

ACTA ADRIATICA

INSTITUT ZA OCEANOGRFIJU I RIBARSTVO - SPLIT
SFR JUGOSLAVIJA

Vol. XVII, No. 9

ANALYSE SPECTRALE DES MOYENNES MENSUELLES DE LA PRESSION ET DE LA TEMPERATURE ATMOSPHERIQUES POUR ZAGREB — GRIČ DANS L'INTERVALLE 1862—1972

SPEKTRALNA ANALIZA SREDNJIH MJESEČNIH
VRIJEDNOSTI TLAKA I TEMPERATURE ZRAKA
ZA ZAGREB — GRIČ ZA INTERVAL 1862—1972

MIROSLAV GAČIĆ

SPLIT 1976.

ANALYSE SPECTRALE DES MOYENNES MENSUELLES DE LA PRESSION ET DE LA TEMPERATURE ATMOSPHERIQUES POUR ZAGREB — GRIČ DANS L'INTERVALLE 1862—1972

SPEKTRALNA ANALIZA SREDNJIH MJESEČNIH VRIJEDNOSTI TLAKA I TEMPERATURE ZRAKA ZA ZAGREB - GRIČ ZA INTERVAL 1862—1972

Miro Gačić

Institut d'océanographie et de pêche, Split

1. INTRODUCTION

Dans cet article on a traité les résultats de l'analyse spectrale des moyennes mensuelles de la température et de la pression atmosphérique pour la station Zagreb - Grič dans l'intervalle de 1862 jusqu'à 1972. Cette analyse a été faite dans le but d'examiner si, à part les oscillations de fréquence de 1 année⁻¹, l'on trouve aussi quelques oscillations importantes dans le domaine des fréquences de 0 à 6 année⁻¹. Car, malgré les plus grandes amplitudes des oscillations de fréquence de 1 année⁻¹, les oscillations des autres fréquences peuvent être aussi d'une grande importance dans l'étude du champ de la pression et de la température atmosphériques dans certaines régions.

On a procédé, ensuite, à la comparaison des spectres de la température et de la pression atmosphériques afin d'obtenir leurs différences et leurs ressemblances mutuelles. Aussi a-t-on comparé les spectres ci-dessous à ceux de la température superficielle de l'Atlantique (Potaychuk, 1972).

On a examiné finalement les caractéristiques des trois »low-pass« filtres non-récursifs pour en choisir le meilleur.

2. MÉTHODIQUE

L'analyse spectrale a été faite selon la méthode Blackman et Tukey d'après laquelle la fonction de la densité spectrale est la transformation de Fourier du rapport de la fonction d'autocorrélation ou d'autocovariance pour le déplacement temporel τ et celle pour le déplacement 0. Autrement dit, chaque valeur de la fonction d'autocovariance a été divisée par la déviation standard des écarts de la température et de la pression atmosphériques de la moyenne. On a pris 420 mois comme déplacement temporel maximum dans le calcul de la fonction pour les deux séries analysées contenant 1332 données.

La somme des valeurs quadratiques des amplitudes d'un processus aléatoire, son énergie donc suit la distribution x^2 , qui est, par conséquent, la fonction des nombres de degrés de liberté calculés selon l'expression:

$$v = \frac{2N}{m} - \frac{1}{2}$$

m présentant le déplacement maximum dans le calcul de la fonction d'autocovariance, N étant le nombre de données dans la série analysée. Dans les cas où le nombre de degrés de liberté nous est connu, nous avons la possibilité de déterminer l'intervalle autour de l'estimation statistique dans lequel nous pouvons trouver la valeur réelle de la fonction de la densité spectrale avec une certaine probabilité. Dans notre cas, par conséquent, si $m = 420$, $v = 6$, la valeur réelle de la fonction de la densité spectrale donc se trouve dans l'intervalle de 0,42 à 4,8 autour de l'estimation statistique de ladite fonction avec une probabilité de 95%.

L'estimation statistique de la fonction de la densité spectrale obtenue a été filtrée par le hanning-filtre (Bendat et Piersol, 1971). Ce filtrage a été nécessaire puisque une telle estimation de la fonction de la densité spectrale n'est pas consistante, sa variance ne tendant pas vers zéro quand la longueur de l'échantillon de la fonction aléatoire tend vers l'infini.

La méthode de l'analyse spectrale a été d'abord appliquée aux différences entre les moyennes mensuelles et la moyenne pour l'intervalle entier. De même, a-t-elle été appliquée à la série des données désaisonnalisées (la série où on élimine l'onde de période d'1 année). La désaisonnalisation consistait à prendre pour les grandeurs d'entrée les différences entre les moyennes mensuelles et la moyenne pour le mois en question pour l'intervalle entier de 111 ans. Ainsi, par exemple, les valeurs pour les mois de janvier ont été obtenues en soustrayant chaque valeur particulière de janvier de la moyenne du janvier pour l'intervalle entier de 111 ans. L'analyse spectrale a été appliquée aussi aux données sur lesquelles ont été appliquées les trois sortes de »low-pass« filtres non-récurrents. L'effet de ce filtrage sur la courbe de la fonction aléatoire analysée peut être présenté en des termes suivants:

$$y(t) = \int_{-\frac{1}{2}G}^{\frac{1}{2}G} w(\tau) x(t+\tau) d\tau,$$

$x(t)$ présentant la fonction d'entrée aléatoire, $w(\tau)$ la fonction du filtre, $y(t)$ étant la fonction filtrée et G la largeur du filtre. La somme figure à la place de l'intégrale dans le cas discret, alors qu'à la place de la fonction continue du filtre $w(\tau)$ figure la série de coefficients. Ce sont ces coefficients par lesquels on multiplie les données d'entrée. Le filtrage provoque le changement de forme de la fonction d'autocovariance et de la densité spectrale. L'application du filtre aux données originales est équivalente à la multiplication de la fonction de la densité spectrale par le carré de ladite »frequency response function«. On peut, donc, démontrer que:

$$2 \int_0^{\infty} R^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau = |T(\omega)|^2 \cdot 2 \cdot \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad (*)$$

où $R^*(\tau)$ présente la fonction d'autocovariance des données filtrées, alors que $R(\tau)$ présente la même fonction des données non-filtrées. On peut démontrer ensuite que $|T(\omega)|$, c'est-à-dire »frequency response function« est la transformation de Fourier de la fonction du filtre:

$$|T(\omega)| = \left| \int_0^{\infty} w(\tau) \cos \omega \tau d\tau \right|.$$

Le filtrage des données originales provoque un accroissement apparent de l'énergie des oscillations dans la partie des fréquences faibles du spectre quand on calcule la fonction de la densité spectrale à l'aide des fonctions normalisées d'autocovariance. La facteur, qui dans ce cas influence la fonction de la densité spectrale, est la déviation standard des données diminuant à cause de l'application du filtre. Prenons l'expression (*) pour deux filtres différents 1 et 2:

$$\int_0^{\infty} R_1^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau = |T_1(\omega)|^2 \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau d\tau,$$

$$\int_0^{\infty} R_2^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau = |T_2(\omega)|^2 \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau d\tau.$$

Comme pour les fréquences au voisinage de zéro $|T_1(\omega)|^2 \approx |T_2(\omega)|^2 \approx 1$, il en ressort:

$$\int_0^{\infty} R_1^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau \approx \int_0^{\infty} R_2^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau.$$

En introduisant la fonction normalisée d'autocovariance nous obtenons:

$$\int_0^{\infty} r_1^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau \approx \frac{\sigma_2^{*2}}{\sigma_1^{*2}} \int_0^{\infty} r_2^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau; r^* = \frac{\sigma^{*2}}{R^*},$$

où σ_1^{*2} et σ_2^{*2} sont respectivement les déviations standard des données filtrées par le filtre 1 et 2. Si $\sigma_2^{*2} > \sigma_1^{*2}$ alors:

$$\int_0^{\infty} r_1^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau > \int_0^{\infty} r_2^*(\tau) \cos \omega \tau d\tau$$

Cela signifie qu'une déviation standard moindre, due au filtrage, entraîne un accroissement apparent de l'énergie dans la partie des fréquences faibles du spectre. Autrement dit, la valeur de la fonction de la densité spectrale, calculée à l'aide des fonctions normalisées d'autocovariance est plus grande au cas d'une déviation standard moindre des données filtrées. On a examiné ces effets du filtrage du »low-pass« filtre dont les coefficients normalisés sont (Munk et al., 1959):

$$w_{-4} = w_4 = 0,0078$$

$$w_{-3} = w_3 = 0,0508$$

$$w_{-2} = w_2 = 0,1266$$

$$w_{-1} = w_1 = 0,1977$$

$$w_0 = 0,2302$$

Pour obtenir, donc, une donnée de sortie, il est nécessaire de multiplier les neuf données d'entrée par ces coefficients. Le deuxième »low-pass« filtre était un filtre binominal dont les coefficients normalisés sont de forme suivante (Rozhdestvensky, 1971):

$$w_k = \frac{T!}{2^T \cdot k! (T - k)!}$$

$T+1$ présentant le nombre de coefficients de ce filtre, la valeur de T étant huit.

Le troisième filtre examiné était une moyenne mobile, c'est-à-dire le filtre dont tous les coefficients sont égaux. Dans ce cas le nombre de coefficients reste toujours neuf pour être comparable aux autres ainsi que la valeur de tous ses coefficients normalisés est $1/9$.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

3.1. Fonctions d'autocovariance

Les figures 1 et 2 présentent les fonctions normalisées d'autocovariance pour les données originales et désaisonnalisées de la pression et de la température atmosphériques. La différence fondamentale que l'on remarque entre ces deux grandeurs consiste en une plus grande persistance de la fonction d'autocovariance de la température par rapport à celle de la pression. L'ampli-

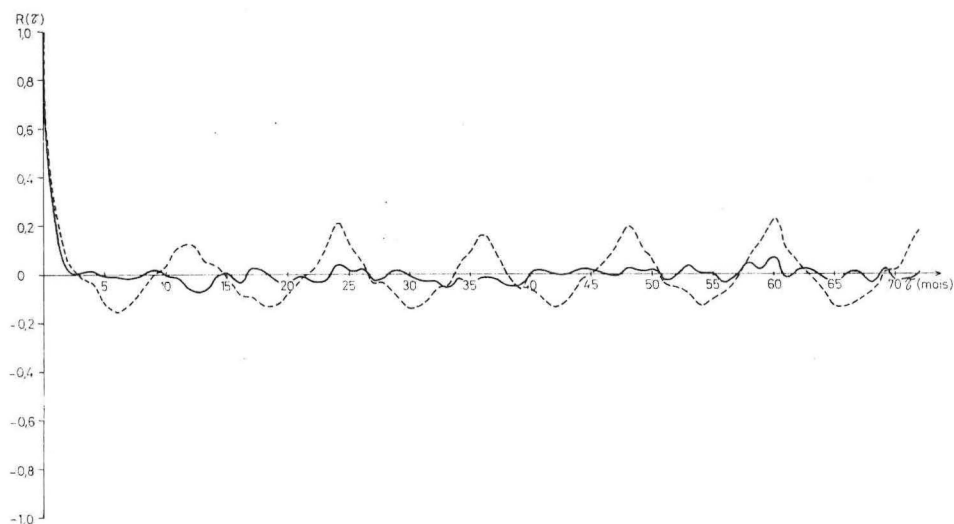


Figure 1: Fonctions normalisées d'autocovariance des données originales (---) et désaisonnalisées (—) de la pression atmosphérique pour la station Zagreb — Grič.

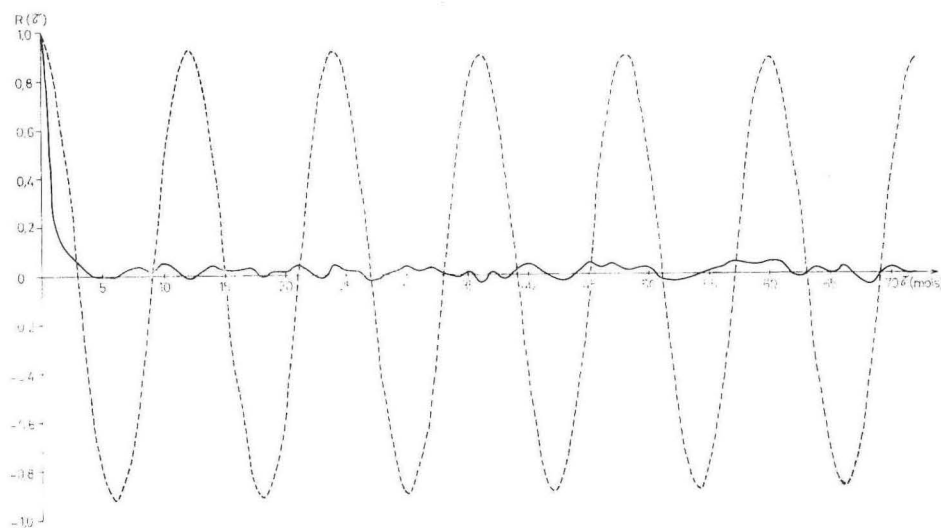


Figure 2: Fonctions normalisées d'autocovariance des données originales (---) et désaisonnalisées (—) de la température pour la station Zagreb — Grič.

tude des oscillations d'autocovariance de période d'une année diminue donc très lentement avec le déplacement. Ainsi on peut conclure à une plus grande importance des oscillations de période d'une année alors que le bruit aléatoire (random noise) serait d'une importance moindre. D'autre part les oscillations de la fonction d'autocovariance de la pression atmosphérique ne sont pas aussi régulières et les amplitudes en sont beaucoup moindres. Le bruit est, donc, beaucoup plus important. Cette conclusion est logique puisque la révolution de la Terre se reflète beaucoup plus fort sur le champ de la température que sur celui de la pression atmosphérique. Ainsi les ondes des autres périodes dans le champ de la pression ont les amplitudes comparables aux amplitudes des harmoniques de période d'une année. C'est la raison pour laquelle on ne trouve pas de diminution constante de l'amplitude des oscillations de la fonction d'autocovariance pour la pression atmosphérique avec le déplacement τ ce qui est le cas pour la température. Cela est dû au fait que la pression montre une superposition des oscillations plus fortes des autres périodes sur les oscillations de période d'une année. La persistance des deux fonctions d'autocovariance est diminuée par la désaisonnalisation, phénomène plus marqué pour la température que pour la pression atmosphériques.

La figure 3 présente les fonctions normalisées d'autocovariance de la température atmosphérique pour les données filtrées et non-filtrées. On remarque que le filtrage augmente en général la persistance de la fonction d'autocovariance. Cette fonction montre une plus grande persistance dans le cas du filtrage avec la moyenne mobile. La moindre persistance, par contre, est trouvée dans le cas de l'application du filtre binominal.

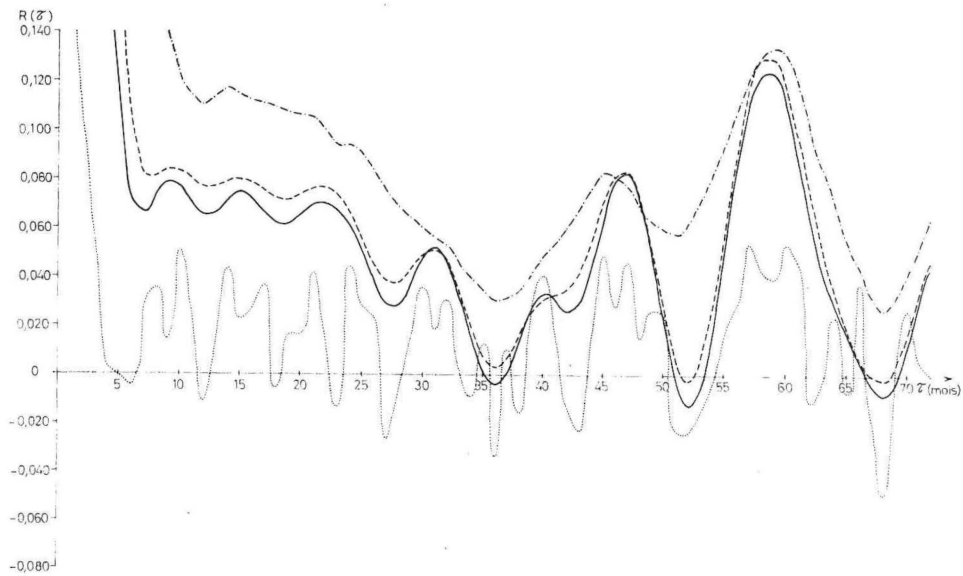


Figure 3: Fonctions normalisées d'autocovariance des données originales de la température (...) et des données filtrées par le filtre binominal (—), par le filtre de Munk (— — —) et par la moyenne mobile (— . —).

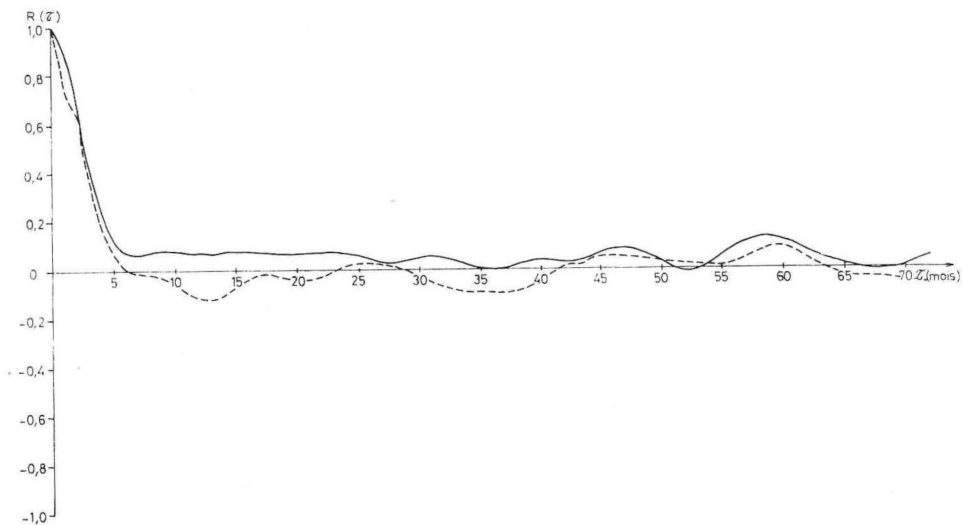


Figure 4: Fonctions normalisées d'autocovariance des données pour la pression (— — —) et la température (—) filtrées par le filtre binominal.

La figure 4 présente, en but de comparaison, les fonctions normalisées d'autocovariance des données désaisonnalisées de la pression et de la température atmosphérique, sur lesquelles a été appliqué le filtre binominal. La d'autocovariance des données désaisonnalisées de la pression et de la température démontre une plus grande persistance même si les deux fonctions d'autocovariance de la température met en évidence la concentration de l'énergie dans la partie des fréquences faibles du spectre. Les deux fonctions démontrent de même un maximum local bien marqué pour le déplacement d'environ 60 mois d'où on peut déduire que les oscillations de cette période seraient bien marquées pour les deux grandeurs.

3.2. Fonctions de la densité spectrale

Les figures 5 et 6 présentent les fonctions de la densité spectrale des données originales et désaisonnalisées sur la pression et la température atmosphériques. L'on peut remarquer que l'énergie des harmoniques de période d'environ une année est considérablement plus grande pour la température que pour la pression. D'autre part, le niveau du bruit aléatoire pour la pression est plus grand que pour la température. Dans ce cas le terme «bruit» a été attribué conditionnellement aux autres harmoniques, excepté celui d'une année. Ainsi le terme «harmonique» a été employé conditionnellement aussi dans cette discussion. On y a sousentendu toute la gamme des harmoniques aux fréquences réparties dans l'intervalle fini autour de la fréquence centrale. Parmi les données originales sur la pression atmosphérique on voit se distinguer l'harmonique de période de 0,5 année ou de fréquence de 2 année⁻¹ aussi bien que celui de période de 4 mois ou de fréquence de 3 année⁻¹. Pour la température lesdits harmoniques sont très faibles ou n'existent guère. L'harmonique de fréquence de 3 année⁻¹ n'est pas visible à la figure parce que la fonction de la densité spectrale n'est pas présentée jusqu'à la fréquence de Nyquist de 6 année⁻¹, mais jusqu'à celle de 2 année⁻¹ seulement. Les autres maxima locaux de l'énergie ou bien de la fonction de la densité spectrale pour la température et la pression y figurent aussi mais ils sont bien moindres que les maxima de fréquence d'une année⁻¹. La température montre les maxima plus marqués autour des fréquences de 0,614; 0,814 et 1,514 année⁻¹ et la pression autour des fréquences 0,516; 0,443 et 0,200 année⁻¹. La température fait remarquer aussi une forte concentration de l'énergie dans le domaine des fréquences faibles au voisinage de zéro, à la différence de la pression atmosphérique.

On a illustré à la figure 7 le filtrage à l'aide des 3 «low-pass» filtres non-récurrents de la fonction de la densité spectrale pour la température atmosphérique. Le filtrage change les rapports des maxima locaux de la fonction de la densité spectrale. Les maxima de cette fonction deviennent plus marqués aux fréquences faibles. En effet, l'énergie se concentre dans le domaine des fréquences faibles. C'est le filtre de la moyenne mobile qui provoque une plus grande concentration de l'énergie dans le domaine des fréquences faibles ainsi que l'abaissement plus brusque de l'énergie aux fréquences hautes, puisqu'il provoque la plus forte diminution de la déviation standard des données.

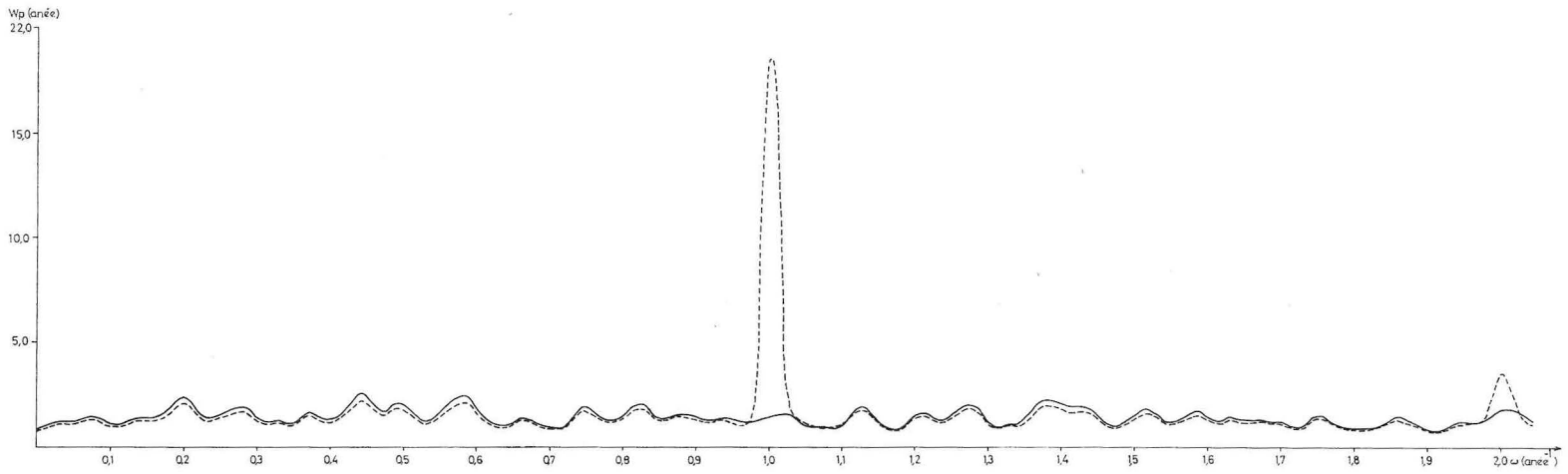


Figure 5: Fonctions de la densité spectrale des données originales (— — —) et désaisonnalisées (—) pour la pression atmosphérique.

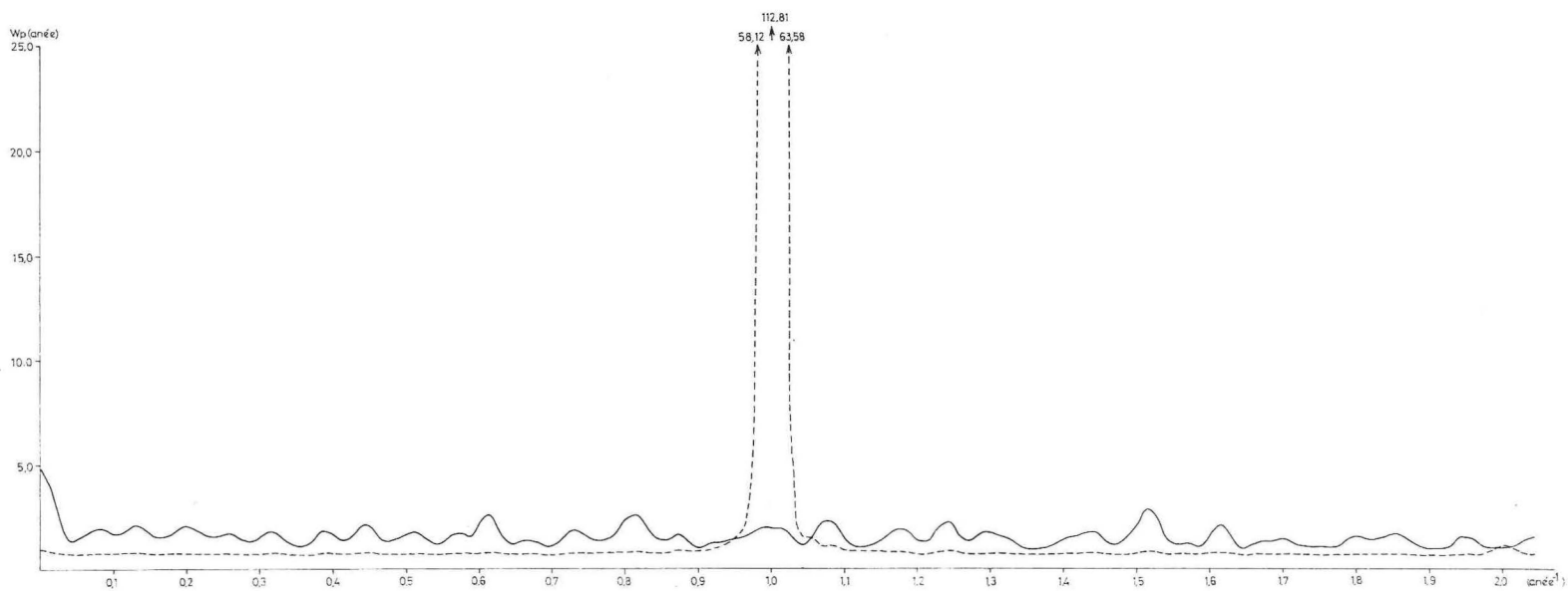


Figure 6: Fonctions de la densité spectrale des données originales (---) et désaisonnalisées (—) pour la température atmosphérique.

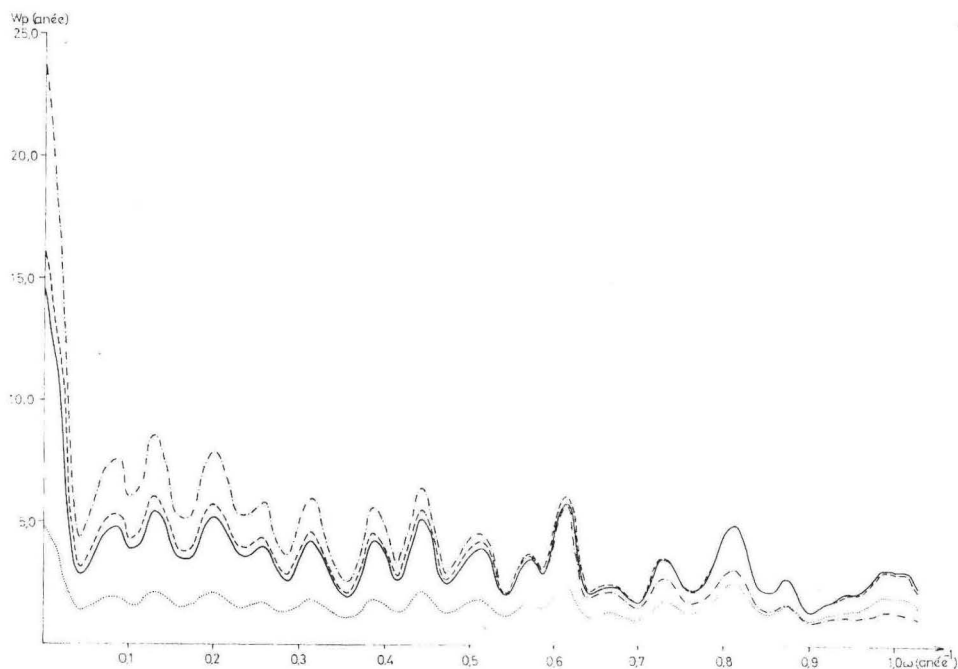


Figure 7: Fonctions de la densité spectrale des données originales pour la température (...) et des données filtrées par le filtre binominal (—), par le filtre de Munk (— · —) et par la moyenne mobile (·····).

D'autre part il amortit le moins fort les oscillations des hautes fréquences à la différence du filtre binominal qui agit le mieux dans ce sens-là. Un tel effet a été remarqué au corrélogramme puisque c'est le filtre binominal qui augmente le moins fort la persistance de la fonction d'autocovariance, alors que la moyenne mobile le fait le plus. Le maximum de l'énergie est plus marqué, par ex. pour les données non-filtrées de la température autour de la fréquence de $0,814 \text{ année}^{-1}$, c'est-à-dire, période d'à peu près 14,75 mois, alors qu'il est affaibli pour les données filtrées par rapport aux maxima aux fréquences faibles.

Pour mieux illustrer le filtrage des 3 filtres examinés on a calculé la répartition du carré de la «frequency response function» avec la fréquence. La figure 8 laisse voir le plus fort amortissement de la fonction de la densité spectrale avec la fréquence, mais amortit presque entièrement toutes les oscillations de fréquence outre $3,5 \text{ année}^{-1}$.

La comparaison des fonctions de la densité spectrale des données désaisonnalisées sur la température et la pression filtrées par le filtre binominal (figure 9) démontre que les maxima pour les deux fonctions apparaissent autour des fréquences de $0,200$; $0,443$ et $0,820 \text{ année}^{-1}$. On trouve donc le

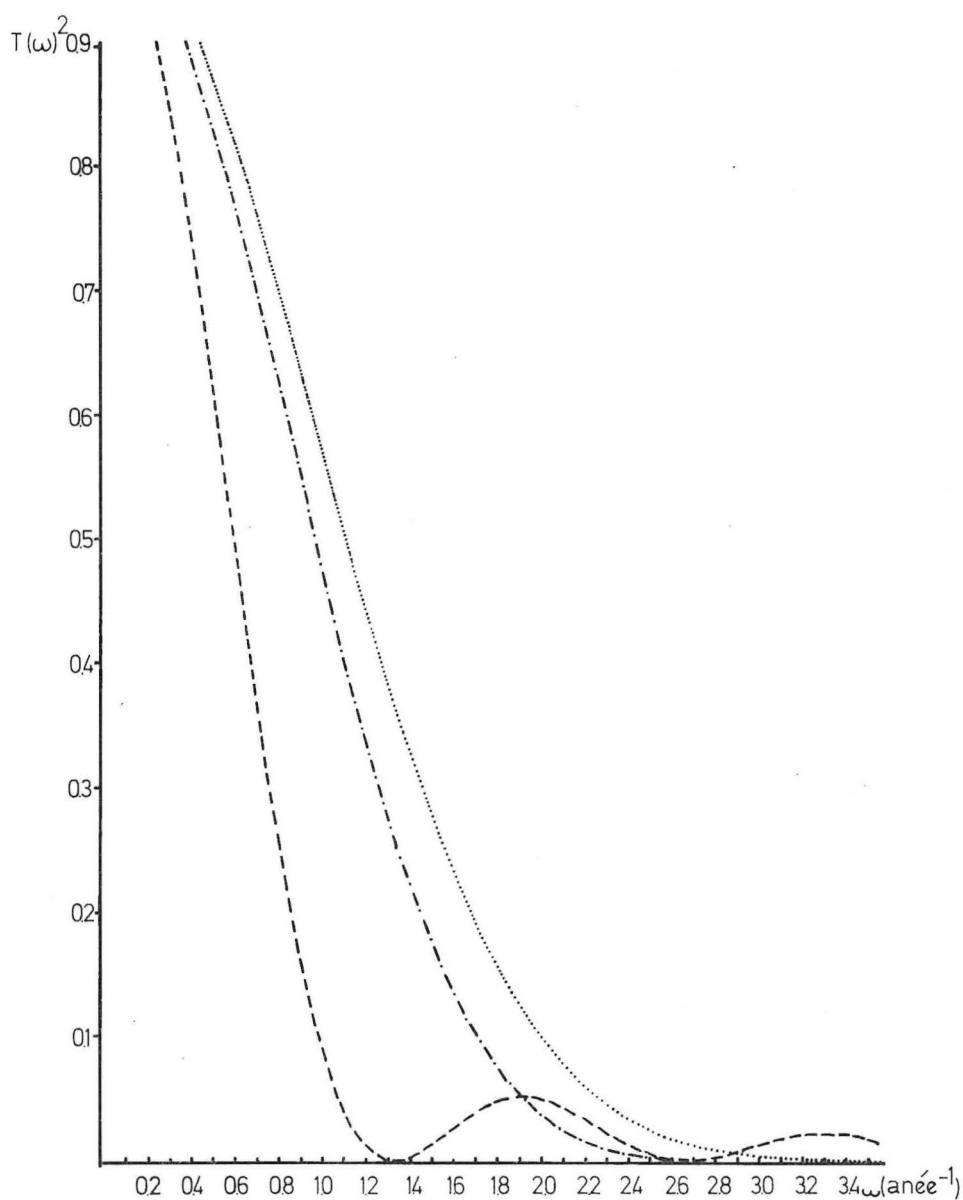


Figure 8: Répartition du carré de la «frequency response function» de la moyenne mobile (—), du filtre binominal (...) et du filtre de Munk (—, —) avec la fréquence.

maximum plus marqué de la fonction de la densité spectrale pour la température atmosphérique à la fréquence $0,814 \text{ année}^{-1}$. Il est un peu moins marqué pour la pression et figure à la fréquence autour de $0,829 \text{ année}^{-1}$. Ce maximum est significatif puisqu'il correspond très bien à la fréquence de la nutation, c'est-à-dire des oscillations libres de l'axe de rotation de la Terre, la fréquence étant $0,834 \pm 0,008 \text{ année}^{-1}$ (Haubrich et Munk, 1959). Lesdits

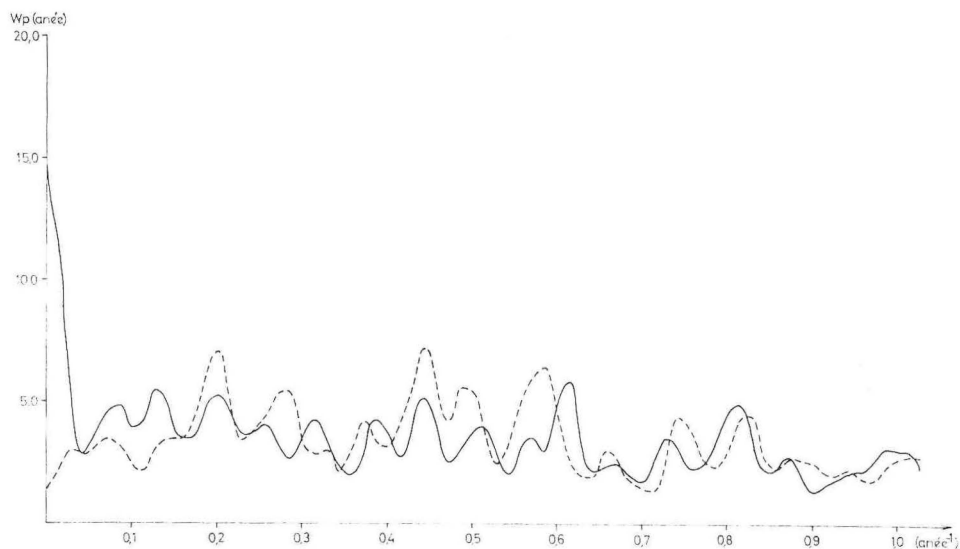


Figure 9: Fonctions de la densité spectrale de la température (—) et de la pression atmosphérique (---).

auteurs ont mis en évidence que la fonction de la densité spectrale du niveau de mer a comme maximum pour toute une série de différents régions dans le monde presque la même fréquence d'où on peut conclure à une réflexion de la nutation de la Terre sur le champ de masse dans la mer aussi bien que dans l'atmosphère. La comparaison de la fonction de la densité spectrale pour la pression et pour la température atmosphériques met en évidence que pour la température les harmoniques de fréquence d'à peu près $0,814 \text{ année}^{-1}$ sont plus importants par rapport aux autres excepté la fréquence d'une année⁻¹, à la différence de la pression atmosphérique. En d'autres termes la nutation se reflète plus fortement sur le champ de la température que sur celui de la pression atmosphérique.

Nous pouvons déduire du précédent que les maxima locaux de la fonction de la densité spectrale apparaissent presque aux mêmes fréquences pour la température et la pression atmosphériques, mais que leur rapport mutuel

diffère. Pour la pression, ce sont les maxima aux fréquences faibles qui sont plus marqués, ceux donc aux périodes plus grandes, notamment le maximum à la fréquence $0,2 \text{ année}^{-1}$ ou bien de période de 5 ans. Pour la température, par contre, ce sont les maxima aux fréquences hautes qui sont plus marqués. Leurs périodes sont donc moins grandes, notamment le maximum de fréquence $0,814 \text{ année}^{-1}$ ou bien de période 14,75 mois, ainsi que le maximum à la fréquence $1,514 \text{ année}^{-1}$ de période d'à peu près 7,9 mois.

La fonction de la densité spectrale des données originales a démontré aussi que l'énergie des harmoniques de période d'une année cca est plus grande pour la température pour 2 ordres de grandeur par rapport aux autres, pour la pression la différence est d'un seul ordre de grandeur. La différence remarquable qui existe entre la pression et la température atmosphérique consiste en une grande concentration de l'énergie des oscillations de la température dans le domaine des fréquences très faibles au voisinage de zéro, ce qui n'est pas le cas pour la pression. La concentration de l'énergie dans le domaine des fréquences faibles indique l'existence de fortes oscillations de périodes très grandes ou des fréquences très faibles.

La fonction de la densité spectrale de la température atmosphérique a été comparée à celle de la température de la mer (Potaychuk, 1972) pour les deux zones dans l'Atlantique du Nord. L'on peut remarquer une grande ressemblance de ces fonctions de sorte que leurs maxima se trouvent aux mêmes ou semblables fréquences. Pour la température de la mer, le maximum bien marqué se trouve à la fréquence de cca $0,83 \text{ année}^{-1}$. Il apparaît dans les deux zones mais il n'est pas si bien marqué comme celui de la température atmosphérique. Il est très significatif que l'on trouve pour la température de la mer la concentration de l'énergie dans le domaine des fréquences faibles au voisinage de zéro. De même pour le rapport de l'énergie des harmoniques de fréquence d'une année⁻¹ et des autres qui sont égaux pour la température de la mer et celle de l'atmosphère. C'est-à-dire que l'énergie dans le domaine de fréquence d'une année⁻¹ est plus grande pour deux ordres de grandeur des énergies des autres harmoniques.

Les maxima de la fonction de la densité spectrale apparaissent aux fréquences presque mêmes pour la pression et la température atmosphériques, ainsi que pour la température de la mer, mais les rapports mutuels de ces maxima sont différents.

Il en suit de cette discussion qu'il existe des caractéristiques communes pour la température de la mer et de l'air et que ces deux grandeurs démontrent certaines différences par rapport à la pression atmosphérique ce qui se rapporte premièrement à la répartition de l'énergie avec la fréquence (concentration de l'énergie dans la zone des fréquences faibles).

SPEKTRALNA ANALIZA SREDNJIH MJESEČNIH VRIJEDNOSTI TLAKA I TEMPERATURE ZRAKA ZA ZAGREB - GRIČ ZA INTERVAL 1862—1972

Miro Gačić

Institut za oceanografiju i ribarstvo, Split

KRATAK SADRŽAJ

U radu su izneseni rezultati spektralne analize podataka temperature i tlaka zraka za stanicu Zagreb—Grič za interval 1862—1972. Ujedno je ispitano djelovanje triju nerekurzivnih »low-pass« filtera: binomni filter, »low-pass« filter preporučen od Munk-a i pomični srednjak. Najbolji se pokazao binomni filter zbog najmanjeg povećanja perzistentnosti funkcije autokovarijance i najjačeg gušenja oscilacija visoke frekvencije.

Usporedbe dobijenih funkcija autokovarijance i spektralne gustoće tlaka i temperature dala je ove rezultate:

1. Val perioda 1 godine igra kod temperature daleko značajniju ulogu nego li kod tlaka, odnosno kod tlaka je znatno viši nivo energije ostalih harmonika u odnosu na jednogodišnje;

2. Kod obje ispitivane veličine pojavljuje se izraziti maksimum energije na frekvenciji od oko $0,83 \text{ god}^{-1}$ koji je vjerojatno posljedica nutacije Zemlje. On je izrazitiji kod temperature nego kod tlaka zraka;

3. Tlak, temperatura zraka i temperatura mora u Atlantiku imaju maksimum na istim ili sličnim frekvencijama no međutim odnos tih maksimuma je različit;

4. Temperature mora i zraka imaju sličnu raspodjelu energije s frekvencijom, tj. postoji kod obje veličine koncentracija energije u području niskih frekvencija oko nule.

4. RÉSUMÉ

On a exposé dans ce travail les résultats de l'analyse spectrale des données pour la température et la pression atmosphérique pour la station Zagreb—Grič dans l'intervalle 1862—1972. On a examiné aussi les trois »low-pass« filtres: filtre binominal, le »low-pass« filtre recommandé par Munk ainsi que la moyenne mobile. C'est le filtre binominal qui s'est montré le meilleur en raison d'un moins grand accroissement de la persistance de la fonction d'autocovariance et d'un plus fort amortissement des oscillations des fréquences hautes.

Les comparaisons des fonctions d'autocovariance et de la densité spectrale pour la pression et la température ont donné les résultats suivants:

1. L'onde de période d'une année joue pour la température un rôle beaucoup plus important que pour la pression. C'est-à-dire que le niveau de l'énergie des autres harmoniques par rapport à ceux d'une année est plus élevé pour la pression.

2. Pour les deux grandeurs examinées on trouve le maximum bien marqué de l'énergie à la fréquence d'à peu près $0,83 \text{ année}^{-1}$, dû probablement à la nutation de la Terre. Il est plus marqué pour la température que pour la pression atmosphérique.

3. La pression et la température atmosphériques ainsi que la température de la mer dans l'Atlantique du Nord ont les maxima aux mêmes fréquences ou aux fréquences semblables, mais le rapport de ces maxima est différent.

4. Les oscillations de la température de la mer et celles de l'atmosphère ont une semblable répartition de l'énergie avec la fréquence. Pour les deux grandeurs l'on trouve la concentration de l'énergie dans le domaine des fréquences faibles au voisinage de zéro.

Bibliographie:

- Bendat J. S. et A. G. Piersol, 1971. Random data: analysis and measurement procedures. John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Haubrich R. Jr et W. H. Munk, 1959. The Pole Tide. *J. geoph. Res.*, 24, 12, 2373—2388.
- Munk W. E. et al. 1959. Spectra of low-frequency ocean waves. *Bull. Scripps Inst. Oceanogr.*, 7, 4, 283—362.
- Potaychuk S. I. 1972. Some results of the statistical analysis of the long-term variability of water temperature in the North Atlantic. *Rapp. et Proc.—verb. Reun.*, 162, 154—158.
- Rozhdestvensky A. V. 1971. K. voprosu ocenki geliogidrologičeskoj svjazei, *Meteorologia i gidrologia*, 4, 64—71.

Reçu pour la publication le 3 septembre 1975.

