

2006 年度修士論文

神岡レーザー伸縮計で観測された
スマトラ地震による地球自由振動

京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻 由井智志

神岡レーザー伸縮計で観測されたスマトラ地震による地球自由振動

地球物理学分野 測地学及び地殻変動論分科 由井智志

地球内部の密度構造や地震波速度分布を求める方法に、大地震の後に地球が複数の固有周波数を持って振動する地球自由振動という現象を利用するものがある。地球自由振動のモードには、地球の自転によって地球の対称性がやぶれ、異なるモード[singlets]が同じ固有振動数をもたなくなってしまうスプリットングや、モードどうしの固有振動数がきわめて近接している場合に、理想的には分離しているはずの伸び縮みモードとねじれモードにビートングが生じるモード・カップリングといった現象が存在し、これらは球対称・非回転の地球内部構造を仮定した地球モデルからのずれを示しているという点で非常に重要である。これらの現象の解明には、微小な地球の振動を捉えるために高精度の機器による地殻変動の観測を行い、近接している2つのモードの固有周波数を正確に分離するために高分解能の周波数解析を行うことが必要である。

そこで、本研究では、スプリットングやカップリングといった現象について議論ができるように、 10^{-13} オーダーでの高感度地殻ひずみ観測が可能である神岡レーザー伸縮計の観測記録から、巨大なスマトラ島沖地震によって励起された地球自由振動モードを高分解能で検出することを試みた。神岡レーザー伸縮計が観測したスマトラ島沖地震の記録は、レーザーの不調のため断続的で、高速フーリエ変換法(FFT)によるスペクトル解析では十分な分解能が得られないため、スペクトル解析法としてFFTの他に最大エントロピー法(MEM)を用いてスペクトル解析を行った。また、連続的なデータが得られた2003年9月の十勝沖地震時の記録を比較対象として用い、地震の規模やスペクトル解析法による自由振動モードの見え方の違いについて比較を行った。

その結果、2mHz以下の周波数領域においてスマトラ地震時の記録にはスプリットングやカップリングを起こしうる地球自由振動モードが励起されているものの、今回の解析ではその構造を議論できるほどの十分な周波数分解能が得られなかった。そして、解析データ長が1日未満といった短期間の場合に、MEMはFFTに比べて地球自由振動モードをより多く検出し、その固有周波数もより精度良く決定できるが、モードの振幅や減衰定数を決定することが困難であることが分かった。

本研究では、スマトラ地震の断続的な記録から地球自由振動のスプリットングやモード・カップリングなどについての議論ができるほどの高分解能なスペクトル解析が達成できなかった。しかしながら、前処理の工夫、欠測データの補完、スペクトル解析法の変更、など、他にもまだ考えられる方法は存在するので、これらについての試行を今後の課題としたい。

目次

1.はじめに

2.地球自由振動に関する研究

3.神岡レーザー伸縮計システム

3.1.概要

3.2.測定原理

4.解析手法

4.1.潮汐・気圧の補正

4.2.バンドパスフィルタ

4.3.FFT によるスペクトル解析

4.4. MEM によるスペクトル解析

5.解析結果

5.1.潮汐解析

5.2.静穏時のスペクトル解析

5.3.十勝沖地震時のスペクトル解析

5.4.スマトラ地震のスペクトル解析

6.考察・まとめ

謝辞

参考文献

1.はじめに

地球内部の平均的なプロファイルを求める方法には、大地震の後に地球が複数の固有周波数を持って振動する地球自由振動という現象を利用するものがある。Dziewonski, Anderson は多くの地震の観測記録から、地震波の走時や地球自由振動の固有周波数・減衰定数などを計算し、地球を半径方向に約 90 層に分割した時の、各層の平均密度構造や地震波伝播速度などに関するモデルを作成した(Dziewonski and Anderson, 1981)。このモデルは PREM(Preliminary Reference Earth Model)と呼ばれ、モデルから計算された地球自由振動の各モードの固有周波数と、観測から計算された固有周波数を比較することで、これらの周波数の不一致の原因の解明や、モデルのパラメータの修正が現在まで行われてきた。

地球自由振動のモードには、地球の自転によって地球の対称性がやぶれ、異なるモード[singlets]が同じ固有振動数をもたなくなってしまうスプリットングや、モードどうしの固有振動数がきわめて近接している場合に、理想的には分離しているはずの伸び縮みモードとねじれモードにビーティングが生じるモード・カップリングといった現象が存在する。これらの現象は球対称・非回転の地球内部構造を仮定した地球モデルでは説明できないため、モデルから計算された固有周波数との違いを調べることで、非球対称な地球内部構造について議論することが可能になる。これらの現象を解明するためには、微小な地球の振動を捉えられる高精度の機器による地殻変動の観測と、近接している 2 つのモードの固有周波数を正確に分離できる高分解能の周波数解析が必要である。

岐阜県飛騨市の神岡鉱山内(北緯 36.43° , 東経 137.31° , 標高 358m)に、EW方向, NS方向のそれぞれに 100mの基線長をもつ直交 2 成分の高精度レーザー伸縮計システムが建設され, 2003 年 6 月 11 日に観測が開始された(図 1, 図 2)。このレーザー伸縮計システムは、気温変化や降雨・地下水位変化等に由来するノイズが少ない地下深部に設置されており、光源として使用するヨウ素飽和吸収線を基準に制御したレーザーの周波数安定度が高いため、 10^{-13} オーダーでの高感度地殻ひずみ観測が可能であり、この感度は超伝導重力計の感度に匹敵する。さらに、2004 年 12 月 26 日に発生したスマトラ島沖地震はモーメントマグニチュード M_w が 9.0 と非常に大きいため、これまで明確に検出されなかった重要なモードがこの地震によって励起されることが期待されている。また、超伝導重力計が地球自由振動の伸び縮みモードに対して感度を持つのに対し、神岡レーザー伸縮計システムは伸び縮みモードとねじれモードの両方に感度を持つため、直接ねじれモードを観測することができるのも大きな特徴である。

そこで本研究では、スプリットングやカップリングといった現象について議論をするために、まず神岡レーザー伸縮計の精密観測記録から、巨大なスマトラ島沖地震によって励起された地球自由振動モードを高分解能で検出することを試みた。

しかしながら、神岡レーザー伸縮計が観測したスマトラ島沖地震の記録は、レーザーの不調のため断続的なものとなっており、高速フーリエ変換法によるスペクトル解析では十分な分解能が得られない。そこで、スペクトル解析法として高速フーリエ変換法の他に最大エントロピー法も用いてスペクトル解析を行った。また、連続的なデータが得られた2003年9月の十勝沖地震($M_w = 7.9$)時の記録を比較対象として用い、ノイズレベルや自由振動モードの固有周波数及び振幅についての決定精度、さらにスペクトル解析法による自由振動モードの見え方の違いについて比較を行った。

2.地球自由振動に関する研究

地球自由振動の正規モードは、地震動のパワー・スペクトルを計算し、そのスペクトル・ピークと地球モデルから計算された固有振動数を比較対照することによって確認される。この分野の研究は、1882年にLambが初めて均質な弾性固体球の正規モードを計算して ${}_0S_2$ モードが最大の周期を持つことを発見したのが始まりである。そして、1960年に発生したチリ地震(Mw=9.5)による地震計の観測記録から ${}_0S_2$ をはじめとした正規モードが広い範囲にわたって検出された(Benioff et al. 1961)。その後も地球自由振動のモードの固有振動数が次々に決められ、1981年には地球内部の物性の分布を深さの関数として表現したPREMが作成された(Dziewonski and Anderson, 1981)。

また、同時期に、地球の自転によって地球の対称性がやぶれ、地球自由振動を構成する各球面調和関数の縮退が崩壊し、異なるモード[singlets]が同じ固有振動数をもたなくなってしまうスプリッティングや、モードどうしの固有振動数がきわめて近接している場合に、理想的には分離しているはずの伸び縮みモードとねじれモードにビーティングが生じるモード・カップリングも観測された。スプリッティングについてはDahlen(1968)、カップリングについてはMasters et al.(1983)などによってそのモデル化も行われている。しかしながら、スプリッティングには地球の自転によって説明できるモードとできないモードが存在し[Masters and Ritzwoller, 1988]、モード・カップリングの計算には自転の他に、地球の非球状構造や媒質の異方性も考慮する必要があるため、これらについてはまだ完全には解明されていない。

地球自由振動の最長の固有周期は ${}_0S_2$ モードの約53分であるが、その一方でコア・アンダー トーンと呼ばれる固有振動が存在する[Crossley and Rochester, 1980]。これは、地球の核の中に存在すると予想されており、外核中の密度勾配による浮力と地球の自転によるコリオリ力が原因で起こる。このため、その固有周期は地球自由振動よりもさらに長く、地球の自転周期程度である。このコア・アンダー トーンが観測されれば、外核中の密度構造に関しての重要な情報を得ることができるが、未だに確実な観測報告はない。

スマトラ地震による地球自由振動の研究については、Roult et al.(2006)がスマトラ地震と2001年のペルー地震の超伝導重力計記録を用いて、伸び縮みモード ${}_0S_2$ 、 ${}_0S_3$ 、 ${}_2S_1$ のスプリッティングを明確に検出したり、Braitenberg et al.(2006)が広帯域傾斜計記録から低周波の伸び縮みモード ${}_0S_3$ 、ねじれモードを ${}_0T_2$ を含む自由振動のモードを観測した。また、小巻(2006)は、松代の石英管伸縮計記録からコア・アンダー トーンの1つであるスリヒターモードの固有周波数と理論振幅を決定している。

3.神岡レーザー伸縮計システム

本研究では神岡レーザー伸縮計システムが観測したひずみ記録の解析を行った．ここでは，神岡レーザー伸縮計システムの概要，およびその測定原理について述べる．

3.1.概要

神岡レーザー伸縮計システムは，岐阜県神岡鉱山(図 1)の地表から約 1000mの深さに新たに掘削された L 字型坑道の中に設置されており(図 2)，EW方向の 100mマイケルソン型直線伸縮計，NS及びEW方向の直交 2 軸のひずみ変化の差を測定する 100mマイケルソン型直交伸縮計，そして NS方向の 100m基線の絶対長を測定するファブリ・ペロー型絶対長干渉計の 3 つで構成されている(図 3)．このレーザー伸縮計システムのうち，およびは，ヨウ素飽和吸収線を基準に制御したレーザーを光源として使用しており，その周波数安定度は 2×10^{-13} であるため， 10^{-13} オーダーという高感度の地殻ひずみ観測が可能である．

はNS方向に 100mの基線長を持つファブリ・ペロー型干渉計の光共振器を組み込み，共振状態にある光の変調周波数をカウントすることで基線長の絶対値を求める．100mの距離を $0.1 \mu\text{m}$ の分解能で検出できるこの絶対長干渉計を用いることで，大きい変動や欠測期間の前後の位置変化を直接検出でき，近傍の跡津川断層の断層運動にともなうひずみ変動のリアルタイムモニターも可能となる．

レーザー伸縮計システムは，気温変化や降雨・地下水位変化等に由来するノイズの少ない環境で地殻ひずみ観測を実施できるように，強固な飛騨片麻岩帯に囲まれた地下深部に設置されている．レーザー光路およびレーザー干渉計はステンレス鋼製の真空ダクトに納められており，その真空度は通常 10^{-4} オーダーに保たれている．また，3 つの真空チャンバーは，岩盤上に直接設置された花崗岩の台石上に設置されており，台石はコンクリート床のひずみが伝わらないようにするために縁切りされている．

収録システムは，及び のアナログ出力を取り込むための逐次比較型 16 ビットの A/D 変換器と周波数カウンタ(絶対長干渉計に使用)，ならびに観測環境測定のための気圧計と水晶温度計で構成される．各機器は UNIX ワークステーション(Sun Blade 150)の制御のもとに現地でハードディスクに記録され，約 1 ヶ月毎に回収される．なお現在，ひずみデータは 200Hz，気温データ，気圧データは 0.1Hz のサンプリング間隔で収録が行われている．

3.2.測定原理

神岡レーザー伸縮計システムのうち，直線伸縮計・直交伸縮計はマイケルソン型の干渉計でその原理は図4のようになっている．マイケルソン干渉計の2つの基線を基線1,2とし，それぞれの基線長を L_1, L_2 とおく．入射するレーザー光を平面波，

$$E_{in} = Ae^{i(\omega t - kz)}$$

として考える．ここで， ω はレーザー角周波数， t は時間， k はレーザー光の波数， z は光の進んだ距離， A は光の振幅である．干渉計に入射した光 E_{in} は，ハーフ・ミラーで E_1, E_2 の2つに分けられ，それぞれの基線を直進し，端のコーナーキューブ・ミラーで反射したのち戻ってきて，ハーフ・ミラー部分で再び重ね合わされ，干渉縞を生成する． ω に変動が無く，基線1と基線2が同じ長さ L であるとするならば，出力の干渉光は

$$E_{out} = E_1 + E_2 = Ae^{i(\omega t + 2kL)} \cdot \frac{(e^{2ik\delta z_1} + e^{2ik\delta z_2})}{2}$$

と表される． $\delta z_1, \delta z_2$ はそれぞれ基線1,2の L からの微小変位を表す．指数の型に係数2が掛かっているのは，光が L の距離を往復するためである．実際の計測においては光をフォト・ディテクターで検出しているのだから，出力はパワー，

$$P_{out} = \frac{1}{2} A^2 \{1 + \cos(2k\delta z)\}$$

$$\delta z = \delta z_1 - \delta z_2$$

の形で得られる．フリンジの明暗は，干渉計を構成する2つの基線の相対変位 δz が，使用するレーザーの1/2波長(266nm)に達することに繰り返す．表式のcos内の

$$\phi = 2k\delta z = \frac{4\pi}{\lambda} \delta z$$

がフリンジ位相である(λ はレーザー波長)．従って，干渉計からの出力 P_{out} を入射した光のパワー $P_{in}(= E_{in}^2 = A^2)$ で割ることで，フリンジ位相に関する部分のみを取り出すことができる．この部分は原理的には入射パワーの変動に影響されない．

神岡レーザー伸縮計では入射光に直線偏向波を用いている．基線の一方に $\lambda/4$ 位相板を置いて光の位相を90度ずらすようになっており，直線偏光を円偏光にすることができる．直線偏光を直交する2波に分解して考えると，位相板を通る光は，1波は同位相のままであるが，もう1波は90度位相がずれていることになる．したがって干渉計出力を偏光分離器で2波に分解すると，1波は上記と同じ E_{out}, P_{out} で表され，もう1波は

$$E_{out} = Ae^{i(\omega t + 2kL)} \cdot \frac{(e^{i(2k\delta z_1 + \pi/2)} + e^{2ik\delta z_2})}{2}$$
$$P_{out} = \frac{1}{2} A^2 \{1 + \sin(2k\delta z)\}$$

と表される．こうして1つの干渉光から \cos , \sin の2成分を得ることが可能であり，フリ
ンジの明暗を離散的に計測するだけでなく，正弦関数的に変化するフリンジの位相を連続
的に決定することが可能である．

4.解析手法

本研究で使用したデータは神岡レーザー伸縮計システムが記録した直線伸縮計記録(EW), 直交伸縮計記録(NS-EW), そしてレーザー伸縮計システムに併設されている気圧データである。なお, NS 方向のひずみは直線伸縮計記録と直交伸縮計の和から計算した。2004 年 12 月 26 日 12:00 から 2005 年 1 月 1 日 0:00 までの各成分のスマトラ地震前後の記録は図 5 のようになっており, レーザーの不調によりところどころ欠測が見られるが, 欠測の長さについては, 直線伸縮計, 直交伸縮計記録ともに, 15 分未満のものが多く, 長くても 2~3 時間である。また, 直交伸縮計記録のほうが直線伸縮計記録に比べて欠測の数が少ないが, これは, 直交伸縮計を構成している干渉計の東西・南北の基線長が共に 100m と等しく, 気圧や記録システムの電氣的な不安定といった環境によるノイズの影響が, 東西・南北ひずみの差をとることで打ち消されるためである。本研究で使用した神岡レーザー伸縮計システムのひずみ記録は表 1 の通りである。

神岡レーザー伸縮計が記録したスマトラ地震前後の記録は断続的であるため, 長期連続した時系列データを必要とする高速フーリエ変換法(FFT)では十分な分解能が得られない。そこで, 本研究では最大エントロピー法(MEM)も用いて, スマトラ地震による地球自由振動のシグナルを可能な限りつかむことを試みた。また, 2003 年 9 月 26 日に発生した十勝沖地震時の記録も同様に解析し, 結果を比較した。以下に各解析における方法を記し, 各段階における細かい原理, 方法について説明する。

[1]2003 年の 6 月~11 月のひずみ記録(図 6)と気圧記録から, 潮汐解析ソフト Baytap-G(Tamura et al., 1991)を用いて潮汐定数及び気圧の応答係数を求める。

[2]十勝沖地震前後(図 7, 8), スマトラ地震前後の記録(図 9~18)から潮汐成分と気圧成分を取り除く。

[3][2]で取り除いたデータを最小二乗法を用いてトレンドを 1 次近似し, それを取り除く。

[4][3]で取り除いたデータを 100 秒~6 時間のバンドパスフィルタに通す。

[5][4]のデータの両端 1 時間を取り除き, FFT, MEM を用いてスペクトル解析を行う。

4.1.潮汐・気圧の補正

地球潮汐による地殻ひずみによる影響は理論的に推定することができ, 本研究では Baytap-G と理論潮汐計算プログラム Tide4n(Tamura et al., 1991)を用いてこの影響を推定した。

Baytap-G は地殻変動記録の時系列 $y_i (i = 1, 2, 3, \dots, n)$ が 潮汐成分 ,ドリフト ,気象擾乱 , ランダムノイズの和で表されると仮定してモデル化を行い ,

$$\begin{aligned} y_i &= t_i + d_i + r_i + e_i \\ &= \sum_{m=1}^M (\alpha_m C_{mi} + \beta_m S_{mi}) + d_i + \sum_{k=0}^K b_k x_{i-k} + e_i \end{aligned}$$

のように , 分解することを目的としている . ここで , m は分潮群の番号 (M は分潮群の総数) , α_m, β_m は決定すべき潮汐定数 , C_{mi}, S_{mi} は分潮番号 m の理論値で , それぞれ理論値と同位相の成分と 90° 位相差成分 , K はラグの個数 , x_i は気圧データ , b_k は応答係数をそれぞれ表す . 具体的には ABIC (Akaike's Bayesian Information Criterion) が最小になるように選ばれた超パラメータ D , WEIGHT に対して , 次の式の値を最小化することによって各係数を決定する .

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n \left| y_i - \sum_{m=1}^M (\alpha_m C_{mi} + \beta_m S_{mi}) - d_i - \sum_{k=0}^K b_k x_{i-k} \right|^2 \\ & + D^2 \sum_{i=1}^n |d_i - 2d_{i-1} + d_{i-2}|^2 \\ & + WEIGHT^2 \sum_{m=2}^M \{ (\alpha_m - \alpha_{m-1})^2 + (\beta_m - \beta_{m-1})^2 \} \end{aligned}$$

超パラメータ D はドリフトの第 2 階差にかかる係数で , D の値が大きいほどドリフトが直線に近くなる . この値はランダムノイズ e_i の分布を与える密度関数 L と , ドリフト d_i の分布を与える密度関数 P から計算される ,

$$ABIC = -2 \log \left\{ \int LP dd \right\}$$

が最小になるように , プログラムで自動決定される . Baytap-G では , ドリフトの形に仮定している条件は , ドリフトが時間的にゆっくり変化する成分であるということだけである . 時間を引数とする多項式や , 周期関数で表現できないドリフトを扱うことができるということが , Bayesian model を組み込んだ解析プログラムの特色の 1 つである . また , 超パラメータ WEIGHT は , 滑らかな周波数応答関数を表現するための係数で , 経験的に 1.0 に固定した値が使用されているため , 本研究においても WEIGHT=1.0 を用いた . また , 気圧による応答係数の推定にはラグ $K = 0$ を用い , 主要 22 分潮の潮汐定数を計算した .

TIDE4N は Baytap-G で決定されたファクター・位相を用いて理論値の計算を行うプログラムである . オリジナルのプログラムでは 1 時間値での出力が限界であったため , 1 秒値の出力を可能とするようにプログラムの改変を行った .

4.2. バンドパスフィルタ

遮断周波数 $\omega_c = 1$ [rad/s] の 2 次の butterworth ローパスフィルタのアナログフィルタの伝達関数 $G_2(s)$ は,

$$G_2(s) = \frac{1}{s^2 + \sqrt{2}s + 1}$$

で与えられ, 周波数変換,

$$s \rightarrow \frac{s^2 + \omega_0^2}{s\omega_b}$$
$$\omega_b = 2\pi(f_{c2} - f_{c1})$$
$$\omega_0 = 2\pi\sqrt{f_{c1} \cdot f_{c2}}$$

を行うことで, 周波数 $f_{c1} \leq f \leq f_{c2}$ のバンドパスフィルタの伝達関数

$$G_{2BPF}(s) = \frac{\omega_b^2 s^2}{s^4 + \sqrt{2}\omega_b s^3 + (2\omega_0^2 + \omega_b^2)s^2 + \sqrt{2}\omega_0^2 \omega_b s + \omega_0^4}$$

が得られる. このアナログフィルタに双一次変換

$$s = \frac{2}{T_s} \cdot \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}}$$

を用いて, デジタルフィルタの伝達関数

$$H_{2BPF}(z) = \frac{a_0 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2} + a_3 z^{-3} + a_4 z^{-4}}{1 - b_1 z^{-1} - b_2 z^{-2} - b_3 z^{-3} - b_4 z^{-4}}$$

を作成し, これに基づいてデジタルフィルタを設計した. また, アナログフィルタの角周波数 ω_A とデジタルフィルタの角周波数 ω_D の間には,

$$\omega_A = \frac{2}{T_s} \tan\left(\frac{\omega_D T_s}{2}\right)$$

の関係が成立するため, デジタルフィルタのカットオフ周波数が希望の値になるように, アナログフィルタの設計に使用されるカットオフ周波数をあらかじめ上式で変換する操作を行った.

本研究で使用した 100 秒 ~ 6 時間の butterworth バンドパスフィルタの構成を図 19 に, 振幅・位相特性を図 20 に示す. 位相特性による影響を取り除くため, 解析対象の時系列データにフィルタを通した後, 時系列を逆転させてもう一度フィルタを通し, 再び時系列を逆転させた. こうして両側からフィルタを通すことで位相による影響をゼロにすることが

できる．またフィルタを通すことによって発生する両端への影響を除くため，フィルタを通した後のデータの両端 1 時間を解析対象から除外した．

4.3.FFT によるスペクトル解析

スペクトル解析法として最もよく用いられるのは，時系列データである $h(t)$ をフーリエ変換，

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi ft} dt$$

を用いて，周波数 f の関数として表わし，そのパワースペクトル密度を，

$$P_h(f) = |H(f)|^2 + |H(-f)|^2$$

として計算する方法である．この時，信号の全パワーは Parseval の定理から，

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df$$

と 2 通りに表わされる．

また， $h(t)$ が標本化間隔 Δ で記録された離散的なデータである場合は，上式のフーリエ変換 $H(f_n)$ ，パワースペクトル密度 $P_h(f_n)$ はそれぞれ，

$$h(k) \equiv h(t_k), \quad t_k \equiv k\Delta, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

$$f_n \equiv \frac{n}{N\Delta}, \quad n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}$$

$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi if_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi if_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i k n / N}$$

$$P_h(f_n) = |H(f_n)|^2 + |H(-f_n)|^2$$

で表わされ，この時の Parseval の定理は，

$$\sum_{k=0}^{N-1} |h_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |H(f_n)|^2$$

となる．計算機を用いて $H(f_n)$ を求めるには， $N \log_2 N$ 回のオーダーの演算が必要で，そのアルゴリズムは高速フーリエ変換法(Fast Fourier Transform, FFT)と呼ばれており，1965 年に Cooley-Tukey によって発表された．この方法は名前の通りスペクトルを短時間で求められるのが特徴で，周波数分解能が $1/N\Delta$ であるため，時系列データが欠測なしに長時間連続しているほど高い周波数分解能が得られる．また，高速フーリエ変換のアルゴリ

ズムによる理由で、時系列データの数が2の累乗に制限されるのも特徴である。

FFTによるスペクトル解析では、時系列データ x_j ($j = 0, 1, 2, \dots, N-1$) に Hanning 窓

$$w_j = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi j}{N-1} \right) \right]$$

をかけた $x_j w_j$ をスペクトル解析することで、FFTによる他の周波数帯へのスペクトルの漏れを軽減させた。また、Hanning 窓によるパワースペクトルの減少分を補正し、単位時間当たりのスペクトル振幅で考えるため、得られたパワースペクトル $P(f)$ に対して、

$$\sqrt{\frac{1}{N\Delta} \cdot \frac{\sum_{j=0}^{N-1} x_j^2}{\sum_{j=0}^{N-1} (w_j x_j)^2} \cdot P(f)}$$

を計算することで、パワースペクトルの規格化を行った。

さらに、FFT法では使用するデータ数が2の累乗に制限されるため、十勝沖地震のスペクトル解析においては総データ数 1897200 に対し、解析データ長を 2^{19} (= 524288)、シフトを 10800 (= 3 時間) としたランニングスペクトルをとり、地震を含まない期間、地震を含む期間に分割した後のそれぞれの平均値をスペクトル値として採用することで、スペクトル推定値の分散を小さくした。なお、スマトラ地震時の解析においては、解析データ長 N が2の累乗とならないため、解析データ長を 32768 (= 2^{15}) とし、 $1 \sim 32768$, $N - 32767 \sim N$ という2つの解析区間でそれぞれFFT解析を行い、その平均値を採用した。

4.4. MEM によるスペクトル解析

Cooley-Tukey による FFT の発表から2年経った1967年に J.P.Burg が情報エントロピーを用いたスペクトル解析法を開発した。ある事象 x の起こる確率を $P(x)$ としたとき、1回の試行によって得られる情報量の期待値である情報エントロピー H は、

$$H = \int P(x) \cdot \log \frac{1}{P(x)} dx = - \int P(x) \log P(x) dx$$

で与えられ、情報エントロピーが大きいほどあいまい度も高くなる。ここで、複素数の値をとる時系列 x_0, x_1, \dots, x_m の同時確率分布関数を $P(x_0, x_1, \dots, x_m)$ とすると、エントロピーは、

$$H = - \int P(x_0, x_1, \dots, x_m) \log P(x_0, x_1, \dots, x_m) dV$$

で表わされる。ガウス過程に従う時系列 x_0, x_1, \dots, x_m のエントロピーは、時系列 x_0, x_1, \dots, x_m

の平均値がゼロで、定常的であるとき、

$$H = \frac{1}{2} \log[\det C_m]$$

$$C_{ij} = E[x_i x_j^*] = E[x_k x_{k-i+j}^*] = \phi(i-j)$$

$$\phi(k) = \frac{1}{N-k} \sum_{t=1}^{N-k} x_t x_{t+k}$$

で表される。

$m \rightarrow \infty$ の場合にはエントロピー H が発散してしまうので、エントロピー密度 h を定義する。このとき、

$$h = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{H}{m+1} = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \log[\det C_m]_{m+1}^{-1}$$

$$= \frac{1}{4f_N} \int_{-f_N}^{f_N} \log S(f) df + \frac{1}{2} \log 2f_N$$

となり、エントロピー密度 h は、時系列のスペクトル密度 $S(f)$ の自然対数を周波数について、 $-f_N$ から f_N (f_N は Nyquist 周波数、 $f_N = 1/2\Delta$) にわたって積分した量になっていることがわかる。この式と、Wiener-Khintchine の公式

$$S(f) = \Delta t \sum_{k=-\infty}^{\infty} \phi(k) e^{-i2\pi k \Delta t}$$

を合わせることで、

$$h = \frac{1}{4f_N} \int_{-f_N}^{f_N} \log \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} \phi(k) e^{-i2\pi k \Delta t} \right] dx$$

を得る。

ここで Burg は、与えられた条件の下でエントロピーの最も大きい状態がいちばん実現される可能性が高いと考え、 h を最大とするための以下の条件、

$$S(f) = \frac{P_m}{2f_N} \left| \sum_{k=0}^M C_{M,k} e^{i2\pi k \Delta t} \right|^{-2}$$

$$\begin{pmatrix} \phi(0) & \phi(1) & \cdots & \cdots & \phi(M) \\ \phi(1) & \ddots & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \phi(1) \\ \phi(M) & \cdots & \cdots & \phi(1) & \phi(0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{M,0}(=1) \\ C_{M,1} \\ C_{M,2} \\ \vdots \\ C_{M,M} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_M \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

を満たす $S(f)$ を MEM スペクトルとした。ここで問題になるのは、有限の範囲で定義した

自己相関関数 $\phi(k)$ の次数 M , 及び , P_M , $C_{M,k}$ の決定である . 特に M の決定については , M を大きくすればするほど , $\phi(k)$ の推定精度が落ち , スペクトルの分解能があがるため , これらの条件の間の trade-off を考えて決める必要がある .

P_M , $C_{M,k}$ の決定方法に関するアルゴリズムは自己相関関数 $\phi(k)$ を直接計算し , 連立させて解く Yule-Walker 法や , $\phi(0)$ を除く自己相関関数 $\phi(k)$ を直接計算することなく , 自己回帰 (AR) 過程の前方予測誤差 $f_{M,k}$ と後方予測誤差 $b_{M,k}$ の平方和 e_M

$$e_M = \sum_{k=1}^{N-M} |f_{M,k}|^2 + \sum_{k=1}^{N-M} |b_{M,k}|^2$$

$$(f_{M,k} = \sum_{i=0}^M C_{M,i} x_{k+M-i} , \quad b_{M,k} = \sum_{i=0}^M C_{M,i}^* x_{k+i})$$

が最小となるような条件から計算する Burg 法などが存在する . これらのアルゴリズムはデータの初期位相が 45° の整数倍のときに , ピークの位置が 30% 以上ずれることがあり , ノイズレベルが低くなるにつれてピークが splitting を起こす弱点が早くから指摘されてきたが , これらの問題はアルゴリズムを改良することで現在ではほとんど克服されている . その改良版の代表的なものは Fougere 法と Marple 法であり , 本研究では Marple 法を用いてスペクトル解析を行った .

Marple 法は Burg 法と同じく , 前方予測誤差と後方予測誤差の平方和 e_M が最小となるような条件から計算される . Burg 法が

$$\frac{\partial e_M}{\partial C_{M,M}} = 0$$

を用いて $C_{M,M}$ を求め , Levinson の再帰型漸化式

$$C_{\tau,M} = C_{\tau,M-1} + C_{M,M} C_{M-\tau,M-1} \quad (\tau = 0, 1, \dots, M-1)$$

から $C_{\tau,M}$ を求めるのに対して , Marple 法は ,

$$\frac{\partial e_M}{\partial C_{M,i}} = 0 \quad (i = 1, \dots, M)$$

を用いて $C_{i,M}$ を決定するのが特徴である .

また , MEM 解析では , 得られたパワースペクトル $S(f)$ に対して ,

$$\sqrt{\frac{S(f)}{N\Delta}}$$

により , 単位時間のあたりのスペクトル振幅を計算し , 規格化を行った . そして , フィルタの次数を解析データ長の 50% に設定し , 計算を行った .

5.解析結果

5.1.潮汐解析

Baytap-Gによる潮汐解析の結果を図 21 に示す．気圧応答はEW，NS方向でそれぞれ -5×10^{-10} [hPa]， -3×10^{-10} [hPa]となり，これらの値を後の気圧補正に使用した．潮汐定数については，EW，NSともにほとんどの分潮で σ -Factorが 0.05 以下のRMSEで決定され，位相のRMSEも 5° 以下であった．また，ドリフトに関してはこの半年の記録からは特に周期的な変動は見られず，9-10 月のドリフトは，ほぼ直線の形をしているため，ドリフトを 1 次近似して取り除くのは妥当であると考えられる．

5.2.静穏時のスペクトル解析

十勝沖地震とスマトラ沖地震前のスペクトルの大きさを比較すると，図 22 のようになった．両者の周波数分解能に差はあるものの，地球自由振動の周波数帯(0.2mHz ~ 10mHz)帯において，EW，NS成分ともに十勝沖地震前とスマトラ地震前のスペクトルに大きな差は見られず，その大きさは 10^{-10} ~ 10^{-9} である．従って，地震後にこの値以上のスペクトルが得られれば，それは地震などによって励起されたと考えることができる．

5.3.十勝沖地震時のスペクトル解析

解析データ長が 2^{19} (=524288)なので，FFTスペクトル解析では約 0.002mHzの分解能が得られた．十勝沖地震前後のスペクトルの比較を図 23，図 24 に示す．0.2mHz ~ 1mHzにおいては地震後のスペクトルが地震前のスペクトルを上回っており，PREMで予測された自由振動の固有周波数とよく一致する自由振動のピークは存在するものの，そのスペクトルの大きさは周辺周波数のスペクトルに対して強く励起されていない．EW成分で ${}_0T_2$ と思われるピークが強く励起されているが，その固有周波数がPREMで予測された周波数(0.379mHz)に対して本解析では 0.370mHzと約 2%のずれが認められる．1mHz ~ 2mHzにおいては，EW，NS方向で基本伸び縮みモード ${}_0S_n$ が強く励起されており，データの分解能が高いため ${}_0S_7$ と ${}_0T_7$ が 2 つのピークとして分離できていることが，特にNS成分でよく確認できる．

続いて，MEMの次数による影響を調べるために，解析データ期間の始点を 2003 年 9 月 26 日の 4:00 にとり， 2^{15} (=32768)の解析データ長に対して，次数を解析データ長の 10%(=3277)，30%(=9831)，50%(=16384)，60%(=19661)の 4 通りに設定しMEM会席を行った．また，FFTによるスペクトル解析結果と比較するため，解析データ期間の始点

を 2003 年 9 月 26 日の 4:00 と一致させ、解析データ長を $2^{15}(=32768)$ 、 $2^{19}(=524288)$ の 2 通りに設定して FFT 解析を行った。

同じデータに対する FFT、MEM の解析結果を図 25、図 26 に示す。解析データ長を 2^{15} 、 2^{19} としたときの FFT 解析結果の比較については、解析データ長を 2^{15} としたときのほうが全体的に大きいスペクトル振幅を示している。これは単位時間当たりのスペクトル振幅に規格化しており、十勝沖地震を含むデータ区間では解析データ長を長く取るほど、振幅の二乗時間平均が小さくなるためである。地球自由振動の見え方については、解析データ長を長く取って分解能を高くすると自由振動のピークを明瞭につかみやすくなるが、解析データ長が短くなると分解能が落ちるものの、基本モードである ${}_0S_n$ 、 ${}_0T_n$ の固有周波数近くでピークが立っていることが確認できる。

次数を変化させた MEM 解析結果の比較については、次数を高くすればするほど確認できるピークの数が増え、より多くの地球自由振動を検出できるものの、そのピークの大きさに差があることが特徴である。このことから、MEM 解析結果を用いて自由振動の減衰の様子をつかむことに関しては、大雑把な議論はできるが、ピークの振幅を正確につかめないうえに自由振動の Q 値決定が困難であると思われる。しかしながら、周波数の決定精度については同じ解析データ長を用いた FFT 解析結果に比べて全体的に精度良く推定できている。

MEM における次数を増やすことで、よりスペクトルのピークを見つけることができることが期待されるが、本研究で用いた Marple 法は、Burg 法に見られるピークのスプリッティングやシフトを防ぐことができるものの、そのアルゴリズムにおいて計算機の丸め誤差等がエラーを起こすため、単純に次数を増やすことができない。本研究では、可能な限り高次の計算ができるように 4 倍精度を用いたが、今回の比較に用いたデータでは、次数をデータ数の 70% に指定すると計算機誤差によるエラーが発生し、スペクトルを正しく求められなかった。

5.4. スマトラ地震のスペクトル解析

スマトラ地震前後の FFT によるスペクトル解析では、解析データ長が $2^{15}(=32,768)$ なので、約 0.03mHz の分解能が得られた。得られたスペクトルを図 27、図 28 に示す。Mw = 9.0 のスマトラ地震と Mw = 7.9 の十勝沖地震の規模の大きさの違いにより、スマトラ地震を含むスペクトルではその大きさのオーダーが 10^{-7} と、十勝沖地震時のスペクトルに比べて 10 倍以上の強いスペクトルを示していることがわかる。分解能が先ほどの十勝沖地震時のものと比べて悪いと、その周波数決定精度は落ちるものの、基本伸び縮みモード ${}_0S_n$ と、基

本ねじれモード ${}_0T_n$ がEW, NS両成分で捉えられているように見える。また, 地震発生から 33, 48, 92 時間と経過するにつれてスペクトルは減衰していく様子が確認でき, 92 時間経過するとほぼ地震前のスペクトルに戻ることが分かる。東西, 南北成分の 1mHz ~ 1.5mHzの周波数領域において, 地震発生から 33, 48 時間経過した時のスペクトルがほとんど等しいのは, 48 時間後の記録に振幅 5×10^{-9} の地震が発生しており, その後の歪み記録が大きく振動していることによる影響だと考えられる。

MEMによるスペクトル解析結果は図 29, 30 のようになった。得られたスペクトルの関数 $S(f)$ のプロット間隔は 0.001mHzとし, これは 12 日長の解析長をFFT解析したときの周波数分解能に相当する。同じ解析長のデータを用いているにもかかわらず, FFTに比べて自由振動のピークが非常に明瞭に見えているのが特徴である。時間が経過するにつれてスペクトルが減衰していく様子もFFTによる解析結果と同様に見えるが, MEMスペクトルはスペクトルを周波数 f の関数 $S(f)$ として表し, 指定したMEMの次数に応じてスペクトルのピークの位置を決定するため, 自由振動のピークが減衰していく様子はほとんど見えない。EW成分の ${}_0T_4$, ${}_0S_7$, ${}_0S_8$ では減衰の様子がはっきりと見えるが, 他でははっきりとは見られなかった。

6. 考察・まとめ

本研究では、地球自由振動のスプリッティングやカップリングといった現象について議論ができるように、神岡レーザー伸縮計の断続的な観測記録から、巨大なスマトラ島沖地震によって励起された地球自由振動モードを高分解能で検出するため、高速フーリエ変換法(FFT)及び最大エントロピー法(MEM)を用いてスペクトル解析を行い、さらに十勝沖地震時の記録を比較対象にしてスペクトル解析法や地震の規模による自由振動モードの見え方の違いを比較した。その結果、解析データ長が1日未満といった短期間の場合に、MEMはFFTに比べて地球自由振動モードをより多く検出し、その固有周波数もより精度良く決定できるが、モードの振幅や減衰定数を決定することが困難であることが分かった。

スプリッティング、カップリングの議論が今後できるかどうかを考えると、スプリッティングについては、 ${}_0S_2$ 、 ${}_0S_4$ 、 ${}_1S_4$ などが高分解能な十勝沖地震のFFTスペクトル解析結果からも明瞭には見えなかったため、ドリフト除去やフィルタリングといったデータの前処理を工夫してノイズを減らす必要があるだろう。カップリングについては、比較的強くカップリングしているとされる ${}_0T_{11}$ 、 ${}_0S_{10}$ に注目して十勝沖地震とスマトラ地震時のスペクトル解析結果の比較を行った。PREMではこれらのモードの周波数が決定されていないので、F.Gilbert and A.M.Dziewonski(1975)のmodel 1066Aの周波数 ${}_0T_{11}$ (1.7385mHz)、 ${}_0S_{10}$ (1.7250mHz)を用いた。結果は図31、32のようになり、十勝沖地震で2つのモードは両成分で卓越したピークとして見え、十勝沖地震より規模の大きいスマトラ地震でも2つのモードのうちの1つが卓越したピークとして現れていることから、カップリングを構成するモードを神岡レーザー伸縮計が捉えられていることが分かったため、今後の工夫次第で、よりはっきりとカップリングの様子を捉え、議論することは可能であると考えられる。

今後の工夫の具体的な内容としては、断続的な記録から高分解能のスペクトル解析を行うために、MEMの次数に応じて卓越するスペクトルを順番に取り出していく特長を利用して、あらかじめかけるバンドパスフィルタの幅を短くしてMEM解析を行うこと。そして、ピークの振幅を精密決定するために、ピーク付近におけるスペクトル $S(f)$ のプロット間隔をより細かくすることが有効ではないかと考えている。

FFTを用いる場合は、計算時間を犠牲にすることで、データを2の累乗に限定せずとも直接離散フーリエ変換(DFT)を行えるため、それによって分解能を上げることは可能である。しかしながら、目標とする周波数分解能はそれだけでは得られないため、目的とする周波数帯に影響が出ないように、短時間の欠測期間をうまく補完するのが良いと思われる。十勝沖地震時のデータは連続的であるため、これをリファレンスとして比較しながら補完方

法を考えるのも有効だろう。

また、スペクトル解析法自体を変えるという選択肢も存在する。例えば、存否法というスペクトル解析は与えられた時系列データに自己回帰過程モデルを当てはめ、そのデータ中に含まれる信号を、周波数、減衰(増大)係数、振幅、及び位相より規定される波素として識別するスペクトル解析法である。MEM と自己回帰過程モデルを当てはめるという点では同じであるが、周波数以外の要素も同時に決定するところが大きな違いである。

高分解能を得るための手法はこのようにまだまだ考えられるため、これらを 1 つ 1 つ試しながら、断続的なデータに対して高分解能周波数解析を実施し、地球自由振動のスプリッティングやカップリングについての議論ができるようにすることを今後の課題としたい。

謝辞

京都大学大学院理学研究科地球物理学教室測地学講座の竹本修三教授には神岡のレーザー伸縮計システムに関わる機会を与えていただき，本研究に際しても多大なご指導とご助言を給りました．そして，福田洋一助教授，藤森邦夫講師，東敏博助手には貴重な御教示及び御助言をいただきました．さらに，早河秀章研究員にはレーザー伸縮計システムが記録したフリンジをひずみに変換していただき，本研究で使用させていただきました．ここで改めて厚く御礼申し上げます．また，京都大学防災研究所の川崎一郎教授には，地球自由振動に関して貴重な御助言をいただき，森井互助手にはレーザー伸縮計のフリンジ記録をひずみに変換する原理を教えていただき，さらにその変換作業を体験させていただきました．また，神岡鉦山の方々にも大変お世話になりました．以上の方々に，ここで厚く御礼申し上げます．そして，京都大学大学院理学研究科地球物理学講座の院生及び学生諸氏には多大な御協力とご助言を頂きましたことを心より感謝いたします．

参考文献

- Benioff, H., F. Press, and S. W. Smith, "Excitation of the free oscillations of the earth by earthquakes", *J. Geophys. Res.*, **66**, 605-619, 1961
- Braitenberg, C., Romeo, G., Taccetti, Q., Nagy, I., "The very-broad-band long-base tiltmeters of Grotta Gigante(Trieste, Italy): Secular term tilting and the great Sumatra-Andaman islands earthquake of December 26, 2004", *Journal of Geodynamics*, **41**, 164-174, 2006
- Crossley, D., J., and M., G., Rochester, "Simple core undertones", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **60**, 129-161, 1980
- Dahlen, F., A., "The normal modes of a rotating, elliptical earth", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **16**, 329-367, 1968
- Dziewonski, A.M., and Anderson, D.L., "Preliminary reference Earth model", *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297-356, 1981
- Gilbert, F., and Dziewonski, A. M., "An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra.", *Philos. Trans. R. Soc. London*, **A-278**, 187-269, 1975
- 早河秀章・竹本修三・由井智志・新谷昌人・高森昭光・森井亙・大橋正健, "神岡レーザー伸縮計のフリッジ - ひずみ変換方式の改良", *測地学会誌*, **52-3**, 183-193, 2006
- 日野幹雄, *スペクトル解析*, 朝倉書店, pp.210-226, 1977
- 久保田一・大石邦夫, *C言語によるデジタル信号処理入門*, コロナ社, pp.126-174, 1999
- 小巻あずみ, "2004年スマトラ地震によって励起されたスリヒターモードの検出", *京都大学大学院修士論文*, 2006
- Lamb, H., "On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid", *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A-203**, 1-42, 1904
- Marple, S.L., Jr., "A new autoregressive spectrum analysis algorithm", *IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Process.*, **ASSP-28**, 1051-1054, 1977
- Masters, G., Park, J. and Gilbert, F., "Observations of coupled spheroidal and toroidal modes", *J. Geophys. Res.*, **88**, 10285-10298, 1983
- Masters, G., and M. Ritzwoller, "Low frequency seismology and three-dimensional structure-observational aspects", in *Mathematical Geophysics*, edited by N. J. Vlaar, G. Nolet, M. J. R. Wortel and S. A. P. L. Cloetingh, pp. 1-30, Reidel

- Publications , Dordrecht , The Netherlands , 1988
- 百瀬秀夫 , “神岡レーザーひずみ計システムによる潮汐ひずみの観測” , 京都大学大学院修士論文 , 2004
- Roult , G. , Rosat , S. , Clévéde , E. , Millot-Langet , R. and Hinderer , J. , “New determinations of Q quality factors and eigenfrequencies for the whole set of singlets of the Earth's normal modes ${}_0S_0$, ${}_0S_2$, ${}_0S_3$ and ${}_2S_1$ using superconducting gravimeter data from the GGP network” , *Journal of Geodynamics* , **41** , 345-357 , 2006
- Takemoto , S. , Araya , A. Akamatsu , J. , Morii , W. , Momose , H. , Ohashi , M. , Higashi , T. , Fukuda , Y. , Miyoki , S. , Uchiyama , T. , Tatsumi , D. , Hanada , H. , Naito , I. , Telada , S. , Ichikawa , N. , Onoue , K. , Wada , Y. , “A 100m laser strainmeter system installed in a 1km deep tunnel at Kamioka , Gifu , Japan” , *J. Geodyn.* , **38** , 477-488 , 2004
- Takemoto , S. , Momose , S. , Araya , A. , Morii , W. , Akamatsu , J. , Ohashi , M. , Takamori , A. , Miyoki , S. , Uchiyama , T. , Tatsumi , D. , Higashi , T. , Terada , S. , Fukuda , Y. , “A 100m laser strainmeter system in the Kamioka Mine” , *J. Geodyn.* , **41** , 23-29 , 2006
- 竹本修三・新谷昌人・赤松純平・森井互・東敏博・福田洋一・尾上謙介・市川信夫・川崎一郎・大橋正健・寺田総一・百瀬秀夫 , “神岡鉱山における 100m レーザー伸縮計について” , 京都大学防災研究所年報 , **46-B-1** , 749-755 , 2003
- Tamura , Y. , T. Sato , M. Ooe and M. Ishiguro , “A procedure for tidal analysis with a Bayesian information criterion” , *Geophys. J. Int.* , **104** , 507-516 , 1991
- 丹慶勝市・奥村晴彦・佐藤俊郎・小林誠 訳 , *NUMERICAL RECIPES in C [日本語版]* , 技術評論社 , pp.379-442 , 1993
- 柳谷俊 訳 , *地震学 上巻* , 古今書院 , pp.163-237 , 2002
- 山本明彦 , “Maximum Entropy 法によるスペクトル解析” , 名古屋大学大型計算機センターニュース , **17-1** , 70-93 , 1986
- Zürn , G. , Laske , G. , Schindrig , W. and Gilbert , F. , “Observation of Coriolis coupled modes below 1mHz” , *Geophys. J. Int.* , **143** , 113-118 , 2000

図・表の説明

表 1：解析に用いたデータ区間

図 1：神岡鉱山の位置．

図 2：神岡鉱山の内部における神岡レーザー伸縮計システムの位置．

図 3：神岡レーザー伸縮計システム．

図 4：マイケルソン干渉計の原理．

図 5：2004.12.26 12:00 ~ 2005.1.1 0:00 の 1s 記録．【上図】LIN(EW)成分【下図】SHR(NS-EW)成分

図 6：2003.6.12 0:00 ~ 2003.11.11 0:00 の 1h 記録．【上図】EW・NS 成分のひずみ記録【下図】気圧記録

図 7：2003.9.11 10:00 ~ 2003.10.3 9:00 の EW 成分の 3s 記録．【上図】歪み記録【下図】歪み記録から潮汐・気圧・ドリフトを取り除き，バンドパスフィルタをかけたもの

図 8：2003.9.11 10:00 ~ 2003.10.3 9:00 の NS 成分の 3s 記録．見方は図 7 と同様．

図 9：2004.12.21 8:48 ~ 2004.12.21 22:03 の EW 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 10：2004.12.21 8:48 ~ 2004.12.21 22:03 の NS 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 11：2004.12.26 8:00 ~ 2004.12.26 18:00 の EW 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 12：2004.12.26 8:00 ~ 2004.12.26 18:00 の NS 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 13：2004.12.27 19:00 ~ 2004.12.28 9:00 の EW 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 14：2004.12.27 19:00 ~ 2004.12.28 9:00 の NS 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 15：2004.12.28 10:00 ~ 2004.12.29 4:00 の EW 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 16：2004.12.28 10:00 ~ 2004.12.29 4:00 の NS 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 17：2004.12.30 6:00 ~ 2004.12.31 0:00 の EW 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 18：2004.12.30 6:00 ~ 2004.12.31 0:00 の NS 成分の 1s 記録．見方は図 7 と同様．

図 19：デジタルフィルタの設計回路．丸は加算器，三角は乗算器，四角は遅延器を表す．

図 20：バンドパスフィルタの特性．【上図】インパルス応答【下図】振幅・位相特性．

図 21：Baytap-G の解析結果．【上図】EW 成分【下図】NS 成分

図 22：各地震発生前の FFT スペクトルの比較．【上図】EW 成分【下図】NS 成分

図 23：十勝沖地震発生前後の FFT スペクトルの比較(EW成分)．縦の点線は PREM で予測されている自由振動の固有周波数を表す．

図 24：十勝沖地震発生前後の FFT スペクトルの比較(NS成分)．見方は図 23 と同様．

- 図 25：十勝沖地震発生直後の FFT スペクトル，MEM スペクトルの比較(EW 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 26：十勝沖地震発生直後の FFT スペクトル，MEM スペクトルの比較(NS 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 27：スマトラ地震発生前後の FFT スペクトル(EW 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 28：スマトラ地震発生前後の FFT スペクトル(NS 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 29：スマトラ地震発生前後の MEM スペクトル(EW 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 30：スマトラ地震発生前後の MEM スペクトル(NS 成分)．見方は図 23 と同様．
- 図 31：十勝沖地震発生前後の FFT スペクトル(EW，NS 成分)の拡大図．縦の点線は PREM で予測されている自由振動の固有周波数を表し，PREM で予測されていない ${}_0S_{10}$ ， ${}_0T_{11}$ は model 1066A で予測されている固有周波数を現している．【上段】EW 成分【下段】NS 成分．
- 図 32：スマトラ地震発生前後の MEM スペクトル(EW，NS 成分)の拡大図．見方は図 31 と同様．

Name	開始	終了	サンプリング	データ数	備考
Tide	2003.06.12 00:00	2003.11.11 00:00	1h	3648	欠測でないデータ数は(EW)3232.(NS)3237。潮汐解析に使用。
Tokachi	2003.09.11 10:00	2003.10.03 09:00	1sec	1897200	十勝沖地震時の記録。スペクトル解析に使用。
Sumatra1	2004.12.21 08:50	2004.12.21 22:00	1sec	47700	スマトラ地震前の記録。スペクトル解析に使用。
Sumatra2	2004.12.26 08:00	2004.12.26 18:00	1sec	36000	スマトラ地震を含む記録。スペクトル解析に使用。
Sumatra3	2004.12.27 19:00	2004.12.28 09:00	1sec	50400	地震から約33時間後。スペクトル解析に使用。
Sumatra4	2004.12.28 10:00	2004.12.29 04:00	1sec	64800	地震から約48時間後。スペクトル解析に使用。
Sumatra5	2004.12.30 06:00	2004.12.31 00:00	1sec	64800	地震から約92時間後。スペクトル解析に使用。

表 1

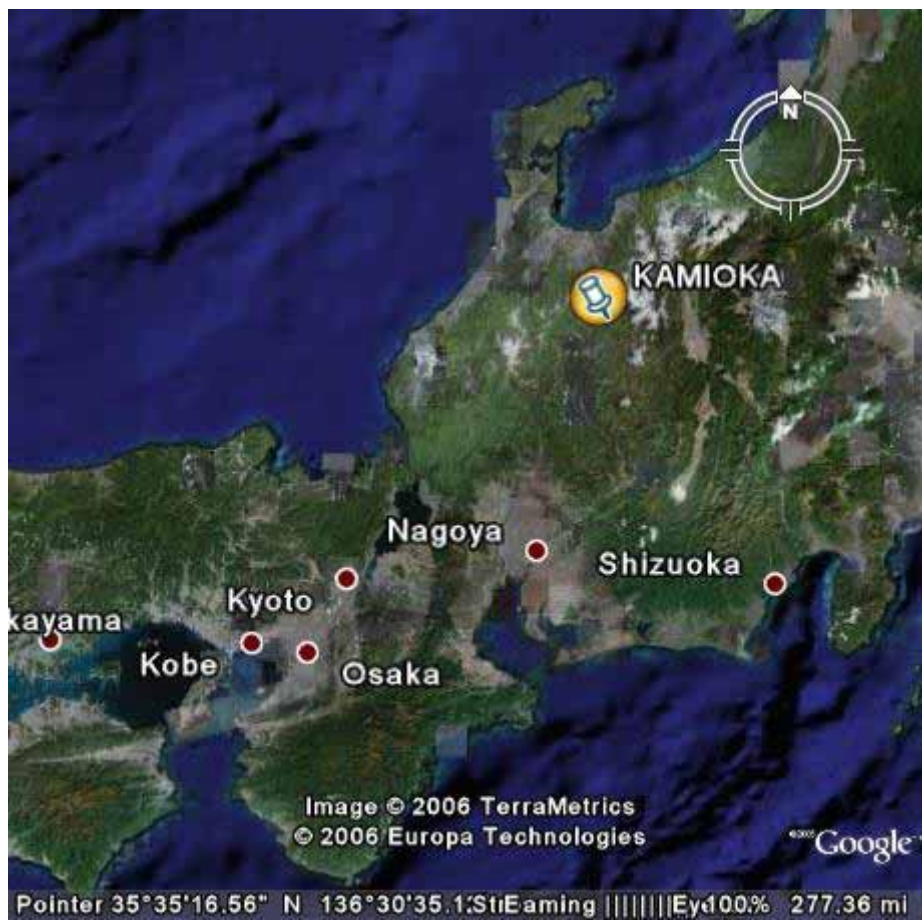


图 1

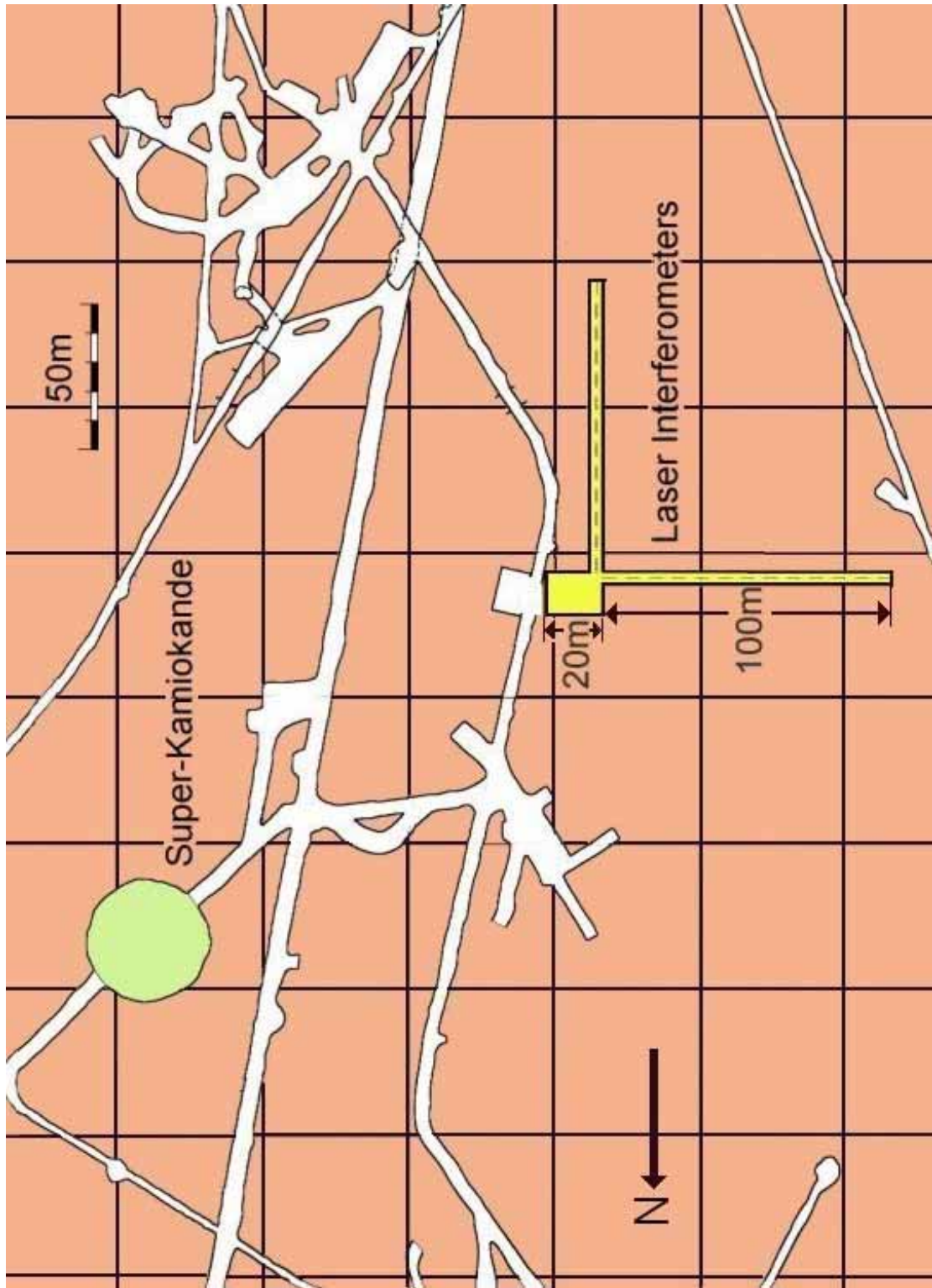


图 2

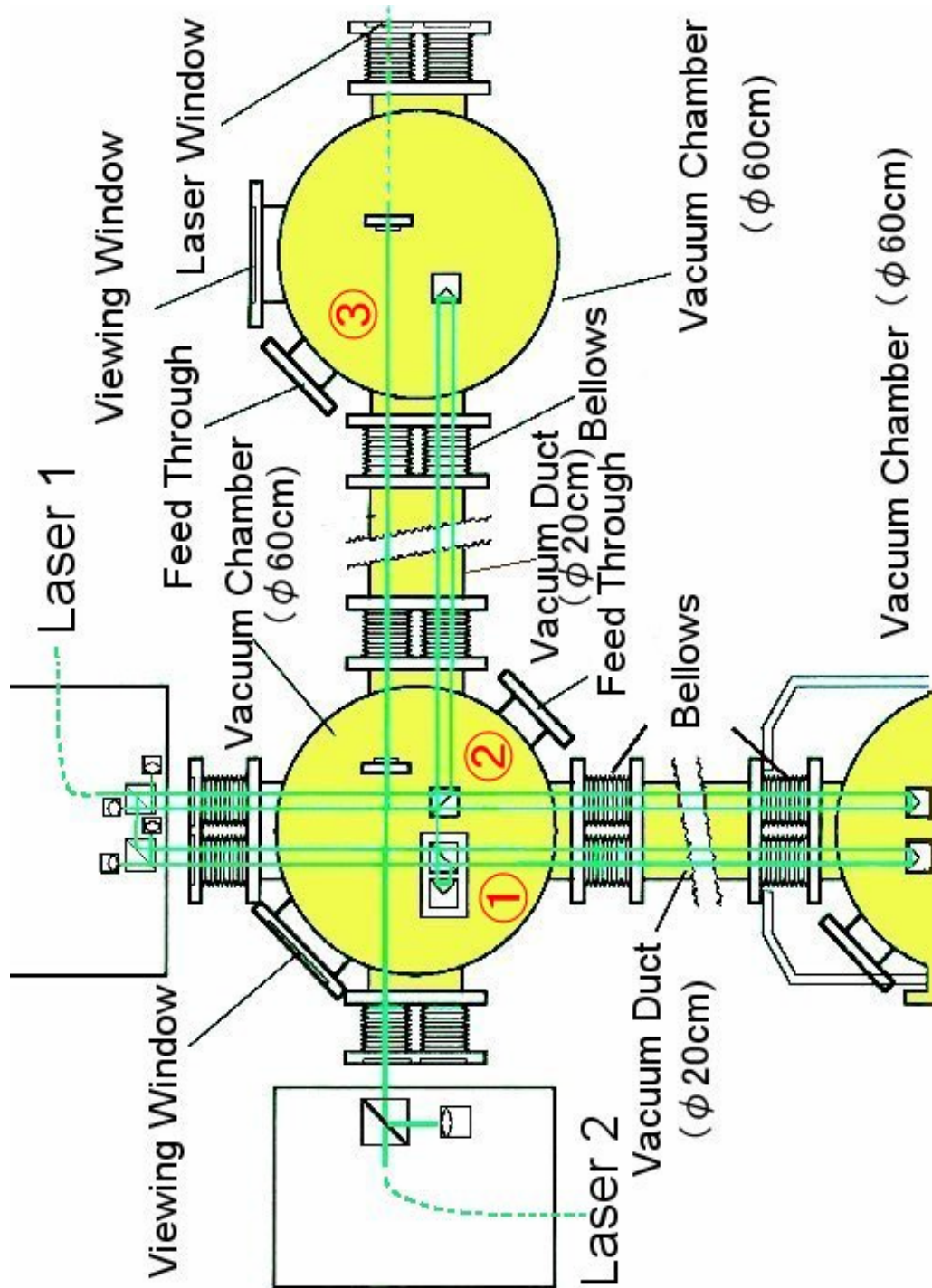


图 3

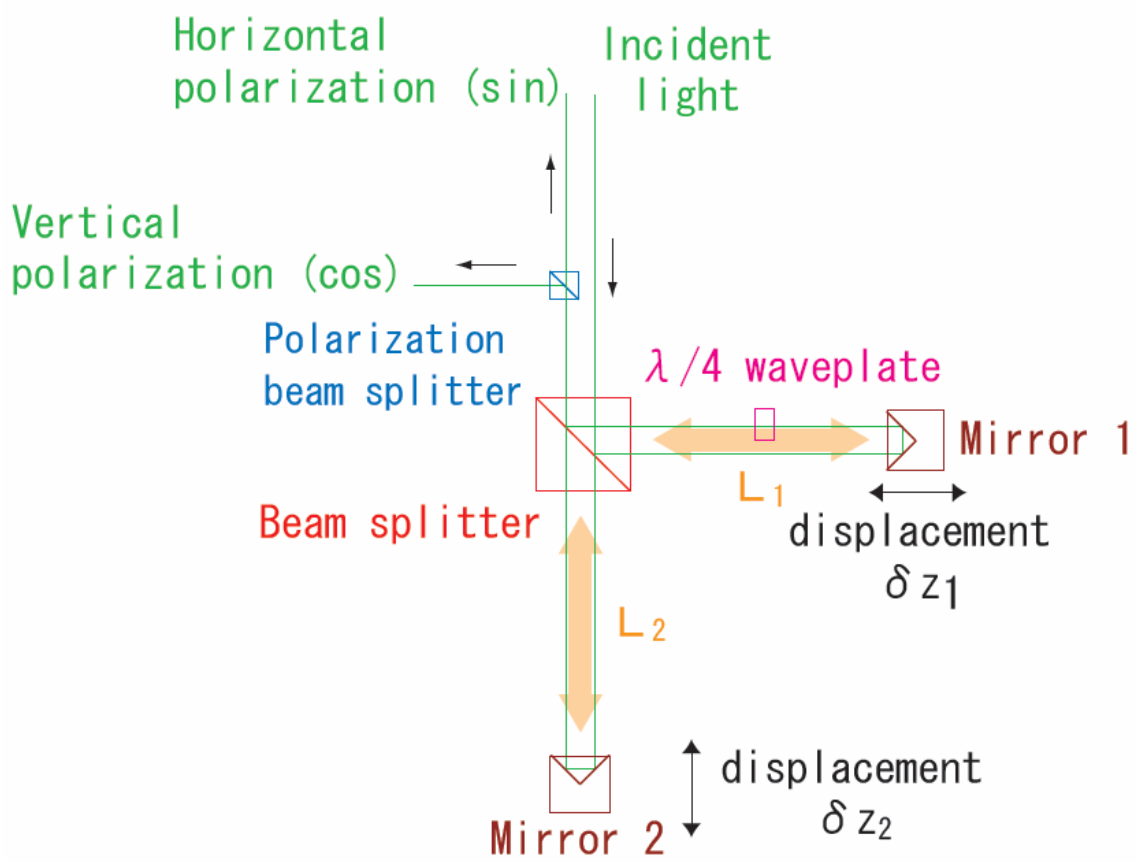


图 4

