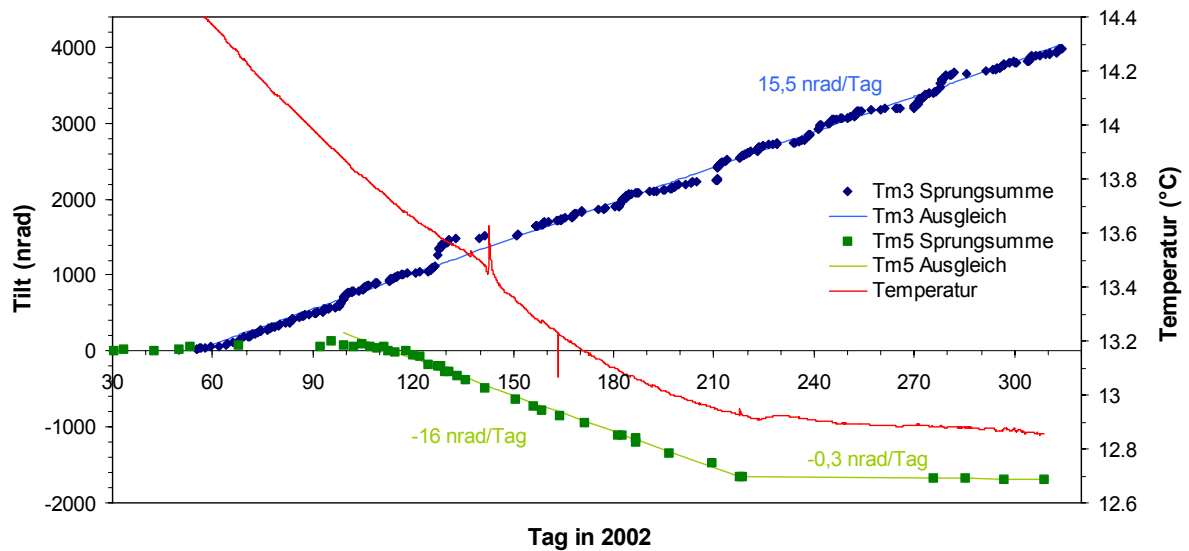


Abb. 9: Aufsummierte instrumentelle Sprünge der Neigungsmesser Tm3 und Tm5.

2.3.2 Driften

Bereits wenige Tage nach der Installation der sechs Neigungsmesser auf dem Großring stellte sich eine bei allen Instrumenten unterschiedliche, mehr oder weniger konstante Driftrate zwischen $-0,12$ und $+0,09 \mu\text{rad}/\text{Tag}$ ein (s.a. Abb. 12). Nach dem Austausch des Trockenmittels am Tag 137/2002 änderten sich die Driftraten dramatisch, so daß die Driften im wesentlichen auf allmähliche Feuchteänderungen im Innern der Neigungsmesser zurückzuführen sind. Sie werden deshalb im Abschnitt 2.3.5 behandelt. Darüber hinaus sind in den Driftraten auch solche Beiträge enthalten, welche auf den Einfluß der allmählich abnehmenden Temperatur im Ringlaserlabor auf die Neigungsmesser zurückzuführen ist. So sollte z.B. die mittlere Temperaturabnahme von ca. $16 \text{ mK}/\text{Tag}$ in den ersten drei Monaten des Jahres 2002 beim Instrument Tm6 (max. T-Koeffizient $-5 \mu\text{rad}/\text{K}$, vgl. Tab. 2) einen Beitrag zur Driftrate von bis zu $0,08 \mu\text{rad}/\text{Tag}$ liefern.

2.3.3 Temperatureffekte

Die genaue Bestimmung des Temperaturverhaltens von Neigungsmessern gestaltet sich in der Regel sehr schwierig, da sich bei Temperaturänderungen grundsätzlich auch das Unterlager thermoelastisch verformt. So wurden z.B. auf dem Gravimeterpfeiler aus massivem Granit thermoelastische Neigungen von bis zu $8 \mu\text{rad}/\text{K}$ gemessen, die stets nach außen gerichtet waren, also keine instrumentellen Effekte darstellten (Klügel 2001). Die besten Voraussetzungen zur Bestimmung des Temperaturverhaltens bietet die Registrierung auf dem Ringlaser selbst, da zum einen das Material Zerodur sich thermoelastisch nur äußerst gering verformt, zum anderen die thermoelastische Reaktion wegen der großen Masse des Zerodurblocks mit deutlicher Zeitverzögerung einsetzt. Um die Temperaturstabilität im Ringlaserlabor nicht unnötig zu stören, wurde auf aktive Temperaturexperimente verzichtet. Es wurden vielmehr die bei gelegentlichen Wartungsarbeiten ohnehin auftretenden Temperaturstörungen ausgewertet.

Von den in Frage kommenden Meßreihen wurden zunächst die Erdgezeiten abgezogen und von der Restkurve die mit einem variierenden Faktor multiplizierte Temperaturaufzeichnung des gleichen Neigungsmessers subtrahiert, bis das temperaturbedingte Neigungssignal so weit wie möglich verschwunden war. In vielen Fällen konnte auf diese Art das temperaturbedingte Störsignal nicht sauber entfernt werden. Offenbar sind am Temperaturverhalten verschiedene Prozesse mit unterschiedlichen Zeitkonstanten beteiligt, so daß der am Aluminiumrahmen des Neigungsmessers angebrachte Temperatursensor allein das Temperaturverhalten nicht vollständig beschreiben kann. Die so ermittelten Temperaturkoeffizienten stellen daher nur einen Anhaltspunkt zum Temperaturverhalten des Instrumentes dar.

Die Ergebnisse von vier ausgewerteten Temperaturstörungen sind in Tabelle 2 aufgelistet und in Abb. 10 anhand eines Beispiels illustriert. Das bei den Geräten Tm3, Tm5 und Tm6 gut funktionierende Verfahren spiegelt sich auch in der nur mäßigen Streuung der Temperaturkoeffizienten wider, die zwischen $-1,5$ und $-5 \mu\text{rad}/\text{K}$ liegen. Beim Tm4 ist der Temperatureinfluß offenbar zu gering, um ein klares Bild zu erhalten. Bei den Geräten Tm1 und Tm2 sind die Ergebnisse eher widersprüchlich. Das liegt zumindest teilweise an den verschiedenen Zeitkonstanten unterschiedlicher Prozesse, die sich z.T. mit verschiedenem Vorzeichen auswirken. Beispielsweise läßt sich beim Tm2 die Temperaturstörung vom 30.1.02 mit einer Kombination von $0,8 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ mal der Tiltmetertemperatur plus $-0,4 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ mal der Lufttemperatur wesentlich besser ausgleichen als mit der Temperaturregistrierung des Tiltmeters allein. Auch aus Abb. 10 (unten) geht hervor, daß in den mit der Instrumententemperatur korrigierten Meßreihen noch höherfrequente Anteile enthalten sind, die mit der Lufttemperatur zusammenhängen. Die Korrelation mit der Lufttemperatur könnte mit der Feuchtesensitivität der Neigungsmesser zusammenhängen (Kap. 2.3.5), da Temperatur und relative Luftfeuchte unmittelbar zusammenhängen. Da die Luftfeuchte möglicherweise über die Änderung der Dielektrizitätskonstante das kapazitive Meßsystem beeinflusst, wirkt sie unmittelbar, während thermoelastischen Verformungen des Instrumentes selbst mit einer Zeitverzögerung einsetzen und gut mit der Instrumententemperatur korrelieren.

Tag der Temperaturstörung	max. Amplitude	Tm 1 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]	Tm 2 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]	Tm 3 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]	Tm 4 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]	Tm 5 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]	Tm 6 [$\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$]
30.01.02	0,3 $^\circ\text{C}$	0,4	-2,2	-2	-1	-3	-3,8
20.03.02	0,006 $^\circ\text{C}$	-	-	-1,5	-	-	-5
22.05.02	0,18 $^\circ\text{C}$	-2,2	0	-2	0	-4,7	-4,5
05.08.02	0,035 $^\circ\text{C}$	-2,5	1,5	-3,5	0	-4	-4

Tabelle 2: Aus vier Temperaturstörungen abgeleitete Temperaturkoeffizienten der Neigungsmesser Tm1 - Tm6.

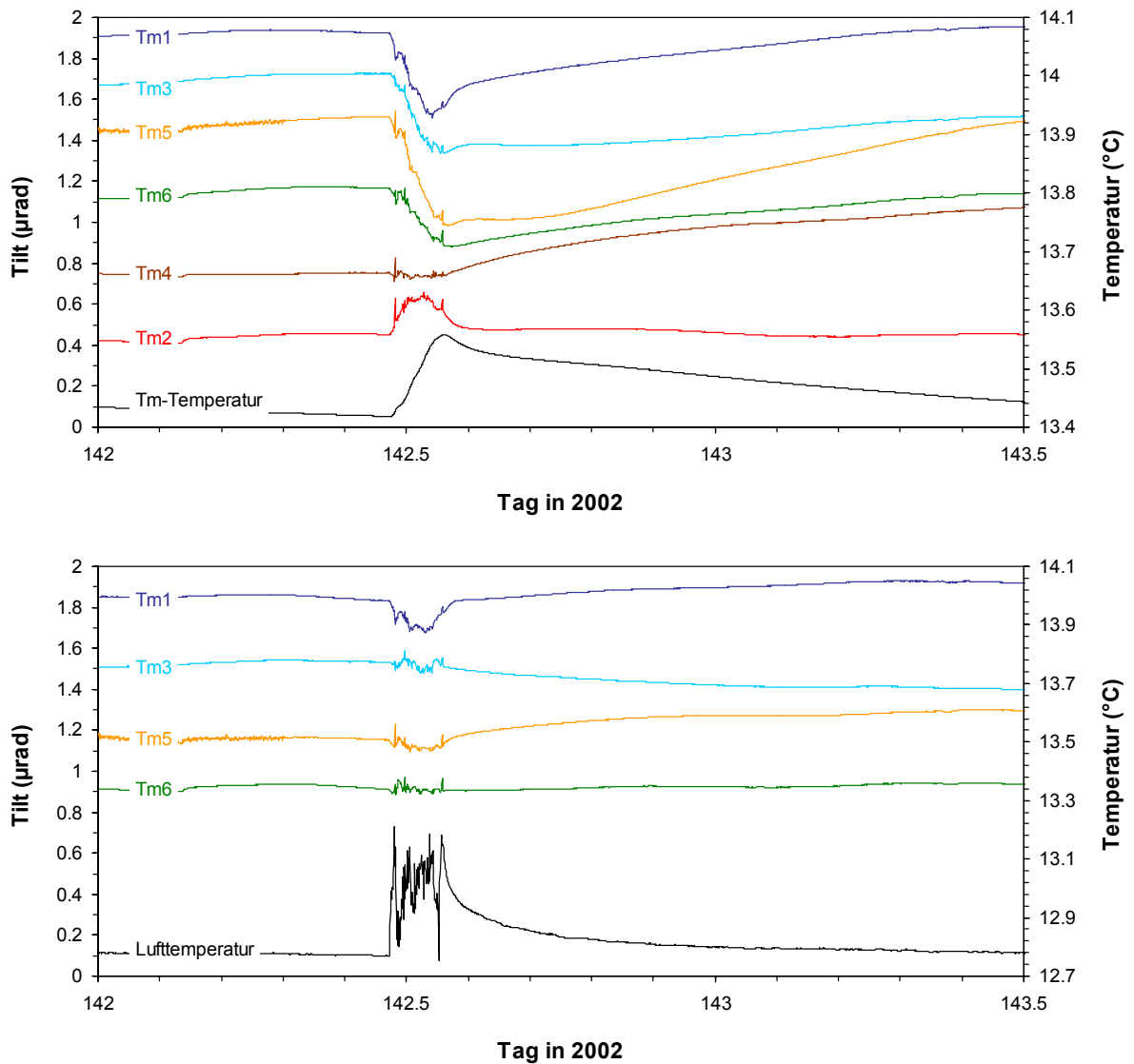


Abb. 10: Oben: Reaktion der Neigungsmesser Tm1 - Tm6 auf die Temperaturstörung vom 22.5.02. Unten: Mit Instrumententemperatur korrigierte Zeitreihen in Gegenüberstellung mit der Lufttemperatur.

2.3.4 Luftdruckeffekte

In den von den Erdzeiten befreiten Restkurven der Meßreihen zeigt sich eine Ähnlichkeit mit den Zeitreihen des lokalen Luftdrucks, eine klare Korrelation mit dem Luftdruck besteht aber i.d.R. nicht. Dabei handelt es sich überwiegend um auflastbedingte regionale und lokale Deformationen sowie die Attraktionswirkung von Massenverlagerungen in der Atmosphäre, die in Kap. 3.2 behandelt werden. Eine recht gute Korrelation mit dem Luftdruck läßt sich hingegen bei schnellen Luftdruckänderungen beobachten, wie sie z.B. beim Durchzug von Gewittern auftreten. Diese kurzperiodischen Luftdruckänderungen haben nur eine relativ geringe Ausdehnung, weshalb Auflast- und Attraktionseffekte sehr klein sind. Bei den 6 Neigungsmessern weisen die luftdruckbedingten Signale in unterschiedliche Richtungen, so daß es sich hierbei wahrscheinlich um instrumentelle Luftdruckeffekte handelt. Ein Beispiel zeigt Abb. 11. Fünf solche Luftdruckstörungen wurden analog den Temperaturstörungen ausgewertet, wobei zusätzlich zum Luftdruck auch die Instrumententemperatur berücksichtigt wurde. Vor allem schnelle Luftdruckänderungen sind aufgrund quasi-adiabatischer Prozesse stets mit Temperaturänderungen verknüpft, die in der Raumluft unmittelbar, am Instrument selbst etwas zeitverzögert

auftreten. Beispielsweise verursachen schnelle Luftdruckänderungen an den Neigungsmessern Temperaturänderungen von bis zu 1,5 mK/hPa und die halbtägige atmosphärische Gezeitenwelle Temperaturänderungen von 0,6 - 1 mK/hPa. Aus längeren Datenreihen, in denen sich langperiodische Druckänderungen stärker bemerkbar machen, resultieren Werte von ca. 0,5 mK/hPa für die Neigungsmesser auf den äußeren Balken und von ca. 0,3 mK/hPa für die Neigungsmesser auf der Basisscheibe des Großringes.

Die Ergebnisse der Luftdruckkorrelation sind in Tabelle 3 aufgelistet. Mit Ausnahme des Instrumentes Tm1 ergeben sich bei den einzelnen Instrumenten recht einheitliche Luftdruckkoeffizienten von bis zu 0,011 $\mu\text{rad}/\text{hPa}$ (Tm2). Das Instrument Tm4 und z.T. auch das Tm1 weisen negative Koeffizienten auf. Bei den Instrumenten Tm5 und Tm6 ergab sich eine klare Korrelation mit dem Luftdruck erst, nachdem die Instrumententemperatur mit einem Faktor von -7 bzw. -5 $\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ berücksichtigt wurde. Da hierbei Luftdruck- und Temperaturkoeffizienten unterschiedliche Vorzeichen aufweisen, sind beide nur aufgrund der Phasenverschiebung zwischen Luftdruckänderungen und luftdruckinduzierten Temperaturänderungen klar zu trennen. Diese Phasenverschiebung ist in dem Beispiel in Abb. 11 gut zu erkennen. Die so ermittelten Temperaturkoeffizienten stimmen beim Tm5 näherungsweise und beim Tm6 gut mit denen der reinen Temperaturstörung überein (vgl. Tab. 2).

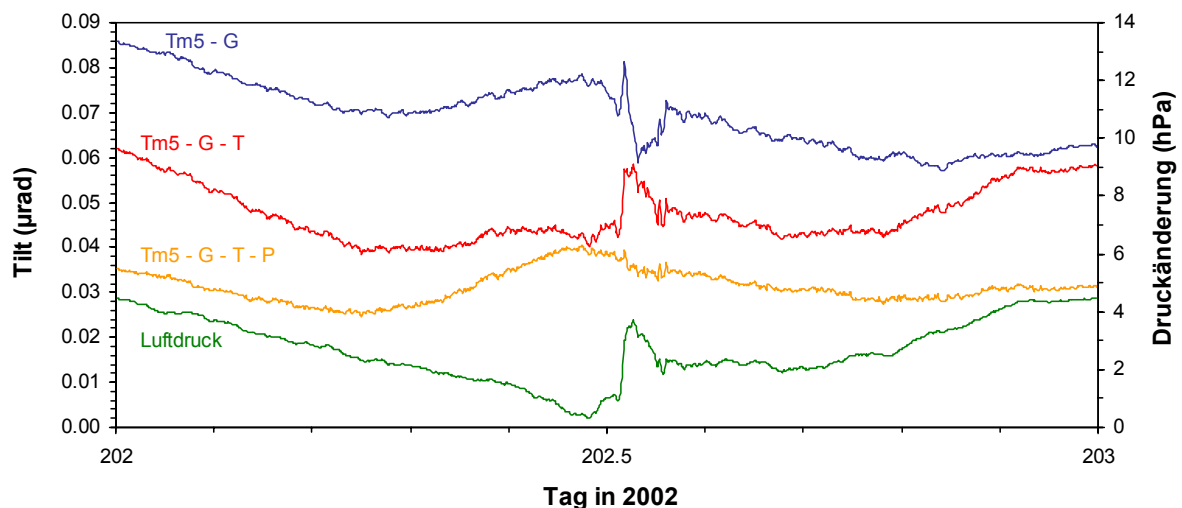


Abb. 11: Reaktion des Neigungsmessers Tm 5 auf eine schnelle Luftdruckstörung. Kurven von oben nach unten: Zeitreihe nach Abzug der Erdgezeiten; zusätzliche Temperaturkorrektur von -7 $\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$; zusätzliche Luftdruckkorrektur von 0,006 $\mu\text{rad}/\text{hPa}$; Luftdruck.

Analysezeitraum	Tm1 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]	Tm2 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]	Tm3 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]	Tm4 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]	Tm5 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]	Tm6 [$\mu\text{rad}/\text{hPa}$]
15. - 16.6.02	0	0,008	0,004	-0,005	0,006	0,008
20. - 21.6.02	0	0,008	0,0045	-0,005	0,006	0,008
23. - 24.6.02	-0,004	0,0085	0,004	-0,005	0,006	0,0075
9. - 10.7.02	0	0,008	0,003	-0,005	0,005	0,008
21.7.02	-0,003	0,011	0,003	-0,005	0,006	0,008

Tabelle 3: Luftdruckkoeffizienten der Neigungsmesser Tm1 - Tm6, abgeleitet aus kurzperiodischen Luftdruckstörungen.

Die Wirkungsweise von Luftdruckänderungen auf die Neigungsmesser ist nicht eindeutig geklärt. Verformungen des Instrumentes selbst, die durch Unterschiede zwischen Innen- und Außendruck hervorgerufen werden, sind unwahrscheinlich, da durch die Membran aus Aluminiumfolie Druckdifferenzen ausgeglichen werden. Auch die Tatsache, daß die ermittelten Luftdruckkoeffizienten bei lang-

periodischen Luftdruckänderungen nicht nachvollziehbar sind (s. Kap. 3.2.4), deutet nicht auf eine unmittelbare, mechanische Wirkung des Luftdrucks. Es wird vielmehr vermutet, daß bei schnellen Luftdruckänderungen quasi-adiabatische Temperaturänderungen der Luft innerhalb des Neigungsmessers eine wesentliche Rolle spielen. Bei langsamen Luftdruckänderungen erfolgt ein Wärmeaustausch mit den Materialien der Umgebung (Wände, Geräte), wo ggf. thermoelastische Reaktionen zu beobachten sind. Das spielt offenbar bei der o.g. Temperaturabhängigkeit eine Rolle. Im Fall schneller Luftdruckänderungen sind es offenbar tatsächlich die Lufttemperaturänderungen, die für die beobachteten Geräteeffekte verantwortlich sind.

2.3.5 Feuchteeffekte

Bereits beim Testlauf der beiden Prototypen Tm1P und Tm2P im Geophysikalischen Gemeinschaftsobservatorium Schiltach zeigte sich eine deutliche Feuchteabhängigkeit eines der Instrumente. Wegen der hohen Luftfeuchte im Stollen von fast 100% wurden beide Neigungsmesser unter einem Plexiglaskasten mit Trockenmittel betrieben. Die Drift des Instruments #1 (heute Tm1P) von ca. 0,15 - 0,25 $\mu\text{rad}/\text{Tag}$ kehrte sich beim Wechsel des verbrauchten Trockenmittels stets in die Gegenrichtung um. Einige Tage danach stellte sich allmählich die ursprüngliche Driftrichtung wieder ein, so daß die Drift als Ausdruck einer Feuchteänderung im Plexiglaskasten bzw. im Instrument selbst interpretiert werden kann. Anhand einiger Feuchtemessungen läßt sich für Instrument #1 grob ein Feuchtekoefizient von ca. 0,5 $\mu\text{rad}/\%$ ableiten. Für Instrument #2 (heute Tm2P) ergibt sich ein etwa um den Faktor 10 bis 20 geringerer, negativer Feuchtekoefizient.

Vergleichbare Werte ergaben sich bei ersten Testläufen auf dem Großringlaser. Änderungen der Luftfeuchte wurden durch den vorübergehenden Betrieb eines Luftentfeuchters verursacht, der die Luftfeuchte im Ringlaserraum von ca. 80 % auf ca. 60 % absenkte. Daraus ließen sich für das Instrument #1 Feuchtekoefizienten zwischen 0,2 und 0,6 $\mu\text{rad}/\%$ ableiten. Die niedrigeren Werte stellen Minimalwerte dar, da davon auszugehen ist, daß sich zwischen der Raumluft und dem Innenraum des Neigungsmessers kein Gleichgewicht eingestellt hat. Ein Ereignis konnte auch für Instrument #2 genutzt werden, woraus ein minimaler Feuchtekoefizient von -0,022 $\mu\text{rad}/\%$ abgeleitet wurde.

Als Ursache der Feuchteempfindlichkeit kommen eine feuchtebedingte Änderung der Dielektrizitätszahl des kapazitiven Wegaufnehmers oder Leckströme in der hochohmigen Regelungselektronik in Frage. Als Konsequenz wurde für die anschließend in Auftrag gegebenen sechs Neigungsmesser das Design verändert. Zum einen wurde beim Platinenlayout konsequent auf die Minimierung von Leckströmen geachtet und die fertige Platine mit einem isolierenden Lackfilm überzogen; zum anderen wurden die Neigungsmesser luftdicht (aber nicht druckdicht!) gekapselt und mit einer Trockenmittelpatrone versehen. Später wurden auch die beiden Prototypen Tm1P und Tm2P in dieser Weise überarbeitet sowie mit einem internen Feuchtesensor ausgestattet.

Nach Inbetriebnahme der neuen Neigungsmesser Tm1 bis Tm6 auf dem Großringlaser zeigte sich zunächst eine unterschiedlich starke Drift der Instrumente, die nach einigen Tagen bzw. Wochen eine relativ konstante Rate zwischen 0 und 0,11 $\mu\text{rad}/\text{Tag}$ annahm. Nach etwa 4 Monaten wurde das völlig verbrauchte Trockenmittel gewechselt, worauf alle sechs Neigungsmesser ihre Driftrichtung bzw. -rate änderten (Abb. 12). 4 - 12 Wochen später war die ursprüngliche Driftrate wieder erreicht. Offenbar findet auch bei den neuen Neigungsmessern ein allmählicher Anstieg der Luftfeuchte im Innern der Geräte statt, allerdings wesentlich langsamer als bei den nicht-gekapselten Prototypen. Auch ist der Feuchteeinfluß auf das Meßsignal zwar verringert, aber nicht behoben. Wird die Feuchteabnahme im Innern der Geräte nach dem Austausch des Trockenmittels mit maximal 60 % angenommen, so ergeben sich für die Feuchtekoefizienten minimale Beträge zwischen 0,02 und 0,2 $\mu\text{rad}/\%$ (Tab. 4).

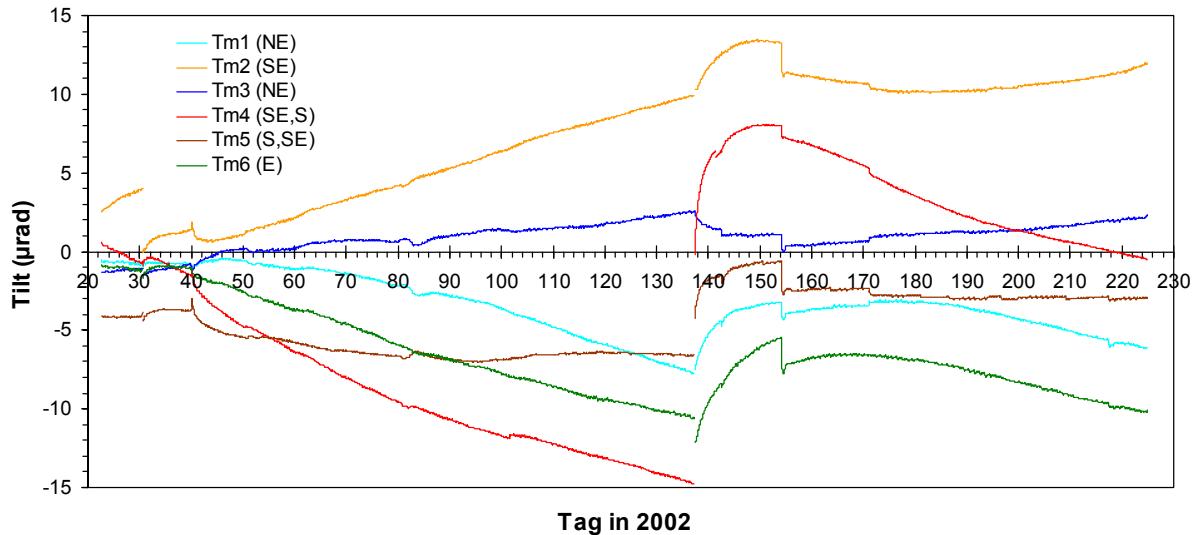


Abb. 12: Änderung der Driftrichtungen nach Austausch des Trockenmittels am Tag 137.

Instrument:	Tm1	Tm2	Tm3	Tm4	Tm5	Tm6
Feuchtekoeffizient [$\mu\text{rad}/\%$]:	$\leq -0,08$	$\leq -0,06$	$\geq 0,02$	$\leq -0,20$	$\leq -0,04$	$\leq -0,11$

Tabelle 4: Abschätzung der Feuchtekoeffizienten für die Neigungsmesser Tm1 - Tm6.

Bei den überarbeiteten Prototypen Tm1P und Tm2P hat man durch den Feuchtesensor im Innern der Geräte nun die Möglichkeit, genauere Aussagen zum Feuchteverlauf und zur Feuchteabhängigkeit zu treffen. Nach der Überarbeitung zeigte sich, daß die Feuchte im Innern immer noch mit 0,1 .. 0,2 %/Tag anstieg, da die geringe Menge an Trockenmittel schnell verbraucht war. Im nächsten Schritt wurde die Trockenmittelmenge massiv erhöht, indem die Hohlräume in den Geräten mit Trockenmittel-gefüllten Baumwollsäckchen ausgefüllt wurden. Auf diese Art konnte der Feuchtegehalt auf ca. 2 % und der Feuchteanstieg auf ca. 0,003 %/Tag gesenkt werden, so daß innerhalb eines Jahres eine Feuchteänderung von 1 - 2 % zu erwarten ist. Zusammen mit den geschätzten Feuchtekoeffizienten (s.o.) ergibt sich dann eine feuchtebedingte Drift vom max. 0,4 μrad pro Jahr. Nach und nach sollen auch die Neigungsmesser Tm1 - Tm6 auf diese Art überarbeitet werden.

2.3.6 Meeresmikroseismik

Als Meeresmikroseismik wird ein weltweit meßbares, wenig kohärentes Wellenfeld im Frequenzbereich 0,1 .. 0,5 Hz bezeichnet, welches durch oszillierende Wasserwellen in den Ozeanen angeregt wird. Mit Neigungsmessern oder Horizontalseismometern wird dieses Signal als die Summe aus trägheitsbedingter Horizontalbeschleunigung und tatsächlicher Neigung der Erdoberfläche erfaßt. Da dieses Signal permanent vorhanden ist, ist es für einen Funktionstest der Neigungsmesser in diesem Frequenzbereich gut geeignet. Die in Wettzell gemessenen größten Amplituden liegen überwiegend zwischen 50 und 200 nrad (Spitze-Spitze), können bei schwerem Sturm im Atlantik aber auch bis ca. 500 nrad betragen. In Abb. 13 sind die Aufzeichnungen zweier parallel registrierender Neigungsmesser gegenübergestellt, wobei unterschiedliche Aufzeichnungssysteme und Abtastraten verwendet wurden. Der nahezu identische Verlauf beider Kurven belegt die ausgezeichnete Signalwiedergabe in diesem Frequenzbereich. Durch den Tiefpaßfilter von 1 Hz kann die Meeresmikroseismik als ungefiltert angesehen werden. Der zuschaltbare 0,025 Hz Tiefpaßfilter dämpft das Signal in diesem Frequenzbereich um etwa -30 dB, so daß sich im gedämpften Signal die Meeresmikroseismik mit einer Restwelligkeit von ca. 1,5 - 6 nrad (Spitze-Spitze) bemerkbar macht.

In Abb. 14 ist das typische Spektrum der Meeresmikroseismik mit dem plötzlichen Einsetzen bei 0,1 Hz und der allmählichen Abnahme zu höheren Frequenzen hin dargestellt. Der Peak bei 2,08 Hz ist ein anthropogenes seismisches Signal, welches auf mit entsprechender Drehzahl laufende Industriebmotoren oder Generatoren zurückzuführen ist (s.a. Plesinger & Wielandt 1973) und in der Erdkruste offenbar nur eine geringe Dämpfung erfährt. Die konstante Drehzahl resultiert aus der Netzfrequenz (50 Hz) geteilt durch die halbe Polzahl der Synchronmotoren (24). Der eindeutige Nachweis dieses Signals und das gute Signal-/Rauschverhältnis ist ein Beleg für die hohe Empfindlichkeit der Neigungsmesser und die guten Meßbedingungen.

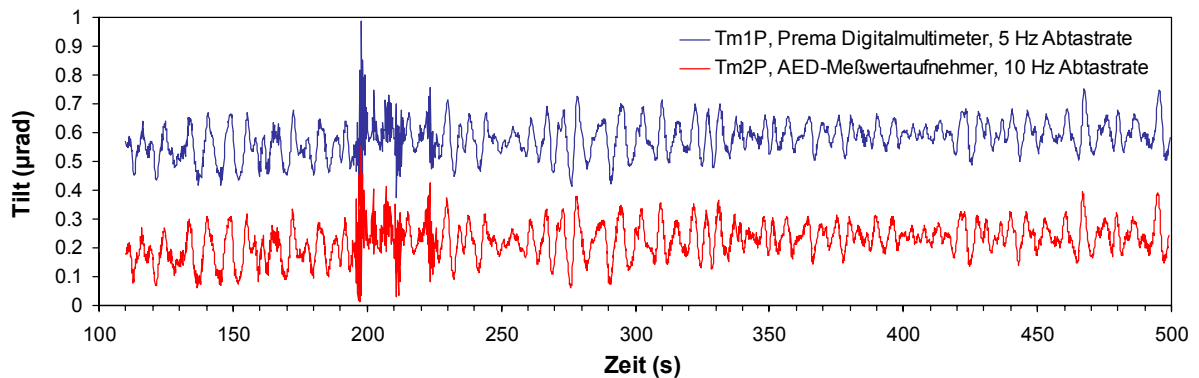


Abb. 13: Parallelregistrierung von zwei Neigungsmessern, 1 Hz Tiefpaß, 10.2.2000, 7:02-7:08.

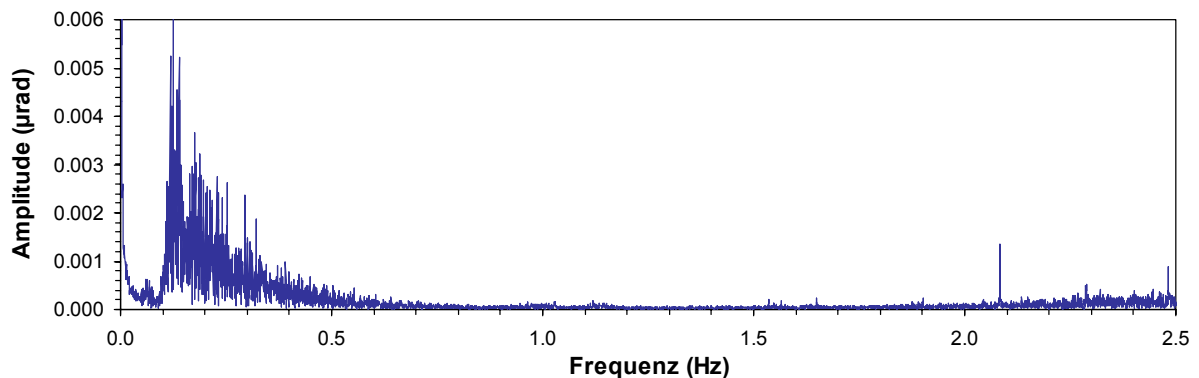


Abb. 14: FFT-Amplitudenspektrum einer Tm1P-Zeitreihe über 34 min, 5 Hz Abtastrate, 1 Hz Tiefpaß. Die tatsächlichen Amplituden sind um den Faktor 2 größer, da die zweite Hälfte des (symmetrischen) Spektrums bei dieser Darstellung nicht berücksichtigt wird.

2.3.7 Seismische Ereignisse

Als Meßinstrument für Horizontalbeschleunigungen registrieren Neigungsmesser auch Erdbebenwellen, wobei auch hierbei nicht zwischen trägheitsbedingter Horizontalbeschleunigung und Neigung der Erdoberfläche unterschieden werden kann. Der jeweilige Anteil der beiden Komponenten hängt vom Wellentyp (Longitudinal-, Transversal- oder Oberflächenwellen) und von der Frequenz ab. Mit zunehmender Frequenz nimmt auch der Anteil trägheitsbedingter Beschleunigungen zu. Für Oberflächenwellen gilt als grober Anhaltspunkt, daß etwa über 1 Hz die trägheitsbedingten und unter 1 Hz die neigungsbedingten Anteile im Signal überwiegen.

Abb. 15 zeigt die Aufzeichnung eines Fernbebens mit überwiegend niederfrequenten Oberflächenwellen. Auch hierbei ist die gute Übereinstimmung des Wellenverlaufs der beiden völlig unterschied-

lichen Meßsysteme ein überzeugender Funktionsnachweis der Neigungsmesser in diesem Frequenz- und Amplitudenbereich.

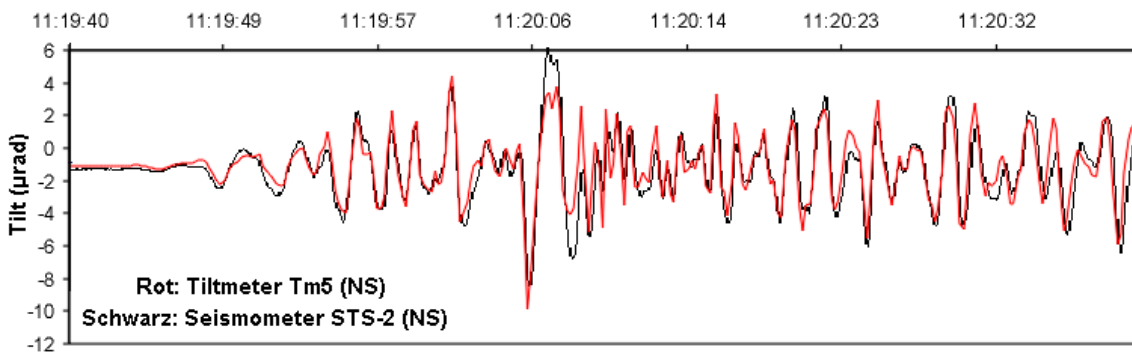


Abb. 15: Parallelaufzeichnung des Fiji-Erdbebens vom 19.8.2002 der Magnitude 6,9 mit dem Tiltmeter Tm5 (1 Hz Tiefpaß, 5 Hz Samplingrate) und dem in Wettzell betriebenen Breitbandseismometer STS-2 (0,2 .. 4 Hz Bandpaß). Die Aufzeichnung des STS-2 ist nicht skaliert.

2.3.8 Erdgezeiten

Die Gezeiten der festen Erde sind wegen ihrer genau berechenbaren Frequenzen und Phasen sowie ihrer hinreichend bekannten Amplituden als Testsignal für hochauflösende Neigungsmesser ideal geeignet. Die strenge Periodizität des Signals erlaubt, auch Frequenzen geringer Amplitude im Spektralbereich zu separieren und so das Auflösungsvermögen sowie das Signal/Rausch-Verhältnis zu bestimmen.

In Abb. 16 sind die Amplitudenspektren von Gezeitenregistrierungen dreier unterschiedlicher Neigungsmesser mit dem Spektrum der Modellgezeiten im Frequenzbereich $0,8 \dots 2,2 \text{ d}^{-1}$ gegenübergestellt. Das Lippmann-Tiltmeter Tm6 befand sich auf dem Großring, der ca. 10 m unterhalb der ursprünglichen Erdoberfläche an den Fels angekoppelt ist. Das Askania-Pendel und der Applied Geomechanics Typ 722 Bohrlochneigungsmesser sind in einem Bohrloch in 30 m bzw. 6 m Tiefe installiert. Die Zeitreihen der Neigungsmesser und der Modellgezeiten sind alle gleich lang und wurden gleich behandelt, d.h. Reduzierung auf 30-min Werte, Hochpaßfilterung mit einer Grenzperiode von 2 Tagen und schnelle Fourier-Transformation (FFT). Durch die Transformation wird ein symmetrisches Spektrum erzeugt, wobei die spiegelsymmetrische Hälfte oberhalb der Nyquist-Frequenz üblicherweise nicht dargestellt wird. Da die Energien aber über das gesamte Spektrum verteilt sind, sind die tatsächlichen Amplituden um den Faktor 2 größer als das (halbe) Spektrum wiedergibt.

Im Spektrum der Modellgezeiten sind im halb- und im ganztägigen Frequenzband jeweils 5 Wellen bzw. Wellengruppen sichtbar. Die Wellen P1, S1 und K1 bzw. S2 und K2 lassen sich bei der Frequenzauflösung von $0,00746 \text{ d}^{-1}$ nicht trennen. Das Spektrum des Lippmann-Tiltmeters ist mit dem der Modellgezeiten nahezu identisch, lediglich L2 ist nicht erkennbar, und M2 sowie PSK1 sind leicht überhöht. Abweichungen von den Modellgezeiten im Periodenbereich von 1 Sonnentag (S1) deuten in der Regel auf solare Temperatureinflüsse entweder durch thermoelastische Verformungen des Untergrundes oder durch Temperatureffekte in der Meßelektronik (kann bei Messungen im Ringlaserlabor ausgeschlossen werden).

Das mittlere Rauschen zwischen $1,2$ und $1,8 \text{ d}^{-1}$ liegt bei den Lippmann-Tiltmetern bei $0,25$ ($0,5$) nrad rms. Beim Askania-Pendel ist das mittlere Rauschen mit $0,12$ ($0,24$) nrad rms etwa halb so groß, jedoch treten vor allem die kleinen ganztägigen Wellen kaum hervor. Beim AGI-722 sind trotz des hohen Rauschpegels von $1,55$ ($3,1$) nrad rms die meisten Gezeitenwellen erkennbar, obwohl sie sich

z.T. kaum vom Rauschen abheben. Die Unterschiede im Rauschpegel lassen sich evt. teilweise durch die verschiedenen Installationstiefen erklären. Auf jeden Fall lassen sich mit den Lippmann-Tiltmetern auf dem Großring im Frequenzband der Gezeiten Resultate erzielen, die nur noch von in größerer Tiefe installierten Askania-Pendeln übertroffen werden.

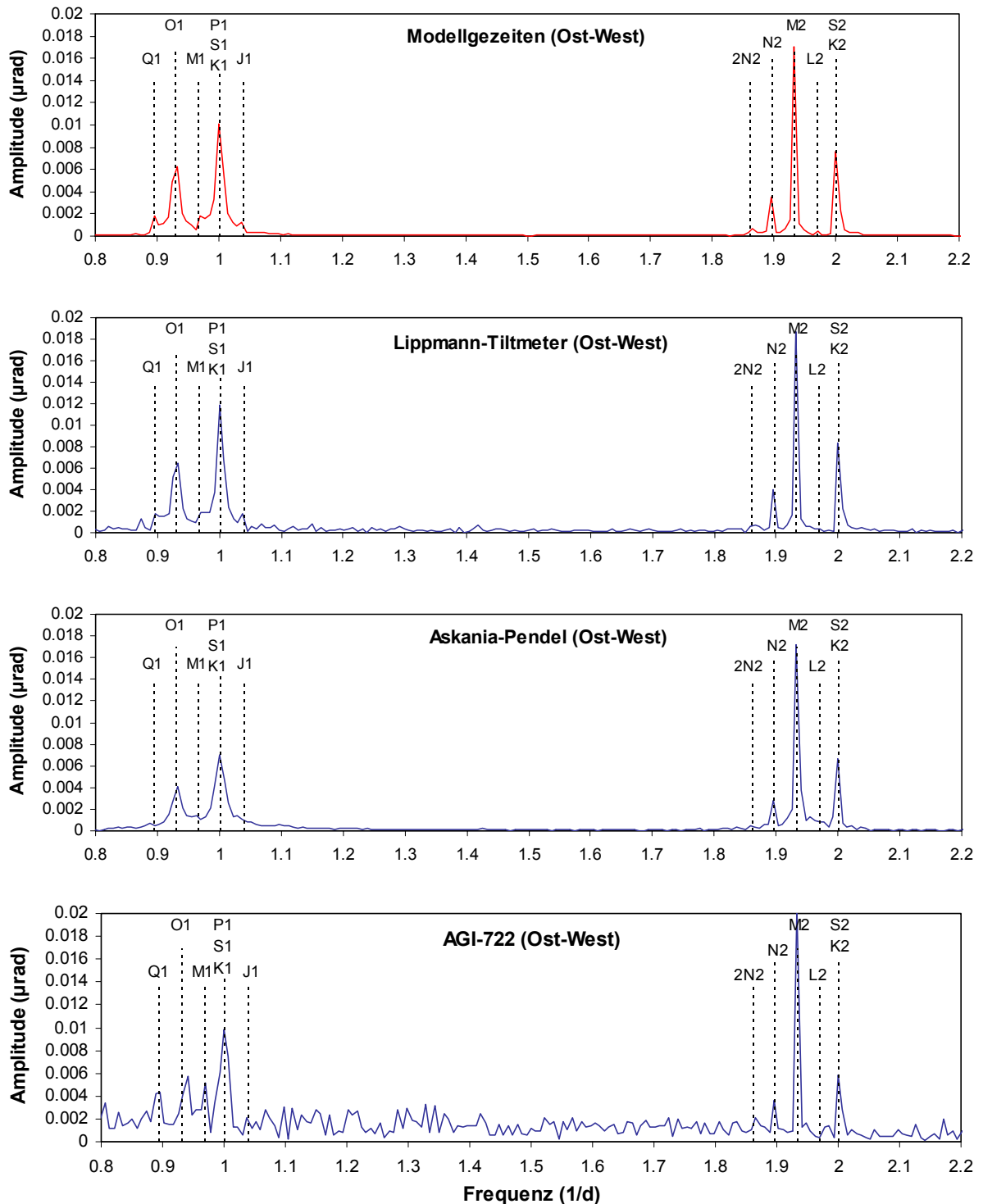


Abb. 16: Gegenüberstellung von vier Gezeitenspektren von Zeitreihen über 134 Tage. Alle Datensätze wurden mit einer Grenzperiode von 2 Tagen hochpaßgefiltert und FFT-transformiert. Die tatsächlichen Amplituden sind um den Faktor 2 größer, da die zweite Hälfte des (symmetrischen) Spektrums bei dieser Darstellung nicht berücksichtigt wird.

2.3.9 Aperiodische Neigungen

Bei den aperiodischen Neigungen muß man zwischen kurzzeitigen Ereignissen, die sich im Bereich einiger Minuten bis Stunden abspielen, und Langzeitneigungen von einigen Tagen bis Monaten, die evt. Teil eines Jahreszyklus sind, unterscheiden. Die Kurzzeitereignisse treten in allen Neigungsmessern gemäß ihrer Meßrichtung konsistent nach Betrag und Richtung auf und sind dadurch von instrumentellen Sprüngen (vgl. 2.3.1) klar zu unterscheiden. Diese Ereignisse sind überwiegend auf hydrologische Druckänderungen im Untergrund zurückzuführen, welche zu allmählichen oder nach Überschreiten einer Reibungsgrenze an Gesteinstrennflächen auch zu plötzlichen Neigungen des Gründungspfeilers führen und besonders nach starkem Regen oder einer Schneeschmelze auftreten (s.a. Klügel 2001). Das bisher stärkste Ereignis dieser Art fand am 3.6.2002 mit einer Neigung von 2,3 μ rad nach WNW statt. Im Anschluß an ein solches Ereignis erfolgen häufig allmähliche Ausgleichsbewegungen in die Gegenrichtung. Für die Auswertung der Ringlaserdaten ist die genaue Kenntnis dieser kurzzeitigen Neigungsereignisse von großer Bedeutung, da sich in diesem Periodenbereich auch die zu messenden Änderungen der Erddrehung befinden.

Eine klare Quantifizierung der Langzeitneigungen ist schwieriger, da diese sich mit den instrumentellen Driften überlagern. So ergibt sich z.B. für den Zeitraum 1.2. - 1.5.2002 auf der Grundlage des Tm5 (Meßrichtung S) und Tm6 (Meßrichtung E) ein Neigungsverlauf nach NW bis W von ca. 9 μ rad und auf der Grundlage des Tm1 (Meßrichtung NE) und Tm2 (Meßrichtung SE) ein Neigungsverlauf zunächst nach NW, dann nach SW von insgesamt ca. 11,5 μ rad. Eine starke instrumentelle Drift zeigen offenbar die Neigungsmesser Tm2 und Tm4. Korrigiert man diese um eine lineare Drift von 0,1 μ rad/Tag (Tm2) bzw. -0,1 μ rad/Tag (Tm4), so ergibt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung der Neigungsverläufe. Aber erst mit der Installation der beiden überarbeiteten Neigungsmesser Tm1P und Tm2P an Stelle des Tm4 ergibt sich ein konsistentes Bild der Neigungsverläufe. Beide Instrumente befinden sich unmittelbar nebeneinander in der Mitte der Basisscheibe des G und messen in Nord-Süd-Richtung, und die Zeitreihen beider Instrumente sind nahezu exakt identisch. Der gleiche Neigungsverlauf ergibt sich auch aus der komponentenweise Addition der Zeitreihen der Neigungsmesser Tm1 und Tm5, so daß zumindest die Nord-Süd-Komponente des Neigungsverlaufs als nahezu frei von instrumentellen Driften angesehen werden kann (Abb. 17).

Dieser Neigungsverlauf muß deshalb als tatsächliche Orientierungsänderung des „G“ angesehen werden, und das Sagnac Signal zeigt zu dieser Zeit auch eine entsprechende Drift (s.a. Abb. 24). Die Ursache dieser starken Neigung des Gründungspfeilers hängt vermutlich wieder mit hydrologischen Effekten zusammen.

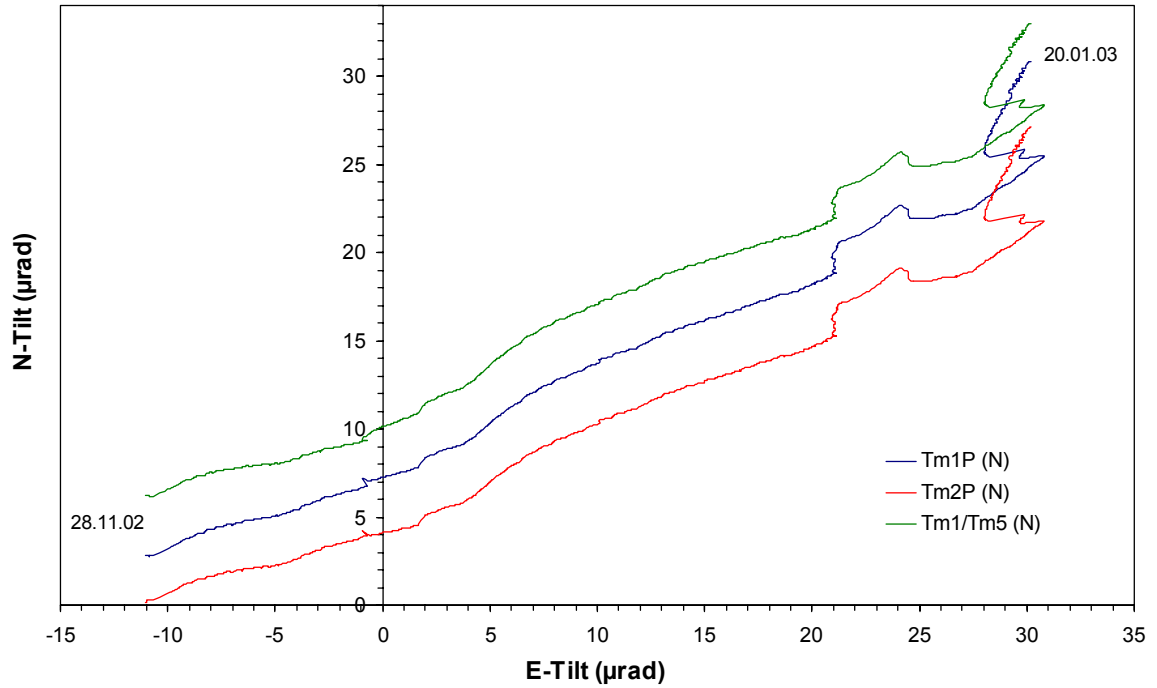


Abb. 17: Die Neigungsspuren der Tiltmeter $Tm1P_{nord}$ (blaue Spur), $Tm2P_{nord}$ (rote Spur) bzw. der Nordkomponente aus $Tm1_{nordost}$ / $Tm5_{südost}$ (grüne Spur), jeweils aufgetragen gegen $Tm6_{ost}$, verlaufen nahezu identisch. Dies deutet auf geringe instrumentelle Effekte hin.

3. Modellierung von Attraktionseffekten

Ein Nachteil bei der Überwachung der Orientierung eines Ringlasers durch Neigungsmesser sind die unterschiedlichen Bezugssysteme der beiden Verfahren. Während das Sagnac Signal durch die Winkeländerung der Ringlaserebene bezüglich der Erdrotationsachse verändert wird, geben die Neigungsmesser die Winkeländerung der Ringlaserebene gegen die Lotrichtung an. Zur Korrektur des Sagnac Signals durch Neigungsmessungen muß deshalb die zeitliche Winkeländerung der Lotrichtung gegen die Erdrotationsachse berücksichtigt werden. Hierfür gibt es verschiedene Ursachen. Den größten Einfluß auf die Lotrichtung übt die Gravitation von Mond und Sonne aus. Das zeitlich variierende Verhältnis zwischen Horizontal- und Vertikalbeschleunigung läßt sich aus den Gezeitenpotentialen genau berechnen und die resultierenden Zeitreihen von denen der Neigungsmesser subtrahieren. Dadurch bleiben im Gezeitenband nur die gezeitenbedingte Deformation der Erdoberfläche inklusive Ozeanauflasten und die durch lokale Verzerrungen des Gezeitenverformungsfeldes hervorgerufenen Neigungen übrig.

Eine weitere, wenn auch deutlich schwächere Ursache für Lotrichtungsänderungen sind zeitliche Schwankungen der Luftmassenattraktion durch laterale Dichteunterschiede in der Atmosphäre, wie sie z.B. durch Hoch- und Tiefdruckgebiete erzeugt werden. Hierzu wurde ein Attraktionsmodell erstellt, welches auf der Basis von Wettermodellen des Deutschen Wetterdienstes den momentanen Attraktionsvektor der Luftmassen auf das Pendel beschreibt.

Die Verlagerung großer Wassermassen kann ebenfalls die Lotrichtung in relevanter Größenordnung beeinträchtigen, was in Küstennähe unbedingt berücksichtigt werden muß. Die gravitative Wirkung des Ozeans ist in Weltzell allerdings vernachlässigbar.

Folgende Übersicht gibt grob den Zusammenhang zwischen der angestrebten Auflösung der Erddrehung, der hierzu erforderlichen Genauigkeit und ggf. Korrekturmaßnahmen der Neigungsmessungen wieder:

Angestrebte Auflösung	Genauigkeit der Neigungsmessungen	notwendige Korrekturmaßnahmen
$10^{-6} \Omega_E \dots 10^{-7} \Omega_E$	0,1 .. 1 μ rad	Korrektur der Orientierungsänderungen durch Neigungsmessungen
$10^{-8} \Omega_E$	10 nrad	zusätzlich Korrektur des Neigungssignals bezüglich der Gezeitenkräfte
$10^{-9} \Omega_E$	1 nrad	zusätzlich Korrektur des Neigungssignals bezüglich Attraktion von Luft- und Wassermassen (Atmosphäre, Ozean, Grundwasser)

3.1 Gezeitenbeschleunigungen von Sonne und Mond

Die Gravitationskräfte von Sonne und Mond (untergeordnet auch der Planeten) werden im Massenmittelpunkt der Erde durch die Zentrifugalkräfte der Bahnbewegung des Mondes um die Erde und der Erde um die Sonne vollständig ausgeglichen. Während die Zentrifugalkräfte an jedem Punkt der Erde gleich groß sind, hängen die Gravitationskräfte vom Abstand eines Punktes auf oder in der Erde zum gravitationserzeugenden Körper ab. Diese Differenz zwischen Zentrifugal- und Gravitationskräften sind die Gezeitenkräfte bzw. Gezeitenbeschleunigungen, die weniger als 10^{-7} der Erdbeschleunigung ausmachen. Die zeitliche Variation der Gezeitenbeschleunigungen ergibt sich aus der Überlagerung der Bahnbewegungen von Erde und Mond mit der Erdrotation, woraus zahlreiche harmonische Kom-

ponenten bestimmter Frequenz, Phase und Amplitude resultieren. Diese harmonischen Komponenten sind als (skalares) Potential in Gezeitenpotentialkatalogen aufgelistet, die bis zu 12935 Komponenten enthalten können (Hartmann & Wenzel 1995). Für die Neigungsmessungen ist es ausreichend, wenn nur die größten Gezeitenwellen berücksichtigt werden. Tabelle 5 zeigt die Horizontalbeschleunigungen der 17 größten Gezeitenwellen für die geographische Breite von Wetzell (49,15° N).

Welle	Grad	Ordnung	Ursprung	Frequenz [1/d]	Horizontalbeschleunigung	
					N-S [nm/s ²]	E-W [nm/s ²]
Mm	2	0	Mond	0,0363	50,5	
Mf	2	0	Mond	0,0732	95,6	
Q1	2	1	Mond	0,8933	8,4	44,9
O1	2	1	Mond	0,9295	43,8	234,3
M1	2	1	Mond	0,9665	3,6	18,5
P1	2	1	Sonne	0,9973	20,4	109,3
S1	2	1	Sonne	1,0000	0,5	2,6
K1	2	1	M + S	1,0027	61,6	329,6
J1	2	1	Mond	1,0391	3,4	18,5
OO1	2	1	Mond	1,0760	1,9	10,1
2N2	2	2	Mond	1,8598	11,4	15,1
N2	2	2	Mond	1,8961	71,2	94,1
M2	2	2	Mond	1,9324	371,8	491,5
L2	2	2	Mond	1,9685	10,5	13,9
S2	2	2	Sonne	2,0000	173,4	229,3
K2	2	2	M + S	2,0056	47,1	62,3
M3	3	3	Mond	2,8986	4,8	6,3

Tabelle 5: Horizontalbeschleunigungen der 17 größten Gezeitenwellen für die geographische Breite von Wetzell (49,15° N).

Die Gezeitenbeschleunigungen können sich nun auf drei Arten in hochauflösenden Neigungsmessungen bemerkbar machen:

1. Direkte Beschleunigung auf das Pendel (Attraktion)
2. Neigung der Erdoberfläche durch gezeitenbedingte Deformation der festen Erde
3. Neigung der Erdoberfläche durch Ozeanauflast (Ebbe und Flut)

zu 1.: Die Attraktionswirkung kann für einen bestimmten Ort zu einem bestimmten Zeitpunkt genau berechnet werden. Dies geschieht entweder direkt aus den Ephemeriden der Himmelskörper, oder es werden Gezeitenpotentialkataloge verwendet, die eine spektrale Darstellung des nach Kugelfunktionen entwickelten Gezeitenpotentials repräsentieren, wobei eine starre Erde angenommen wird (Beiträge aus 2. und 3. sind Null).

zu 2.: Die elastische Deformation der Erde als Folge der Gezeitenbeschleunigung wird durch die Love-Zahlen h und k beschrieben, welche die Deformation relativ zur Potentialänderung beschreiben und vom verwendeten Erdmodell, den tatsächlichen geologischen Gegebenheiten und der Anregungsfrequenz abhängen. Die Love-Zahl h stellt das Verhältnis zwischen der radialen Verschiebung der Erdoberfläche und der radialen Verschiebung der Äquipotentialfläche, und k das Verhältnis zwischen der zusätzlichen radialen Verschiebung der Erdoberfläche durch das veränderte Potential und der radialen Verschiebung der Äquipotentialfläche dar. Analog kann ein Tiltfaktor γ angegeben werden,

der das Verhältnis zwischen den tatsächlich gemessenen Gezeitenneigungen und der Potentialänderung (Attraktion) wiedergibt. Für eine kugelförmige, elastische und lateral homogene Erde gilt:

$$\gamma_n = 1 + k_n - h_n$$

wobei der Index n den Grad der Kugelfunktionsentwicklung darstellt. Da der Grad 2 die größten Gezeitenwellen bildet (vgl. Tab. 5), genügt es für unseren Zweck, die Love-Zahlen h_2 und k_2 zu verwenden. Je nach Erdmodell variiert der Tiltfaktor γ_2 geringfügig und beträgt etwa 0,7. Das bedeutet, daß die gezeitenbedingten Neigungen der festen Erde ca. 30 % der Attraktionskomponente betragen und ein verschiedenes Vorzeichen aufweisen.

zu 3.: Die periodische Änderung der Ozeanauflast durch Ebbe und Flut kann vor allem in Küstennähe erhebliche Gezeitenneigungen verursachen, die gemäß der hydrodynamischen Eigenschaften der Ozeane mit unterschiedlichen Phasen und Amplituden zu den Erdgezeiten auftreten. Die Auflasteffekte lassen sich analog zu den atmosphärischen Auflasten mit Hilfe Green'scher Funktionen berechnen (s. Kap. 3.2.2), welche die Entfernungabhängigkeit der Last beschreiben. In Wettzell beträgt die auflastbedingte Amplitude der Haupttide M2 in NS-Richtung weniger als 5 % der Erdgezeitenamplitude, so daß die Ozeanauflast bei der Orientierungsänderung des Ringlasers nur eine geringe Rolle spielt.

Die modellmäßigen Deformationsanteile von Erdgezeiten und Ozeanauflasten sind für unseren Fall ohne Belang, da diese Anteile in den Zeitreihen der Neigungsmesser, welche zur Korrektur der Orientierungsänderungen verwendet werden, ohnehin enthalten sind. Die entscheidende Korrekturgröße für die Neigungsmesser ist das Gezeitenpotential, welches den lokalen Schwerevektor verändert, jedoch nicht die Orientierung des Ringlasers relativ zur Erdachse. Deshalb wird bereits bei der Datenerfassung zu jedem Meßpunkt das zu dieser Epoche herrschende Gezeitenpotential in Meßrichtung NS (bzw. EW) berechnet und zusammen mit den Meßwerten abgespeichert. Hierzu wurde das Programm ‚ertid‘ aus dem SPOTL-package (Agnew 1997) verwendet und dahingehend modifiziert, daß für die geographischen Koordinaten von Wettzell zu einer gegebenen Epoche je ein Wert für die Gezeitenneigungen der festen Erde in NS- und EW-Richtung ausgegeben wird. Da dieser Wert auch die Deformation der Erde beinhaltet, muß er noch durch den Tiltmeterfaktor γ geteilt werden, der sich aus den dem Programm zugrunde liegenden Love-Zahlen $h_2 = 0,611$ und $k_2 = 0,304$ berechnen läßt:

$$\gamma_2 = 1 + k_2 - h_2 = 0,693$$

Die Ephemeriden basieren auf einer einfachen Theorie für Mond und Sonne, die Abweichungen gegenüber wesentlich vollständigeren Ephemeriden ist jedoch kleiner als 10^{-3} (Agnew 1997), was für unsere Zwecke ausreichend ist. Die Deformationskomponente der Gezeitenneigungen ergibt sich somit zu:

$$\tau_{def} = \tau_{obs} - \tau_{attr} = \tau_{obs} - \tau_{bt} / 0.693$$

mit τ_{obs} als beobachtete Gezeitenneigung und τ_{def} , τ_{attr} und τ_{bt} als Deformations-, Attraktions- und Erdgezeitenkomponente (body tide). Ein Beispiel hierzu zeigt Abb. 18.

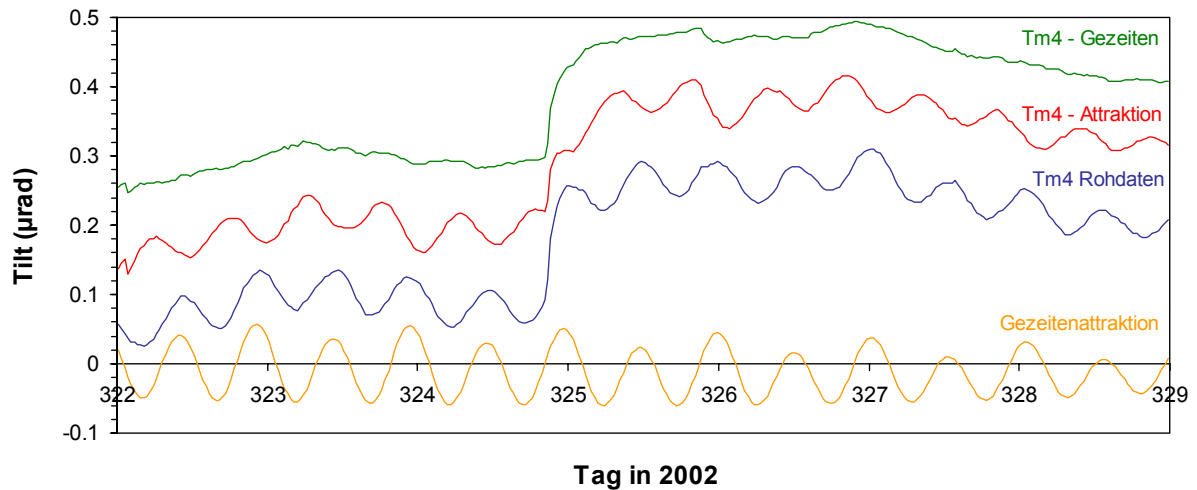


Abb. 18: Attraktionsbereinigte Zeitreihe des Neigungsmessers Tm4 (rot) in Gegenüberstellung mit den Rohdaten (blau) und der Gezeitenattraktion (gelb). Zum Vergleich oben die gleiche Zeitreihe nach vollständiger Korrektur von Attraktion, Erddeformation und Ozeanauflast (grün).

3.2 Attraktionswirkung von Luftmassen auf Neigungsmesser

Neigungsmesser sind empfindlich auf horizontale Beschleunigungen oder Anziehungskräfte, wie sie z.B. auch durch Masseverlagerungen in der Atmosphäre erzeugt werden. Diese lateralen Masse- bzw. Dichtegradienten können nicht am Beobachtungsort gemessen werden, wie dies im Fall der Vertikal-komponente bei Gravimetern durch die Messung des lokalen Luftdruckes geschieht. Es muß vielmehr ein ausgedehnter Bereich um den Beobachtungsort betrachtet werden.

Hierzu werden die Wettermodelle des Deutschen Wetterdienstes (DWD) herangezogen, um flächen-deckend die gegenwärtige Dichte der Luftmassen in unterschiedlichen Höhen aus den atmosphäri-schen Zustandsgrößen Temperatur, Feuchte und Druck abzuleiten. Aus dem Dichteunterschied gegen-über der Standardatmosphäre wird für jede Zelle des Modells ein Attraktionsvektor berechnet, deren Summe die Attraktion der atmosphärischen Dichteunterschiede auf den Beobachtungsort darstellt. Alternativ kann die Attraktionswirkung auch mit Hilfe Green'scher Funktionen berechnet werden, die neben dem Auflasteffekt auch die analytische Berechnung des Attraktionsanteils einer Potentialstö-rung ermöglichen.

3.2.1 Das Wettermodell des DWD

Das vom DWD zur Verfügung gestellte Modell entspricht dem Deutschlandmodell, welches 163 Gitterpunkte nach Osten und 163 Gitterpunkte nach Norden sowie 35 vertikale Schichten mit 36 Schichtgrenzen umfaßt. Es ergibt sich somit eine Anzahl von $163 \times 163 \times 36 = 956484$ Gitterpunkten. Der horizontale Gitterpunktabstand beträgt ca. 14 km. Damit beträgt die Ausdehnung des Modells etwa 2200×2200 km und 23,6 km in der Höhe. Die Eckpunkte des Modells sind $(5,46^\circ\text{W } 39,07^\circ\text{N})$, $(19,68^\circ\text{E } 39,94^\circ\text{N})$, $(14,42^\circ\text{W } 58,48^\circ\text{N})$ und $(25,55^\circ\text{E } 59,86^\circ\text{N})$.

Eine Datei enthält die geographischen Informationen in drei Blöcken, und zwar geographische Breite, geographische Länge und mittlere Höhe der Erdoberfläche über NN für jeden Gitterpunkt. Die zeit-variablen Daten stehen in einer zweiten Datei, und zwar je ein Block für den Bodenluftdruck und den auf Meeresniveau reduzierten Luftdruck, sowie die Temperatur, die spezifische Feuchte und die Höhe der Schichtgrenze für jede einzelne Schicht. In den Blöcken sind die Werte zeilenweise von W nach E und von S nach N angeordnet. Für jeden Zeitschritt ergeben sich somit 108 Blöcke zu 26569 Werten,

woraus eine Datenmenge von ca. 20 MB pro Zeitschritt resultiert. Das Zeitintervall zwischen zwei Modellrechnungen beträgt 6 Stunden.

3.2.2 Das Programm *dwd_attraction*

Das Fortran-Programm *dwd_attraction* liest geographische und atmosphärische Daten des DWD-Wettermodells ein, berechnet aus den atmosphärischen Zustandsgrößen die Dichte in jeder Zelle und speichert die Daten zunächst in einer Datei *.dens. In einem zweiten Schritt wird diese Datei eingelesen und aus der Position und Größe jeder Zelle sowie dem Dichteunterschied zur Standardatmosphäre die Schwerewirkung als Punktmasse relativ zum Beobachtungsort berechnet und komponentenweise über sämtliche Zellen aufaddiert. Dabei wird der eigentliche Beobachtungsort durch die dem Beobachtungsort am nächsten gelegene Zelle ersetzt, um Asymmetrien in der Entfernung zu den benachbarten Zellen zu vermeiden. Gleichzeitig wird diese Zelle sowie alle darüber liegenden aus der Berechnung ausgespart, da bei kleinen Distanzen die Schwerewirkung einer Zelle nur unzureichend durch eine Punktmasse approximiert wird. Zur Berechnung der Schwerewirkung nahe liegender Bereiche dienen das lokale Horizontal- und Vertikalmodell.

Die Konfigurationsdatei *dwd_attraction.conf*

<u>Keyword</u>	<u>Format</u>	<u>Bedeutung</u>
Lambda	F10.4	geogr. Länge des Beobachtungsortes (°)
Phi	F10.4	geogr. Breite des Beobachtungsortes (°)
Height	I4	Höhe des Beobachtungsortes (m)
MaxDist	I7	Max. Modellgröße (m)
Steps	I2	Anzahl von Zeitschritten pro Tag
Hours	nI2	Zeitschritte in Std.
Geofile	A64	Datei mit geographischen Daten
Datafile	A64	Datei mit atmosphärischen Daten (max. 14 Dateien)
GreenFunctions	A3	„yes“ falls Berechnung mit Green'schen Funktionen
LocalfileHor	A64	Ausgabedatei (Lokales Horizontalmodell)
LocalfileVer	A64	Ausgabedatei (Lokales Vertikalmodell)
Globalfile	A64	Ausgabedatei (Regionalmodell)

Berechnung der Luftmassendichte

Nach der allgemeinen Zustandsgleichung für ideale Gase

$$pV = nRT = m/M_{mol} RT$$

mit dem Druck p , dem Volumen V , der Stoffmenge n (mol) und der absoluten Temperatur T folgt für die Dichte ρ

$$\rho = m/V = pM_{mol} / (RT)$$

Die allgemeine Gaskonstante R und die Molmasse M_{mol} lassen sich zur Gaskonstante für trockene Luft R_L zusammenfassen, so daß

$$\rho = p / (R_L T)$$

mit $R_L = 287 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ und p und T als Luftdruck und Temperatur der trockenen Luft in der entsprechenden Schicht. Um den Einfluß des Wasserdampfgehaltes auf die Luftdichte zu berücksichtigen, wird statt der tatsächlichen die virtuelle Temperatur T_V verwendet. Die virtuelle Temperatur ist die

Temperatur, die trockene Luft annehmen müßte, um bei gleichem Druck die gleiche Dichte zu erreichen wie die feuchte Luft, wobei folgende Formel (z.B. Emeis 2000) anzuwenden ist:

$$T_V = T (1 + 0,608 q)$$

q ist die spezifische Feuchte in kg/kg.

Temperatur und spezifische Feuchte sind im Datensatz des DWD an jedem Gitterpunkt für jede Schicht angegeben, der jeweilige Druck muß aus dem Bodenluftdruck an dem entsprechenden Gitterpunkt berechnet werden. Hierzu wird die barometrische Höhenformel für eine nicht-isotherme Atmosphäre verwendet, wobei die Temperatur in der Schicht, über die man integriert, als konstant angenommen wird:

$$p(z) = p_0 e^{\frac{-g(z-z_0)}{R_L T_V}}$$

p_0 und z_0 sind der Druck bzw. die Höhe an der Basis der betrachteten Schicht, g ist die Erdbeschleunigung an der Erdoberfläche ($9,81 \text{ ms}^{-2}$). Die Höhenabnahme der Erdbeschleunigung von etwa $3 \cdot 10^{-6} \text{ ms}^{-2} \text{ m}^{-1}$ wurde berücksichtigt, ist aber so gering, daß sie auch vernachlässigt werden kann. Für die Berechnung der mittleren Dichte einer Zelle wurde der Mittelwert des Luftdruckes an der unteren und oberen Schichtgrenze verwendet. Es werden für jede Zelle die Gitterkoordinaten, die Höhe der unteren und oberen Schichtgrenze und die mittlere Dichte ausgegeben.

Das Regionalmodell

Bei dem Regionalmodell wird aus der Dichte, der Zellenweite und der Schichtdicke für jede Zelle die Masse bzw. die Massendifferenz zur Standardatmosphäre sowie aus dem Abstand und der Richtung zum Beobachtungspunkt die Schwerewirkung auf diesen berechnet und komponentenweise aufsummiert. Durch die große Ausdehnung des Modells und die Darstellung der Koordinaten in Längen- und Breitengrade müssen Abstand, Richtung und Höhenwinkel durch sphärische Geometrie ermittelt werden.

Für den sphärischen Abstand α zweier Punkte auf einer Kugeloberfläche mit den Koordinaten ϕ_1, λ_1 und ϕ_2, λ_2 , die mit dem Pol ein Kugeldreieck bilden, ergibt sich nach dem Seitencosinussatz

$$\cos(\alpha) = \cos(90^\circ - \phi_1) \cos(90^\circ - \phi_2) + \sin(90^\circ - \phi_1) \sin(90^\circ - \phi_2) \cos(|\lambda_1 - \lambda_2|)$$

$$\cos(\alpha) = \sin(\phi_1) \sin(\phi_2) + \cos(\phi_1) \cos(\phi_2) \cos(|\lambda_1 - \lambda_2|)$$

Für die sphärische Richtung φ ergibt eine weitere Anwendung des Seitencosinussatzes in dem gleichen Kugeldreieck (für $\lambda_1 \leq \lambda_2$)

$$\cos(90^\circ - \phi_2) = \cos(90^\circ - \phi_1) \cos(\alpha) + \sin(90^\circ - \phi_1) \sin(\alpha) \cos(\varphi)$$

$$\cos(\varphi) = (\sin(\phi_2) - \sin(\phi_1) \cos(\alpha)) / \cos(\phi_1) \sin(\alpha) \quad (\alpha \neq 0, \pi \quad \phi_1 \neq \pi/2, -\pi/2)$$

Für $\lambda_1 > \lambda_2$ gilt:

$$\varphi = 2\pi - \varphi$$

Damit wird die sphärische Richtung φ im Uhrzeigersinn von N gemessen.

Gemäß Abb. 19 ist der Höhenwinkel γ der Winkel zwischen dem Sehenschnitt von Beobachtungsort P und Projektion des Gitterpunktes Q auf die Erdoberfläche und der Verbindungslinie von Beobachtungsort und Gitterpunkt Q. Der Sehnentangentenwinkel β ist gleich dem halben sphärischen Abstand:

$$\beta = \alpha/2$$

Die Sehnenlänge s und die Strecke c betragen:

$$s = 2 r \sin(\alpha/2)$$

$$c = z \cos(\beta + \gamma)$$

Damit ergibt sich für den Höhenwinkel γ :

$$\sin(\gamma) = c/s = z/s \cos(\beta + \gamma) = z/s (\cos(\beta) \cos(\gamma) - \sin(\beta) \sin(\gamma))$$

Umformung und Auflösung nach γ führt schließlich zu

$$\tan(\gamma) = \cos(\beta) / (s/z + \sin(\beta)) = \cos(\alpha/2) / ((2 r/z + 1) \sin(\alpha/2))$$

mit dem Erdradius r und der Höhe z . Der Höhenwinkel des betrachteten Gitterpunktes relativ zur Horizontalen am Beobachtungsort beträgt $\gamma - \alpha/2$. Mit diesen beiden Winkeln läßt sich nun auch der Abstand d zwischen dem Gitterpunkt und dem Beobachtungsort, der sich aus den beiden Teilstrecken d_1 und d_2 zusammensetzt, ermitteln:

$$d_1 = s \cos(\gamma)$$

$$d_2 = z \sin(\beta + \gamma)$$

$$d = s \cos(\gamma) + z \sin(\beta + \gamma) = 2 r \sin(\alpha/2) \cos(\gamma) + z \sin(\alpha/2 + \gamma)$$

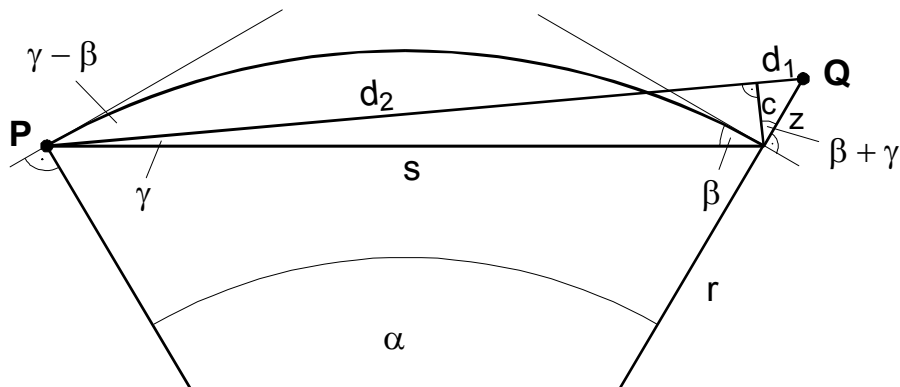


Abb. 19: Geometrische Beziehung zwischen dem Beobachtungspunkt P auf der Erdoberfläche und einem Massepunkt Q in der Atmosphäre (Erläuterung s. Text).

Die Schwerewirkung g_r einer als Punktmasse angenommenen, quaderförmigen Zelle der Dichte ρ auf den Beobachtungsort beträgt nun einfach

$$g_r = G V \rho / d^2 = G a^2 (z_n - z_{n-1}) \rho / d^2$$

mit der Gravitationskonstante G , der Zellenbreite a , dem Abstand d und den Höhen z_n und z_{n-1} der begrenzenden Schichten n und $n-1$.

Die Komponenten g_x , g_y und g_z (nach Osten, Norden und vertikal nach oben) sind

$$g_x = g_r \cos(\gamma - \alpha/2) \sin(\varphi)$$

$$g_y = g_r \cos(\gamma - \alpha/2) \cos(\varphi)$$

$$g_z = g_r \sin(\gamma - \alpha/2)$$

Die Summe der einzelnen Komponenten über sämtliche Zellen des Modells liefern die Luftdichtebedingten Horizontal- und Vertikalbeschleunigungen am Beobachtungsort für das Regionalmodell.

Das lokale Vertikalmodell

Bei geringem Abstand vom Beobachtungsort wird der Fehler bei der Approximation eines Luftvolumens durch eine Punktmasse signifikant. Deshalb wurden zwei Lokalmodelle erstellt, welche die Luftmassenverteilung in der Nähe des Beobachtungsortes besser beschreiben. Im vertikalen Fall wurden die Luftdichten direkt über dem Beobachtungsort verwendet und für jede Schicht die Schwerewirkung eines vertikalen Zylinders der Dicke dieser Schicht analytisch berechnet. Der Radius des Zylinders wurde so gewählt, daß die Grundfläche mit der quadratischen Grundfläche der quaderförmigen Zelle übereinstimmt, d.h.

$$r = \frac{a}{\sqrt{\pi}}$$

Für die vertikale Schwerewirkung g_z eines vertikalen Zylinders existiert eine einfache analytische Lösung:

$$g_z = 2\pi G \rho (d + b_1 - b_2)$$

wobei d die Dicke des Zylinders und b_1 und b_2 die Abstände der äußeren Unter- bzw. Oberkante zum Beobachtungsort darstellen. Mit der Höhe über dem Beobachtungsort h und dem Zylinderradius r ist

$$b_1 = \sqrt{h^2 + r^2}$$
$$b_2 = \sqrt{(h + d)^2 + r^2}$$

Die vertikale Schwerewirkung für das lokale Vertikalmodell ist die Summe von g_z über alle Zellen über dem Beobachtungsort.

Das lokale Horizontalmodell

Beim lokalen Horizontalmodell wird von einem konstanten horizontalen Dichtegradienten in der Nähe des Beobachtungsortes ausgegangen. Zunächst wird für die 4 nächsten Gitterpunkte für jede Schicht die mittlere Höhenlage der 4 Punkte und die in dieser Höhe herrschende Dichte ermittelt. Getrennt für die x- (EW) und y-Richtung (NS) wird aus dem Dichteunterschied und dem Abstand der Punkte der Dichtegradient berechnet. Jede Zelle über dem Beobachtungsort wird in n Teilzellen zerlegt. Jeder Teilzelle wird anhand des Dichtegradienten und ihres Abstandes zum Nachbargitterpunkt eine Dichte zugeordnet, woraus zusammen mit der Größe und Position der Zelle analog zum Regionalmodell (hier allerdings mit kartesischen Koordinaten) die Schwerewirkung auf den Beobachtungsort berechnet wird. Auch hier wird wieder komponentenweise über alle Teilzellen und Schichten aufsummiert.

Berechnung der Auflast- und Attraktionseffekte mit Green'schen Funktionen

Die Auflast- und Attraktionswirkung einer beliebig auf der Erdoberfläche verteilten Last auf einen Beobachtungspunkt erfolgt durch Konvolution sämtlicher Zellen mit Green'schen Funktionen, welche die Entfernungsabhängigkeit der Wirkung einer Last bzw. einer Potentialstörung auf der Erdoberfläche beschreiben. Die Herleitung der Green'schen Funktionen erfolgt durch eine geeignete Wichtung der Auflast-Love-Zahlen und ist in Farrell (1972) ausführlich beschrieben. Die Love-Zahlen h_n , l_n und k_n beschreiben die statische Deformation auf der Erdoberfläche durch eine Potentialänderung und beruhen auf einer Entwicklung nach Kugelfunktionen, so daß Love-Zahlen kleiner Ordnung großräumige bzw. langwellige und solche hoher Ordnung kleinräumige bzw. kurzwellige Effekte beschreiben. Die Love-Zahlen hängen vom Erdaufbau ab und sind für bestimmte Erdmodelle in tabellarischer Form verfügbar (z.B. PREM-Erdmodell, Dziewonski & Anderson 1981). Die Auflast-Love-Zahlen sind nicht identisch mit den ‚klassischen‘ Love-Zahlen (vgl. Kap. 3.1), welche die Antwort der Erde auf ein zeitenerzeugendes Potential beschreiben. Die Lösungen der Green'schen Funktionen sind für

bestimmte Erdmodelle als Funktion des sphärischen Abstandes in tabellarischer Form verfügbar (z.B. Farrell 1972, Jentzsch 1997). Dabei spielt es keine Rolle, ob z.B. ozeanische oder atmosphärische Auflasten betrachtet werden. Da die Green'schen Funktionen für die Attraktionswirkung natürlich von den Love-Zahlen unabhängig sind, existiert dazu auch eine exakte Lösung, und zwar für die vertikale Schwereänderung

$$G_v^N(\Theta) = -g / (4m_e \sin(\Theta/2))$$

und für die horizontale Neigungsänderung

$$G_h^N(\Theta) = \cos(\Theta/2) / (4m_e \sin^2(\Theta/2))$$

mit dem Winkel Θ als dem sphärischen Abstand und m_e als der Erdmasse, N steht für Newton-Attraktion.

Der gesamte Belastungseffekt $L(r)$ am Beobachtungsort r wird formal durch das Konvolutionsintegral ausgedrückt:

$$L(r) = \iint \rho G(r - r') H(r') dA$$

mit der Dichte ρ des belastenden Mediums (Wasser oder Luft), der Green'schen Funktion $G(r - r')$ und der Amplitude $H(r')$ am Punkt r' . In der praktischen Anwendung wird das Integral durch die diskrete Summe über alle Zellen des Modells ersetzt. Im Falle von Luftschichten der Dicke Δh und Zellen-
größen $\Delta x \Delta y$ beträgt der gesamte Effekt für die vertikale Schwere

$$g_z = \sum G_v^N \rho \Delta h \Delta x \Delta y$$

und für die horizontalen Neigungen in x- (Ost) und y-Richtung (Nord)

$$t_x = \sum G_h^N \rho \Delta h \Delta x \Delta y \sin(\varphi)$$

$$t_y = \sum G_h^N \rho \Delta h \Delta x \Delta y \cos(\varphi)$$

mit φ als Richtungsazimut (von N positiv im Uhrzeigersinn). Die Formeln sind allerdings vor allem für die Schwere und im Nahbereich nur eingeschränkt gültig, da die gesamte Masse als auf der Erdoberfläche befindlich angesehen wird und somit die Vertikalkomponente zu klein und die Horizontal-
komponente zu groß wird. Deshalb werden für die Attraktionswirkung bei dem kombinierten Regional-/Lokalmodell (s.o.) bessere Ergebnisse erwartet.

Allerdings können mit diesen Formeln die auflastbedingten Deformationen der Erdoberfläche bzw. die daraus resultierenden Schwere- und Neigungsänderungen berechnet werden. Diese dienen zwar nicht der Korrektur der Neigungsmessungen, man erhält aber eine Aussage, welche Anteile Luftdruck-
bedingter Neigungssignale der regionalen Verformung der Erdoberfläche zuzuschreiben sind.

Als Eingangsgröße dienen hierbei die Verteilungen der Bodenluftdruckanomalien $p(r')$, woraus am Beobachtungsort r folgender Gesamteffekt resultiert:

$$L(r) = \sum G(r - r') \Delta x \Delta y p(r') / g$$

Die Lösungen der Green'schen Funktionen für kontinentale Kruste des PREM-Modells für radiale (=vertikale) und tangentielle (=horizontale) Verschiebungen, Schwere und Neigungen wurden aus Jentzsch (1997) entnommen. Die Zwischenwerte wurden linear interpoliert. Programmtechnisch wurde wie beim Regionalmodell verfahren, nur daß im ersten Schritt statt der Dichte die Bodenluft-
druckanomalie und im zweiten Schritt statt den Horizontal- und Vertikalbeschleunigungen die Verschiebungen, Schwere- und Neigungsänderungen berechnet und ausgegeben wurden.

3.2.3 Ergebnisse der Modellrechnungen

Für die Berechnung der Attraktionswirkung atmosphärischer Dichteänderungen stand ein Datensatz des Deutschlandmodells des Deutschen Wetterdienstes vom 4.3. bis einschließlich 17.3.2002 zur Verfügung. Bei einem Zeitintervall von 6 Stunden ergeben sich insgesamt 56 Zeitschritte. Als Beobachtungsort wurde Wettzell angenommen. Um den Einfluß der Modellgröße zu bestimmen, wurde in drei Fällen der Radius um den Beobachtungsort auf 50, 200 und 600 km begrenzt. In Abb. 20 ist deutlich zu erkennen, daß selbst bei einem Radius von 600 km noch erhebliche Differenzen zum Gesamtmodell (ca. 2200 x 2200 km) bestehen. Der vor allem in Ost-Richtung ausgeprägte Offset der Lösung des Gesamtmodells hängt vermutlich mit der dezentralen Lage des Beobachtungsortes zusammen. Da die tatsächliche Dichte einer Zelle um die entsprechende Dichte der Standardatmosphäre korrigiert wird und die mittlere Dichteverteilung relativ zur Standardatmosphäre jahreszeitlich variiert, kann es vorkommen, daß bei einem nicht-symmetrischen Modell ein jahreszeitlicher Bias hinzukommt. Das größte symmetrische Modell mit einem Radius von 600 km zeigt diesen Bias nicht.

Die Gegenüberstellung mit dem lokalen Luftdruck zeigt, daß dieser nichts über die horizontale Attraktionswirkung von Luftmassen aussagt (Abb. 20).

Insgesamt beträgt der Einfluß atmosphärischer Dichteänderungen auf Neigungsmessungen im untersuchten Zeitintervall maximal 10 nrad. Es ist anzunehmen, daß bei einem großflächigerem Modell auch der atmosphärische Attraktionseffekt noch leicht zunehmen wird.

Die Ergebnisse des Lokalmodells ergaben einen vernachlässigbaren atmosphärischen Einfluß von unter 0,1 nrad. Allerdings beruht dieses Modell ebenfalls nur auf den grobmaschigen Daten des Deutschlandmodells und berücksichtigt daher kleinräumige Dichteveränderungen nicht, so daß hierfür eine lokal verdichtete Datenbasis erforderlich wäre.

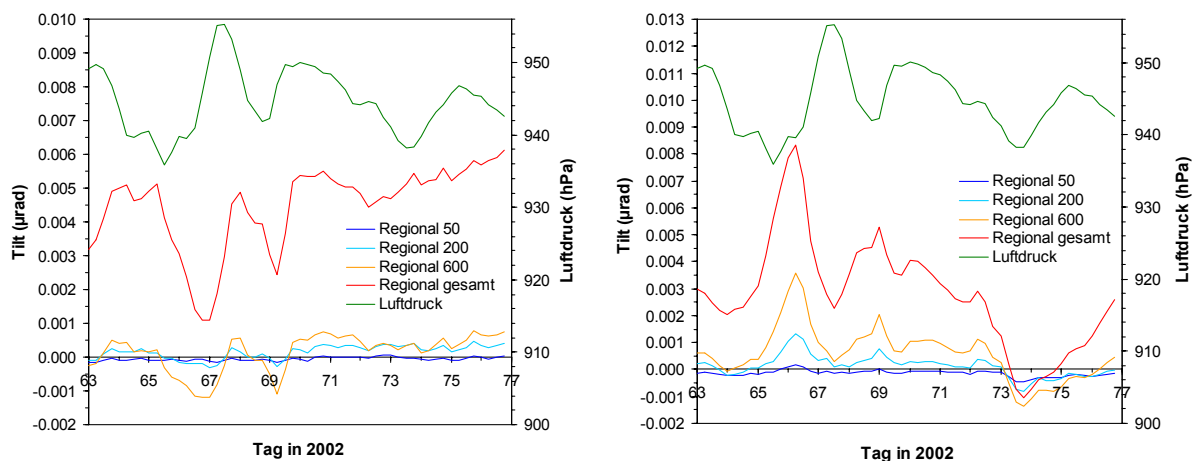


Abb. 20: Horizontale Attraktionswirkung atmosphärischer Dichteänderungen auf einen Neigungsmesser mit Meßrichtung Osten (links) bzw. Norden (rechts). Ergebnisse des Regionalmodells mit variierender Modellgröße, basierend auf einem 14-tägigen Datensatz des Deutschlandmodells des Deutschen Wetterdienstes. Zum Vergleich ist der lokale Luftdruck eingezeichnet.

3.2.4 Vergleich mit Neigungsmessungen

Zum Vergleich mit tatsächlich gemessenen Neigungsvariationen wurde die Zeitreihen der entsprechenden Neigungsmesser Gezeiten-korrigiert und auf 6-Stunden Werte reduziert. In der verbleibenden Zeitreihe zeigt sich eine dem Luftdruckverlauf ähnliche Signatur (Abb. 21). Die Amplitude dieses Signals liegt etwa eine Größenordnung über den berechneten Werten für die atmosphärische Attrak-

tion und die mit Hilfe Green'scher Funktionen (s.o.) berechnete, auflastbedingte Deformation. Auch die Summe beider Effekte reicht bei weitem nicht aus, um für die beobachteten Neigungen verantwortlich zu sein, zumal in einem Fall (Ost-Richtung) nicht einmal das Vorzeichen übereinstimmt. Der regionale Attraktions- und Deformationseffekt spielt daher nur eine untergeordnete Rolle. Der wesentliche Anteil der Luftdrucksignatur ist offenbar auf lokale Neigungen oder Instrumenteneffekte zurückzuführen. Lokale Neigungen können in einem homogenen Verformungsfeld z.B. durch Inhomogenitäten oder Anisotropien des Untergrundes oder durch die Topographie verursacht werden. Einen Hinweis auf lokale Neigungen, welche sämtliche Neigungsmesser und somit auch den Ringlaser betreffen, liefern die vier nach Nordosten bzw. Südosten messenden Neigungsmesser, wenn man die Zeitreihen in eine Ost- bzw. Südkomponente umrechnet und ansonsten genauso verfährt wie bei den nach Osten bzw. Süden messenden Instrumenten. Es wird eine vergleichbare Luftdrucksignatur sichtbar, welche auf eine gemeinsame Bewegung hindeutet und Instrumenteneffekte unwahrscheinlich macht (Abb. 22). Die in Kap. 2.3.4 für schnelle Luftdruckänderungen ermittelten Luftdruckkoeffizienten von bis zu $0,008 \mu\text{rad}/\text{hPa}$ lassen sich somit bei langperiodischen Luftdruckänderungen nicht nachvollziehen. Es wird daher angenommen, daß die kurzperiodischen Luftdruckkoeffizienten tatsächlich Ausdruck von Temperatureffekten sind, da sich nur über den Umweg der Temperatur die Abhängigkeit der Luftdruckkoeffizienten vom zeitlichen Gradienten der Luftdruckänderung erklären läßt (s.a. Diskussion in 2.3.4).

In jedem Fall sind bei den in den Zeitreihen der Neigungsmesser sichtbaren Luftdrucksignaturen mehrere Prozesse beteiligt, die eine lineare Regression als unsinnig erscheinen lassen. So zeigt z.B. der nach S messende Neigungsmesser (Abb. 21 rechts) eine negative Korrelation zur Luftdruckstörung an den Tagen 67 - 68, während die übrige Zeitreihe eher eine positive Korrelation mit dem Luftdruck vermuten läßt. Da es sich hierbei aber sehr wahrscheinlich nicht um instrumentelle Effekte sondern um tatsächliche Neigungen handelt, ist die genaue Ursache der Neigungen unerheblich und die Zeitreihen der Neigungsmesser können nach Abzug des Attraktionsanteils zur Orientierungskorrektur des Großringlasers verwendet werden.

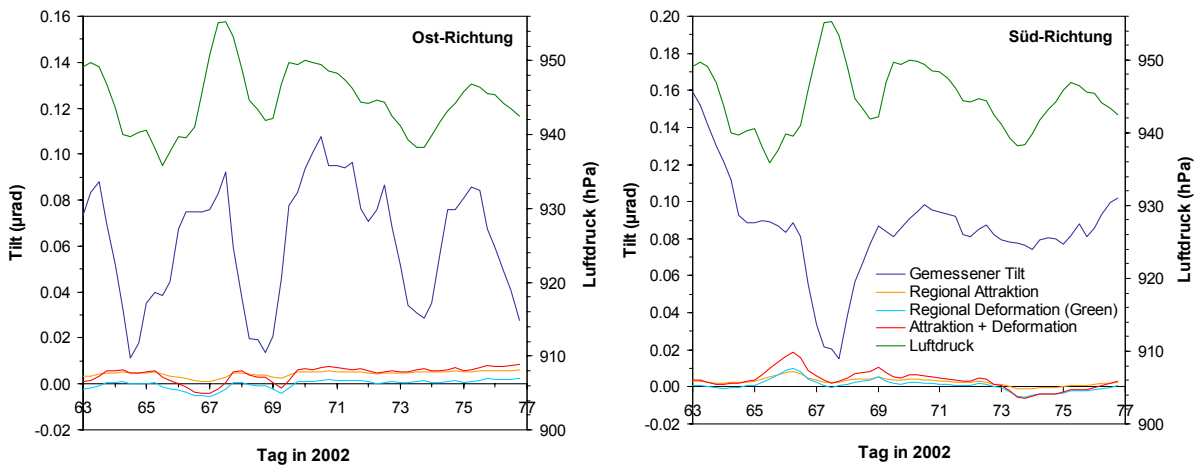


Abb. 21: Gegenüberstellung der Ergebnisse des regionalen Attraktionsmodells und des mit Green'schen Funktionen berechneten Deformationsmodells mit tatsächlich gemessenen Neigungsänderungen in Ost- (links) und Süd-Richtung (rechts). Die Neigungsmessungen sind Drift- und Gezeitenkorrigiert. Legende gilt für beide Diagramme.

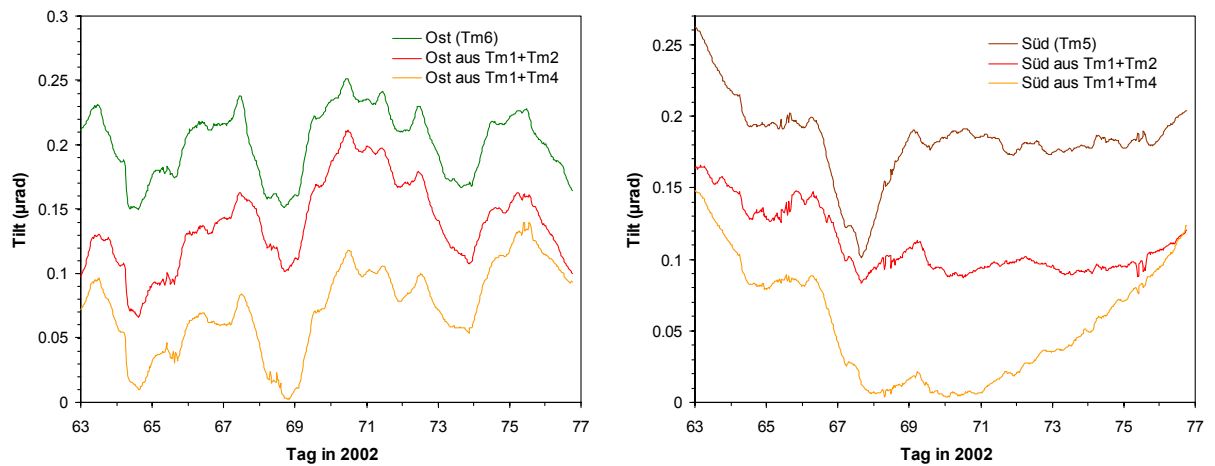


Abb. 22: Gezeiten- und Drift-korrigierte Zeitreihen der in Ost- (links) bzw. Süd-Richtung (rechts) messenden Neigungsmesser in Gegenüberstellung mit einer Kombination der entsprechenden Komponenten aus den Neigungsmessern Tm1 (Nordost), Tm2 (Südost) und Tm4 (Südost). Die vor allem in Ost-Richtung übereinstimmenden Signaturen deuten auf tatsächliche luftdruckbedingte Neigungen hin.

4. Orientierungsänderungen des Ringlasers

4.1 Verfahren zur Korrektur lokaler Orientierungsänderungen

Das Verfahren zur Korrektur lokaler Orientierungsänderungen besteht grundsätzlich in der Messung von Neigungsänderungen mittels hochauflösender Neigungsmesser und der Umrechnung der Neigungsmessungen in erdrotationsrelevante Orientierungsänderungen, d.h. Winkeländerungen zwischen der Ringlasernormalen und der Erdrotationsachse. Ein Flußschema des Verfahrens zeigt Abb. 23.

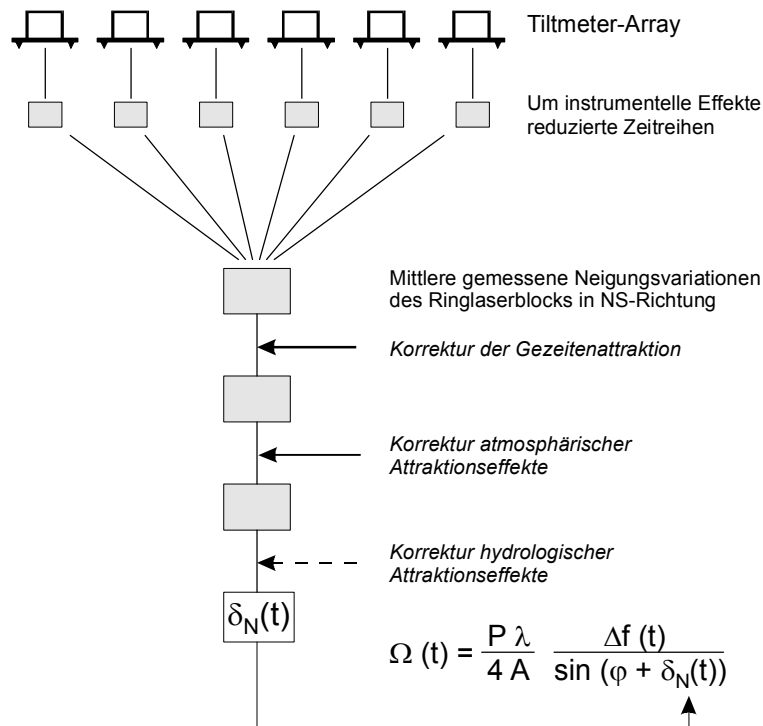


Abb. 23: Flußschema zur Korrektur orientierungsbedingter Variationen der Sagnacfrequenz.

Die Umrechnung kann in drei Punkte unterteilt werden:

1. Beseitigung instrumenteller Effekte der Neigungsmesser
2. Bestimmung der mittleren Neigungsänderung in NS-Richtung
3. Korrektur von Richtungsänderungen des Schwerevektors (variable Attraktionsanteile)

zu 1.: Zu den instrumentellen Effekten zählen Sprünge, Driften, Temperatur-, Luftdruck- und Feuchteeffekte. Die Häufigkeit der Sprünge ist im Laufe der Zeit deutlich zurückgegangen und kann durch sorgfältiges Ausheizen der Instrumente weiter reduziert werden. Verbleibende Sprünge müssen manuell aus den Zeitreihen entfernt werden, wobei durch Vergleich mit den Zeitreihen der anderen Neigungsmesser sichergestellt werden muß, daß es sich tatsächlich um instrumentelle Sprünge handelt. Ebenso konnten die Driften, die überwiegend auf Feuchteänderungen im Inneren der Neigungsmesser zurückzuführen sind, durch verbesserte Kapselung und dem massiven Einsatz von Trockenmittel stark verringert werden. Ob die verbleibenden Driften instrumentelle Ursachen haben oder ob es sich um tatsächliche Neigungen handelt, muß durch längere Beobachtungsreihen mit den auf diese Art überarbeiteten Neigungsmessern erst noch geklärt werden. Die Temperatureffekte können anhand der mitregistrierten Instrumententemperatur und den ermittelten Temperaturkoeffizienten aus den Neigungszeitreihen weitgehend entfernt werden. Der instrumentelle Einfluß des Luftdrucks scheint bei

langsamen Luftdruckänderungen gering zu sein, bei schnellen Luftdruckänderungen kann eine Korrektur anhand des Luftdrucks nur für einzelne Ereignisse individuell erfolgen.

2. Zunächst verfolgte man die Idee, aus den vier Neigungsmesser auf den Auslegern (Meßrichtungen NE bzw. SE) und den beiden Instrumenten auf der Basisscheibe zwei unabhängige Informationen zu Betrag und Richtung der Neigungsänderungen zu erhalten. Die Meßrichtungen NE bzw. SE wurden in die Meßrichtungen der zentralen Neigungsmesser (S bzw. E) umgerechnet:

$$\tau_S = 0,7071 (\tau_{SE} - \tau_{NE}) \quad \tau_E = 0,7071 (\tau_{SE} + \tau_{NE})$$

Die so erhaltenen Zeitreihen sind mit denen der beiden zentralen Neigungsmesser nicht immer vollständig kompatibel, was auf Relativbewegungen zwischen den Auslegern und der Basisscheibe hinweist. Es ist daher nicht zulässig, aus den Neigungsänderungen der Ausleger auf diejenigen des gesamten Ringlasers zu schließen. Deshalb wurde ein Instrument auf die zentrale Basisscheibe umgesetzt, so daß zumindest für die Neigungen in NS-Richtung zwei unabhängige Informationen vorliegen. In den meisten Fällen sind allerdings die Zeitreihen der Neigungsmesser auf den Auslegern mit denen auf der Basisscheibe kompatibel (s.a. Abb. 17).

3. Im dritten Schritt wird die mittlere Neigungsänderung in NS-Richtung um die zeitvariablen Anteile der Horizontalkomponente des Schwerevektors korrigiert. Den größten Anteil hieran hat die Gezeitenbeschleunigung. Diese wird bereits bei der Datenerfassung zu jedem 30-min Mittelwert berechnet und mit ausgegeben und muß lediglich vom Meßwert abgezogen werden. Etwa eine Größenordnung kleiner sind die Horizontalbeschleunigungen, die durch Masseverlagerungen in der Atmosphäre entstehen. Da diese nicht wie im Fall der Gezeitenbeschleunigung im voraus berechnet und die Horizontalkomponente auch nicht an Ort und Stelle gemessen werden kann, ist eine atmosphärische Schwerekorrektur nur in einem Postprocessing-Verfahren möglich. Die Modellrechnungen mit den Daten des Deutschen Wetterdienstes haben gezeigt, daß hierzu großräumige Modelle erforderlich sind. Selbst Modelle mit einem Radius von 600 km um den Beobachtungsort ergaben weniger als 60 % des Gesamteffektes. Das verwendete Lokalmmodell ergab nur einen geringen Beitrag. Allerdings ist für eine gesicherte Aussage die räumliche Auflösung der Datenbasis um den Beobachtungsort zu gering. Hier besteht noch Untersuchungsbedarf. Eine Möglichkeit, die Datenbasis zu verdichten, ist der Aufbau eines lokalen Arrays von Luftdrucksensoren im Abstand von wenigen km vom Beobachtungsort. Jedoch ist der Effekt atmosphärischer Schwereänderungen auf die Neigungsmessungen mit unter 10 nrad so gering, daß eine Korrektur beim derzeitigen Auflösungsvermögen des G-Ringes von $1 \cdot 10^{-8}$ noch nicht erforderlich ist.

4.2 Beispiele von Orientierungsänderungen

4.2.1 Lokale Pfeilerneigung

Das erste Beispiel einer lokalen Orientierungsänderung (Abb. 24) zeigt zu Beginn des Jahres 2003 eine allmähliche Neigung des Ringlasers von ca. $0,5 \mu\text{rad}/\text{Tag}$ nach NE mit einem Sprung am Tag 22 von ca. $1 \mu\text{rad}$ nach SW und gegen Ende eine plötzliche Zunahme der Drift auf bis zu $2,5 \mu\text{rad}/\text{Tag}$ nach NE bis N. Die konsistenten Daten verschiedener Neigungsmesser zeigen, daß die Zeitreihen weitgehend frei von instrumentellen Driften sind (s.a. Abb. 17). Die Nord-Süd Komponente der gemessenen Neigungen wurden vom Attraktionsanteil der Erdgezeiten befreit und mit einem Faktor von $3,015 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}/\mu\text{rad}$ in Änderungen der Sagnacfrequenz umgerechnet. Dieser Faktor resultiert gemäß der Sagnac Gleichung aus den geometrischen Größen Fläche und Umfang sowie der Wellenlänge des Laserstrahls, der Erddrehrate und der geographischen Breite des Aufstellungsortes. Die alle 30 s aufgezeichnete Sagnacfrequenz wurde mit einem FFT-Filter mit einer Grenzfrequenz von 2500 s (ca. 42 min) tiefpaßgefiltert. Beim FFT-Filter wird zunächst eine Fourier-Transformation durchgeführt, dann die hochfrequenten Koeffizienten oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz zu Null

gesetzt und wieder rücktransformiert. Dieses Filterverfahren hat den Vorteil, daß keine Phasenverschiebung erfolgt. In Abb. 24 sind deutlich die Auswirkungen des Sprunges am Tag 22,4 und die plötzliche Zunahme der Drift am Tag 31,5 im Sagnac Signal zu erkennen. Allerdings mußte die Zeitreihe der Orientierungsänderung mit 0,7 multipliziert werden, um den Sprung und die Driftänderung aus dem Sagnac Signal zu entfernen. Die Abweichung des auf einfachen geometrischen Beziehungen basierenden Effektes der Orientierungsänderung vom berechneten Wert (s.a. Abb. 1) ist bislang unverstanden, und darüber hinaus nicht einmal konstant. So traten z.B. an den Tagen 8 und 9/2003 Sprünge in Richtung WSW bis W auf, die sich erst nach einer Multiplikation mit dem Faktor 3,5 aus der Zeitreihe der Sagnacfrequenz entfernen ließen. Eine Analyse von insgesamt 9 sprunghaften Orientierungsänderungen ergab Korrekturfaktoren zwischen 0,7 und 6.

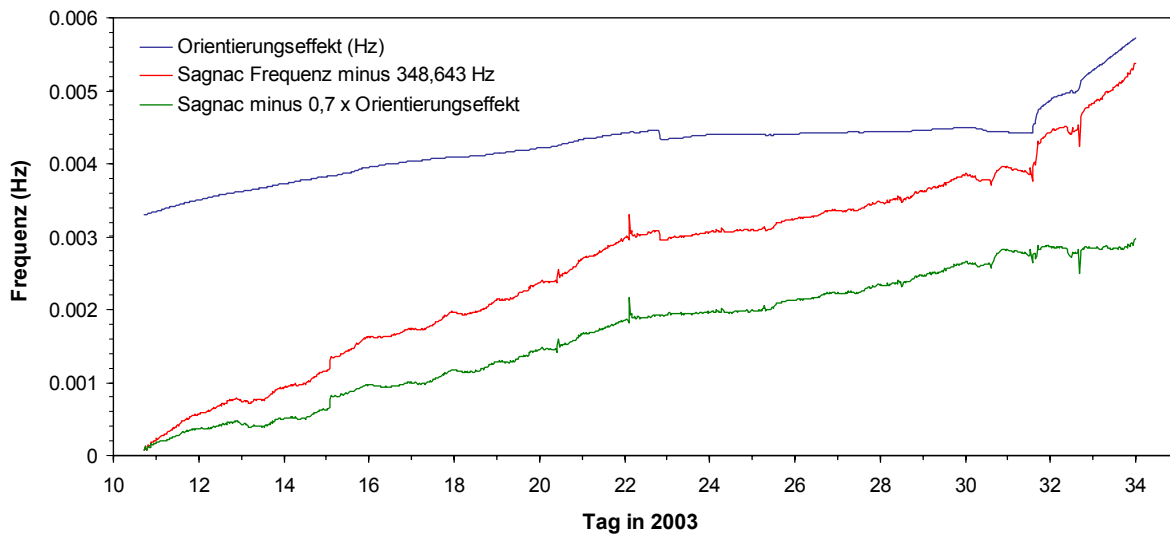


Abb. 24: Korrektur der Sagnacfrequenz durch die als Frequenzänderung ausgedrückte Orientierungsänderung (Nord-Süd Komponente). Eine vollständige Korrektur des Sprunges am Tag 22 wird erst durch einen Verminderungsfaktor von 0,7 erreicht.

4.2.2 Gezeitenneigungen

Das gleiche Phänomen tritt auch auf, wenn man versucht, den Gezeitenanteil vollständig aus dem Sagnac Signal zu entfernen. Hierzu wurde eine 93-tägige Zeitreihe FFT-tiefpaßgefiltert und auf 30-min Werte reduziert. Anschließend wurde die um die Gezeitenattraktion korrigierte Neigungszeitreihe in Sagnacfrequenzänderungen umgerechnet (s.o.) und die mit einem variierenden Faktor multiplizierte Zeitreihe vom Sagnac Signal subtrahiert, bis im Spektrum der Residuen die halbtägigen Komponenten weitgehend verschwunden waren (Abb. 25 mitte). Hierbei ergab sich ein Faktor von 1,7. Es ist bislang völlig ungeklärt, wieso die auf Orientierungseffekten beruhenden Änderungen der Sagnacfrequenz sich nicht mit den Aufzeichnungen der Neigungsmesser systematisch entfernen lassen. Eine ungenaue Aufstellung oder schlechte Kalibrierung der Neigungsmesser kommt als Ursache nicht in Frage, da die Aufzeichnungen der Erdgezeiten in Phase und Amplitude mit den Modellgezeiten der entsprechenden Meßrichtung sehr gut übereinstimmen (s.a. Abb. 16, 18). Eine systematische Gezeitenkorrektur unter Annahme verschiedener Richtungsabweichungen ergab eine Abweichung des Neigungsmessers Tm5 von der Nord-Richtung von max. 3° nach Osten. Dieser Anteil ist viel zu klein, um für die beobachteten Unstimmigkeiten verantwortlich zu sein. Möglicherweise sind für das beobachtete Phänomen kleinste Veränderungen der Strahlage und somit der tatsächlichen Ringlaserebene relativ zum Ringlaserblock verantwortlich, die von den Neigungsmesser nicht erfaßt werden.

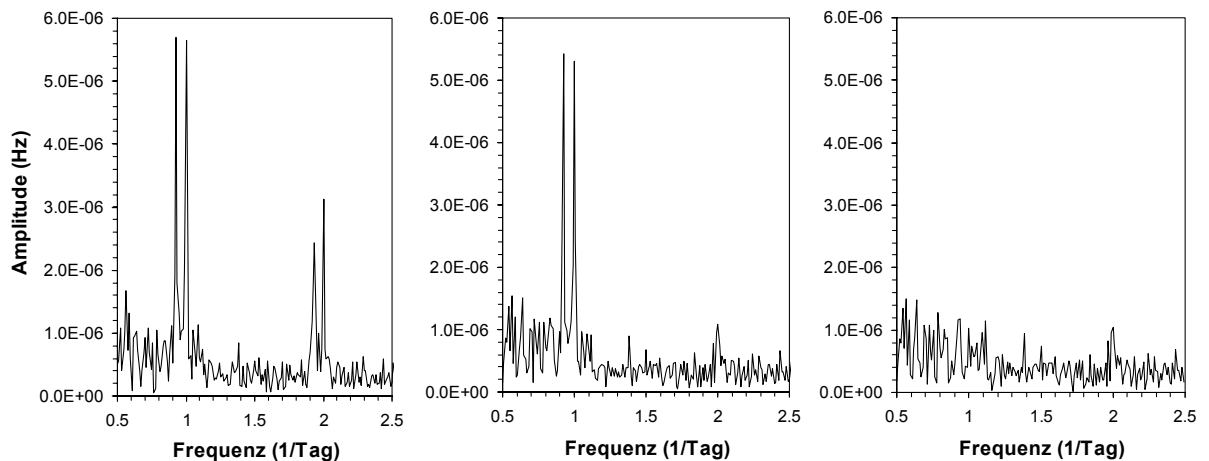
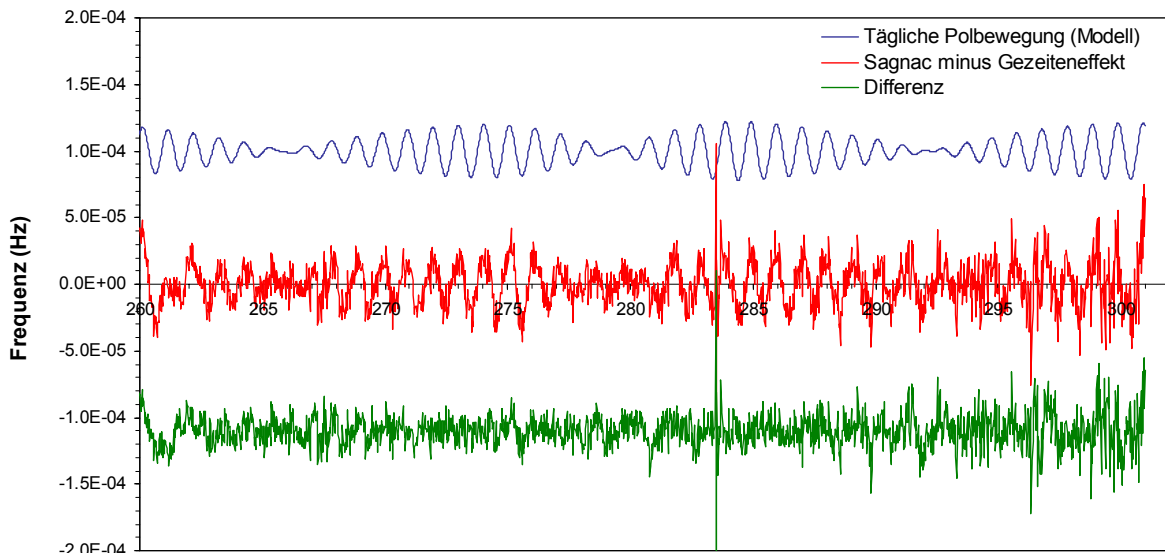


Abb. 25: Ausschnitte von FFT-Spektren einer 93-tägigen Zeitreihe (26.7. - 28.10.2002) der Sagnacfrequenz vor (links) und nach (mitte) der Orientierungskorrektur der Gezeitenneigungen mit einem Faktor von 1,7. Rechts: Spektrum nach Subtraktion einer Modell-Zeitreihe der täglichen Polbewegungen. Alle Zeitreihen wurden tiefpaßgefiltert (2500 s cut-off) und auf 30-min Werte reduziert.

4.2.3 Tägliche Polbewegung

Die Komponenten im gantztägigen Frequenzband in Abb. 25 sind auf die tägliche Bewegung der Erdrotationsachse zurückzuführen. Diese Bewegung ist die Reaktion der rotierenden Erde auf ein Drehmoment, welches durch die Anziehungskräfte von Sonne und Mond auf die elliptische und gegen die Ekliptik geneigte Erde ausgeübt wird. Im himmelfesten Bezugssystem sind diese Bewegungen als Präzession und Nutation bekannt. Im erdfesten Bezugssystem kommt wegen der Erddrehung noch eine tägliche Variation der Anziehungskräfte und somit des Drehmomentes hinzu, woraus eine annähernd kreisförmige Bewegung des Rotationspols gegen die Rotationsrichtung der Erde mit etwa täglicher Periode resultiert. Die Amplitude dieser täglichen Periode wird mit den Nutationsperioden moduliert. Ein auf der Erde installierter inertialer Erdrotationsensor sieht diese Bewegung als orientierungsbedingtes Meßsignal, da sich der Winkel zwischen der Instrumentenachse und der Erdrotationsachse im täglichen Zyklus ändert. Im himmelfesten Bezugssystem weisen die Winkeländerungen zwischen der terrestrischen Gz-Achse und der momentanen Rotationsachse die gleichen Perioden wie die Nutation auf und werden als Oppolzer-Terme bezeichnet. Sie können deshalb nicht im Frequenzbereich von den Nutationen separiert werden und müssen bei den geodätischen Raumverfahren auf der Basis von Modellannahmen korrigiert werden. Dagegen kann mit Großringlasern die tägliche Polbewegung direkt gemessen werden.

Die theoretische Herleitung der täglichen Polbewegungen erfolgte zunächst für eine starre (Woolard 1953), dann für eine elastische Erde (McClure 1973). Die Modellergebnisse wurden den verbesserten Erdmodellen (z.B. Wahr 1981) angepaßt und der Einfluß des flüssigen äußeren Erdkerns und der Resonanzfrequenzen der ‚free core nutation‘ berücksichtigt (Brzezinski 1986, Frede & Dehant 1999). Im vorliegenden Fall wurden zur Berechnung der Modellreihe die 21 harmonischen Komponenten mit den größten Amplituden der Tabelle 3.1 aus Brzezinski (1986) verwendet. Die Modellreihe der täglichen Polbewegung wurde in Änderungen der Sagnacfrequenz umgerechnet und der gemessenen und um die Gezeitenneigungen korrigierten Sagnacfrequenz gegenübergestellt (Abb. 26). Die gemessene tägliche Frequenzänderung stimmt mit dem Modell in Phase und Amplitude genau überein. Das Differenzsignal ist frei von täglichen Anteilen, wie im Spektrum deutlich zu sehen ist (Abb. 25 rechts).



Tag in 2002

Abb. 26: Modellreihe der in Änderungen der Sagnacfrequenz umgerechneten, täglichen Polbewegungen (oben) in Gegenüberstellung mit dem gemessenen Sagnac Signal (mitte). Die Differenzreihe (unten) ist frei von täglichen Anteilen. Das Sagnac Signal wurde mit einer Grenzfrequenz von $400 \mu\text{Hz}$ (42 min) Fourier-tiefpaßgefiltert, auf 30-min Werte reduziert, von Gezeitenanteilen befreit und wie die Modellreihe mit einem 4-poligen Butterworthfilter (Grenzfrequenz $5,8 \mu\text{Hz} = 2$ Tage) hochpaßgefiltert.

Auf der einen Seite stimmen die auf die Verlagerung der Erdrotationsachse zurückzuführenden, täglichen Variationen der Sagnacfrequenz mit dem Modell der täglichen Polbewegung sehr gut überein. Auf der anderen Seite liefern die mit den Tiltmetern gemessenen, lokalen Orientierungsänderungen nicht die erwarteten Änderungen der Sagnacfrequenz. In beiden Fällen handelt es sich um Winkeländerungen zwischen der Instrumentenachse und der Erdrotationsachse. Bislang gibt es keine Erklärung für diesen Widerspruch. Es scheint so zu sein, als ob der Ringlaser für Neigungen in Ost-West-Richtung ähnlich sensitiv ist wie für solche in Nord-Süd-Richtung, obwohl gemäß Abb. 1 die Sensitivität in Ost-West-Richtung etwa um den Faktor 10^5 kleiner sein sollte.

5. Zusammenfassung

Ringlaser messen die parallel zur Instrumentenachse liegende Komponente des Drehgeschwindigkeitsvektors. Ein auf der Erde aufgestellter Ringlaser als Erdrotationsensor ist deshalb empfindlich auf Winkeländerungen zwischen der Instrumentenachse und der Erdachse. Man unterscheidet zwischen globalen Orientierungsänderungen durch Verlagerung der Erdachse (tägliche Polbewegung und Chandler Wobble) und lokalen Orientierungsänderungen, die durch die Gezeiten der festen Erde, Ozeanauflasten, atmosphärische Auflasten und lokale Bewegungen des Untergrundes verursacht werden. Für den Betrieb als Erdrotationsensor müssen die Zeitreihen des Großringlasers um die lokalen Effekte korrigiert werden.

Das Verfahren zur Korrektur lokaler Orientierungsänderungen besteht in der Messung von Neigungsänderungen mittels eines Arrays von 6 hochauflösenden Neigungsmessern und der Umrechnung der Neigungsmessungen in erdrotationsrelevante Orientierungsänderungen. In einem ersten Schritt müssen instrumentelle Effekte in den Zeitreihen der einzelnen Neigungsmesser erkannt und mit Hilfe der mitregistrierten Umweltparameter (Luftdruck, Instrumententemperatur, Luftfeuchte) entfernt werden. Eine sorgfältige Analyse der Zeitreihen ergab instrumentelle Effekte von bis zu $5 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$, bis zu $0,01 \mu\text{rad}/\text{hPa}$ und bis zu $0,2 \mu\text{rad}/\%rF$. Das Problem der feuchtebedingten Driften von bis zu $0,12 \mu\text{rad}/\text{Tag}$ ist mittlerweile behoben. Im zweiten Schritt werden die Neigungen der Nord-Süd messenden Neigungsmesser und die Nord-Süd-Komponente der anderen Neigungsmesser auf Plausibilität überprüft und eine mittlere Neigung in Nord-Süd-Richtung abgeleitet. In einem dritten Schritt wird die Zeitreihe um Attraktionskomponenten korrigiert. Die Gezeitenattraktion, die mit bis zu $0,12 \mu\text{rad}$ den größeren Anteil der Gezeitenneigungen ausmacht, wird mit einem einfachen Gezeitenprogramm bereits bei der Datenerfassung für jeden Meßpunkt mitberechnet und kann unmittelbar von der Meßreihe abgezogen werden. Für die Berechnung der Attraktionswirkung atmosphärischer Dichteveränderungen wurde auf der Basis des Deutschlandmodells des Deutschen Wetterdienstes (14 km Zellenbreite, 35 vertikale Schichten) ein Programm entwickelt, welches anhand der Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Feuchte für jede Zelle die Dichte und aus Abstand und Richtung zum Beobachtungsort die Attraktionswirkung ermittelt und komponentenweise über alle Zellen aufsummiert. Ein 14-tägiger Testdatensatz mit 6-Stunden Zeitintervallen ergab maximale Attraktionseffekte von $0,01 \mu\text{rad}$ und einen Verlauf, der nicht mit dem lokalen Luftdruck korreliert. Beim derzeitigen Auflösungsvermögen des „G“ von 1×10^{-8} ist eine Korrektur der Neigungsmesser bezüglich atmosphärischer Attraktion deshalb noch nicht erforderlich. Die im gleichen Zeitraum gemessenen luftdruckbedingten Neigungen von bis zu $0,12 \mu\text{rad}$ sind offenbar auf lokale Deformationen zurückzuführen und müssen in der Zeitreihe für die Orientierungskorrektur verbleiben.

Beispiele verschiedener lokaler Orientierungsänderungen zeigen, daß die auf der Basis der Neigungsmessungen berechneten Orientierungseffekte nur in wenigen Fällen mit dem gemessenen Signal in der Zeitreihe des „G“ übereinstimmen. Die Abweichungen liegen zwischen dem Faktor 0,8 und 6,0. Die Ursache hierfür ist bislang nicht geklärt. Dagegen stimmt der mit den „G“ gemessene Orientierungseffekt der täglichen Polbewegung mit der Modellreihe exakt überein.

6. Literaturverzeichnis

- Agnew, D.C. (1997): NLOADF: A program for computing ocean-tide loading. - J. Geophys. Res. 102: 5109-5110.
- Brosche, P., Seiler, U., Sündermann, J. & Wunsch, J. (1989): Periodic changes in Earth's rotation due to oceanic tides. - Astron. Astrophys., 220: 318-320
- Brzezinski, A. (1986): Contribution to the theory of polar motion for an elastic earth with liquid core. - Manuscripta Geodaetica, 11: 226-241.
- Dziewonski, A.M. & Anderson, D.L. (1981): Preliminary reference Earth model. - Phys. Earth Planet. Int. 25: 297-356.
- Emeis, S. (2000): Meteorologie in Stichworten. - 199 S., Borntraeger (Berlin, Stuttgart).
- Farrell, W.E. (1972): Deformation of the Earth by surface loads. - Rev. Geophys. Space Phys. 10: 761-797.
- Frede, V. & Dehant, V. (1999): Analytical versus semi-analytical determinations of the Oppolzer terms for a non-rigid Earth. - J. Geodesy, 73:94-104.
- Hartmann, T. & Wenzel, H.-G. (1995): Catalogue HW95 of the tide generating potential. - Bull. Inf. Marées Terrestres 123: 9278-9301.
- Jentzsch, G. (1997): Earth tides and ocean tidal loading. - In: Wilhelm, H., Zürn, W. & Wenzel, H.-G. (eds.): Tidal Phenomena, 145-171, Springer.
- Klügel, T. (2001): Analyse der Zeitreihen lokaler Rotationssensoren - Entwicklung eines Orientierungsmodells. - Schlußbericht DFG-Forschungsprojekt ROT-SKOP, 78 S., Fundamentalstation Wettzell.
- McClure, P. (1973): Diurnal polar motion. - GSFC Rep. X-529-73-259, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.
- Rautenberg, V., Plag, H.-P., Burns, M., Stedman, G.E. & Jüttner, H.-U. (1997): Tidally induced Sagnac signal in a ring laser. - Geophys. Res. Lett. 24: 893-896.
- Plesinger, A. & Wielandt, E. (1973): Seismic noise at 2 Hz in Europe. - J. Geophys. 40: 131-136.
- Schreiber, U., Rowe, C.H., Wright, D.N., Cooper, S.J. & Stedman, G.E. (1998): Precision stabilization of the optical frequency in a large ring laser gyroscope. - Applied Optics, vol. 37, no. 36: 8371 - 8381.
- Schreiber, U. (2000): Ringlasertechnologie für geowissenschaftliche Anwendungen. – Mitt. Bundesamt f. Kartographie u. Geodäsie, Band 8, 97 S., Frankfurt.
- Schreiber, U., Velikoseltsev, A., Klügel, T. & Stedman, G.E. (2001): Advances in the stabilization of large ring laser gyroscopes. - Proceedings of the Symposium Gyro Technology, Stuttgart, 2001.
- Schreiber, U., Stedman, G.E. and Klügel, T. (2003): Earth tide and tilt detection by a ring laser gyroscope. - J. Geophys. Res., 108 (B2).
- Wahr, J. (1981): The forced nutation of an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth. - Geophys. J. R. Astr. Soc., 64: 747-765.
- Woolard, E.W. (1953): Theory of the rotation of the Earth around its center of mass. - Astr. J., 58, 2.