A véletlen közegekben terjedő szeizmikus hullámok elméletéről. II.: A közeg inhomogeneitásának becslése a szeizmikus jelek fluktuációja alapján. (Esettanulmány)

*KORVIN GÁBOR**

A közegek sebességinhomogenitása a bennük terjedő szeizmikus hullámok paramétereinek fluktuációihoz vezet. A közölt esettanulmány megmutatja, hogy a matematikai statisztika és a sztohasztikus folyamatok elmélete segítségével az inverz statisztikus feladat is megoldható, vagyis a paraméter-fluktuációkból a sebességinhomogenitások statisztikai leírására következtethetünk.

Неоднородность скорости в средах приводит к флуктуации параметров распространяющихся в них сейсмических волн. Излагаемое изучение случая показывает, что при помощи теории математической статистики и стохастических процессов обратная статистическая задача также поддается решению, то есть по флуктуациям параметров можно сделать вывод о статистическом описании неоднородностей скорости.

Random velocity inhomogeneities of the Earth's interior lead to amplitude and phase fluctuations of the reflected seismic waves. A case history is presented where the inverse statistical problem has been attacked by using mathematical statistics and the theory of stochastic processes. It is shown that the parameter fluctuations of the observed signal can be used for the probabilistic description of the velocity inhomogeneities of the medium.

Korábbi dolgozataimban megmutattam, hogy a közeg inhomogeneitása a közegben terjedő szeizmikus hullámok megfigyelhető paramétereinek szórásához vezet: a paraméter-fluktuációk szórásnégyzete az inhomogeneitások szórásnégyzetével és az inhomogén közegben megtett út első hatványával arányos. (Lásd: *menetidő-fluktuációra* a KORVIN 1973 (36a, b, c); *amplitudó-fluktuációra* a KORVIN 1976 (6) egyenleteket.)

Az elméleti eredményeket felhasználva akusztikus vagy elektromos ellenállás-szelvények alapján megbecsülhetjük a sebességinhomogeneitások szórásnégyzetét és autokorrelációs függvényét, ebből következtethetünk az észlelt jelek fluktuációinak a beérkezési idő függvényében való változásaira és időben változó többcsatornás optimum-szűrőt tervezhetünk a fluktuációk hatásának csökkentésére. (MESKÓ és RÁDLER 1969).

Itt – ehelyett – az *inverz statisztikus feladat* megoldására mutatok példát: *a szeizmikus jelek paramétereinek fluktuációiból a közeg inhomogeneitására következtetek*. Hasonló vizsgálatokat ezideig reflexiós szeizmikus mérési anyagon még nem végeztek – a szeizmológia és szeizmikus mélyszondázások területéről NIKOLAEV 1973; NIKOLAEV és TREGUB 1970; valamint AKI 1973, CAPON 1974 és BERTEUSSEN et al. 1975 azonos célkitűzésű, de eltérő technikával végzett, vizsgálataira utalok.

* Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest.

Exponenciális autokorrelációs függvénnyel jellemezhető,

$$c(\mathbf{r}) = c_0 + \varepsilon(\mathbf{r}) \tag{1}$$

sebességeloszlású inhomogén közeget feltételezve, a menetidő és amplitudófluktuációkat a

$$\langle(\Delta T)^2\rangle = \frac{2L}{c_0^4}\varepsilon^2 r_0, \tag{2}$$

ill.

$$\left\langle\left(\log\frac{A}{A_0}\right)^2\right\rangle = 2r_0\varepsilon^2 k_0^4 \tau^2 L \tag{3}$$

képlettel becsülhetjük, ahol

L az inhomogén közegben megtett út,
ε^2 a sebességinhomogeneitások szórásnégyzete,
r_0 az inhomogeneitások korrelációs távolsága ($r_0 \ll L$),
c_0 az átlagos sebesség,
$k_0 = 2\pi f/c_0$ átlagos hullámszám,
τ időablak hossza, ahol az amplitudófluktuációkat analizáljuk, a $< \ldots >$ kifejezés pedig várható értéket jelöl.

A (2) és (3) képletek alapján a menetidő- és az amplitudófluktuációkból az inhomogén közeget jellemző r_0 és ε^2 paramétereket csak az ($\varepsilon^2 r_0$) szorzatalakban lehet meghatározni, külön-külön nem. (Széles frekvenciasávon végzett mérések esetében a sebesség-diszperzió és az abszorpciós együttható nagyfrekvenciás aszimptotikája alapján r_0 és ε^2 elvileg elkülöníthető, (l. KORVIN 1977 a, §§ 7–9.).

A következőkben az inhomogén közeget jellemző $\varepsilon^2 r_0$ szorzat meghatározásával foglalkozom.

A vizsgálatokat az alföldi, Vé–22/76 jelű, SD10–21 típusú magyar–NDK digitális műszerrel felvett 12x-es fedésű szelvényen végeztem *(1. ábra)*.

A vizsgálat lépései a következők voltak:

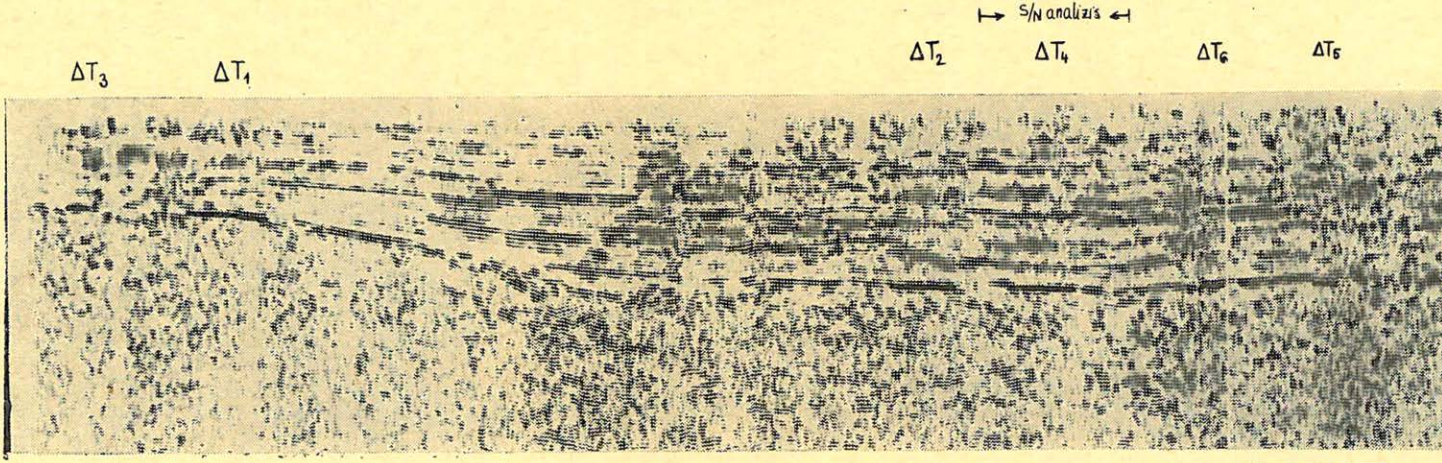
1. A szelvényen 6 helyen (ΔT_1, ΔT_2, ..., ΔT_6, l. 1. ábra) megállapítottam az üledékes medence aljáról jövő reflexiók beérkezési idejét; 10-csatornás futóátlagképzéssel „simított beérkezési görbét" szerkesztettem, és a beérkezési időknek a simított görbétől való eltérései alapján meghatároztam a $\langle(\Delta T)^2\rangle$ szórást. Néhány jellemző beérkezési-idő görbe a *2. ábrán* látható. A kapott szórásnégyzetek a következők:

$$\langle(\Delta T_1)^2\rangle = 2{,}42\ \mathrm{ms}^2,\quad \langle(\Delta T_4)^2\rangle = 4{,}69\ \mathrm{ms}^2,$$

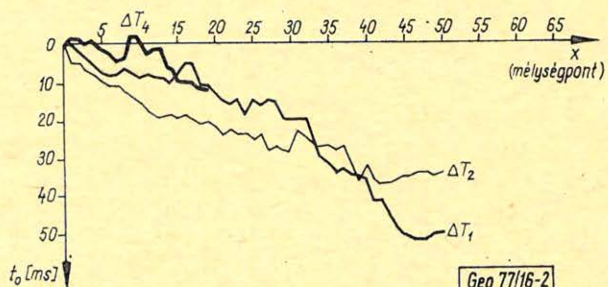
$$\langle(\Delta T_2)^2\rangle = 1{,}95\ \mathrm{ms}^2,\quad \langle(\Delta T_5)^2\rangle = 1{,}50\ \mathrm{ms}^2,$$

$$\langle(\Delta T_3)^2\rangle \doteq 1{,}98\ \mathrm{ms}^2,\quad \langle(\Delta T_6)^2\rangle = 1{,}76\ \mathrm{ms}^2.$$

2. A *3. ábra* a beérkezési idő-fluktuációk *horizontális autokorrelációs függvényét* mutatja a ΔT_1 beérkezés-sorra, a mélységpontok közötti távolság függvényében (Δx = 25 m). (Az autokorrelációs függvényt TOMODA 1956. előjeles módszerével számoltam.) A korrelációs függvény nem mutat 2-mélységpontonkénti periodicitást, így a beérkezési idők fluktuációja *nem dinamikus korrekciós hibából ered.*



1. ábra. A Vé – 22/76 szelvény *Рис. 1.* Профиль Vé – 22/76. *Fig. 1.* The 12-fold seismic section Vé – 22/76



2. ábra. Beérkezési idők

Рис. 2. Времена вступления.

Fig. 2. Plot of the arrival times

3. ábra. A ΔT_1 beérkezés-fluktuációk horizontális autokorrelációs függvénye

Рис. 3. Функция горизонтальной автокорреляции флуктуаций вступлений- ΔT_1.

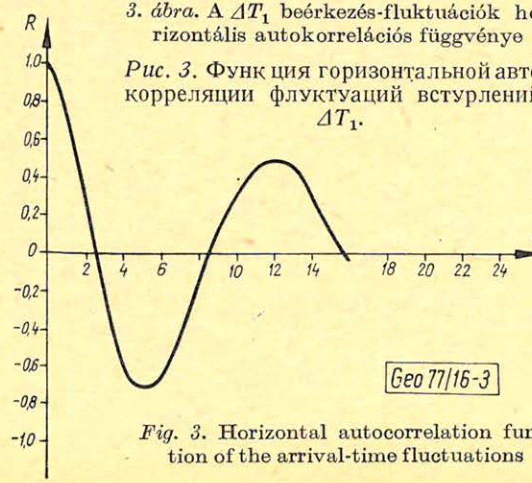
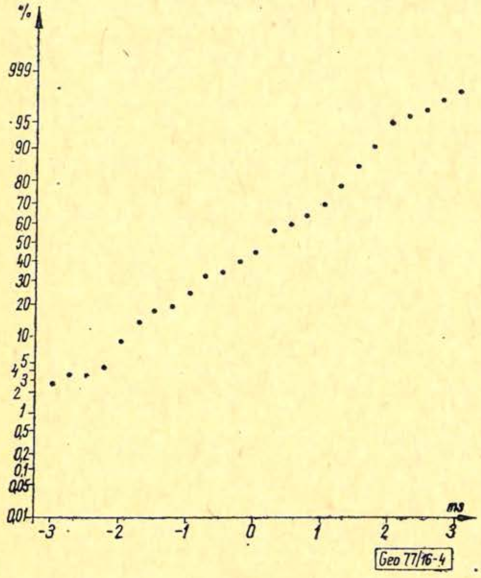


Fig. 3. Horizontal autocorrelation function of the arrival-time fluctuations

3. A beérkezési idők fluktuációinak empirikus eloszlásfüggvényét Gauss papíron *(4. ábra)* és lineáris papíron *(5. ábra)* ábrázolva látható, hogy a fluktuációk eloszlásfüggvénye közelebb áll az egyenleteshez, mint a normálishoz így feltehetőleg nem statikus korrekciós hibákkal állunk szemben ti. ezek eloszlásfüggvénye normális (KASZÁS et al. 1968, SÁGHY és ZELEI 1975).

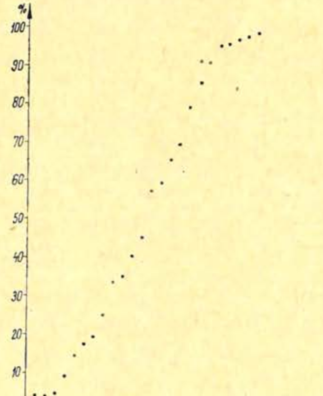
4. A meghatározott $\langle(\Delta T)^2\rangle$ értékek alapján a (2) képlet és a szelvényre meghatározott, a szelvény mentén változó, sebességtörvények** felhasz-



4. ábra. A beérkezési idők empirikus eloszlásfüggvénye Gauss papiron

Рис. 4. Функция эмпирического распределения времен вступлений на бумаге Гауса.

Fig. 4. Empirical distribution function of the fluctuations of arrival times plotted on a Gaussian paper



5. ábra. A beérkezési idők empirikus eloszlásfüggvénye lineáris papíron

Рис. 5. Функция эмпирического распределения времен вступлений на линейной бумаге.

Fig. 5. The same as Fig. 4., plotted on a linear paper

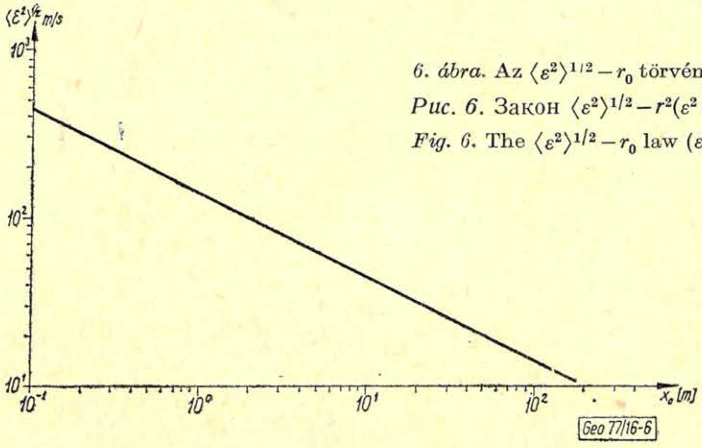
** Az igen részletes sebességanalízis, melynek eredményeire támaszkodtam, Petrovics Ilona (ELGI) munkája. Segítségéért ehelyütt is köszönetet mondok.

nálásával az

$$\varepsilon^2 r_0 \sim 20\,535 \text{ m}^3/\text{sec}^2 \tag{4}$$

átlagos érték adódik az üledékes összlet inhomogenitására. Az összetartozó r_0 és $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2}$ értékeket a *6. ábra* szemlélteti.

5. Az előző pontban kapott $\varepsilon^2 r_0$ átlagos értékének, vagy mélységfüggésének diszkussziója elhamarkodott és félrevezető lenne, hiszen fluktuáció becslése *lineárisan transzformált* (12-szeresen összegzett) szelvényből készült. Mint azt TYAPKIN és GOLIZDRA (1975) más összefüggésben megmutatta: *fokozott gonddal kell eljárnunk, ha bármilyen inverz jellegű feladatot transzformált mérési adatokból kiindulva próbálunk megoldani és nem akarjuk, hogy ,,transzformált hatókhoz" jussunk.*



6. ábra. Az $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2} - r_0$ törvény ($\varepsilon^2 r_0 = 20\,535$ m³/sec²)

Рис. 6. Закон $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2} - r^2(\varepsilon^2 r_0 = 20535$ м³/сек²)

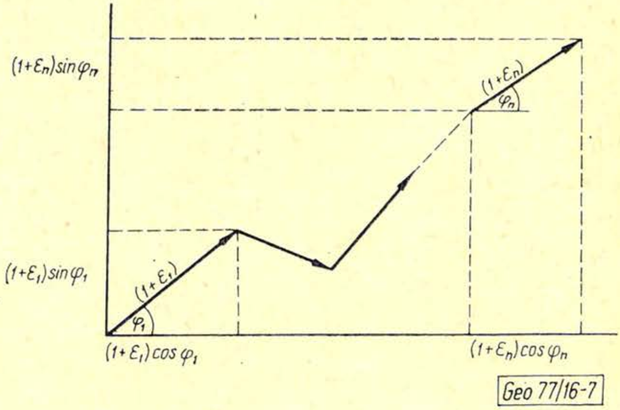
Fig. 6. The $\langle\varepsilon^2\rangle^{1/2} - r_0$ law ($\varepsilon^2 r_0 = 20535$ m³/sec²)

Esetünkben meg kell vizsgálnunk, hogyan változtatja (csökkenti) a 12-szeres összegzés a beérkezési idők szórását. Várható értékben egységnyi amplitudójú, f domináns frekvenciájú jeleket feltételezve, az amplitudó- és fázisfluktuációk miatt n darab ($n = 12$), $(1+\delta_i)$ amplitudójú, $\varphi_i = 2\pi f \Delta t_i$ fázisú jel összegének fázisfluktuációját vizsgáljuk, ahol $\langle\delta_i\rangle = 0$, $\langle\varphi_i\rangle = 0$; $(\delta_i) \ll 1$; $(\varphi_i) \ll 1$. A jelek összegét a komplex számsíkon a *7. ábra* szemlélteti.

7. ábra. n darab véletlen amplitudójú és fázisú jel összegének levezetéséhez

Рис. 7. К выводу суммы сигналов с случайными амплитудой и фазой в количестве n шт.

Fig. 7. To the derivation of the sum of n signals of random amplitude and phase



Az ábra alapján:

$$\operatorname{tg}\varphi_n = \frac{\sum_1^n (1+\delta_i)\sin\varphi_i}{\sum_1^n (1+\delta_i)\cos\varphi_i} \approx \frac{\sum_1^n (1+\delta_i)\varphi_i}{\sum_1^n (1+\delta_i)\left(1-\frac{\varphi_i^2}{2}\right)} \tag{5}$$

A nevezőt

$$\sum_1^n (1+\delta_i)\left(1-\frac{\varphi_i^2}{2}\right) = n\left[1+\frac{1}{n}\sum_1^n\left(\delta_i-\frac{\varphi_i^2}{2}-\frac{\delta_i\varphi_i^2}{2}\right)\right]$$

alakban írva, és sorbafejtve,

$$\operatorname{tg}\varphi_n \approx \frac{1}{n}\left[\sum_1^n \varphi_i + \sum_1^n \delta_i\varphi_i - \frac{1}{n}\sum_1^n \delta_i \sum_1^n \varphi_j + \cdots\right];$$

$$\operatorname{tg}^2\varphi_n \approx \frac{1}{n^2}\left\{\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n \varphi_i\varphi_j + \sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n \delta_i\delta_j\varphi_i\varphi_j + 2\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n \delta_i\delta_j\varphi_i\varphi_j + \right.$$

$$+2\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n \delta_i\varphi_i\varphi_j - \frac{2}{n}\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n\sum_{k=1}^n \delta_i\varphi_j\varphi_k - \frac{2}{n}\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n\sum_{k=1}^n \delta_i\varphi_i\delta_j\varphi_k +$$

$$\left. + \frac{1}{n^2}\sum_{i=1}^n\sum_{j=1}^n\sum_{k=1}^n\sum_{l=1}^n \delta_i\varphi_j\delta_k\varphi_l + \cdots\right\}$$

Vagyis

$$\langle \operatorname{tg}^2\varphi_n\rangle = \frac{\langle\varphi_1^2\rangle}{n}\left[1+\langle\delta^2\rangle-\frac{2}{n}\langle\delta^2\rangle+\frac{1}{n^2}\langle\delta^2\rangle\right] =$$

$$= \frac{\langle\varphi_1^2\rangle}{n}\left[1+\langle\delta^2\rangle\left(1-\frac{1}{n}\right)^2\right],$$

ahol φ_n az n-szeres összegzés utáni fázisfluktuáció.
A

$$\langle \operatorname{tg}^2\varphi_n\rangle = \frac{\langle\varphi_1^2\rangle}{n}\left[1+\langle\delta^2\rangle\left(1-\frac{1}{n}\right)^2\right] \tag{6}$$

képlet értelmezéséhez gondoljuk meg, hogy S jel és N zaj esetén

$$\langle (S+N)^2\rangle = \langle S^2+2SN+N^2\rangle = S^2+N^2 = S^2\left(1+\frac{N^2}{S^2}\right);$$

így a (6) képletben δ^2 az

$$\left.\frac{N^2}{S^2}\right|_{n=1}\text{-el}$$

azonosítható. n-szeres fedés esetén

$$\frac{S_n^2}{N_n^2} = n\cdot\frac{S_1^2}{N_1^2}; \tag{7}$$

így

$$\langle \delta^2 \rangle = n \cdot \frac{N_n^2}{S_n^2},$$

továbbá

$$\mathrm{tg}^2\,\varphi \approx \varphi^2 = (2\pi f \Delta t)^2 \quad \text{ha } \varphi \ll 1,$$

így $n = 12$-szeres fedés esetén (6)-ból

$$\langle (\Delta t_{12})^2 \rangle = \frac{\langle (\Delta t_1)^2 \rangle}{12} \left[1 + \left(1 - \frac{1}{12} \right) \cdot 12 \, \frac{N_{12}^2}{S_{12}^2} \right],$$

vagyis az ,,összegzetlen" valódi fluktuáció.

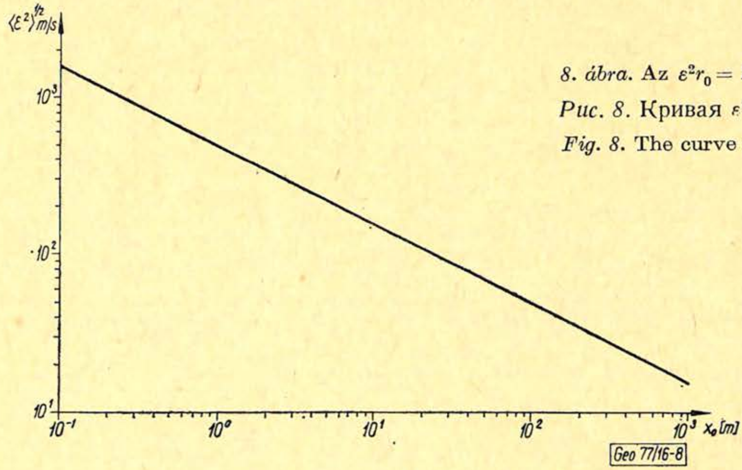
$$\langle (\Delta t_1)^2 \rangle = \frac{12 \, \langle (\Delta t_{12})^2 \rangle}{1 + \left(1 - \frac{1}{12} \right)^2 \cdot 12 \cdot \frac{N_{12}^2}{S_{12}^2}}. \tag{8}$$

Első közelítésben, feltételezve, hogy a stacking szelvény jel/zaj viszonya ,,igen nagy":

$$\langle (\Delta t_1)^2 \rangle \approx 12 \cdot \langle (\Delta t_{12})^2 \rangle, \tag{9}$$

vagyis az összegzés során a beérkezési idők fluktuációja mintegy 12-szeresére csökken.

A 4. pontban kapott $\varepsilon^2 r_0 \approx 20\,535$ m^3/sec^2 helyett így az $\varepsilon^2 r_0 \approx 246\,420$m^3/sec^2 becsléshez jutunk *(8. ábra). Az inhomogeneitások pontos becsléséhez* – (8) szerint – *meg kell határoznunk a 12-szeres szelvény jel/zaj viszonyának alakulását a beérkezési idő* (mélység) *függvényében.*



8. ábra. Az $\varepsilon^2 r_0 = 246\,420$ m^3/sec^2 görbe

Рис. 8. Кривая $\varepsilon^2 = 246\,420$ м^3/сек^2.

Fig. 8. The curve $\varepsilon^2 r_0 = 246\,420$ m^3/sec^2

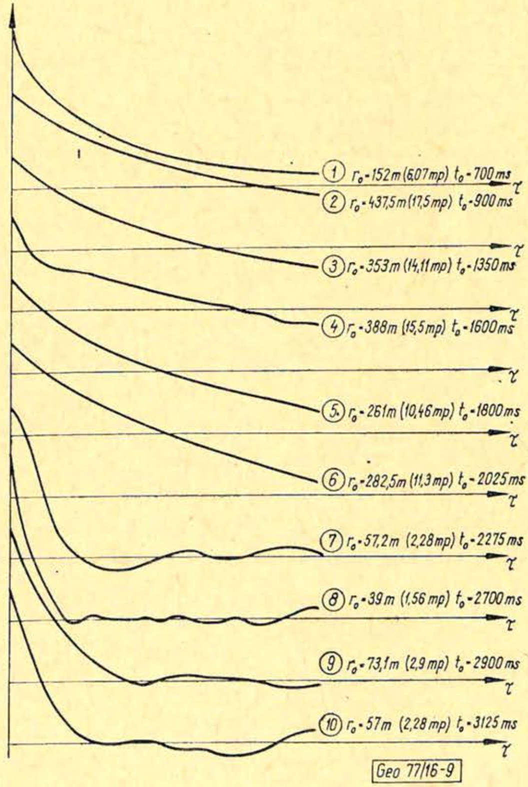
6. A jel/zaj viszony meghatározásához új módszert dolgoztam ki, amely *2-dimenziós autokorrelációs függvény*** számításán, és a horizontális korrelációs távolság mélységgel való változásának analízisén alapul.*

*** A 2-dimenziós autokorrelációs függvény programját Sipos József (ELGI) készítette.

A Vé – 22/76 szelvény megjelölt helyén (l. 1. ábra) a szelvény szűretlen változatából 10 idő-kapuban *horizontális* autokorrelációs függvényt számítottam. A horizontális autokorrelációs függvény számítása az

$$R(l \cdot \Delta x) = \langle Y[k\Delta x, t_0] \cdot Y[(k+l)\Delta x, t_0] \rangle / R(0) \tag{10}$$

képlet alapján történt, ahol $Y(x, t_0)$ az x koordinátájú mélységponthoz tartozó összegcsatorna t_0 időpontbeli adata, és $R(0) = \langle Y^2(x, t_0) \rangle$.
A (10) képletben az átlagképzés 100 – 150 időadatra és 100 egymás melletti stackingcsatornára történik. A *9. ábrán* a 10 autokorrelációs függvény látható, a görbék melletti t_0 paraméter az időkapu középpontja, x_0 (méter és mélységpont egységben) a horizontális korrelációs távolság, vagyis az a távolság ahol a korrelációs $1/e$-ed részre csökken. Feltűnő a *7* és *8*-as autokorrelációs függvény oszcilláló jellege: ez (l. KORVIN 1977 *b*) a kérdéses időkapuban *robbantás-keltett, szórt zajok jelenlétére utal.* Az *1.* korrelációs függvény – a szelvény alapján – igen rossz szakaszra vonatkozik, a 2 – 3 – 4 – 5 – 6 időkapukat reflexiós szintek körül vettem fel, a 9 – 10 időkapuban *szórt zajokkal interferáló reflexiós szintet várhatunk az alaphegység alatt.* Valóban a 9 – 10 korrelációs függvény jellege kevéssé oszcilláló exponenciális, tehát *hasonló* a 2 – 3 – 4 – 5 – 6 függvényekhez.



9. ábra. Horizontális autokorrelációs függvények

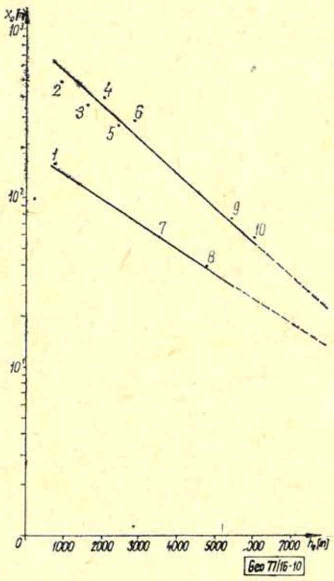
Рис. 9. Функции горизонтальной автокорреляции.

Fig. 9. Horizontal autocorrelation funcqions

7. A 9. ábrán látható autokorrelációs függvényekhez tartozó horizontális korrelációs távolságokat a *mélység* függvényében a *10. ábra* szemlélteti. Látható, hogy a 9 – 10 görbéhez tartozó értékek a ,,reflexiós törvényt" követik, az 1 – 7 – 8 zajok korrelációs törvénye ettől eltérő. Ez a 2800 – 3400 ms közötti *reflexiós szint* létezését bizonyítja. A két görbét gondolatban meghosszabbítva (10. ábra, szaggatott vonal) azok mintegy 12 km mélységben metszik egymást. Ez azt sejteti, hogy az adott területen, a felhasznált lövési rendszer és mérési technika mellett a reflexiós módszer *behatolóképessége* mintegy 12 km: *nagyobb mélységből jövő esetleges reflexiók koherenciája a zajénál kisebb lesz.* A 2 – 3 – 4 – 5 – 6 – 9 – 10 pontok alapján a reflexiókhoz tartozó x_0(h) függvény a legkisebb négyzetek módszerével az

$$x_0 = 749 \cdot 4x \cdot e^{-h \cdot 4{,}22 \times 10^{-4}} \tag{11}$$

empirikus formulával közelíthető (ahol h a mélység; x_0, h méter)



10. ábra. A horizontális korrelációs távolság a mélység függvényében

Рис. 10. Расстояние горизонтальной корреляции в зависимости от глубины.

Fig. 10. The horizontal correlation distance as a function of depth

8. A jel/zaj viszony meghatározásához először meg kell találnunk *a reflexiós szintek körüli horizontális autokorrelációs függvény exponenciális alakjának elméleti magyarázatát.* Tekintsünk először egy olyan szeizmikus szelvényt, ahol az adatokat *előjeleikkel helyettesítettük.* Tekintsük az x-ik csatorna rögzített időponthoz tartozó a (x) adatát, legyen

$$\left.\begin{array}{l} p^{++} \text{ annak valószínűsége, hogy } a(x)>0 \text{ és } a(x+1)>0, \\ p^{+-} \text{ annak valószínűsége, hogy } a(x)>0 \text{ és } a(x+1)<0, \\ p^{--} \text{ annak valószínűsége, hogy } a(x)<0 \text{ és } a(x+1)<0, \\ p^{-+} \text{ annak valószínűsége, hogy } a(x)<0 \text{ és } a(x+1)>0. \end{array}\right\}. \tag{12}$$

A szimmetria miatt $p^{++} = p^{--}$; $p^{+-} = p^{-+}$; legyen $p^{++} = p$, $p^{+-} = Q$

$(p+Q=1)$, akkor a (12) Markov láncot a

$$\mathbf{T}=\begin{pmatrix} p & Q \\ Q & p \end{pmatrix}$$

átmeneti – valószínűség – mátrix írja le. Az

$$R(n)=\langle \operatorname{sgn} a(x)\cdot \operatorname{sgn} a(x+n)\rangle \tag{13}$$

autokorrelációs függvény kiszámításához felhasználjuk, hogy az n-lépéses átmenetek valószínűségeit a $\mathbf{T}$ mátrix n-ik hatványának

$$\mathbf{T}^n=\begin{pmatrix} p^{(n)} & Q^{(n)} \\ Q^{(n)} & p^{(n)} \end{pmatrix} \tag{14}$$

elemei szolgáltatják (JAGLOM et al. 1959.) Így

$$R(n)=P[a(x)>0]\cdot p^{(n)}-p[a(x)>0]\cdot Q^{(n)}-P[a(x)<0]\cdot Q^{(n)}+$$
$$+P[a(x)<0]\cdot p^{(n)}=P^{(n)}-Q^{(n)}. \tag{15}$$

A $\mathbf{T}$ mátrixot

$$\mathbf{T}=p\cdot\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}+Q\cdot\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{16}$$

alakban írva, és felhasználva, hogy

$$\left.\begin{aligned} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^{2k} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^{2k+1} &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}\right\} \quad k=0,1,2,\ldots; \tag{17}$$

$$\mathbf{T}^{(n)}=\left[p\cdot\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}+Q\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\right]^n=\sum_{k=0}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^k=$$

$$=\begin{bmatrix} \sum\limits_{\substack{k=0 \\ k \text{ páros}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k} & \sum\limits_{\substack{k=0 \\ k \text{ páratlan}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k} \\ \sum\limits_{\substack{k=0 \\ k \text{ páratlan}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k} & \sum\limits_{\substack{k=0 \\ k \text{ páros}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k} \end{bmatrix}. \tag{18}$$

Így (15) alapján

$$R(n)=p^{(n)}-Q^{(n)}=\sum_{\substack{k=0 \\ k \text{ páros}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k}-\sum_{\substack{k=0 \\ k \text{ páratlan}}}^{n} p^{n-k}Q^k\binom{n}{k}=(p-Q)^n. \tag{19}$$

(A $\mathbf{T}$ mátrix n-ik hatványának levezetése – általánosabb esetben – FERSCHL 1970 vagy KUNT 1975-ben található.)

Felhasználva, hogy $P+Q = 1$; és feltételezve, hogy $P > Q$:

$$R(n) = \langle \mathrm{sgn}\, a(x) \cdot \mathrm{sgn}\, a(x+n) \rangle = (p-Q)^n = e^{n \log (p-Q)} =$$

$$= e^{n \log [1-2(1-p)]} \approx e^{-2(1-p)\cdot n}, \tag{20}$$

vagyis a korrelációs távolság

$$\xi_0 \approx \frac{1}{2(1-p)}, \tag{21}$$

ahol P *annak a valószínűsége, hogy két egymásután következő csatorna megfelelő adata megegyező előjelű.* Az előzőekben szereplő x_0 helyett a ξ_0 használata arra utal, hogy (20) az *előjelezett adatok* korrelációs távolsága. Tételezzük most fel, hogy két egymás melletti csatornán az

$$S+N_1, \quad S+N_2$$

amplitudók találhatók, ahol S a koherens jelamplitudó, N_1 és N_2 független, 0 várható értékű. N^2 szórásnégyzetű zajok. Jelölje $N(0,1)$ az 1-re normalizált, 0 várható értékű, normális eloszlású zajt. Ekkor

$$P = p[\mathrm{sgn}(S+N_1) = \mathrm{sgn}(S+N_2)] = 1 - p[\mathrm{sgn}(S+N_1) \neq \mathrm{sgn}(S+N_2)] =$$

$$= 1 - 2p[N > -S] \cdot p[N < -S] = 1 - 2p^*(1-p^*),$$

ahol

$$p^* = p(N < -S) = p\left[N(0,1) < -\frac{S}{N}\right]. \tag{22}$$

A (21) alapján

$$\xi_0 \approx \frac{1}{2(1-p)},$$

de $p = 1 - 2p^*(1-p^*)$, vagyis

$$\xi_0 \approx \frac{1}{4p^*(1-p^*)}. \tag{23}$$

A P^* valószínűség értékét (22) szerint normális eloszlásfüggvény-táblázatból meghatározva, az előjelezett adatok korrelációs távolsága (mélységpont egységben) és az S/N jel/zaj viszony közötti összefüggése a *11. ábrán* látható.

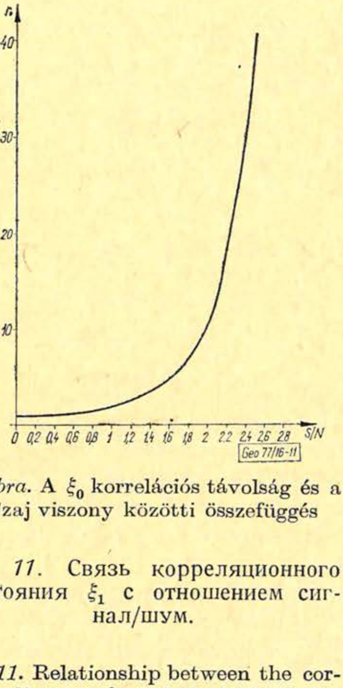
9. Hátra van még az *eredeti* adatokkal nyert x_0 horizontális korrelációs távolság és az S/N közötti összefüggés levezetése. Ehhez TOMODA 1956. nevezetes eredményét használjuk (l. még FREY 1970 p. 119; AKI 1973), mely szerint *ha ϱ-val jelöljük két normális eloszlás valószínűségi változó előjelének korrelációs függvényét, r-el az eredeti változók korrelációs függvényét, akkor*

$$r = \sin\left(\frac{\pi}{2}\varrho\right). \tag{24}$$

A (24) felhasználásával egyszerű számolással a ξ_0 és x_0 korrelációs távolságok között a

$$\xi_0 = \frac{-x_0}{\log\left[\frac{\pi}{2}\arcsin\frac{1}{e}\right]} = \frac{x_0}{1.4278} \tag{25}$$

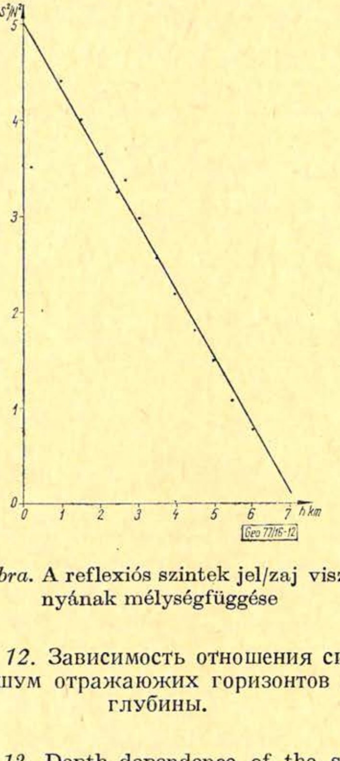
összefüggésre jutunk. A (25) összefüggés és a 11. ábra segítségével meghatároztam az x_0 – (S/N) összefüggést és ebből – az x_0 (11) szerinti mélységfüggését felhasználva – *a reflexiós szintek jel/zaj viszonyának mélységfüggését (12. ábra).*



11. ábra. A ξ_0 korrelációs távolság és a jel/zaj viszony közötti összefüggés

Рис. 11. Связь корреляционного расстояния ξ_1 с отношением сигнал/шум.

Fig. 11. Relationship between the corlation distance ξ_0 and the signal/noise ratio



12. ábra. A reflexiós szintek jel/zaj viszonyának mélységfüggése

Рис. 12. Зависимость отношения сигнал/шум отражаюжих горизонтов от глубины.

Fig. 12. Depth dependence of the signal/noise ratio corresponding to the reflecting horizons

10. A (reflexiós szintekhez tartozó) *jel/zaj viszony négyzete* (l. 12. ábra) *a mélységgel lineárisan csökken*, az

$$\frac{S^2}{N^2} = (2.26)^2 - 0{,}72\,h \ (h = \text{km}) = \tag{26a}$$

$$= (2.26)^2\,[1 - 0.141\,h] \tag{26b}$$

törvényszerűség szerint. (A görbe h = 7 km-en túl nincs értelmezve.) Mielőtt a jel/zaj viszony ismeretében visszatérnék a közeg inhomogeneitásának becslésére, megkísérlem a rendkívül érdekes *(26) empirikus törvény elméleti magyarázatát.*

Mint ezt korábbi munkámban megmutattam (v. ö. KORVIN 1973, 1977 a), exponenciális autokorrelációs függvényű, vízszintesen rétegezett inhomogenitások átviteli függvénye, a többszörös szóródások figyelembevételével

$$\langle |T|^2 \rangle = 1 - \langle |R|^2 \rangle = 1 - \frac{\varkappa L \varepsilon^2}{c_0^2} \frac{k_0^2}{k_0^2 + \varkappa^2}, \tag{27}$$

ahol L a megtett út, $\varkappa = \frac{1}{2r_0}$; r_0 az inhomogenitások korrelációs távolsága, T a transzmissziós, R a reflexiós operátor. Feltételezve, hogy r_0 méter nagyságrendű (v. ö. KAC et al. 1969), a Vé–22/76 szelvényre

$$k_0^2 = \left(\frac{2\pi f_0}{c_0}\right)^2 \approx \left(\frac{2\pi \cdot 32}{2800}\right)^2 \approx 0.005 \ll 1,$$

és így a fenti kifejezés nevezőjében $\varkappa^2$ mellett elhanyagolható, vagyis:

$$\langle |T|^2 \rangle \approx 1 - \frac{2r_0 \varepsilon^2 k_0^2}{c_0^2} L = 1 - \alpha^* L, \tag{28}$$

ahol bevezettem az

$$\alpha^* = \frac{2r_0 \varepsilon^2 k_0^2}{c_0^2} \tag{29}$$

jelölést.

Tételezzük most fel, hogy a méréseket N_0^2 *alapzaj* jelenlétében végezzük, és hogy S_0^2 energiájú *jel* hatol át az L vastagságú inhomogén összleten. (28) szerint az összleten áthatoló jel energiája $(1-\alpha^* L)$-szeresére csökken, az inhomogeneitásokról származó, $\alpha^* L$-el arányos rendezetlen reflexiók és belső többszörösök energiája a zajhoz adódik, így L út megtétele után a jel/zaj energia arány S_0^2/N_0^2-ről

$$\frac{S^2}{N^2} = \frac{S_0^2(1-\alpha^* L)}{N_0^2 + S_0^2 \alpha^* L} \tag{30}$$

-ra változik. (30)-at $\alpha^* L \ll 1$ hatványai szerint sorbafejtve:

$$\frac{S^2}{N^2} = \frac{S_0^2(1-\alpha^* L)}{N_0^2 + S_0^2 \alpha^* L} = \frac{S_0^2}{N_0^2}(1-\alpha^* L) \frac{1}{1 + \frac{S_0^2}{N_0^2}\alpha^* L} =$$

$$= \frac{S_0^2}{N_0^2}\left(1 - \alpha^* L - \frac{S_0^2}{N_0^2}\alpha^* L\right) + 0[(\alpha^* L)^3] \approx \frac{S_0^2}{N_0^2}[1 - \beta L], \tag{31}$$

ahol

$$\beta = \left(1 + \frac{S_0^2}{N_0^2}\right)\alpha^* = \left(1 + \frac{S_0^2}{N_0^2}\right)\frac{2r_0 \varepsilon^2 k_0^2}{c_0^2}. \tag{32}$$

A 4. pontban meghatározott „látszólagos" (stacking-szelvényből becsült)

$$\varepsilon^2 r_0 \approx 20\,535\ \mathrm{m^3/sec^2}$$

inhomogeneitásértéket, $S_0^2/N_0^2 = \lim\limits_{h \to 0} \dfrac{S^2}{N^2} = 5 \cdot 1076$ kezdeti jel/zaj viszonyt, $c_0 = 2800$ m/s sebességet, $f = 32$ Hz domináns frekvenciát feltételezve (32) szerint

$$\beta = 0.00015/\mathrm{m} = 0.159/\ \mathrm{km}$$

ami jól megegyezik a (26 b)-beli $\beta = 0.141/\mathrm{km}$ empirikus értékkel.

11. A közeg valódi inhomogenitásának becsléséhez a (8) és (26) formulákat és a $\Delta T_1^{2(12)}, \ldots T_6^{2(12)}$ értékeket használtam. A $\Delta T_i^{2(12)}$ értékeket két csoportba osztva, és átlagolva, a stacking szelvényen

$$t_0 = 1.240 \text{ sec körül } C_0 \approx 2335 \text{ m/s } (h \approx 1448 \text{ m}), \Delta T^{2(12)} \approx 2.2 \text{ ms}^2$$

$$t_0 = 2.010 \text{ sec körül } C_0 \approx 2813 \text{ m/s } (h \approx 2830 \text{ m}), \Delta T^{2(12)} \approx 1.7 \text{ ms}^2$$

így, egyszerű számolással, (2)-t is figyelembe véve

$$1448 \text{ m mélységben } \Delta T^{2(1)} = 7.6 \text{ ms}^2,\ \varepsilon^2 r_0 = 39006 \text{ m}^3/\text{sec}^2,$$

$$2830 \text{ m mélységben } \Delta T^{2(1)} = 4.9 \text{ ms}^2,\ \varepsilon^2 r_0 = 27\,104 \text{ m}^3/\text{sec}^2.$$

Az inhomogeneitás *mélységgel való csökkenése* összhangban van az elnyelődési együttható mélységfüggésére vonatkozó irodalmi adatokkal (l. KORVIN 1977a § 10.; MEYER és GRÄSSL 1976).

12. A beérkezési idők fent kapott szórásából a NIKOLAEV (1973) féle g *heterogeneitási faktor* is könnyen megkapható, hiszen (l. pl. NIKOLAEV és TREGUB 1970) reflexiók esetében

$$g = \frac{\langle \Delta T^2 \rangle (2\pi f)^2}{2h}. \tag{33}$$

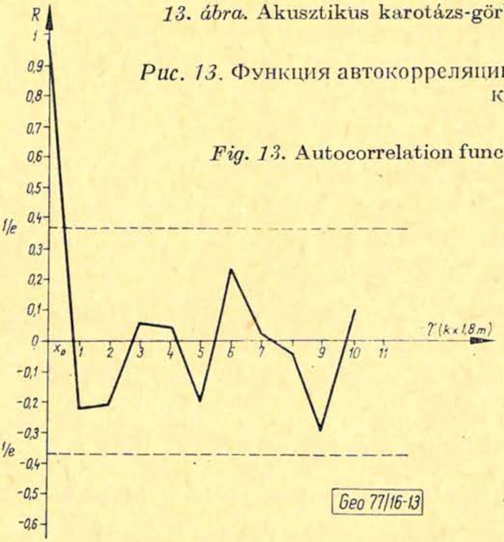
NIKOLAEV méréseivel összhangban $f \approx 10$ *Hz*-et választva:

$$1448 \text{ m mélységben g} \approx 10 \times 10^{-3}/\text{km},$$

$$2830 \text{ m mélységben g} \approx 3 \times 10^{-3}/\text{km}$$

adódik, ami nagyságrendben megegyezik NIKOLAEV–TREGUB (*op. cit.*) kazahsztáni szeizmikus mélyszondázás eredményeivel. (l. az idézett cikk 2 A ábrájának a felső néhány km-re vonatkozó részét).

13. Végezetül néhány szót kívánok szólni az ε^2 és r_0 faktorok szétválasztásáról. Tekintsük példaként a 2830 m mélységre meghatározott $\varepsilon^2 r_0 = 27104$ m³/sec² inhomogeneitást. Mivel a sebességinhomogeneitások nagysága legalább $\pm 100 \div 200$ m/s, az üledékes összletek vertikális korrelációs távolsága – a vizsgált területen – nem nagyobb mint $0{,}6 \div 2{,}7$ m.
A szelvény felső részén ($h \approx 1500$ m; $\varepsilon^2 r_0 \approx 39\,000$ m³/sec²) az $r_0 = 1 \div 2$ m érték a valószínű. Emlékeztetek KAC et al. (1969) $r_0 \approx 2$ m korrelációs távolságára és az O'DOHERTY és ANSTEY (1971) által közölt reflexiós együttható-sorozat autokorrelációs függvényéből a KORVIN (1973) 26.



13. ábra. Akusztikus karotázs-görbéből számított autokorrelációs függvény

Рис. 13. Функция автокорреляции, расчиталнная по кривой акустического каротажа.

Fig. 13. Autocorrelation function computed from acoustic well-logs

oldalán meghatározott $r_0 \approx 1.13$ m korrelációs távolságra. A *13. ábrán* a GRÓH et al. (1971, 1. ábra) által közölt akusztikus karotázs görbe 1000–1100 m közötti szakaszának TOMODA-módszerrel készült autokorrelációs függvényét mutatom be. A korrelációs távolság itt is kb. 0.9 m-nek adódik. Mivel ez nagyon közel áll a felhasznált szonda bázistávolságához (0.85 m), a szonda integrálóhatása miatt (FOSTER et al. 1962) a valódi korrelációs távolságra az $r_0 \leq 0.85$ m becslés tehető.

A 3. ábra szerint az inhomogeneitások *horizontális* korrelációs távolsága $250 \div 300$ m körüli, ez közel áll BEAUDET (1970)-nek egy föld alatti atomrobbantás által keltett longitudinális hullámok 90 km-es úton való csillapodásából meghatározott $r_0 = 204$ m értékéhez. Szeizmológiai mérésekből ($< 1 Hz$) AKI 1973 a kéreg felső 60 km-es szakaszára 10 km korrelációs távolságot, CAPON 1974, 136 km mélységig 12 km korrelációs távolságot, és $\varepsilon/c_0 = \pm 4\%$, ill. $\pm 1{,}9\%$ sebességinhomogeneitást talált.

Ezúton mondok köszönetet az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt vezetőségének, hogy a részükre mért szelvény anyagának felhasználásához hozzájárultak és munkatársaimnak, akik a szelvény mérését és feldolgozását végezték és akikkel a közölt analízis kapcsán gondolataimat megoszthattam.

IRODALOM

Aki, K. 1973: Scattering of P-waves under the Montana LASA. *J. Geoph. Res.* 78 No 8 pp 1334–1346.

Beaudet, P. R. 1970: Elastic wave propagation in heterogeneous media. *Bull. Seism. Soc. Am.* 60 No 3 pp 769–784.

Berteussen, K. A.–Christoffersson, A.–Husebye, E. S.–Dahle, A. 1975: Wave scattering theory in analysis of P-wave anomalies at NORSAR and LASA. *Geoph. J. R. astr. Soc.* 42 No 2 pp 403–417.

Capon, J. 1974: Characterization of crust and Upper Mantle structure under LASA as a random medium. *Bull. Seism. Soc. Am.* 64 No 1 pp 235–266.

O'Doherty, R. F.—Anstey, N. A. 1971: Reflections on amplitudes. *Geoph. Prosp.* 19 No 3 pp 430—458.
Ferschl, F. 1970: *Markovketten.* Lecture Notes in Operations Research and Math. Systems. Springer, Berlin.
Foster, M. R.—Hicks, W. G.—Nipper, J. T. 1962: Optimum inverse filters which shorten the spacing of velocity logs. *Geophysics* 27 No 3 pp 317—326
Frey, T. 1970: *Sztochasztikus folyamatok.* Tankönyvkiadó, Budapest.
Gróh, E.—Karas, Gy.—Korvin, G.—Lendvai, K.—Sipos, J. 1971: Vücsiszlényie szinteticseszkih szeiszmogramm po krivüm akuszticseszkovo karotázsa. *Geof. Közl.* 20 Nos 1—2 pp 23—40.
Jaglom, A. M.—Jaglom, I. M.—Hincsin, A. Ja. 1959: *Az információelmélet matematikai alapjai.* Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
Kac, Sz. A.—Kondratovics, Ju. V.—Iszaev, V. S.z—Vilkova, E. Sz. 1969: Vlijányie szlucsajnoj sztrukturü pacski szlojev na dinamicseszkie karakterisztiki otrazsennoj volni. *Prikl. Geof.* 55 pp 70—80.
Kaszás, M.—Korvin, G.—Sághy, Gy. 1968: *Tanulmányi jelentés* OKGT GKÜ és ELGI Irattára.
Korvin, G. 1973: Certain problems of seismic and ultrasonic wave propagation in a medium with inhomogenities of random distribution. *Geof. Közl.* 21 Nos 1—4 pp. 5—34.
Korvin, G. 1976: Seismic wave propagation in media of randomly inhomogeneous velocity distribution, *21. Geof. Szimp.* Lipcse.
Korvin, G. 1977a: Certain problems of seismic and ultrasonic wave propagation in a medium with inhomogeneities of random distribution. II. Wave attenuation and scattering on random inhomogeneities. *Geof. Közl.* 24, 2. pótfüzet pp 3—38.
Korvin, G. 1977b: Correlation properties of source-generated seismic noise. *Acta Geoph. Geod. Mont.* (megjelenőben)
Kunt, M. 1975: A statistical model for correlation functions of two-level digital facsimiles. *Proc. IEEE* 63 No 2 pp 327—329.
Meskó, A.—Rádler, B. 1969: A jel és koherens zajok NMO-jai eloszlásának szerepe többcsatornás optimumszűrők tervezésében. *Geof. Közl.* 18 No 4 pp 69—77.
Meyer, H.—Grässl, St. 1976: A new method of inverse filtering of seismic records. *21. Geof. Szimp.*, Lipcse.
Nikolaev, A. V. 1973: *Szeiszmika nyeodnorodnüh i mutnüh szred.* Nauka, Moszkva.
Nikolaev, A. V.—Tregub, F. S. 1970: A statistical model of the earth's crust: Method and results. *Tectonophysics* 10 Nos 5/6 pp 573—578.
Sághy, Gy.—Zelei, A. 1975: Advanced method for self-adaptive estimation of residual static corrections. *Geoph. Prosp.* 23 No 2 pp 259—274.
Tomoda, Y. 1956: A simple method for calculating the correlation coefficients. *J. Phys. Earth.* 4 pp 67—70
Tyapkin, K. F.—Golizdra, G. Ya. 1975: Application of transformation of potential fields for their quantitative interpretation. *Proc. 20th Geoph. Symp.* (Szentendre) pp 135—144.

Könyvszemle

J. Verő: The use of the pulsations in the diagnostics of the magnetosphere (A pulzációk alkalmazása a megnetoszféra diagnosztizálásánál).

Communications of the Geodetical and Geophysical Research Institute of the Hungarian Academy of Sciences (Az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézetének Közleményei) 3. sz. Sopron 1976. Sokszorosított kiadvány.

A kiadvány egy 1973-ban készült disszertációt tartalmaz, mely első részében igen jó áttekintő összefoglalást ad a földmágneses pulzációk természetéről, osztályozásáról, alapvető tulajdonságairól, keletkezésük okairól stb. A további részek a lehetséges alkalmazásokat tárgyalják. Az összeállítást számos ábra teszi teljesebbé és 48 irodalmi utalás egészíti ki. Az 56 oldal terjedelmű kis munka igen alkalmas arra, hogy általános tájékozódást nyerjünk a tárgyalt problémakör mai állásáról.

T. G.