

MAGYAR ÁLLAMI
EÖTVÖS LORÁND
GEOFIZIKAI INTÉZET

GEOFIZIKAI
KÖZLEMÉNYEK

ВЕНГЕРСКИЙ
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
ИМ Л. ЭТВЕША

ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ
БЮЛЛЕТЕНЬ

GEOFYSICAL

TRANSACTIONS
EÖTVÖS LORÁND GEOPHYSICAL INSTITUTE OF HUNGARY

CONTENTS

Tectonically oriented paleomagnetic investigation in the Dinarids, between Zadar and Split	<i>E. Márton, V. Milicevic</i>	227
Oberflächenwellendaten zur Lokalisierung von Alllasten: ein Feldfall	<i>C. Schneider, L. Dresen</i>	233
Reflection tomography using Gibbs statistics	<i>P. Carrion</i>	254
Three dimensional seismic modelling by finite element condensation technique	<i>S. K. Nath, S. Majumdar, S. Sengupta</i>	263
A silicon sensor based radon monitoring device and its use in environmental geophysics	<i>A. Várhegyi</i>	289

VOL. 39. NO. 4. SEPT. 1995. (ISSN 0016-7177)



BUDAPEST

TARTALOMJEGYZÉK

Tektonikusan irányított paleomágneses kutatás a Dinaridákban, Zadar és Split között	<i>Márton E., V. Milicevic</i>	232
Felszíni hullámok adatainak felhasználása hulladéklerakó helyek körülhatárolására: egy esettanulmány	<i>C. Schneider L. Dresen</i>	252
Reflexiós tomográfia Gibbs statisztikával	<i>P. Carrion</i>	261
Háromdimenziós szeizmikus modellezés a véges elemek kondenzált technikájával	<i>S. K. Nath, S. Majumdar, S. Sengupta</i>	288
Egy szilícium detektoros radon monitoring műszer és környezetgeofizikai alkalmazása	<i>Várhegyi A., Haki J.</i>	302

TECTONICALLY ORIENTED PALEOMAGNETIC INVESTIGATION IN THE DINARIDS, BETWEEN ZADAR AND SPLIT

Emő MÁRTON* and Vlado MILICEVIC**

One hundred and fifty oriented samples collected at 16 localities from Cretaceous carbonates between Zadar and Split on the mainland as well as on the islands of Dugi Otok and Vis were studied. Nine localities yielded statistically well-defined paleomagnetic directions, which indicate that the area of the present study is a direct continuation of the Dalmatian-Herzegovinian zone between Gorica and Zadar. Thus, the possible border zone between counterclockwise rotated (Goriza - Split) and clockwise rotated (Hellenides) parts of the Dinaric - Hellenic fold belt is narrowed down to the area between Split and the Scutari-Pec line.

Keywords: Paleomagnetism, tectonics, Vis and Dugi Otok islands

After a paleomagnetic study on the 'autochthonous' formations of Istria [MÁRTON, VELJOVIC 1983] investigations of the para-autochthonous Dalmatian-Herzegovinian zone of the Dinarids from NW to SE started in 1982 [MÁRTON, VELJOVIC 1987, MÁRTON et al. 1990].

The section between Zadar and Split was reached in 1989-90 where 150 oriented samples were collected at 16 localities (*Fig. 1*). The samples were processed in ELGI's paleomagnetic laboratory. First the natural remanent magnetization and the initial susceptibility were measured. Then all samples were demagnetized in 5 mT alternating field then heated to 150°C and cooled in a field-free space. Samples with remanence exceeding the noise level of the magnetometer (JR-4) were cleaned further in several heating steps. Demagnetization was continued until the magnetic signal disappeared (*Fig. 2*).

The data set of each sample was subjected to principal component analysis (PCA) [KIRSCHVINK 1980]. This form of analysis combines several measurements to define a magnetic component. Since the signal in our samples was

* Eötvös Loránd Geophysical Institute of Hungary, H-1145 Budapest, Kolumbusz u. 17-23

** Geomagnetnski Institut, Grocka, Yugoslavia

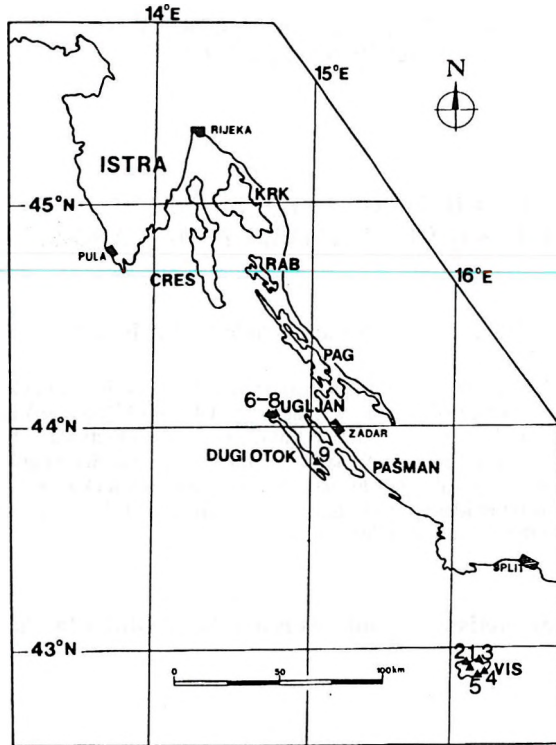


Fig. 1. Locations of successful paleomagnetic sampling localities. Numbers refer to Table I.
 1. ábra. A jól definiált paleomágneses irányt adó mintavételi helyek térképe.

only one to one and half orders of magnitude higher than the noise level of the instruments ($5 \cdot 10^{-6}$ A/m), the 'noise filtering' feature of the PCA significantly contributed to more precise determination of the useful signal.

Stable and single-component remanence directions were used in calculating locality mean directions in the geographic (D , I) and tectonic (D_c , I_c) coordinate system (Table I). It can be seen from Table I that tectonic correction only slightly modified the direction of the magnetic vector, and the statistical parameters of the locality mean directions are excellent.

For two age groups (Barremian-Aptian and Senonian) it was possible to estimate the overall-mean paleomagnetic directions, respectively based on three or four localities. Statistical parameters belonging to the regional mean direction for the Senonian age group are slightly worse after than before tectonic correction. On the other hand, the tectonic correction substantially improves the grouping of the Barremian-Aptian directions.

Except for Oključna and Podstrazje (suspected to be remagnetized), declinations for all localities show westerly deviation from the present north both before and after tectonic correction. Therefore the data indicate that the

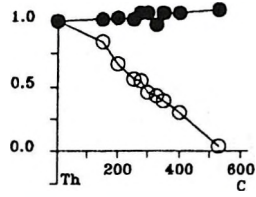
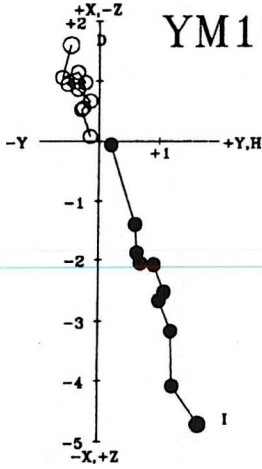
		N	D° D _c °	I° I _c °	k	α_{95}°
Vis						
Cenomanian - Turonian						
1	Sv. Nicola YM 1881-889	8	301 316	55 49	26 26	11 11
Senonian						
2	Okljucna YM 1898-906	8	7 7	69 30	173 173	4 4
3	Podstrazje YM 1934-945	8	13 16	53 64	33 33	10 10
4	Rukovac YM 1934-945	12	347 343	44 48	118 118	4 4
5	Terjum YM 1946-995	9	326 339	69 41	113 87	5 6
	Senonian mean direction	IV	355 355	59 47	29 19	18 21
Dugi Otok						
Barremian - Aptian						
6	Bozava 1. YM 2019-026	14	344 325	41 52	26 26	8 8
7	Bozava 2. YM 2047-057	10	312 344	53 49	23 23	10 10
8	Bozava 3. YM 2027-034	15	320 328	48 45	63 70	5 5
	Barremian - Aptian mean direction	III	326 332	40 49	40 115	20 12
Albian - Cenomanian						
9	Sali YM 1977-985	9	310 341	62 54	55 55	7 7

Table 1. Paleomagnetic directions from the Dalmatian - Herzegovinian zone of the Dinarides
key: N—number of samples; D°—declination; D_c°—tilt corrected declination; I°—inclination;
I_c°—tilt corrected inclination; k—precision parameter; α_{95}° —radius of confidence circle

I. Táblázat: Paleomágneses irányok a Dinaridák Dalmáciai-Hercegovinai zónájából.
N—mintaszám; D°—Deklináció; D_c°—Korrigált Deklináció; I°—Inklináció; I_c°—Korrigált
Inklináció; k—pontossági paraméter; α_{95}° —konfidencia kör sugara

area between Zadar and Split is a direct continuation of the earlier investigated section, between Gorica and Zadar, of the Dalmatian-Herzegovinian zone. The results of the present study narrow down to the section between Split and the Scutari-Pec line the possible location of the *border* zone between paleomagnetic megaunits characterized by clockwise (Hellenids) and counterclockwise declination rotations.

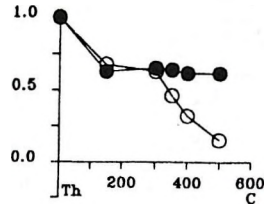
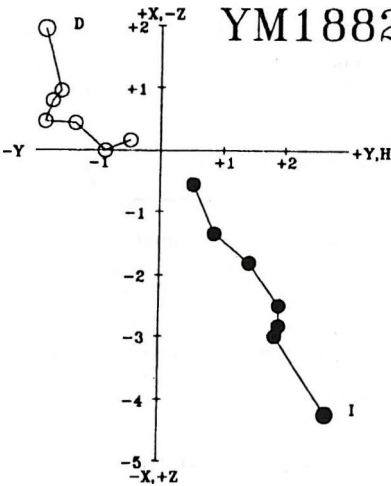
a



1 unit : $2.0E-11$ T
 = $1.6E-8$ cgs
 = $1.6E-5$ A/m

○ = R; ● = Kappa
 $R_0 = 100.80$ pT = $8.0E-5$ A/m
 $Kappa_0 = 18.10 \cdot 10E-6$ SI
 + $3E-05$ SI added

b



1 unit : $2.0E-11$ T
 = $1.6E-8$ cgs
 = $1.6E-5$ A/m

○ = R; ● = Kappa
 $R_0 = 100.80$ pT = $8.0E-5$ A/m
 $Kappa_0 = 30.00 \cdot 10E-6$ SI
 + $3E-05$ SI added

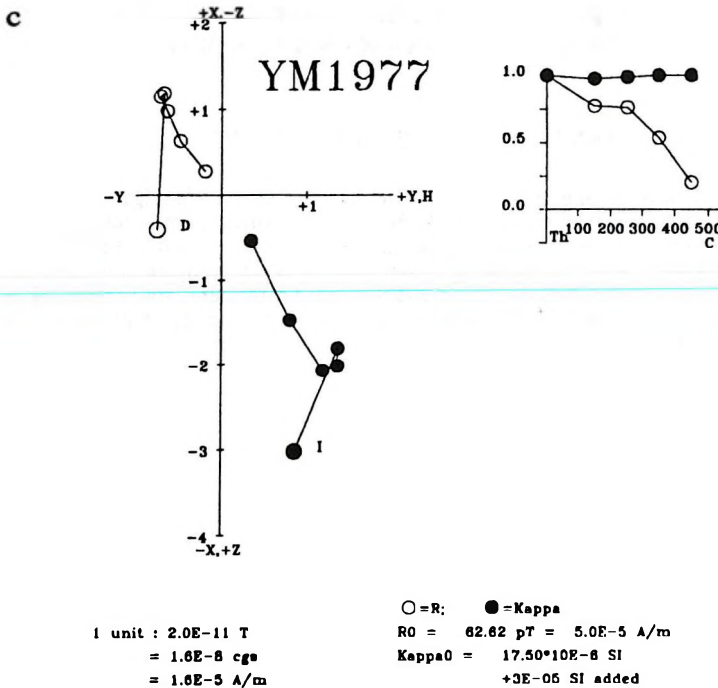


Fig. 2. Dinarides, Dalmatian-Herzegovinian zone, Cretaceous sediments. Typical demagnetization diagrams: a. Vis, Senonian (YM 1954) b. Vis, Cenomanian - Turonian (YM 1882) c. Dugi Otok, Albian - Cenomanian (YM 1977)

Left side: declination (D) and inclination (I) vs. temperature; Right side: intensity (R) and susceptibility (k) vs. temperature.

2. ábra. Dinaridák, Dalmáciai-Herzegovinai zóna, Kréta üledékek. Tipikus lemágnesezési görbék: a. Vis, szenon (YM 1954); b. Vis, cenomán-turon (YM 1882); c. Dugi Otok, albai-cenomán (YM 1977).

Bal oldalon a deklináció (D) és inklináció (I) változása, jobb oldalon az intenzitás (R) és a szuszceptibilitás (k) változása látszik a hőmérséklet függvényében.

REFERENCES

- KIRSCHVINK J. L., 1980: The least-squares line and plane and the analysis of paleomagnetic data. *Geophys. J.R. astr. Soc.*, **62**, pp. 699-718
- MÁRTON E., VELJOVIC D., 1983: Paleomagnetism of the Istria peninsula, Yugoslavia. *Tectonophysics*, **91**, pp. 73-87
- MÁRTON E., VELJOVIC D., 1987: Palaeomagnetism of Cretaceous carbonates from the northwestern part of the Dinaric fold belt. *Tectonophysics*, **134**, pp. 331-338
- MÁRTON E., VELJOVIC D., MILICEVIC, V., 1990: Paleomagnetism of the Kvarner Islands, Yugoslavia. *Phys. Earth Planet. Int.*, **62**, pp. 70-81

TEKTONIKUSAN IRÁNYÍTOTT PALEOMÁGNESES KUTATÁS A DINARIDÁKBAN, ZADAR ÉS SPLIT KÖZÖTT

MÁRTON Emő és Vlado MILICEVIC

A Zadar és Split közötti tengerparti sávból valamint Dugi Otok és Vis szigetéről 150 orientált mintát gyűjtöttünk összesen 16 helyről, kréta karbonátokból. Kilenc mintavételi helyre sikerült statisztikailag jól definiált paleomágnese irányt meghatároznunk. Ezek azt mutatják, hogy a Zadar és Split közötti szakasz és a Goriza és Zadar közötti szakasz együtt forogtak óramutató járásával ellentétesen a kréta után. Így a Split és a Scutari-Pec vonal közötti területre korlátoztuk le azt a szakaszt ahol az óramutató járásával ellentétesen rotált Dinári és az azzal egyirányban rotált Hellén zónák tektonikai határa kereshető.

OBERFLÄCHENWELLEN DATEN ZUR LOKALISIERUNG VON ALTLASTEN: EIN FELDFALL

Christian SCHNEIDER* und Lothar DRESEN*

Geophysical methods can help to solve environmental and geotechnical problems. Detection of waste deposits is one of the relevant tasks of engineering geophysics. Recently, surface seismics involving dispersive surface waves have been added to engineering geophysical techniques.

This paper describes the use of Rayleigh waves to detect near-surface inhomogeneous objects, like waste deposits etc. Rayleigh wave recordings have been integrated into conventional refraction seismic surveys at insignificant cost. It is shown that the Rayleigh wave technique is suitable for locating objects in layered media.

A special dispersion analysis has been developed for delineating laterally heterogeneous near-surface media. This method does not need any a-priori information about the underground. As a result, local dispersion curves are obtained, which represent the underground for any geophone position. The lateral variation of the surface wave signals is deduced from the variation of the local dispersion curves. In areas of smooth lateral variation dispersion curves can be used within a rigorous inversion. This inversion leads to block-representations of the medium.

In addition, the Rayleigh wave signals can be recompressed to improve resolution. Thus, an interpretation of lateral targets is substantially improved. Amplitude information from the recompression technique can also be used to estimate unelastic parameters of the underground.

The technique of deducing local dispersion curves, inversion and recompression is demonstrated for the example of a waste deposit. Both lateral discontinuities and waste deposit's depth have been derived from surface wave measurements in Thüringen, Germany.

Keywords: environmental geophysics, waste deposit, Rayleigh waves, dispersion analysis, inversion

1. Einführung

Ingenieurgeophysikalische Untersuchungen mit Oberflächenwellen sind bislang immer noch ungewöhnlich und werden zur Zeit äußerst selten durch-

* Institut für Geophysik, Ruhr-Universität Bochum
Manuscript received: 2 June, 1994

geführt. In der Tat ist es erst vor wenigen Monaten geglückt, oberflächenwellenseismische Daten für ein umweltrelevantes Untersuchungsobjekt durch die Erweiterung einer refraktionsseismischen Messung zu erhalten. Aufgrund dieser Messungen ist es gelungen, eine Datenbearbeitung und -interpretation der in situ gemessenen Rayleighwellen-Signale durchzuführen. Der Beschreibung der Auswertung eines Datensatzes ist dieser Beitrag gewidmet. Vorangestellt werden die benötigten Datenbearbeitungs- und Analyseverfahren. Eine ausführliche Darstellung der Problematik des Einsatzes von Oberflächenwellen in der Ingenieurgeophysik findet man bei SCHNEIDER [1993].

2. Datenbearbeitungs- und Analyseverfahren

Die wesentliche Meßgröße bei der Auswertung der Oberflächenwellensignale ist die Dispersion, d.h. die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwelle. Aus ihr wird der Aufbau des Untergrundes, den die Oberflächenwelle durchläuft, abgeleitet. Die Daten werden im Zuge einer konventionellen Refraktionsseismik auf einem Linienprofil gewonnen und liegen in der Form $f(t,x)$ vor. Die äquidistante Abtastung auf einem solchen Profil ermöglicht die Auswertung der Phasengeschwindigkeiten, die wesentliche Vorteile mit sich bringt. Mit einem speziellen Verfahren, das auf Phasengeschwindigkeits-Filterungen im Frequenz-Wellenzahl-Bereich beruht, ist es möglich, die Dispersionseigenschaften der Oberflächenwelle räumlich zuzuordnen und damit ein lateral heterogenes Modell abzuleiten. Dazu werden die Signale in den Frequenz-Wellenzahl-Bereich transformiert [CLAERBOUT 1985, CLAERBOUT 1991]:

$$F(\omega, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t, x) \cdot e^{i(\omega t - kx)} dt dx$$

Ausgehend von dieser Formel werden die Signale um eine mittlere Phasengeschwindigkeit herum gefiltert und in den Raum-Zeit-Bereich zurücktransformiert:

$$f_{c_0}(t, x) = \int_{k = \frac{\omega}{C_{\max}}}^{k = \frac{\omega}{C_{\min}}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega, k) \cdot e^{-i(\omega t - kx)} d\omega dk .$$

$$C_{\min} = C_0 - \frac{\Delta C}{2}$$

$$C_{\max} = C_0 + \frac{\Delta C}{2}$$

Hierin sind C_0 die zentrale Phasengeschwindigkeit, C_{\min} die minimale und C_{\max} die maximale Phasengeschwindigkeit. Dieser Prozeß wird sukzessive für ein ganzes Intervall von Phasengeschwindigkeiten C_0 durchgeführt. Die Mitten-Phasengeschwindigkeiten C_0 nehmen dabei äquidistante Werte von einem minimalen Wert bis zu einem maximalen Wert an. Die auf diese Weise phasengeschwindigkeitsgefilterten Signale werden anschließend Frequenz-Bandpaßfilterungen unterzogen. Die verbliebene Signalenergie nach beiden Filterprozessen repräsentiert ein Frequenz-Phasengeschwindigkeits Paar. Die "räumliche" Information ist trotz der Filterungen nach wie vor vorhanden, so daß die Dispersionsanalyse auch eine laterale Variation, wie sie im Falle lateral heterogener Medien auftritt, wiedergibt. Die gewonnenen Dispersionsmatrizen beziehen sich darum auf einen Meßpunkt des Meßprofils. Das aus den zugehörigen Dispersionskurven durch eine eindimensionale Inversion abgeleitete Schichtmodell repräsentiert das Medium im Bereich des Bezugspunktes. Durch die so abgeleiteten Schichtmodelle unterhalb vieler Bezugspunkte wird schließlich das lateral heterogene Modell insgesamt beschrieben.

Die Dispersion der Oberflächenwellen macht eine direkte Interpretation der Seismogramme sehr schwierig. Eine Möglichkeit, um die Interpretation zu erleichtern, besteht nun darin, die Dispersion der Signale rückgängig zu machen. Diesen Vorgang bezeichnet man als "Rekompression" [BREITZKE 1990, 1992]. Das hierfür zugrunde gelegte Dispersionsgesetz entspricht einem Schichtmodell, das man als Modellschätzung in diesen Prozeß einfließen läßt. Je besser diese Modellschätzung den tatsächlichen Verhältnissen entspricht, desto vollständiger wird auch die Dispersion der Signale rückgängig gemacht. Laterale Variationen des Mediums lassen sich auf diese Weise aufspüren und sind in ihrer räumlichen Lage festzulegen. Um den Lokalisierungsprozeß durchführen zu können, muß man die Impulsantwortfunktion für das geschätzte Schichtmodell kennen. Es gilt für den lateral homogenen Fall und eine vertikale Einzelkraft

$$G_x(x, z, h, \omega) \sim \sum_n \frac{V_x^n(z, \omega) \cdot V_z^n(h, \omega)}{2 \omega U^n(\omega) I_0^n(\omega)} \sqrt{\frac{\omega}{2 \pi C^n(\omega) x}} \exp \left[i \left(\frac{\omega}{C^n(\omega)} x - \frac{\pi}{4} \right) \right]$$

$$G_z(x, z, h, \omega) \sim \sum_n \frac{V_z^n(z, \omega) \cdot V_z^n(h, \omega)}{2 \omega U^n(\omega) I_0^n(\omega)} \sqrt{\frac{\omega}{2 \pi C^n(\omega) x}} \exp \left[i \left(\frac{\omega}{C^n(\omega)} x + \frac{\pi}{4} \right) \right]$$

Dabei sind G_x und G_z die Horizontal- und die Vertikalkomponente der Impulsantwort, h und z die Quell- und die Empfängertiefe, ω die Kreisfrequenz, $C^n(\omega)$ und $U^n(\omega)$ die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit der

n -ten Mode, $V_z^n(\omega)$ und $V_x^n(\omega)$ die Vertikal- und die Horizontalkomponente der Amplituden-Tiefen-Verteilung der n -ten Mode und $I_B^n(\omega)$ das Energieintegral der n -ten Mode [BREITZKE 1990, 1992; SCHNEIDER 1993]. Zur Rekompensation wird die inverse Impulsantwortfunktion gebildet und mit den gemessenen Seismogrammen konvolviert. In aller Regel muß man für die oberflächennah anstehenden Materialien starke Absorptionswerte annehmen. Will man auch diesen Effekt rückgängig machen, so muß zusätzlich durch einen Faktor $\exp(-\gamma(\omega) x)$ dividiert werden. Der Koeffizient $\gamma(\omega)$ ist der frequenzabhängige Absorptionskoeffizient, welcher ebenfalls für ein geschätztes Schichtmodell mit entsprechenden Annahmen für die Qualitätsfaktoren in den einzelnen Schichten berechnet werden kann. Damit hat man in günstigen Fällen ein weiteres Instrument zur Überprüfung von Modellannahmen zur Hand.

Beide Verfahren, die oben erwähnte Dispersionsanalyse und die Rekompensation für anelastische Medien, werden im folgenden auf feldseismische Daten angewandt.

3. Feldmessungen, Daten und Auswertung

3.1. Beschreibung des Untersuchungsobjektes und der Messungen

Um die prinzipiellen Möglichkeiten der ingenieurgeophysikalischen Untersuchung mit Oberflächenwellen zu demonstrieren sowie das hier vorgestellte Datenbearbeitungskonzept zu überprüfen, sind feldseismische Daten ausgewertet worden. Bei dem Untersuchungsobjekt handelt es sich um eine Altlastenfläche in der Nähe von Hermsdorf / Thüringen. Innerhalb des untersuchten Areals befand sich eine zum großen Teil mit Industrieabfällen jeglicher Art verfüllte Grube, die im Zuge einer Rekultivierung mit einer Erdschicht abgedeckt wurde. Die genaue Lage der Altlast war vor der Messung nicht bekannt. Auch gab es keinerlei visuelle Anhaltspunkte, da die Deckschicht über der Deponie dem Geländeniveau angepaßt war. Eine Kontamination war an der Oberfläche nicht festzustellen. Die detaillierte Untersuchung des Areals war erforderlich, da keine geologische Barriere unterhalb der Altlast zu erwarten war. Der Altlastenkörper liegt vermutlich direkt auf den in dieser Region anstehenden hochpermeablen Sandsteinen des mittleren Buntsandsteins. Der Sandstein stellt einen wichtigen Grundwasserleiter für die Region dar, so daß eine Gefährdung der Trinkwasserversorgung nicht auszuschließen ist. Für eine genaue Abschätzung der Gefährdung waren umfangreiche Untersuchungen notwendig, von denen ein größerer Teil auch geophysikalische Methoden einschloß. Der Seismik kam dabei unter anderem die Aufgabe zu, die genaue Lage der Altlastenfläche und die Tiefenlage ihrer Unterkante festzulegen. Zu

diesem Zweck wurde eine refraktionsseismische Meßkampagne durchgeführt, bei der auch Oberflächenwellen registriert wurden.

Die hier skizzierten Messungen wurden im Auftrage der BGR / Hannover von der Firma Geophysik - GGD / Leipzig durchgeführt. Sie lagen in der vollen Verantwortung des Auftragnehmers. Die eigentliche Verdachtsfläche wurde durch zwei zueinander nahezu senkrechte Profile überdeckt, die jeweils aus 5 bzw. 6 Aufbauten mit 138 m Länge bestehen. Die Geometrie ist in der *Abbildung 1* skizziert. Da die Gesamtdaten nebst geographischen Angaben zur Zeit noch nicht freigegeben sind, beschränken wir uns hier auf einen "anonymisierten" Ausschnitt. Zu beachten ist, daß beide Profile die lateralen Begrenzungen der Verdachtsfläche queren, so daß die lateralen Begrenzungen der Altlast mit hoher Wahrscheinlichkeit von beiden Profilen erfaßt werden.

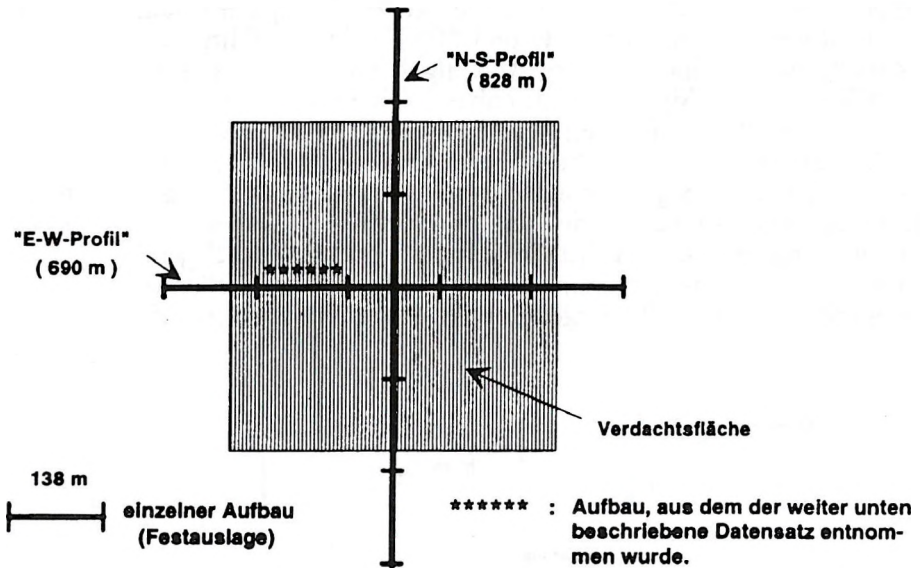


Abb. 1. Prinzipskizze der Meßgeometrie der feldseismischen Messung an einer altlastenverdächtigen Fläche bei Hermsdorf / Thüringen

Fig. 1. Schematic diagram of the seismic field layout to investigate a waste deposit at Hermsdorf / Thüringen

1. ábra. A terepi szeizmikus mérési elrendezés vázlatja egy szeméttlerakó felett Hermsdorf/Türingiában

Die Messung auf einem einzelnen, auf den Profilen in der *Abbildung 1* jeweils durch die Striche gekennzeichneten Aufbau, zeigt die *Abbildung 2*. Die Profillinie ist durch die breite horizontale Linie gekennzeichnet. Die Länge beträgt 138 m. Als Quelle kam ein beschleunigtes Fallgewicht, montiert auf einem Traktor, zum Einsatz. Es wurde an mehreren Positionen auf der Profillinie angeregt. Die Quellpositionen haben einen Abstand von 28 m zueinander

und reichen mindestens 28 m, teilweise sogar 56 m, über das Auslagene hinaus. Dies ist durch die vertikalen Pfeile in der Abbildung 2 angedeutet. Registriert wurde mit konventionellen Vertikalkomponenten-Geophonen, die im Abstand von 2 m einzeln aufgestellt wurden. In Ermangelung einer Apparatur mit mehr als 48 Kanälen wurden eine 48-Kanal- und eine 24-Kanal-Apparatur gleicher Bauart gemeinsam verwendet. Die ersten beiden Geophone der 24-Kanal-Apparatur wurden jeweils direkt neben die letzten beiden Geophone der 48-Kanal-Apparatur plazierte, wie es auch der Abbildung 2 zu entnehmen ist. Dies eröffnet die Möglichkeit, eventuell auftretende Unterschiede des Zeitnullpunktes zwischen beiden Apparaturen wieder rückgängig zu machen. Wie sich durchweg herausstellte, war dies ein wichtiger Schritt bei der Datenaufbereitung. Damit stehen letztlich 70 unabhängige Kanäle zur Verfügung. Das Sampleintervall beträgt meistens 1 ms und die Registrierdauer, je nach den Gegebenheiten, 1 s oder 2 s. Im Zuge der Aufzeichnung der Daten wurde eine Bandpaßfilterung zwischen 4 Hz und 250 Hz durchgeführt. Es wurde nicht gestapelt, sondern eine Einzelregistrierung verwendet. Die Übersteuerung der Oberflächenwellen-Signale wurde dabei durch geeignete Anpassung der Verstärkung nach Möglichkeit vermieden. Die lange Registrierdauer, der Verzicht auf Stapelung, sowie die besondere Anpassung der Dynamik für die Oberflächenwellen-Signale machte es notwendig, die Messung getrennt von der refraktionsseismischen Messung durchzuführen. Dabei wurde an einem Anregungspunkt stets zunächst die Refraktionsseismik durchgeführt, die Verstärkungs- und Registrierparameter umgestellt, und anschließend eine einzelne Anregung mit der Quelle vorgenommen. Insgesamt wurden auf diese Weise

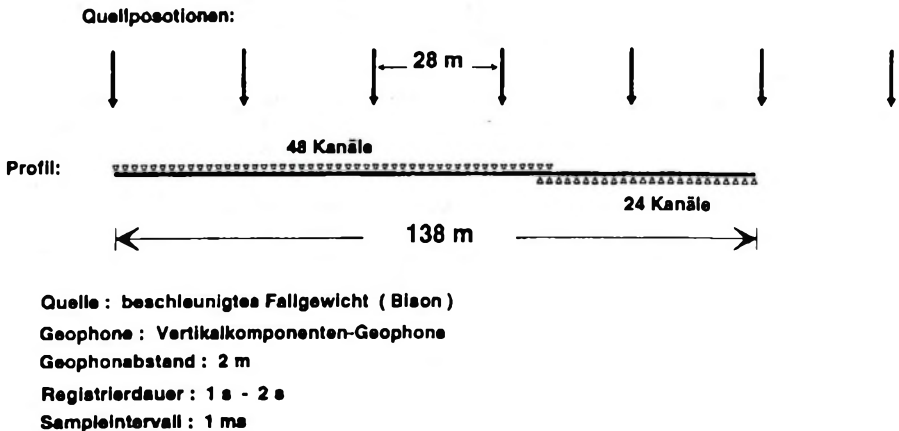


Abb. 2. Prinzipskizze und Meßparameter einer Messung für einen einzelnen Aufbau
 Fig. 2. Schematic diagram and recording parameters for one seismic line profile
 2. ábra. Egy szeizmikus vonal elvi terítésének vázlatja és mérési paraméterei

107 Messungen durchgeführt, von denen im folgenden exemplarisch eine Messung näher betrachtet werden soll.

3.2. Vorbereitung des Datenmaterials

Um die gemessenen Daten auswerten zu können, war es zunächst notwendig, die beiden Datensätze der 48-Kanal- und der 24-Kanal-Apparatur zu einem einzigen Datensatz zusammenzufügen. Dabei stellte sich heraus, daß die Signalform und auch die Amplitude der Signale an beiden doppelt belegten Geophonpositionen sehr gut zwischen beiden Apparaturen vergleichbar sind, also sehr gut reproduzierbar sind, daß aber die Signale stets mehr oder weniger auf der Zeitachse gegeneinander verschoben sind. Da sich die Signale ansonsten äußerst ähnlich sind, wurde eine Kreuzkorrelation beider Signale durchgeführt, das Maximum der Kreuzkorrelation abgegriffen und sämtliche Spuren der 24-Kanal-Apparatur um die entsprechende Anzahl an Samples verschoben. Die Kreuzkorrelation beider Signale kommt einer Autokorrelation sehr nahe, wenn diese nicht gegeneinander verschoben sind. Die Autokorrelation hat aber ihr Maximum stets bei $t=0$ [BÄTH 1974]. Die Position des Maximums der Kreuzkorrelation gibt daher in sehr guter Näherung die Verschiebung beider Spuren gegeneinander wieder. Da zwei doppelt belegte Geophonpositionen vorliegen, wurde eine Mittelung des Ergebnisses an beiden Positionen vorgenommen, um ein noch zuverlässigeres Resultat zu erhalten*.

Für die Dispersionsanalyse werden die Seismogramme vorher einem Energieabgleich unterzogen, d.h. die Seismogramme werden auf ihre jeweilige Summe der Amplitudenquadrate normiert. Die Amplitudenabnahme mit der Entfernung wird auf diese Weise kompensiert. Bei der Auswertung der Amplituden im Hinblick auf Anelastizität muß dieser Schritt naturgemäß unterbleiben.

* In einigen Datensätzen, allerdings nicht bei dem weiter unten vorgestellten Datensatz, sind auf einzelnen Seismogrammspuren sehr amplitudenstarke monofrequente Störsignale der Frequenz 50 Hz sichtbar, die jegliches Nutzsignal überdecken. Diese Störsignale sind dem öffentlichen Stromnetz zuzuordnen, dessen Überlandleitungen das Untersuchungsareal kreuzen. Eine schmalbandige Bandsperrfilterung um 50 Hz macht die Nutzsignale in diesen Fällen wieder deutlich erkennbar und auswertbar. Lediglich am Anfang und am Ende des Seismogramms verbleiben aufgrund von Abschneideeffekten noch Störanteile. Die Bandsperrfilterung wurde nur für die betroffenen Seismogramme durchgeführt, um eventuell vorhandene Nutzsignale um 50 Hz nicht unnötig abzuschwächen. Der Prozeß kann so automatisiert werden, daß nur diejenigen Seismogramme eines Datensatzes gefiltert werden, deren Signalamplituden um 50 Hz 50 Prozent des Gesamtmaximums des Amplitudenspektrums übersteigen. Dies kann deshalb so gehandhabt werden, weil die Amplitude des Nutzsignals um 50 Hz im Zuge der Messung stets weniger als 50 Prozent des Maximums beträgt, und größere Werte in diesem Frequenzbereich ohnehin nur in nächster Umgebung zur Quelle erreicht werden.

3.3. Dispersionsanalyse

Zur weiteren Bearbeitung werden Daten verwendet, die auf dem in der *Abbildung 3.* markierten Profilstück gemessen wurden. Der Anregungspunkt liegt innerhalb der Auslage. Die Seismogramme, jeweils normiert auf ihr Maximum, zeigt die *Abbildung 3.* Deutlich ist zu erkennen, wie vom Anregungspunkt sowohl die refraktierte Welle, weitere Raumwelleneinsätze und eine amplitudenstarke Rayleighwelle ausgehen. Die Rayleighwelle ist sehr stark dispersiv. Bis etwa -80 m sind auf Antrieb keine lateralen Inhomogenitäten erkennbar. An dieser Stelle verändert sich das Signal allerdings völlig und die langsame Rayleighwelle scheint sich in den Bereich hinter -80 m nicht sehr stark fortzusetzen. Da die amplitudenstarken Rayleighwellen-Signale hier fehlen, bewirkt die Einzelspurnormierung, daß die Signalanteile zwischen 100 ms und 600 ms stärker hervortreten. Genauere Betrachtungen der wahren Amplitude ergeben jedoch, daß die Amplituden dieser Phasen an der Diskontinuität nicht zunehmen. Im Bereich um -80 m scheint also eine starke laterale Inhomogenität vorzuliegen, d.h. der Aufbau des Untergrundes im Bereich zwischen der Quelle und -80 m unterscheidet sich grundlegend vom Aufbau des Untergrundes im Bereich -80 m bis -110 m. Die an -110 m anschließende Auslage, welche hier nicht gezeigt wird, enthält ebenfalls nicht die langsamen, stark dispersiven Signale, die man auf der gegebenen Auslage beobachtet. Diese Beobachtung legt nahe, daß im Bereich um -80 m eine relativ schmale Übergangszone zwischen zwei, im oberflächennahen Bereich grundsätzlich unterschiedlichen, Medien vorliegt. Es ist damit ein Indiz gefunden, daß sich in diesem Bereich die laterale Begrenzung der Alllast befindet. Es sei noch erwähnt, daß die Daten der 48-Kanal- und der 24-Kanal-Apparatur hier bei -16 m aneinandergesetzt wurden. Es ist kein daraus resultierendes Artefakt sichtbar.

Um über diese qualitativen Aussagen hinaus auch quantitative Aussagen machen zu können, ist der in der *Abbildung 3* gezeigte Datensatz, nach dem oben erwähnten Energieabgleich, der in *Abschnitt 2.* besprochenen Dispersionsanalyse unterzogen worden. Die Analyse wurde für einen Frequenzbereich von 5 Hz bis 60 Hz und für einen Phasengeschwindigkeitsbereich von 50 m/s bis 1500 m/s vorgenommen. Dabei wurden sowohl für die Frequenz als auch für die Phasengeschwindigkeit jeweils 64 diskrete Werte zugrunde gelegt. Die relative Bandbreite der Phasengeschwindigkeitsfilter beträgt 0.2 . In den *Abbildungen 4* und *5* sind die Isolinienpläne für die Entfernungen -34 m und -64 m dargestellt. Die Werte sind jeweils auf das Maximum der Matrix normiert und mit 100 multipliziert worden (vergl. die Angaben oben rechts in den *Abbildungen*).

Die ausgewerteten lokalen Dispersionskurven sind durch die sternförmigen Symbole in den *Abbildungen 4* und *5* gekennzeichnet. Bei Frequenzen unterhalb von 14 Hz und oberhalb von 45 Hz ist keine Energie der Rayleighwelle mehr auswertbar. In dem ausgewerteten Bereich ist deutlich die typische Form der Dispersionskurve der Grundmode der Rayleighwelle zu erkennen.

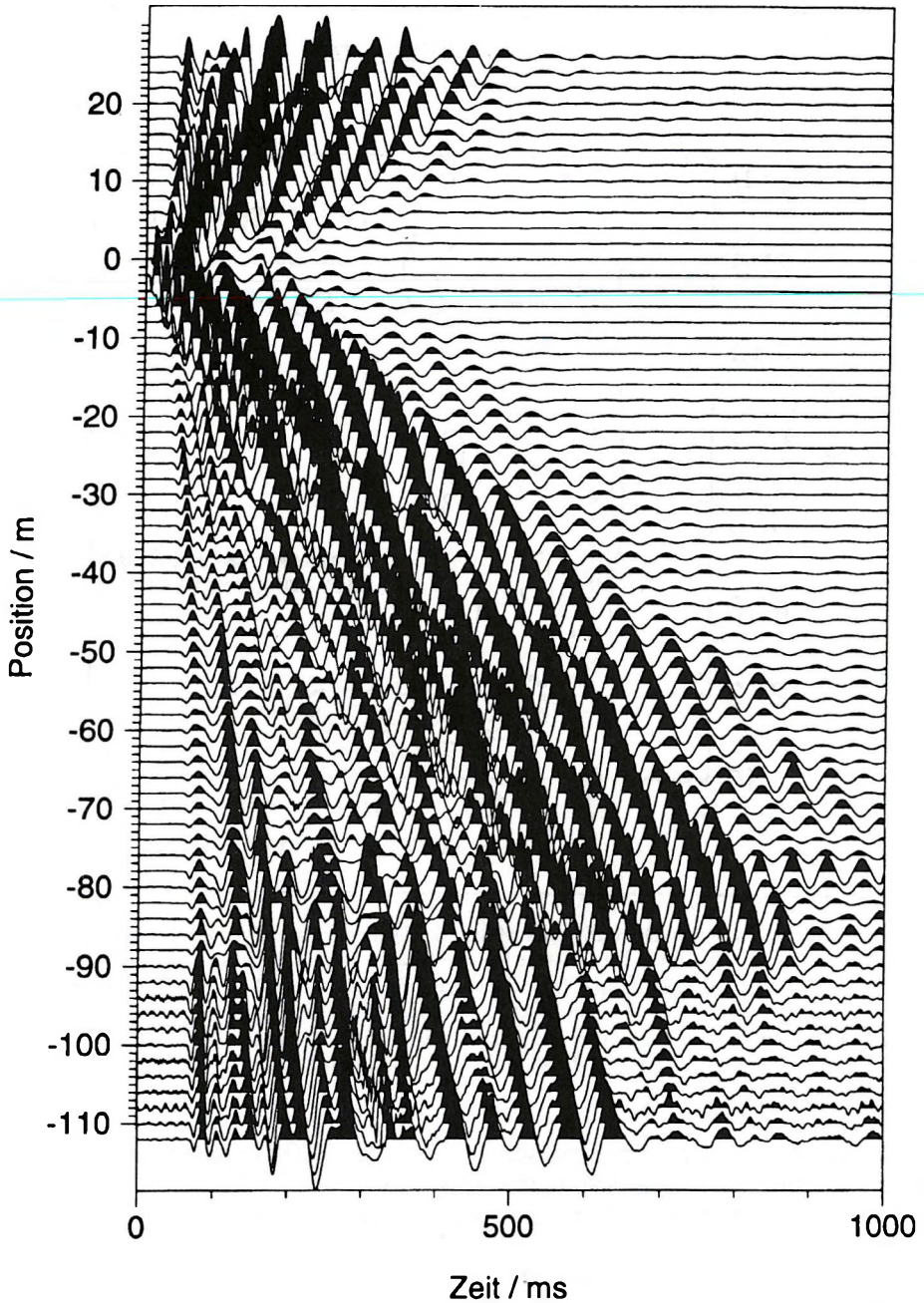


Abb. 3. Der feldseismischen Messung auf der Verdachtsfläche bei Hermsdorf / Thüringen entnommener Datensatz. Die Quelle befindet sich bei 0 m auf der Entfernungssachse

Fig. 3. Seismic data recorded at Hermsdorf / Thüringen. The seismic source is positioned at 0 m

3. ábra. Hermsdorf/Türingia mellett készült szeizmogram. A forrás a 0 m pontban van

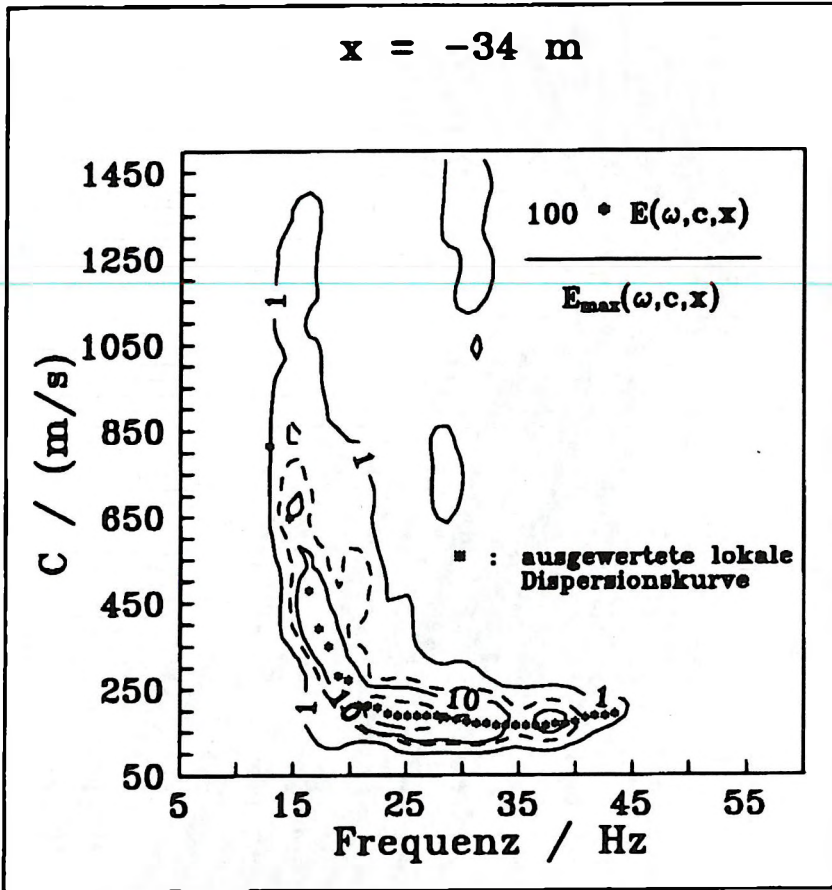


Abb. 4. Frequenz-Phasengeschwindigkeits-Matrix der Dispersionsanalyse des in der Abbildung 3 gezeigten Datensatzes für den Bezugspunkt $x = -34 \text{ m}$

Fig. 4. Frequency/phase velocity matrix of the dispersion analysis applied to the seismic data at a distance of $x = -34 \text{ m}$ (refer to Fig. 3)

4. ábra. A 3. ábrán közölt -34 m távolságú szeizmikus adatrendszer diszperziós elemzéséhez használt frekvencia-fázissebesség matrix

Der steile Abfall der Kurve zwischen 15 Hz und 20 Hz deutet schon einen hohen Kontrast der Scherwellengeschwindigkeiten im Untergrund an. Die Unterschiede der lokalen Dispersionskurven für beide Positionen werden vor allem im Frequenzbereich oberhalb 25 Hz erkennbar, sind aber relativ gering. Dies spricht für die Tatsache, daß sich der Untergrund zwischen beiden Bezugspunkten nicht sehr stark ändert, also lateral relativ homogen ist, daß aber die oberflächennahe Scherwellengeschwindigkeit bei $x = -64 \text{ m}$ etwas höher ist als bei $x = -34 \text{ m}$.

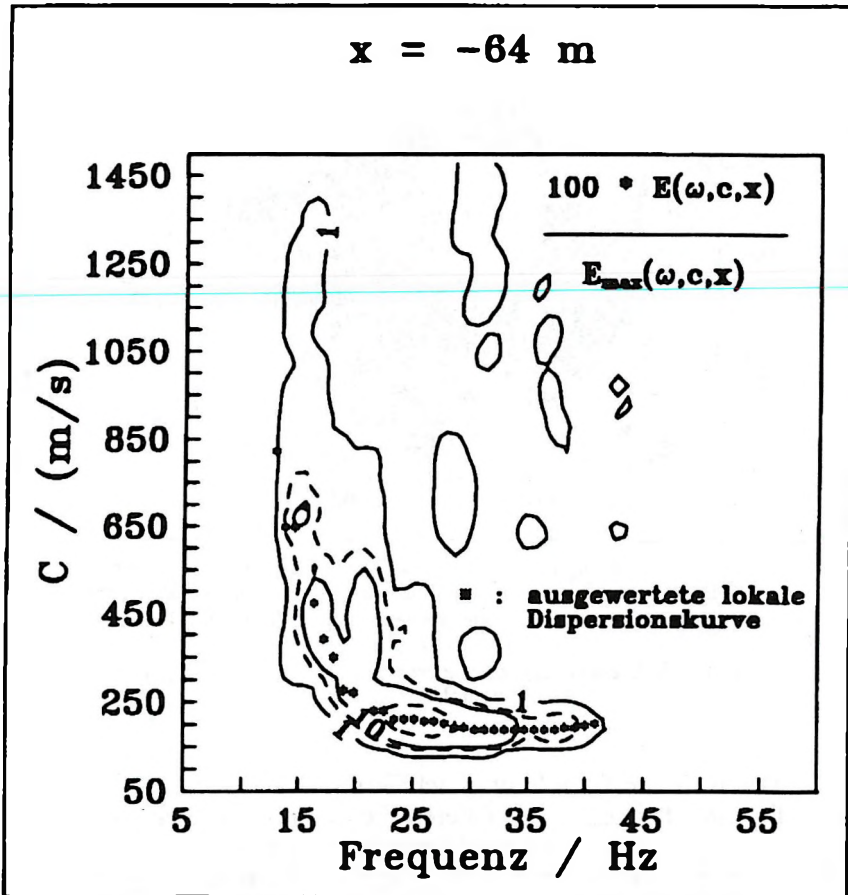


Abb. 5. Frequenz-Phasengeschwindigkeits-Matrix der Dispersionsanalyse des in der Abbildung 3 gezeigten Datensatzes für den Bezugspunkt $x = -64 \text{ m}$

Fig. 5. Frequency/phase velocity matrix of the dispersion analysis applied to the seismic data at a distance of $x = -64 \text{ m}$ (refer to Fig. 3)

5. ábra. A 3. ábrán közölt -64 m távolságú szeizmikus adatrendszer diszperziós elemzéséhez használt frekvencia-fázissebesség matrix

Um einen genaueren Überblick über das laterale Verhalten der Dispersion zu bekommen, wurde für jede Position von der Quelle bis zum Ende des Profils bei -110 m die lokale Dispersionskurve durch Abgriff des Maximums der Amplitude in den Matrizen bei den einzelnen Frequenzen extrahiert und in der *Abbildung 6* als Phasengeschwindigkeitsfläche dargestellt. Zunächst erkennt man deutlich die laterale Diskontinuität, die sich hier zwischen -90 m und -100 m vor allem im höherfrequenten Bereich abzeichnet. Die Werte fluktuieren sehr stark und lassen an dieser Stelle keine sinnvolle quantitative Interpretation zu. Im Intervall zwischen der Quellposition und dieser Diskontinuität

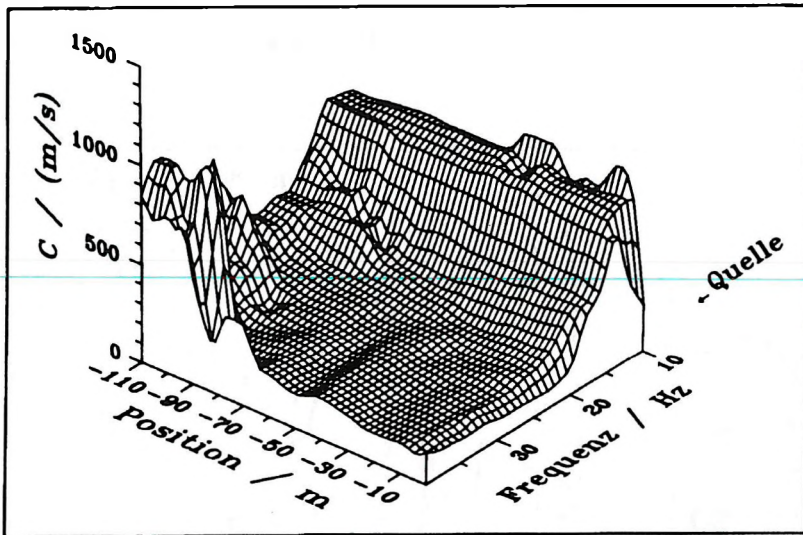


Abb. 6. Darstellung der Zuordnung Phasengeschwindigkeit-Frequenz für alle Bezugspunkte von der Quelle bis $x = -110$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes

Fig. 6. Phase velocities versus frequencies for recording positions from 0 m to -100 m (refer to Fig. 3)

6. ábra. Fázissebesség-frekvencia függvény diagramja a 3. ábra adatai alapján a 0 és -110 m-es pontok között

sehen die Daten in der Tat relativ gleichförmig aus, jedoch sind die Phasengeschwindigkeiten bei den etwas höheren Frequenzen ab 25 Hz im Bereich bis etwa -40 m niedriger als im Intervall zwischen -40 m und -90 m.

Die zu den Bezugspunkten $x = -34$ m und $x = -64$ m ausgewerteten lokalen Dispersionskurven wurden nun einer konventionellen linearisierten Inversion [MISIEK 1991] unterzogen. Die lokalen Dispersionskurven sowie die Dispersionskurve des Inversionsergebnisses zeigen die Abbildungen 7 und 8. Die zugehörigen Schichtmodelle sind in den Abbildungen 9 und 10 dargestellt. Es wurde eine Schicht über einem Halbraum angenommen und Dichte und Kompressionswellengeschwindigkeit des Halbraumes fixiert. Die zuverlässigsten Parameter sind sicherlich die Mächtigkeit und die Scherwellengeschwindigkeit der Deckschicht, da die Dispersion am stärksten von diesen Parametern abhängt. Die Scherwellengeschwindigkeit des Halbraumes hat mit Sicherheit eine weit geringere Bestimmungsgenauigkeit, da der hierfür relevante Frequenzbereich weniger gut mit Daten belegt ist. Die Kompressionswellengeschwindigkeit und die Dichte der Deckschicht konnten in diesem Fall tatsächlich invertiert werden, die Aussagekraft dieser Ergebnisse muß jedoch mit Vorsicht betrachtet werden, da diese Parameter ohne weiteres um größere Beträge verändert werden können, ohne die Dispersionskurve wesentlich zu verändern. Im Falle der Dichte kommt noch hinzu, daß in die Dispersionsrelationen lediglich der Quotient der Dichten der Deckschicht und des Halbraumes

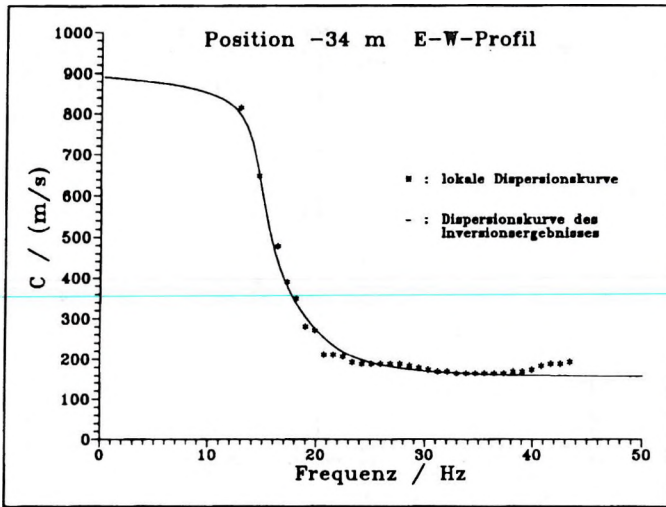


Abb. 7. Gemeinsame Darstellung der ausgewerteten lokalen Dispersionskurve (Sterne) und der Dispersionskurve (Linie) des Inversionsergebnisses für den Bezugspunkt $x=-34$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes

Fig. 7. Presentation of both an interpreted local dispersion curve (stars) and dispersion curve (solid line) after inversion. Recording position: $x=-34$ m (refer to Fig. 3)

7. ábra. A kiértékelt lokális (csillag) és az inverzió utáni (folytonos vonal) diszperziós görbe az $x=-34$ m-es ponton (lásd 3. ábra)

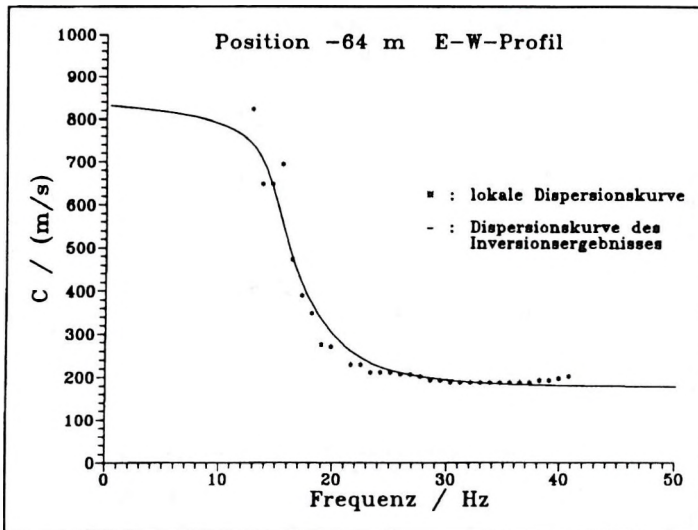


Abb. 8. Gemeinsame Darstellung der ausgewerteten lokalen Dispersionskurve (Sterne) und der Dispersionskurve des (Linie) Inversionsergebnisses für den Bezugspunkt $x=-64$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes

Fig. 8. Presentation of both an interpreted local dispersion curve (stars) and a dispersion curve (solid line) after inversion. Recording position: $x=-64$ m (refer to Fig. 3)

8. ábra. A kiértékelt lokális (csillag) és az inverzió utáni (folytonos vonal) diszperziós görbe az $x=-64$ m-es ponton (lásd 3. ábra)

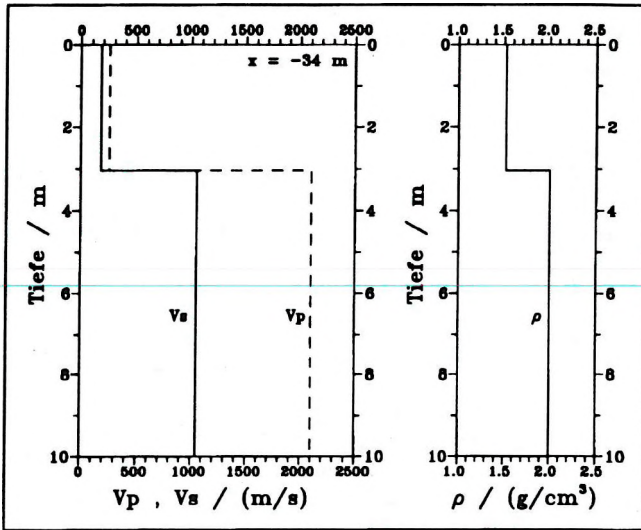


Abb. 9. Schichtmodell des Inversionsergebnisses für den Bezugspunkt $x = -34$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes

Fig. 9. Model of the layered underground deduced by inversion. $x = -34$ m (refer to Fig. 3)
 9. ábra. A 3. ábra $x = -34$ m-es pontjának adataiból inverzióval előállított rétegsor modell

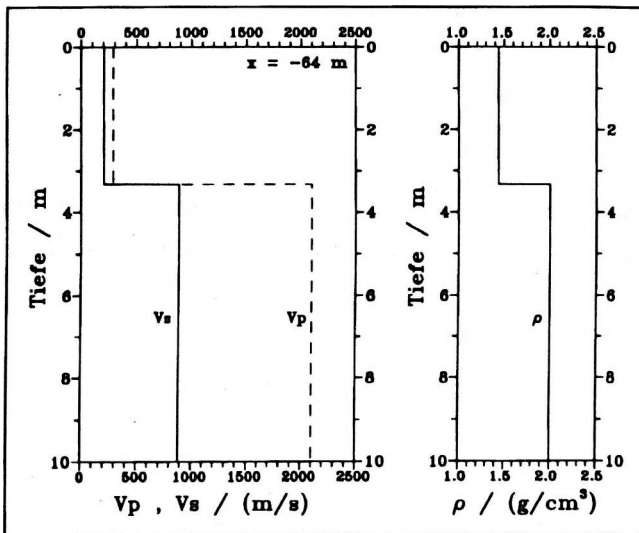


Abb. 10. Schichtmodell des Inversionsergebnisses für den Bezugspunkt $x = -64$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes

Fig. 10. Model of the layered underground deduced by inversion. $x = -64$ m (refer to Fig. 3)
 10. ábra. A 3. ábra $x = -64$ m-es pontjának adataiból inverzióval előállított rétegsor modell

eingeht, so daß die Dichten unter dem Vorbehalt gelten, daß die Dichte des Halbraumes tatsächlich den vorgegebenen Wert von 2.0 g/cm^3 besitzt; dies kommt aber größenordnungsmäßig für den verwitterten Sandstein in Frage. Die Kompressionswellengeschwindigkeiten bleiben für die Deckschicht unter 300 m/s , was in Anbetracht der Tatsache, daß die Scherwellengeschwindigkeiten bei knapp 200 m/s liegen, etwas gering erscheint. Die Kompressionswellengeschwindigkeit könnte hier tatsächlich fehleingeschätzt worden sein und tatsächlich einen höheren Wert besitzen. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik wäre an dieser Stelle hilfreich, ist aber, wie schon erwähnt, leider noch nicht möglich. Die Scherwellengeschwindigkeiten von knapp 200 m/s und die Mächtigkeit von 3.0 m bis 3.3 m sind jedoch gut bestimmbare Größen, so daß diese Parameter als das wichtigste Ergebnis zu betrachten sind. Die Deckschicht kann mit dem Deponiekörper zusammen mit dem Erdauftrag identifiziert werden, die Basis mit dem anstehenden Sandstein. Die leichten Unterschiede, die bei der Betrachtung der Schichtmodelle in den Abbildungen 9 und 10 auffallen, sollten nicht überinterpretiert werden, der Untergrund in diesem Bereich also als näherungsweise lateral homogen angesehen werden. Die leichte Zunahme der oberflächennahen Scherwellengeschwindigkeit von $x=-34 \text{ m}$ bis $x=-64 \text{ m}$, die wohl tatsächlich vorliegt, kann sicherlich vernachlässigt werden.

3.4. Rekompensation

Zur Kontrolle der Ergebnisse wurde nun die von der Inversion für den Bezugspunkt bei $x=-64 \text{ m}$ gelieferte Dispersionskurve benutzt, um die Seismogramme zu rekonstruieren. Gleichzeitig wurde versucht, Aussagen über die anelastischen Eigenschaften des Untergrundes zu treffen. Dazu wurde ein lateral relativ homogen erscheinendes Intervall des Profils mit dem in Abschnitt 2. vorgestellten Verfahren untersucht. Es wurden die Seismogramme von der Position -18 m bis -78 m verwendet. Die Frequenzen von 10 Hz bis 40 Hz wurden in Schritten von 1 Hz mit Filterbandbreiten von 5 Hz analysiert. Das Ergebnis für den Dämpfungskoeffizienten $\gamma(\omega)$ zeigt die *Abbildung 11*. Zusätzlich sind in der *Abbildung 12* die Korrelationskoeffizienten der Regression dargestellt. Die Korrelationskoeffizienten liegen durchweg zwischen etwa 0.92 und 0.97 . Dies zeigt, daß die Amplituden innerhalb des untersuchten Entfernungs- und Frequenzbereiches tatsächlich recht gut einem exponentiellen Abnahmegesetz gehorchen. Dies spricht an sich wiederum gegen größere laterale Inhomogenitäten innerhalb der untersuchten Entfernungsbereiche. Der Dämpfungskoeffizient selbst in der *Abbildung 11* zeigt einen deutlichen Anstieg mit der Frequenz und darüber hinaus ein Nebenmaximum bei etwa 18 Hz und ein weniger stark ausgeprägtes bei etwa 32 Hz . Eine Abschätzung des Qualitätsfaktors der Rayleighwelle kann dadurch erfolgen, daß man den Wert für $\gamma(\omega)$ bei 25 Hz mit etwa 0.04 abgreift und die schon bekannte Phasengeschwindigkeit von $C_1 \approx 200 \text{ m/s}$ benutzt, um durch Einsetzen in

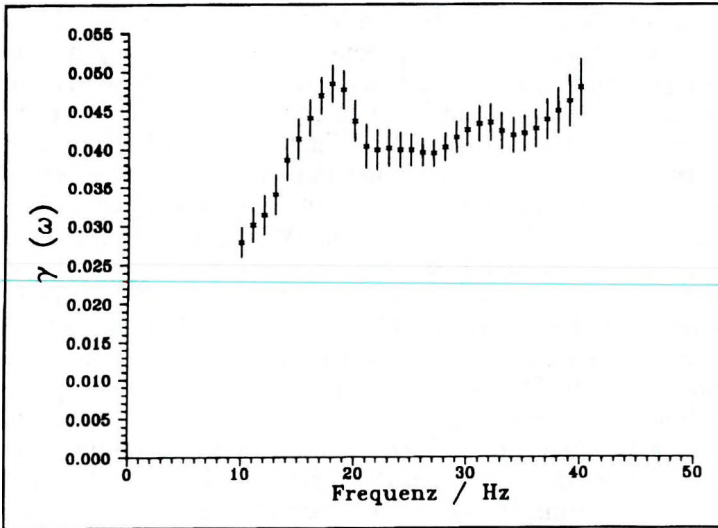


Abb. 11. Für den Bereich von $x=-30$ m bis $x=-80$ m des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes ausgewerteter Dämpfungskoeffizient der Rayleighwelle. Die vertikalen Balken geben die Fehler der Regression an

Fig. 11. Attenuation coefficients of Rayleigh waves from $x=-34$ m to $x=-64$ m. Vertical lines represent the errors of the regression

11. ábra. A Rayleigh hullámok csillapítási együtthatói $x=-34$ m-től $x=-64$ m-ig. A vertikális vonalak a regresszió hibáját jelzik

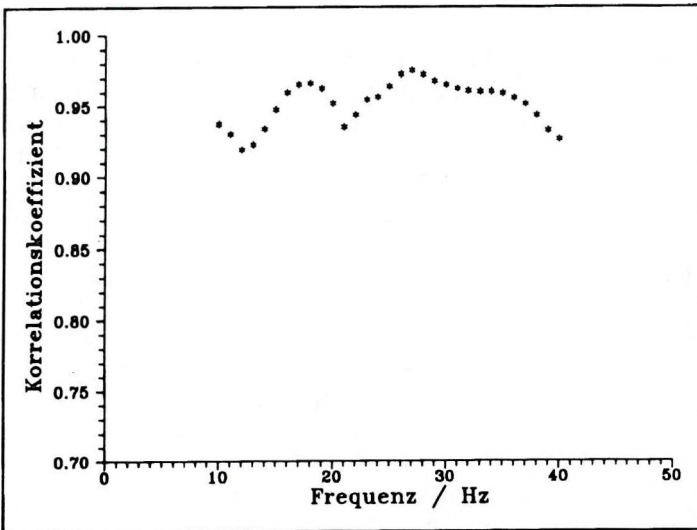


Abb. 12. Korrelationskoeffizient der Regression für die Berechnung des in der Abbildung 11 dargestellten Dämpfungskoeffizienten

Fig. 12. Correlation coefficients of the regression related to the calculation of the attenuation coefficients in Fig. 11

12. ábra. A 11. ábrán bemutatott csillapítási együtthatók számításához használt regresszió korrelációs együtthatói

$\gamma(\omega) := \omega C_2$ zu $C_2 \approx 2.55 \cdot 10^{-4}$ s/m zu gelangen. Der Qualitätsfaktor bei 25 Hz kann dann durch $Q_c = 1 / (2C_1 C_2) \approx 10$ abgeschätzt werden. Dieser Wert kommt dem Qualitätsfaktor der Scherwelle im oberflächennahen Bereich recht nahe.

Zur Überprüfung dieser Annahme, aber auch der Dispersionsanalyse, sind die Feldseismogramme der Abbildung 3 auf der Grundlage eines lateral homogenen, anelastischen Modells rekomprimiert worden. Das Schichtmodell entspricht dem Inversionsergebnis für den Bezugspunkt bei -64 m (Abb. 10). Als Qualitätsfaktoren für die Kompressionswelle wurde für den Halbraum $Q_\alpha = 100$ und für die Deckschicht $Q_\alpha = 30$ angenommen. Die Qualitätsfaktoren für die Scherwelle betragen für den Halbraum $Q_\beta = 50$ und für die Deckschicht $Q_\beta = 10$. Die auf der Grundlage dieses Modells rekomprimierten Seismogramme sind in der *Abbildung 13* dargestellt. Die Seismogramme wurden entsprechend einer Geschwindigkeit von 500 m/s verzögert. Bei der Darstellung wurde diesmal auf das Maximum aller Seismogramme normiert, so daß die relativen Amplitudenwerte der Spuren untereinander vergleichbar sind. Zunächst ist festzustellen, daß durch die Rekompensation kein kompaktes Signal zurückgewonnen werden konnte. Dies liegt unter anderem daran, daß das Quellsignal gar keine kurze kompakte Form besitzt, sondern vom Nachschwingen der Quellvorrichtung geprägt ist. Die Dispersion jedoch konnte im Bereich von $x = -30$ m bis $x = -80$ m rückgängig gemacht werden. Die einzelnen Phasen können in dieser Darstellung über die Entfernung hinweg verfolgt werden. Für die Originalseismogramme ist dies nicht möglich. Die laterale Homogenität des Untergrundes wird dadurch nochmals deutlich. Eine leichte residuale Dispersion ist allenfalls noch im ausschwingenden Teil des Seismogramms zu erkennen. Vor allem fällt auf, daß die Dispersion im Intervall von der Quelle bis $x = -30$ m nicht ganz rückgängig gemacht werden konnte. Die Modellschätzung scheint für diesen Bereich nicht völlig zuzutreffen. Die Phasen werden im Bereich um $x = -25$ m gestört, was für eine weitere Diskontinuität in diesem Bereich spricht. Als weiteres wichtiges Ergebnis bleibt außerdem festzuhalten, daß die Amplitude der Seismogramme im Entfernungsbereich von $x = -30$ m bis $x = -80$ m relativ konstant bleibt. Die Qualitätsfaktoren des Referenzmodells müssen also in guter Näherung den Gegebenheiten entsprechen. Dies gilt vor allem für die Qualitätsfaktoren der Scherwelle. Für den Qualitätsfaktor der Kompressionswelle bleibt ein größerer Spielraum, da der Einfluß auf die Rayleighwellen-Signale nicht sehr ausgeprägt ist.

4. Zusammenfassung

Das Gefahrenpotential, welches von Abfalldeponien, insbesondere Sonderabfalldeponien und Altlasten ausgeht, ist in vollem Umfang erst in den letzten Jahren deutlich geworden und immer noch Gegenstand der Forschung. Die Bewältigung der damit zusammenhängenden Probleme, dazu gehört die Auswahl geeigneter Standorte für neue Deponien und die Sanierung von

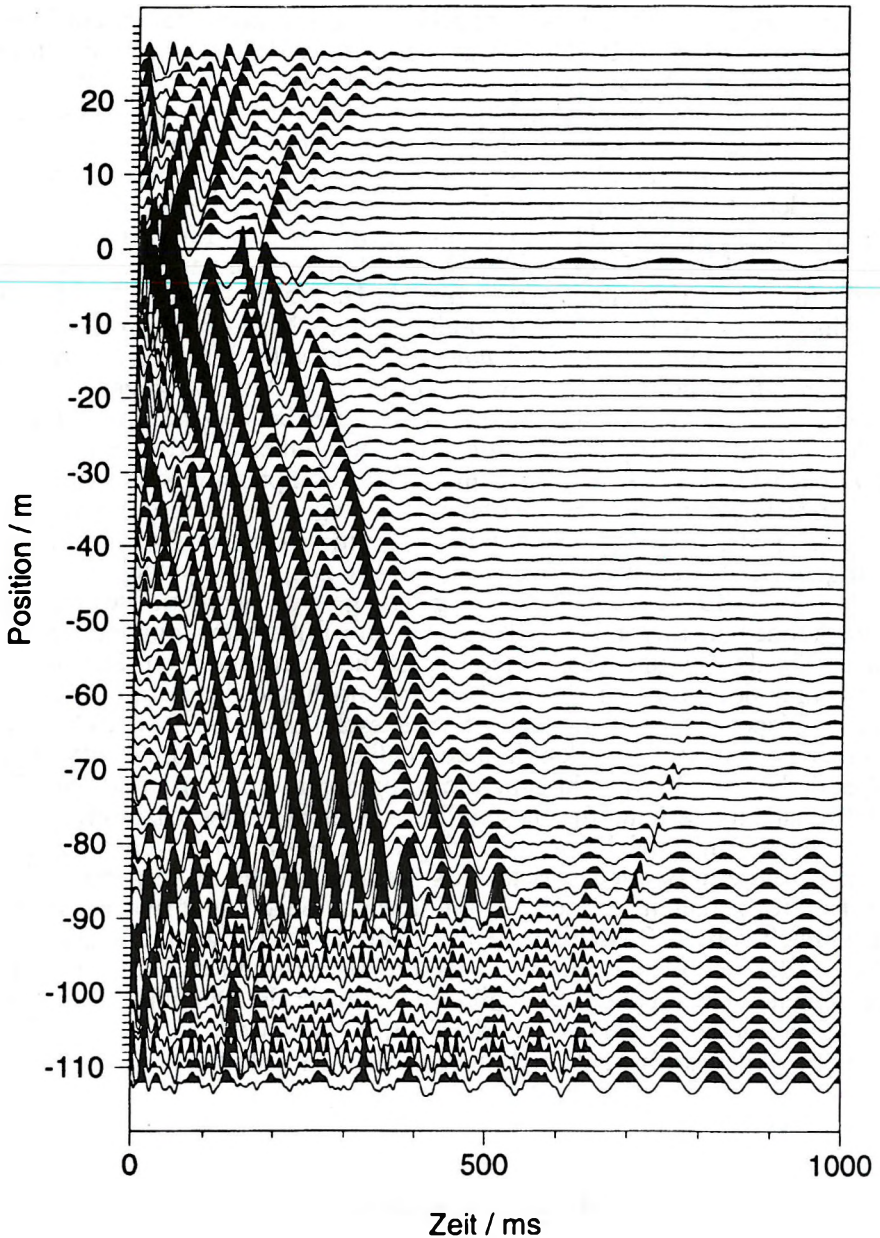


Abb. 13. Auf der Grundlage eines anelastischen Referenzmodells rekomprierte Seismogramme des in der Abbildung 3 dargestellten Datensatzes. Die Parameter des Referenzmodells sind dem Text zu entnehmen

Fig. 13. Recompressed seismograms of Fig. 3, based on an unelastic reference model. The parameters of the reference model are to be found in the text

13. ábra. A 3. ábra újra összenyomott szeizmogramja, rugalmatlan referencia modell alapján. A referencia modell paraméterei a szöveges részben található

Altlastenflächen, ist nur mit der Unterstützung einer ganzen Palette von Verfahren, die die Abschätzung des tatsächlichen Gefährdungspotentials und die Ortung des Gefahrenherdes ermöglichen, gewährleistet. Ein Teil dieser Verfahren sind geophysikalische Methoden, die sich wiederum, je nach angewandter Methode, in verschiedene Kategorien aufteilen. In dieser Arbeit wurde untersucht, welche Möglichkeiten durch den Einsatz seismischer Oberflächenwellen, insbesondere vom Rayleightyp, bei der Vermessung der oberflächennahen und inhomogenen Untersuchungsobjekte gegeben sind. Dabei ist daran gedacht, nach Möglichkeit im Zuge einer ohnehin vorgenommenen refraktionsseismischen Messung die Oberflächenwellen-Signale mitzuregistrieren. Für den Einsatz von Oberflächenwellen in dieser Kombination und für oberflächennahe und lateral inhomogene Untersuchungsobjekte liegen bislang noch keine speziellen Erfahrungen vor.

Es wurde ein nennenswertes Verfahren zur Dispersionsanalyse über lateral heterogenem Untergrund entwickelt und seine Eigenschaften demonstriert. Mit diesem Verfahren ist es möglich, ohne Vorkenntnisse über den lateralen Aufbau des Untergrundes den gesamten auf einem Profil gemessenen Datensatz zu analysieren. Als Analyseergebnis werden ortsabhängige Dispersionskurven abgeleitet, die die Dispersion an einem entsprechenden Bezugspunkt und dessen Umgebung repräsentieren. Die laterale Variation der Signaleigenschaften kann aus der lateralen Variation dieser Dispersionskurven gefunden werden und ist ebenfalls Resultat der Analyse. In Bereichen, in denen die laterale Variation nicht zu stark ist, können diese Dispersionskurven einer konventionellen Inversion zugeführt werden und die erhaltenen Schichtmodelle zu einem Modell mit Blockstruktur zusammengefügt werden.

Die durch die Dispersionsanalyse erlangten Resultate und Modelle können benutzt werden, um die Dispersion der Rayleighwellen-Signale rückgängig zu machen. Man hat damit ein Instrument, um auf der Grundlage eines lateral homogenen Schichtmodells, welches eine erste Schätzung für den Untergrund darstellen kann, laterale Inhomogenitäten in den Seismogrammen optisch hervorzuheben und eine Interpretation auf diesem Wege zu erleichtern. Die Rekompensation auf der Grundlage eines lateral inhomogenen Referenzmodells kann dazu dienen, Geltungsbereiche und Abweichungen von einer lateral inhomogenen Modellschätzung, wie sie über die Dispersionsanalyse erlangt wird, zu überprüfen. Eine weitere Möglichkeit eröffnet die Rekompensation auf der Grundlage eines anelastischen Mediums. Hier kann die Amplitude der Rayleighwelle als Informationsträger genutzt werden, um für den Fall näherungsweise lateral homogener Verhältnisse die anelastischen Eigenschaften des Untergrundes zu schätzen.

Die Datenbearbeitungskonzepte wurden anhand einer seismischen Messung im Bereich einer altlastenverdächtigen Fläche überprüft und die Ergebnisse interpretiert. Dabei wurde auf einige spezielle Probleme verwiesen, die bei der Messung von Oberflächenwellen-Signalen im Zuge einer refraktionsseismischen Messung auftreten. Im Ergebnis wurde dabei eine deutliche laterale Diskontinuität mit der lateralen Begrenzung der Altlast identifiziert.

Die Mächtigkeit des Altlastenkörpers konnte lokal durch die Inversion lokaler Dispersionskurven abgeschätzt werden.

Danksagung

Die Arbeiten wurden im Rahmen des Verbundvorhabens "Methoden zur Erkundung und Beschreibung des Untergrundes von Deponien und Altlasten" vom BMFT gefördert und von der BGR-Hannover koordiniert. Beiden forschungsfördernden Institutionen gilt unser Dank.

LITERATUR

- BÁTH M. 1974: Spectral analysis in geophysics, Elsevier Scientific Publishing Company
- BREITZKE M. 1990: Ein Normalmodensummutationsverfahren und ein Frequenz-Wellenzahl-Verfahren zur Modellierung, Rekompensation und Migration dispersiver Flözwellen, Berichte des Instituts für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum, Reihe A, Nr. 28
- BREITZKE M. 1992: Seismogram synthesis and recompression of dispersive in-seam seismic multimode data using a normal-mode superposition approach, Geophysical Prospecting, 40, pp. 31-70
- CLAERBOUT J. F. 1985: Imaging the earth's interior, Blackwell Scientific Publications
- CLAERBOUT J. F. 1991: Earth soundings analysis: Processing versus inversion, Blackwell Scientific Publications
- MISIEK R. 1991: Inversion von Rayleighwellen in der Ingenieurgeophysik, Diplomarbeit, Institut für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum
- SCHNEIDER C. 1993: Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten mit Rayleigh-Oberflächenwellen, Berichte des Instituts für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum, Reihe A, Nr. 36.

FELSZÍNI HULLÁMOK ADATAINAK FELHASZNÁLÁSA HULLADÉKLERAKÓ HELYEK KÖRÜLHATÁROLÁSÁRA: EGY ESETTANULMÁNY

Christian SCHNEIDER és Lothar DRESEN

A környezeti és a talajmechanikai feladatok megoldásában a geofizikai módszerek jelentősen segíthetnek. A hulladéklerakó helyek felkutatása az egyik ilyen kiemelt feladat a mérnökgeofizika számára. Legújabbban a diszperzív felszíni hullámokat is magában foglaló felszíni szeizmikát vezették be a mérnökgeofizikai eljárások közé.

A dolgozatban ismertetik a Rayleigh hullám felhasználását a felszínközeli olyan inhomogenitások felkutatására, mint a hulladéklerakóhelyek stb. A Rayleigh hullám észlelése a szokásos refrakciós

mérések keretébe minden jelentősebb költség nélkül beilleszthető. Bemutatják, hogy a „Rayleigh-hullámos” eljárás a rétegzett közegben is alkalmas különböző objektumok kimutatására.

Speciális diszperziós analízist fejlesztettek ki a laterálisan heterogén felszinközeli közeg lehatárolására. Az eljárás használatakor nem szükséges a priori információ a felszín alatti rétegsorról. Eredményként a diszperziós görbéket kapják, amelyek a felszínalatti képződményeket minden geofonállásban jellemzik. A felszíni hullám jelének horizontális változékonyságát a helyi diszperziós görbékől vezetik le. Ott ahol a diszperziós görbék horizontális változása síma (nem szakadós) az eljárás szigorú inverzióra is felhasználható. Az inverzió a közeg blokkos megjelenítéséhez vezet.

Továbbá, a Rayleigh hullám jele újra összenyomható, s ezzel a felbontás mértéke növelhető. Ezáltal a laterális feladat értelmezése lényegesen javulhat. Az összenyomás utáni amplitúdók a rétegsor rugalmatlóságának mértékéről is adatokat nyújtanak. A helyi diszperziós görbék leszarmaztatási eljárását, az inverziót és újra összenyomást egy hulladéktemető feletti mérési anyagon mutatják be. Mind a laterális szakadások, mind a hulladék mélységének meghatározását egy türingiai (Németország) felszínhullám méréssel ismertetik.

REFLECTION TOMOGRAPHY USING GIBBS STATISTICS

Philip CARRION*

This paper discusses the possibility of separately reconstructing both the lateral velocity gradients and the reflection interfaces using reflection seismic data (traveltimes). The optimization procedure is based on Gibbs statistics, allowing one to establish links between the neighbouring pixels and/or the reflection points adding the so-called morphological dimension to the inverse problems. The numerical example illustrates the feasibility of accurate reconstruction in reflection tomographic experiments.

1. Introduction

Various techniques for solving seismic reflection tomography have been discussed lately in the geophysical literature. BISHOP et al. [1985], FARRA and MADARIAGA [1987] and STORK [1992] considered reflection tomography as a least-squares optimization procedure. In this paper, an explicit solution to reflection tomography is derived using Gibbs statistics; the solution is illustrated on a numerical example.

I consider the travelttime inversion driven by Gibbs statistics, which permits one to treat the Markovian random fields.

If the optimization problem is solved in the framework of Gaussian statistics (Gaussian statistics maximizes entropy) the images are typically 'rough.' The roughness of images is one of the consequences of maximum entropy.

JACOVITTI et al. [1992], were the first to consider Gibbs statistics in solving tomographic problems. They proved that the Gibbs statistics efficiently provides blocky structures (domains with similar properties). In an earlier work, CARRION et al. [1993] discussed Gibbs driven transmission tomography; here, the possibility is considered of using the Gibbs statistics in reflection tomography. The problem is then expressed by means of the simulated annealing procedure.

* OGS, P.O.Box 2011, 34100 Trieste, Italy
Manuscript received (revised version): 6 March, 1995

2. Gibbs statistics

In order to introduce a Markov random field (MRF) it is important to define a neighbourhood system — usually given on a lattice or on a graph. One can consider a model discretized into pixels of slowness, and choose a neighbourhood system or take a reflection point and analyse its neighbours. In the latter case, one would try to find its neighbourhood system U_j and define a Markovian system.

An important property which makes the random field Markovian is:

$$P(u_j = a \mid u_k, k \neq j) = P(u_j = a \mid u_k, k \text{ in } U_j). \quad (1)$$

Equation (1) simply says that the probability of slowness $u=a$ in pixel j , given the values of slowness at other pixels in the model space, is the same as the probability of slowness to be $u=a$, given the values of slowness only in the neighbourhood system. The same can be written for the reflection points:

$$P(z_j = b \mid z_k, k \neq j) = P(z_j = b \mid z_k, k \text{ in } Z_j) \quad (2)$$

where Z_j is the neighbourhood system of the j reflection point. A Markovian field can be described by a conditional and marginal probabilities.

If the joint probability is positive, it can be represented by a Gibbs distribution (GD) in accordance with the Hammersley-Clifford theorem:

$$P(\vec{u}) = \frac{1}{G} e^{-W(\vec{u})/T} \quad (3)$$

where

$$G(u) = \sum_u e^{-W(\vec{u})/T} \quad (4)$$

is the partition function. In the case of reflection points

$$P(\vec{z}) = \frac{1}{G(z)} e^{-Q(\vec{z})/T'} \quad (5)$$

where W and Q are the energy functions, and T and T' are the temperatures [see KINDERMANN, SNELL 1980]. Let us introduce the definition of cliques. A clique is defined as follows:

1. clique c depends on the order of the neighbourhood system of pixels.
2. in the case of order l , there are three types of clique: the first type is pixel i itself; the second type consists of two pixels making the horizontal strip; the third type similarly consists of two pixels, these forming the vertical strip.

In the case of reflection points, the cliques can also be of different types. Now we can create a potential on each clique and sum them together. The result is the energy function:

$$W(\vec{u}) = \sum_{c \in C} w_c(\vec{u}) \quad (6)$$

for the slowness function, and

$$Q(\vec{z}) = \sum_{c \in C} q_c(\vec{z}) \quad (7)$$

for the reflection points. The clique potential can be chosen as:

$$w(\vec{u}) = \begin{cases} -\xi, & \text{if } |u_i - u_j| \leq \varepsilon \\ \xi & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

[see DERIN, ELLIOT 1987]. The potential for the reflection points can be written similarly. There are other ways of expressing the potential. For example:

$$w(\vec{u}) = \begin{cases} -\xi, & \text{if } |u_i - u_j| \leq \varepsilon \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

meaning that if the difference of slownesses in one clique is greater than ε (the value of a threshold), this clique does not contribute to the energy function W or Q . In fact, one can bear in mind that if pixel k does not belong to clique c , there is no contribution (it is taken zero) and thus the Gibbs distribution will describe a Markovian random field. One can see that the GD and the Markov fields describe a blocky, 'quilt'-like type of model unlike the Gaussian distributions and may lead to significant improvement of resolution (as this reduces the degrees of freedom).

3. Gibbs inversion

In this section, we consider the Gibbs inversion. The traveltime equation in reflection tomography can be written in the matrix form as follows:

$$\delta \vec{t} = \mathbf{A} \delta \vec{u} + \mathbf{B} \delta \vec{z} \quad (10)$$

where \mathbf{A} and \mathbf{B} are the tomographic matrix and the reflection matrix respectively [see CARRION et al. 1993]. We start with the Bayesian formalism and write the conditional probability as:

$$\ln P_{\delta t} = \ln P_{(\delta t)/T} + \ln P_T \quad (11)$$

To maximize the conditional probability is the same as to minimize the objective function:

$$E = (\delta \vec{u})^T (\delta \vec{u}) / 2 + q/2 (\delta \vec{z})^T (\delta \vec{z}) + \vec{\lambda}^T \cdot (\delta \vec{t} - \mathbf{A} \delta \vec{u} - \mathbf{B} \delta \vec{z}) + \quad (12)$$

$$+ W(\vec{u} + \delta \vec{u}) / T + V(\vec{z} + \delta \vec{z}) / T .$$

with the constraints imposed on the variance of the reflection points:

$$\delta \vec{z}^T \delta \vec{z} < \gamma \quad (13)$$

where W and Q are the energy functions of the Gibbs distribution. The minimization of (12)-(13) produces the following expressions:

$$\delta \vec{u} + \nabla_{\delta u} W(\vec{u} + \nabla \vec{u}) / T = \mathbf{A}^T \vec{\lambda} \quad (14)$$

$$q \delta \vec{z} + \nabla_{\delta z} V(\vec{z} + \delta \vec{z}) / T = \mathbf{B}^T \vec{\lambda}, \quad (15)$$

where $\vec{\lambda}$ as in (12) is the vector of Lagrangian multipliers.

One can see that when the system is hot it becomes Gaussian, when the system is cold (T is low) it becomes Markovian. Let us consider now the energy functions expressed by:

$$W(\vec{u} + \delta \vec{u}) = \sum_j \frac{(u_i + \delta u_i - u_j)^2}{2} . \quad (16)$$

and

$$Q(\vec{z} + \delta \vec{z}) = \sum_j \frac{(z_i + \delta z_i - z_j)^2}{2} . \quad (17)$$

For these types of potentials, the traveltime equation can be rewritten in the following form:

$$\delta \vec{t} = \alpha \mathbf{A} \mathbf{A}^T \vec{\lambda} + \mathbf{B} \mathbf{B}^T \vec{\lambda} \sqrt{\frac{\gamma}{(\vec{\lambda}^T \mathbf{B} \mathbf{B}^T \vec{\lambda})}} , \quad (18)$$

where α is the 'temperature' term:

$$\alpha = \frac{1}{1 + W'_{\delta u}(u) / T} . \quad (19)$$

Here W' is the derivate of the energy function with respect to the variations of the slowness.

4. Numerical example

Let us consider the model presented in *Fig. 1*. This is a simplified model of a ridge buried in the parallel layers with constant velocity. The dashed lines in *Fig. 2* show the initial model and the numbers depict the initially chosen velocities between the layers. One can see that the relations between the neighbouring reflection points are quite poor leading to low Gibbs probability and large variations of the energy functions describing the Markovian field. *Fig. 3* is the next iteration with the lowered 'temperature'. One can now see that there is a much better 'relationship' between the reflection points giving better semblance and the Gibbs probability. *Fig. 4* is the next iteration, which shows almost perfect correlation of the reflection points of the first reflection interface. *Fig. 5* is the last iteration, when the algorithms stop showing the best correlation between the neighbourhood points satisfying the observed travel-times.

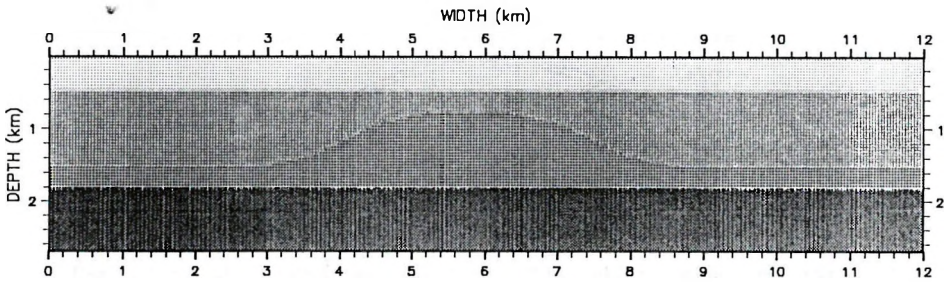


Fig. 1. The model contains the parallel layers and an anticline
1. ábra. Antiklinális model, párhuzamos fedő rétegekkel

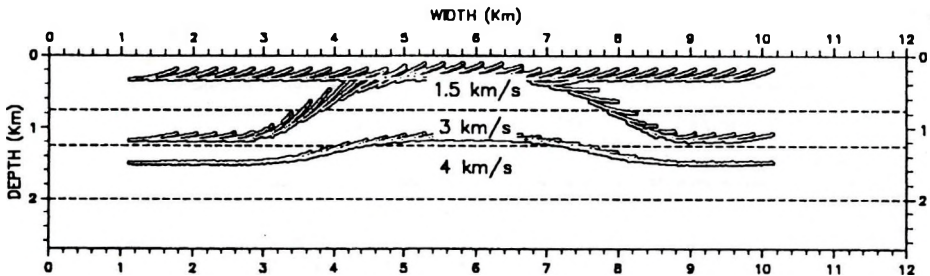


Fig. 2. The first iteration starts with the layered model and the velocity distribution shown in Figure 2. The variance of the images for all reflection interfaces is high as well as the 'temperature'

2. ábra. Az első iteráció a rétegzett modellel kezdődik és a sebességeloszlást is az ábra mutatja. A leképzési pontok szórása minden reflektáló felületre nagyon nagy, éppen úgy mint a „hőmérsékleté” is

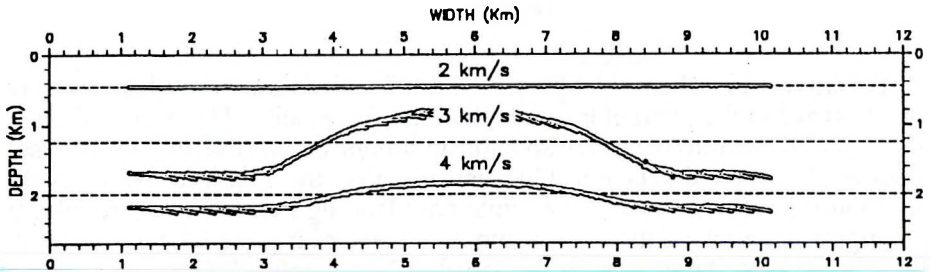


Fig. 3. The algorithm changes the velocity distribution to decrease the variance. The dotted lines indicate the previous model for the reflection interfaces
 3. ábra. A szórás mértékének csökkentése miatt az algoritmus módosítja a sebességeloszlást. A szaggatott vonalak az előző modell reflektáló felületeit jelzik

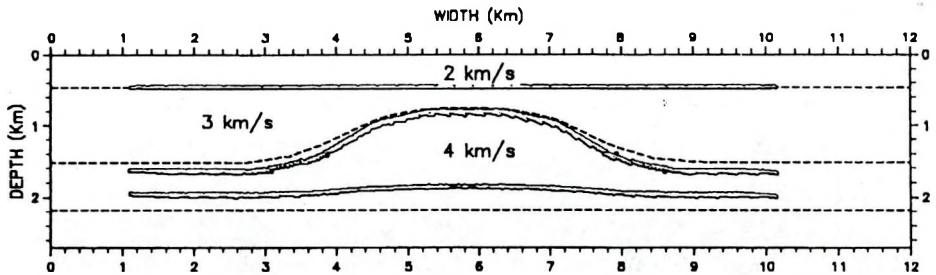


Fig. 4. The next iteration (lower values of 'temperature') shows better resolution of the reflection interfaces
 4. ábra. A következő iteráció eredménye (kisebb „hőmérsékleti” értékekkel) a reflektáló felületek jobb felbontását mutatja

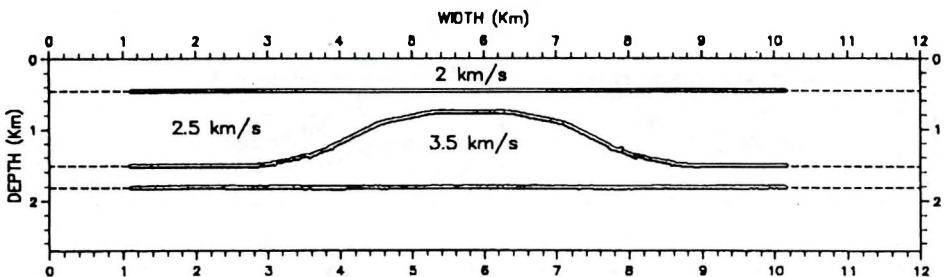


Fig. 5. The final iteration depicts almost perfect reconstruction corresponding to the minimized variance when the algorithm stops
 5. ábra. A végső iteráció majdnem tökéletes helyreállítást jelez, minimális szórással, amikor is az algoritmus leállítja a programot

5. Conclusion

In this paper, we considered the performance of Gibbs statistics applied to reflection tomography. The traveltimes equation for Gibbs statistics is solved and the slowness function along with the reflection depth points is separately computed. The procedure is repeated for lower values of 'temperature'. The algorithm stops when the traveltimes residuals are small and the Gibbs probability is maximum. This type of inversion can be successfully used in reflection tomography providing the maximum semblance between the reflection points and satisfying the observations (traveltimes).

REFERENCES

- BISHOP T., BUBE K., CUTLER R., LANGAN R., LOVE P., RESNICK J., SPINDLER D., WYLD H. 1985: Tomographic determination of velocity and depth in laterally varying media. *Geophysics* **50**, pp. 903-923
- CARRION P., JACOVITTI G., NERI A. 1993: Gaussian and non-Gaussian tomographic modeling via simulated annealing. *Journal of seismic exploration* **2**, pp. 189-204
- DERIN H., ELLIOT H. 1987: Modeling and segmentation of noisy and textured images using Gibbs random fields, *IEEE Trans. of pattern analys. and mach. int.*, PAMI-9 pp. 39-52
- FARRA V., MADARIAGA R. 1987: Non-linear reflection tomography. *Geophys. Journal* **95**, pp. 135-147
- JACOVITTI G., NERI A., LAURENTI L. 1992: Tomographic reconstruction from partial angular view using Gibbsian models, *Proc SPIE*, 1767, *Inverse Problems in Scattering and Imaging*, San Diego, USA
- KINDERMANN R., SNELL L. 1980: Markov random fields and their applications, *Contemporary Mathematics*, v 1, American Mathematical Society, Providence, USA
- STORK C. 1992: Reflection tomography in post-migrated domain. *Geophysics* **57**, pp. 680-692

REFLEXIÓS TOMOGRÁFIA GIBBS STATISZTIKÁVAL

Philip CARRION

Annak lehetőségét vizsgálják, hogy a reflexiós adatok (menetidők) felhasználásával miként lehetséges külön-külön kiszámítani (rekonstruálni) a laterális sebességgradienst és a reflektáló határfelületek helyzetét. A Gibbs statisztikai eljárás alapuló optimalizáció lehetővé teszi, hogy összefüggést találjunk a szomszédos képelemek (pixelek) és/vagy a reflexiós pontok között azáltal, hogy az ún. morfológiai dimenziót adja az inverz problémához. Számszerű példával illusztrálják a pontos rekonstrukció versenyképességét a reflexiós tomográfiai kísérletekben.

THREE DIMENSIONAL SEISMIC MODELLING BY FINITE ELEMENT CONDENSATION TECHNIQUE

Sankar Kumar NATH^{*}, Swapan MAJUMDAR^{**} and Saradindu
SENGUPTA^{*}

A seismic section represents a two-dimensional picture of reflected waves which propagate in three-dimensional space. Present day computational facilities enable the seismic responses of the earth to be investigated more accurately by setting up wave equations based on 3-D models. Various numerical modelling techniques are available to simulate seismic responses in 3-D, such as the finite element method. Unlike other schemes, this method needs an efficient networking of computers to handle multifold data. The purpose of this paper is to present an efficient and economical finite element algorithm for modelling seismic responses in 3-D, keeping in view (i) the reduction of memory and storage requirements, (ii) the suitability for multiple processors and mini-computers. The degree of freedom is reduced by introducing hierarchical modes in the form of Legendre's polynomials to achieve kinematic condensation of the global matrices. The normal incidence synthetic seismograms computed along six profiles over a 3-D dome model along with the snapshots and the isotime map given in the paper, prove the validity of the proposed algorithm.

Keyword: seismic section, finite element method, hierarchical modes, kinematic condensation, normal incidence synthetic seismograms

1. Introduction

Numerical modelling of seismic wave propagation has become an important component of seismic prospecting. Probably the most common application of such modelling is in the context of interpreting seismic data. Generally geophysical data are interpreted and translated into a subsurface geological

* Dept. of Geology & Geophysics, Indian Institute of Technology, Kharagpur 721302, West Bengal, India

** Dept. of Civil Engineering, Indian Institute of Technology, Kharagpur 721302, West Bengal, India

Manuscript received (revised version): 26 Oct, 1994

model. A numerical or computer simulation of seismic data acquisition can be employed to compute the anticipated seismic response of the model. If, on comparison, the synthetic data closely match with the field-acquired data, the geological interpretation gets verified.

A three-dimensional geological environment may either be reduced to a one- or two-dimensional geophysical representation, depending on the symmetries related to the geological structure and the seismic survey geometry, or it can be simulated in the 3-D space itself.

A comprehensive computer program is required to simulate the physical complexities of wave propagation. A variety of wave types might propagate in the physical environment, viz., *P*, *SV*, *SH*, Rayleigh, etc. For the proper selection of a modelling algorithm to simulate these wave types, the characteristics of the medium and the salient features of wave propagation are the most crucial factors.

There are various numerical modelling schemes available to geophysicists, viz., geometrical ray tracing, asymptotic ray theory, generalized ray theory, Fourier synthesis, finite differences, finite elements, etc. Each approach has its own merits and demerits, and is unique in its domain of application.

The finite element method needs faster CPUs, large memory and disc storage to compute and store the enormous volume of data. The present investigation deals with the development of an efficient and economical finite element algorithm for simulating seismic responses in 3-D.

In finite element analysis, generally 'simple' lower order smooth interpolation functions are used to represent the deformation modes. These can be extended to systematic representation of more complex modes through the hierarchy of Legendre's polynomials. Alternatively, the displacement vector at any point for a layered medium can be represented by harmonic expansions in the form of Fourier series. With these ideas in mind, the kinematic condensation of the global matrices is achieved either by introducing hierarchical modes in the form of Legendre's polynomials or by using harmonic expansion in Fourier series [NATH et al. 1990; 1991a, b; 1992; 1993]. The former tackles the problem globally whereas the latter performs better for a layered earth model.

The major features of the proposed kinematic condensations can be summarized as follows:

- Since the CPU requirement is less, the programs can be executed on mini-computers. In fact the present simulation is performed on a HP-9000 series mini-computer.
- At the initial stage of condensation, additional multiplications require extra computational time. But the reduction in the final dimensions of the global matrices cuts down drastically the time required for matrix inversion and also for the subsequent time integration.
- Automatic mesh generation by isoparametric mapping adds generality to the algorithms. Once the software is developed, it is easy to handle a variety of structures and boundary conditions.

- Both the vertical and lateral inhomogeneity and anisotropism can be tackled by controlling the dimensions of the elements.
- Mode of assembly is simple.
- It adds a meaningful interpretation to the analysis in the form of deformation modes.
- Since by the condensation of the deformation modes the degree of freedom is reduced, some of the accuracy is lost though most of it is insignificant because we are interested in the macroscopic response of the subsurface structures.

The inherent disadvantage of these methods is the long execution time even though, compared to the direct finite element method, the total computational time for these condensation algorithms is very low.

At the moment the simulation is performed at the expense of the CPU time in a single array processing environment. Once the parallel processing and computational facility is easily accessible, the kinematic condensation will gain its real entity.

Nomenclature

$U(t)$: displacement vector at any point in the assemblage

U_0 : nodal displacement vector

$\dot{U}(t)$: particle velocity vector

$\ddot{U}(t)$: particle acceleration vector

\mathbf{M} : global mass matrix

\mathbf{K} : global stiffness matrix

\mathbf{C} : global damping matrix

x, y, z : global coordinates

x_e, y_e, z_e : global coordinates at any point in a 3-D solid finite element

$x_{e_i}, y_{e_i}, z_{e_i}$: global coordinates at the i -th node of a 3-D solid finite element

ξ, η, λ : local axes in 3-D space

ξ_i, η_i, λ_i : local coordinates at the i -th node of a 3-D solid finite element

ν : Poisson's ratio

N_i : shape/interpolation function

$N_{i,\xi}$: first derivative of N_i with respect to ξ

$N_{i,\eta}$: first derivative of N_i with respect to η

$N_{i,\lambda}$: first derivative of N_i with respect to λ

u : x -parallel component of displacement vector

v : y -parallel component of displacement vector

w : z -parallel component of displacement vector

\mathbf{B} : strain-displacement matrix

\mathbf{D} : constitutive matrix

\mathbf{J} : Jacobian matrix

\mathbf{T} : condensation matrix

$\mathbf{k}_e, \mathbf{m}_e$: local stiffness and mass matrices
 \mathbf{f}_e : local force vector
 $\hat{\mathbf{k}}_e, \hat{\mathbf{m}}_e$: condensed local stiffness and mass matrices
 $\hat{\mathbf{f}}_e$: condensed local force vector
 α_{ijk} : 3-D global parameter variable

2. General formulation

A general review of the finite element method can be found in many standard texts.

The equation of motion for the displacement vector $U(t)$ may be represented through FEM discretization as,

$$\mathbf{M} \ddot{U}(t) + \mathbf{C} \dot{U}(t) + \mathbf{K}U(t) = F(t) \quad (1)$$

where \mathbf{M} , \mathbf{C} and \mathbf{K} are the global mass, damping and stiffness matrices; $F(t)$ is either an impulsive force or a harmonic loading, and the dot $[\dot{\quad}]$ denotes the derivative with time.

The vector $U(t)$ here represents the nodal degrees of freedom at different points in the media. The nodal degrees of freedom may be thought of as discrete values of a continuous function in space and time.

Figures 1, 2 and 3 together represent the geometry of the three-dimensional finite element simulation considering an eight-noded isoparametric solid element. This includes the isoparametric mapping of the global structures, mesh generation, condensation, etc.

Isoparametric mapping and automatic mesh generation

In finite element mesh generation of 3-D surfaces in CAD, ONWUBOLU [1989] has reported the development of a geometric modelling procedure based on a uniform B -spline for the representation of general surfaces in 3-D in computer-aided geometric design. The B -spline surfaces which are meshes of curves intersecting at model points, facilitate the conversion of the geometric definition into a form compatible with finite element analysis programs. The algorithm converts the B -spline surface meshes into six- or eight-noded finite elements.

In order to generate the mesh efficiently, the following points are of vital importance:

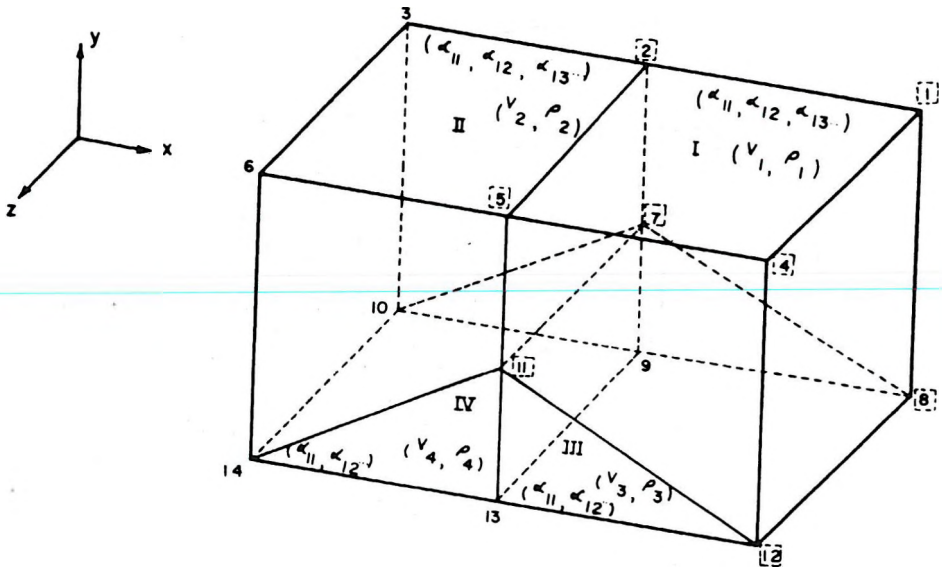


Fig. 1. 3-D global structure
1. ábra. A 3D globális szerkezet

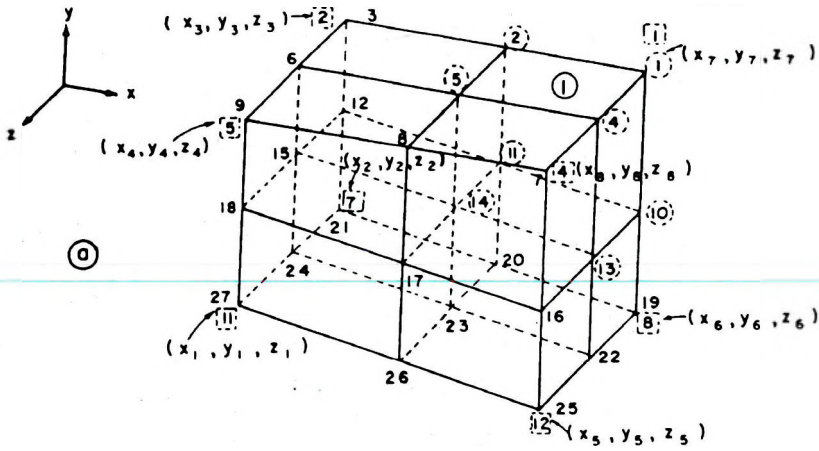
- Continuity across the inter macro-element boundary — thus necessitating equal divisions across the boundaries between neighbouring macro-structures to keep the nodal positions unchanged during discretization.
- To divide each 3-D macro-element into smaller 3-D finite elements for which the global coordinates are to be determined with respect to the key nodal coordinates.

In the present work, we have followed two stages of isoparametric mapping to develop the scheme of discretization by considering trilinear eight-node hexahedron elements.

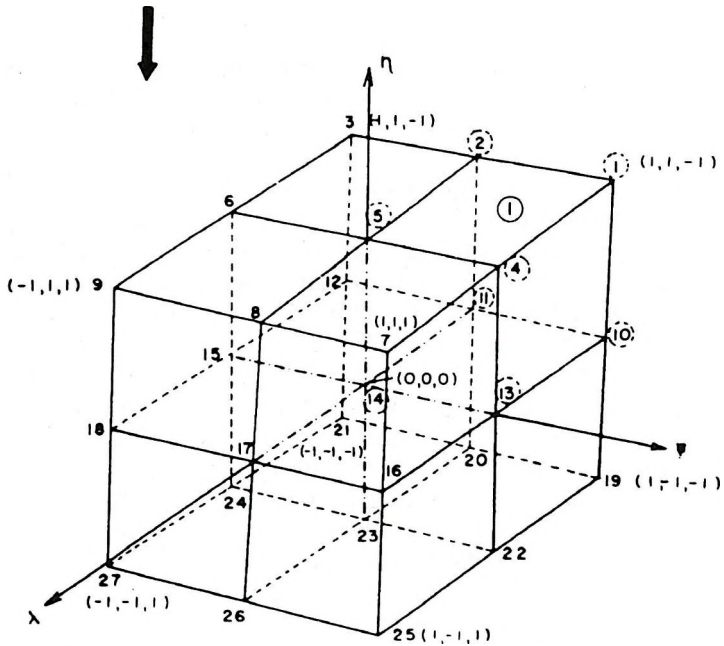
The isoparametric formulation extends directly from two dimensions to three. We add coordinate z in the global space and a corresponding coordinate λ in the local space and define faces of the element by $\xi, \eta, \lambda = \pm 1$. The isoparametric relationships for an eight-noded solid element can be written as,

$$x_e = \sum_{i=1}^8 N_i x_{e_i} ; \quad y_e = \sum_{i=1}^8 N_i y_{e_i} ; \quad z_e = \sum_{i=1}^8 N_i z_{e_i} \quad (2)$$

$$u = \sum_{i=1}^8 N_i u_i ; \quad v = \sum_{i=1}^8 N_i v_i ; \quad w = \sum_{i=1}^8 N_i w_i \quad (3)$$



(a)



(b)

Fig. 2. Finite element discretization, isoparametric mapping and condensation of a 3-D macro-element

2. ábra. Végés elem mintavételezés, egy 3D-s makro elem izoparaméteres leképzése és kondenzációja

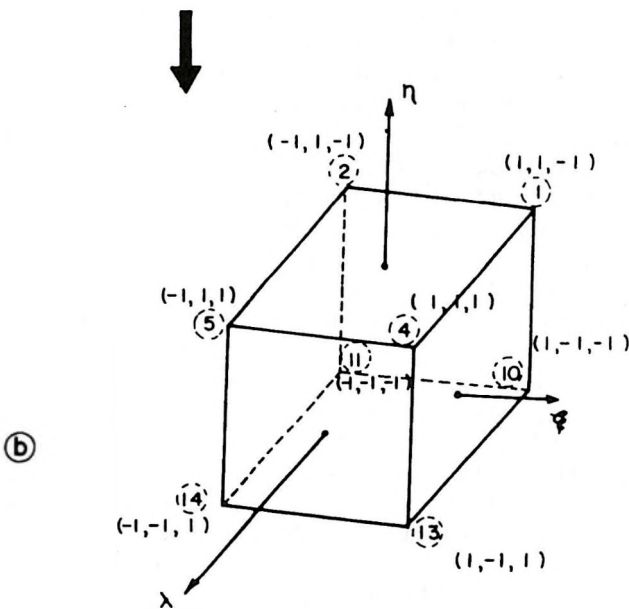
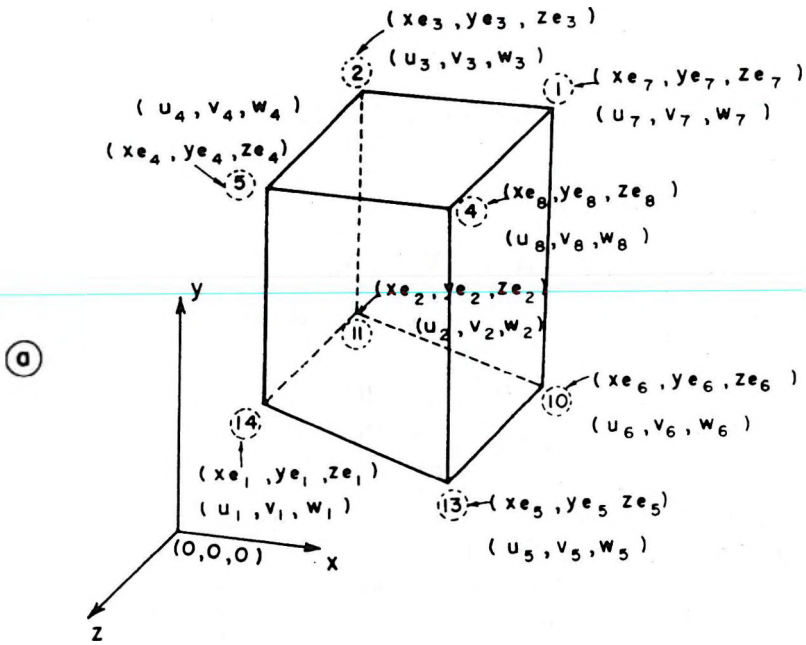


Fig. 3. Isoparametric formulation of an eight-noded solid finite element
 3. ábra. Egy nyolc nódusú (csúcsú) véges elem izoparametrikus leírása

where N_i is the three-dimensional interpolation or shape function; it can be given as

$$N_i = \frac{1}{8} (1 + \xi \xi_i) (1 + \eta \eta_i) (1 + \lambda \lambda_i) \quad \text{for } i = 1, 2, \dots, 8. \quad (4)$$

We define a vector $[\tilde{N}]$ as

$$[\tilde{N}]^T = \{N_1 \ N_2 \ N_3 \ N_4 \ N_5 \ N_6 \ N_7 \ N_8\} \quad (5)$$

and the shape function matrix \mathbf{N} can be expressed in terms of the individual shape functions as,

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} [\tilde{N}]^T & [0] & [0] \\ [0] & [\tilde{N}]^T & [0] \\ [0] & [0] & [\tilde{N}]^T \end{bmatrix} \quad (6)$$

Figure 1 represents a global model subdivided into four macro-structures. Each macro-structure is identified by its density-velocity pair. The macro-level division of the global structure also depends on the change of curvature of the structural boundaries. The xyz origin is located at the centroid of the model and y , the depth axis is assumed positive upwards [COOK 1974]. The primary nodes with the known coordinates are numbered as shown in Fig. 1.

The discretization of each macro-structure starts with the isoparametric mapping of that individual structure from the xyz domain into a local $\xi\eta\lambda$ space; this is followed by meshing of the mapped structure into a finite number of elements depending on the accuracy and stability requirements for the solution; and, finally, each element of the local space is mapped into the global domain. This is illustrated in Fig. 2a and 2b. Figure 2a represents the macro-structure I of the global model in xyz space. The primary global nodes [11], [7], [2], [5], [12], [8], [1] and [4] are the connectivities of macro-structure I with the known coordinates (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) , (x_3, y_3, z_3) , (x_4, y_4, z_4) , (x_5, y_5, z_5) , (x_6, y_6, z_6) , (x_7, y_7, z_7) , and (x_8, y_8, z_8) , respectively. The right hand rule is strictly followed when numbering the nodes [COOK 1974]. This macro-structure is first mapped into a cubic solid structure in the local $\xi\eta\lambda$ space with the master nodal coordinates $(-1, -1, 1)$, $(-1, -1, -1)$, $(-1, 1, -1)$, $(-1, 1, 1)$, $(1, -1, 1)$, $(1, -1, -1)$, $(1, 1, -1)$ and $(1, 1, 1)$ corresponding to above mentioned global primary nodes [11], [7], [2], [5], [12], [8], [1] and [4] respectively. Depending on the numerical stability of the simulation, the mapped structure in the $\xi\eta\lambda$ space is discretized into a number of eight-noded elements as shown in Fig. 2b. The corner nodes for all the elements are numbered and $\xi\eta\lambda$ coordinates for each node are computed with respect to the master nodes. All the elements are then mapped back into the global domain. For example, element 1 defined by nodes (14), (11), (2), (5), (13), (10), (1) and (4) with the local coordinates $(\xi_1, \eta_1, \lambda_1)$, $(\xi_2, \eta_2, \lambda_2)$, $(\xi_3, \eta_3, \lambda_3)$, $(\xi_4, \eta_4, \lambda_4)$, $(\xi_5, \eta_5, \lambda_5)$, $(\xi_6, \eta_6, \lambda_6)$, $(\xi_7, \eta_7, \lambda_7)$ and $(\xi_8, \eta_8, \lambda_8)$ respectively, when mapped back into the xyz domain as shown

in Fig. 2a and represented megascopically in Fig. 3a, will have the global coordinates and $(x_{e_1}, y_{e_1}, z_{e_1})$, $(x_{e_2}, y_{e_2}, z_{e_2})$, $(x_{e_3}, y_{e_3}, z_{e_3})$, $(x_{e_4}, y_{e_4}, z_{e_4})$, $(x_{e_5}, y_{e_5}, z_{e_5})$, $(x_{e_6}, y_{e_6}, z_{e_6})$, $(x_{e_7}, y_{e_7}, z_{e_7})$ and $(x_{e_8}, y_{e_8}, z_{e_8})$ respectively. These coordinates can be obtained with respect to the primary nodes and the individual shapes functions as follows:

$$x_{e_i} = \sum_{j=1}^8 N_{j|}(\xi_j, \eta_j, \lambda_j) x_j$$

$$y_{e_i} = \sum_{j=1}^8 N_{j|}(\xi_j, \eta_j, \lambda_j) y_j \quad (7)$$

$$z_{e_i} = \sum_{j=1}^8 N_{j|}(\xi_j, \eta_j, \lambda_j) z_j$$

The x -parallel, y -parallel and z -parallel components of the displacement vector U_0 at these nodes are (u_1, v_1, w_1) , (u_2, v_2, w_2) , (u_3, v_3, w_3) , (u_4, v_4, w_4) , (u_5, v_5, w_5) , (u_6, v_6, w_6) , (u_7, v_7, w_7) , and (u_8, v_8, w_8) respectively.

Once the mesh is generated for the global assembly and the nodal coordinates are computed, each eight-noded element is finally mapped into an isoparametric cubic element as shown in Fig. 3b for the formulation of the element local stiffness and mass matrices.

Element stiffness and mass matrices

The basis expressions for the 3-D element stiffness and mass matrices as formulated from the total strain energy due to internal stresses and the kinetic energy [DESAI, ABEL 1972; COOK 1974; ZIENKIEWICZ 1977] can be given as,

$$\mathbf{k}_e = \iiint \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \, dx \, dy \, dz \quad (8)$$

$$\mathbf{m}_e = \iiint \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} \, dx \, dy \, dz \quad (9)$$

where \mathbf{B} is the strain-displacement matrix and \mathbf{D} is the constitutive matrix as defined below.

The constitutive matrix \mathbf{D}

For an isotropic 3-D body, matrix \mathbf{D} can be written in terms of Young's modulus E and Poisson's ratio ν as

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} (1-\nu) & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & (1-\nu) & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & (1-\nu) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.5(1-2\nu) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5(1-2\nu) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5(1-2\nu) \end{bmatrix} \quad (10)$$

Since the finite element method gives a complete solution to the wave propagation, the P - and S -wave propagation and hence the mode conversion need not be considered separately. The elastic modulus can be computed by considering either the P -wave velocity or the shear wave velocity.

Strain-displacement matrix \mathbf{B}

The strain-displacement matrix \mathbf{B} cannot be expressed in terms of x , y and z . Hence, we write it in terms of ξ , η and λ . By using only the linear terms of the relations between the strain and the displacement components and by invoking the coordinate transformation of the derivatives, matrix \mathbf{B} can be written as,

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} \mathbf{J}^{-1} \mathbf{B}_n \quad (11)$$

where,

$$\mathbf{B}_n = \begin{bmatrix} [b] & [0] & [0] \\ [0] & [b] & [0] \\ [0] & [0] & [b] \end{bmatrix} \quad (12)$$

such that

$$[b] = \begin{bmatrix} N_{1,\xi} & N_{2,\xi} & N_{3,\xi} & N_{4,\xi} & N_{5,\xi} & N_{6,\xi} & N_{7,\xi} & N_{8,\xi} \\ N_{1,\eta} & N_{2,\eta} & N_{3,\eta} & N_{4,\eta} & N_{5,\eta} & N_{6,\eta} & N_{7,\eta} & N_{8,\eta} \\ N_{1,\lambda} & N_{2,\lambda} & N_{3,\lambda} & N_{4,\lambda} & N_{5,\lambda} & N_{6,\lambda} & N_{7,\lambda} & N_{8,\lambda} \end{bmatrix} \quad (13)$$

and

$$\mathbf{J}^{-1} = \begin{bmatrix} [J]^{-1} & [0] & [0] \\ [0] & [J]^{-1} & [0] \\ [0] & [0] & [J]^{-1} \end{bmatrix} \quad (14)$$

where \mathbf{J} is the Jacobian matrix, and,

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (15)$$

The stiffness matrix \mathbf{k}_e given by equation (8) can be rewritten in the local domain as,

$$\mathbf{k}_e = \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} |j| d\xi d\eta d\lambda \quad (16)$$

The above expression for \mathbf{k}_e must be evaluated numerically by writing it in the summation form as

$$\mathbf{k}_e = \sum_{i=1}^{n_g} \sum_{k=1}^{n_g} \sum_{m=1}^{n_g} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} |j| \omega_i \omega_k \omega_m \quad (17)$$

Similarly, mass matrix \mathbf{m}_e given by equation (9) can be expressed in the summation form:

$$\mathbf{m}_e = \sum_{i=1}^{n_g} \sum_{k=1}^{n_g} \sum_{m=1}^{n_g} \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} |j| \omega_i \omega_k \omega_m \quad (18)$$

where n_g is the number of Gauss points in the solid element, ω_i , ω_k , ω_m are the weighting functions at these Gauss points (n_g , ω_i , ω_k and ω_m are obtained from standard tables).

Condensation and time integration

Let $u(x, t)$ be a continuous function which represents the actual displacement of a point in the domain concerned. Then we can write,

$$U(X_i, t) = u(x=X_i, t) \quad (19)$$

This continuous function u may further be expanded in terms of a Fourier series as

$$u(x, t) = \sum_n \alpha_n f_n(x) \tag{20}$$

where $\alpha_n(t)$ are the time dependent generalized Fourier coefficients and $f_n(x)$ are the Fourier expansions in space coordinates.

The above equation may be put in the matrix form, viz.

$$u(x, t) = p^T(x) \alpha(t) \tag{21}$$

where

$$p^T(x) = (f_0(x) \ f_1(x) \ \dots \ f_n(x))$$

$$\alpha^T(t) = (\alpha_0(t) \ \alpha_1(t) \ \dots \ \alpha_n(t))$$

Using the above notations, displacement at a discrete point X_i is represented as

$$U_i(X_i, t) = p^T(X_i) \alpha(t) \tag{22}$$

where $U_i(X_i, t)$ is the displacement vector at point X_i at any time instant t .

In the above treatment the following points must be noted:

- although $f_n(x)$ are orthogonal in function space, components $p(X_i)$ are not continuous and represent the discrete value of $f_n(x)$ at point X_i ; hence $p \times p^T$ is not a diagonal matrix.
- relationship (21) is a Fourier expansion but transformation (22) is simply a discrete representation.

The displacement vector U at any node can be further written as

$$U = \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} \tag{23}$$

Using relations (19) and (20), equation (23) can be approximated by rolling independent Legendre's polynomials in the x , y and z directions. The terms u , v and w can be expanded by Legendre's polynomials:

$$u = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^l \alpha_{ijk} P_i(x) P_j(y) P_k(z) \tag{24}$$

$$v = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^l \alpha_{(i+nm)(j+nm)(k+nm)} P_i(x) P_j(y) P_k(z) \tag{25}$$

$$w = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^l \alpha_{(i+2nm)(j+2nm)(k+2nm)} P_i(x) P_j(y) P_k(z) \tag{26}$$

In the above equations α is the global parameter matrix in 3-D for the global structure shown in Fig. 1, and $P_i(x)$, $P_j(y)$, $P_k(z)$ are the associated Legendre's polynomials in the x , y and z directions respectively.

Hence, relationship (23) takes the form,

$$U = T \alpha \quad (27)$$

where T is the condensation matrix. Using expressions (24), (25) and (26) and considering element 1 of Fig. 3, we can define a matrix $[\tilde{t}]$ such that

$$[\tilde{t}] = \begin{bmatrix} P_0(x_{e_1}) & P_0(y_{e_1}) & P_0(z_{e_1}) & P_0(x_{e_1}) & P_0(y_{e_1}) & P_1(z_{e_1}) & \dots \\ P_0(x_{e_2}) & P_0(y_{e_2}) & P_0(z_{e_2}) & P_0(x_{e_2}) & P_0(y_{e_2}) & P_1(z_{e_2}) & \dots \\ & & \dots & & & \dots & \dots \\ P_0(x_{e_7}) & P_0(y_{e_7}) & P_0(z_{e_7}) & P_0(x_{e_7}) & P_0(y_{e_7}) & P_1(z_{e_7}) & \dots \\ P_0(x_{e_8}) & P_0(y_{e_8}) & P_0(z_{e_8}) & P_0(x_{e_8}) & P_0(y_{e_8}) & P_1(z_{e_8}) & \dots \end{bmatrix} \quad (28)$$

then the element condensation matrix T can be written as

$$T = \begin{bmatrix} [\tilde{t}] & [0] & [0] \\ [0] & [\tilde{t}] & [0] \\ [0] & [0] & [\tilde{t}] \end{bmatrix} \quad (29)$$

Now considering the element static equilibrium equation when subjected to an external force vector f_e and substituting relationship (27) for the displacement vector U , we can write,

$$k_e T \alpha = f_e \quad (30)$$

Premultiplying both sides of equation (30) by T^T we get,

$$(T^T k_e T) \alpha = T^T f_e \quad (31)$$

By the same token, the element dynamic equilibrium equation with damping neglected can be written as

$$(T^T m_e T) \ddot{\alpha} + (T^T k_e T) \dot{\alpha} = T^T f_e \quad (32)$$

Since, by condensation, the degree of freedom is reduced, T^T will reduce the number of equations and at the same time will condense the local stiffness and mass matrices into the symmetric global matrices. T^T will transform the local force vector or the array of local force vectors into an equivalent condensed global force vector or an array of force vectors.

The condensation matrix \mathbf{T} transforms the element stiffness matrix \mathbf{k}_e into $\hat{\mathbf{k}}_e$, mass matrix \mathbf{m}_e into $\hat{\mathbf{m}}_e$ and the array of external force vectors \mathbf{f}_e into $\hat{\mathbf{f}}_e$ such that

$$\hat{\mathbf{k}}_e = \mathbf{T}^T \mathbf{k}_e \mathbf{T} \quad (33)$$

$$\hat{\mathbf{m}}_e = \mathbf{T}^T \mathbf{m}_e \mathbf{T} \quad (34)$$

$$\hat{\mathbf{f}}_e = \mathbf{T}^T \mathbf{f}_e \quad (35)$$

These matrices are then assembled by direct addition into the corresponding global matrices \mathbf{K} , \mathbf{M} and \mathbf{F} . The stiffness and mass matrices of all the basement elements are first compacted before condensing and assembling.

The dimensions of \mathbf{K} and \mathbf{M} will be $(n \times n)$ where

$$n = 3 \times \begin{array}{l} \text{no. of polynomials in the } x \text{ direction} \\ \times \text{ no. of polynomials in the } y \text{ direction} \\ \times \text{ no. of polynomials in the } z \text{ direction} \end{array}$$

It is difficult to assess the global matrix \mathbf{C} . Actually it should be determined from the attenuation of the waves obtained from the field records. However, common practice assumes the \mathbf{C} matrix to be proportional to mass \mathbf{M} and the stiffness \mathbf{K} matrices. For example, $\mathbf{C} = \beta\mathbf{M} + \gamma\mathbf{K}$, where β and γ are the proportionality constants.

The equilibrium equation of motion (1) in 3-D thus gets converted into the second order differential equation in α . This equation is then transformed into the following form (36) by the central difference method and is solved by direct integration or by mode superposition and Cholesky decomposition [BATHE, WILSON 1976] after initiating the wavefield and introducing boundary conditions:

$$\alpha_{|(t+\Delta t)} \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{C}}{2\Delta t} \right) = \mathbf{F}(t) - \left(\mathbf{K} - 2\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} \right) \alpha_{|t} - \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} - \frac{\mathbf{C}}{2\Delta t} \right) \alpha_{|(t-\Delta t)} \quad (36)$$

where ' Δt ' is the sampling interval and ' t ' is the instant of time at which the response is computed.

Since \mathbf{U} is a function of α , x , y and z , on solving for α \mathbf{U} is calculated which, on differentiation by the central difference method, gives the particle velocity vector and hence the seismic response at a particular node.

Boundary conditions

The boundary conditions specified here are as follows:

— At the bottom, the boundary is taken to be rigid, though apparently this may give rise to a standing wave in the strata. However, the bottom boundary

should be lowered enough so that the reflections from this do not intermingle with the actual seismic events and thus the salient features are brought out in the numerical results.

— The side boundaries are taken as free so that they do not produce a confining effect. In this case the oblique incident waves will split and reverse their sign. But this is of no major consequence in a practical case where the horizontal extent of the boundary is much greater than its depth. Hence at least in the middle portion of the model the seismogram represents an undistorted picture of the reflected waves.

It is possible to incorporate absorbing boundary conditions for the edges [KEYS 1985]. However, in the present simulation we do not find it to have any pronounced effect.

3. Numerical model study

In order to carry out an ideal synthetic 3-D survey, one can compute a large number of shot records for each profile on the simulated earth surface, do the normal moveout corrections and further processing in order to obtain stack sections for all the seismic lines. This involves an extensive amount of computational effort. But a normal incidence seismogram constructed by placing the source at a grid location on the surface and computing the seismic response at that grid position only and then shifting the source-receiver position to the next grid location and so on, resembles an actual unmigrated CDP time section.

In selecting a 3-D modelling example, MUFTI [1990] suggested the following points:

- as far as possible the model should be based on and represent real geology,
- the model should be characterized by prominent 3-D structural features,
- to interpret the seismic results easily, the model should be as simple as possible.

With the above aspects in mind, we have performed the following numerical simulation of a 3-D dome model in order to test the effectiveness of the three-dimensional modelling algorithm discussed in the previous sections.

3-D dome model

A finite element three-dimensional model is set up by considering a dome structure as shown in *Fig. 4* generated by a 3-D cubic *B*-spline program. It extends both east-west and north-south to 2 km. The depth extent is set to 1 km

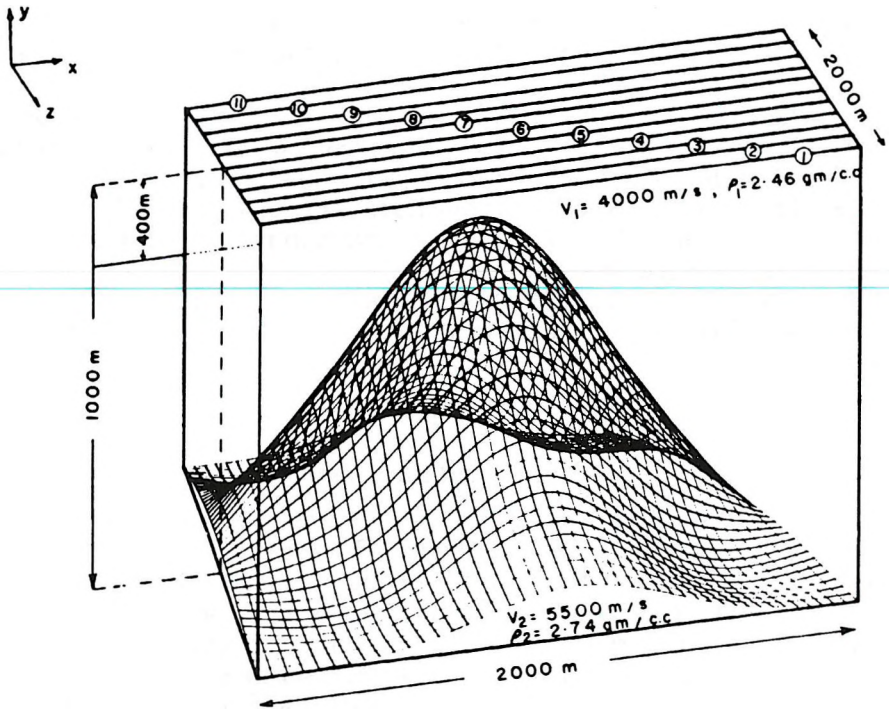


Fig. 4. A 3-D dome structure (2 km \times 1 km \times 2 km) — Configuration and physical parameters
 4. ábra. 3D-s dóm szerkezet (2 km \times 1 km \times 2 km) — elrendezés és a fizikai paraméterek

with the top of the hump at 400 m from the horizontal plane of observation. The top surface layer has a density of 2.46 gm/cm^3 and a P -wave propagation velocity of 4000 m/s. The compact base layer has a P -wave propagation velocity of 5500 m/s and a density of 2.74 gm/cm^3 . Figure 9 represents the depth contour map at 50 m interval over the dome model. This diagram is the two-dimensional geometrical representation of the 3-D model of Fig. 4. The 500 m contour in this diagram represents the proximity of the top of the dome formation, the bottom of it is represented by the 1000 m contour. For stiffness computation, Poisson's ratio was taken as 0.25.

The starting point of the 3-D simulation of the above model is the macro-level discretization of the entire global structure depending on the change of curvature of the dome interface. As presented in Fig. 5, this model is first subdivided into 32 solid eight-noded macro-elements bounded by 71 principal nodal points. Each solid macro-element is in turn isoparametrically mapped and discretized into 1000 finite elements. Thus, the whole global model is isoparametrically disseminated into 32,000 finite elements. Although the accuracy of the seismogram depends on the size of the element or the mesh size used in the discretization of the structure, we had to restrict ourselves to

dome interface as the structure is tracked from the flank to the top. *Figure 6a* shows the seismic section modelled along profile 1. The strong event 'A' at 420 ms to 450 ms between traces 28-1 and 28-55 is from the relatively flattened section of the dome. This event 'A' gains curvature when modelled along profile 2 as shown in *Fig. 6b*. The modelling response of the dome interface in this section is located at 360 ms to 450 ms between traces 28-1 and symmetrically between traces 28-55. The dome structure becomes more prominent when modelled along profile 3 as is evident from the normal incidence synthetic time section of *Fig. 7a*. Reflection event 'A' can be detected at 330 ms to 450 ms between the source-receiver positions 28-1 and symmetrically between 28-55. When simulated along profile 4, the synthetic zero-offset time section presented in *Fig. 7b*, represents the strong reflection event 'A' at 270 ms to 450 ms between the surface positions 28-1 and 28-55. The same event 'A' appears at 240 ms to 450 ms between traces 28-1 and symmetrically between traces 28-55, while modelling responses from the dome are computed along seismic line 5 as shown in *Fig. 8a*. Profile 6 is at the mid surface location and the entire model is symmetrically divided along this profile only. When the 3-D simulation is performed along this line, reflection event 'A' from the dome gains the maximum curvature as is depicted in *Fig. 8b*. In this zero-offset section, seismic event 'A' can be detected at 230 ms to 450 ms between traces 28-1 and symmetrically between locations 28-55.

In all six zero-offset sections, one can identify an out-of-plane event 'B' just above the reflections arrivals from the dome interface. In the section along profile 1 of *Fig. 6a*, event 'B' is quite prominent and is located at 210 ms to

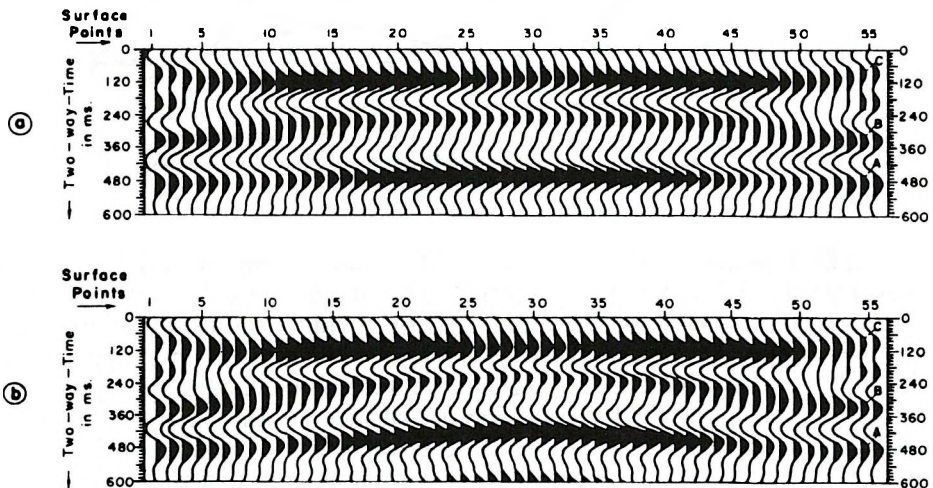


Fig. 6. Normal incidence synthetic time section along: (a) Profile 1; (b) Profile 2
 6. ábra. Merőleges beesésű szintetikus időszelvény. (a) 1. szelvény; (b) 2. szelvény

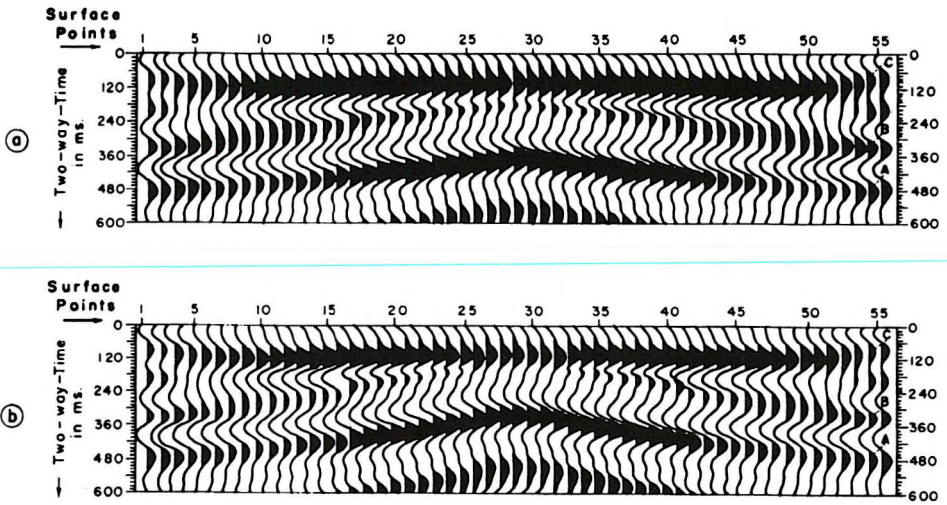


Fig. 7. Normal incidence synthetic time section along: (a) Profile 3; (b) Profile 4
 7. ábra. Merőleges beesésű szintetikus időszelvény: (a) 3. szelvény; (b) 4. szelvény

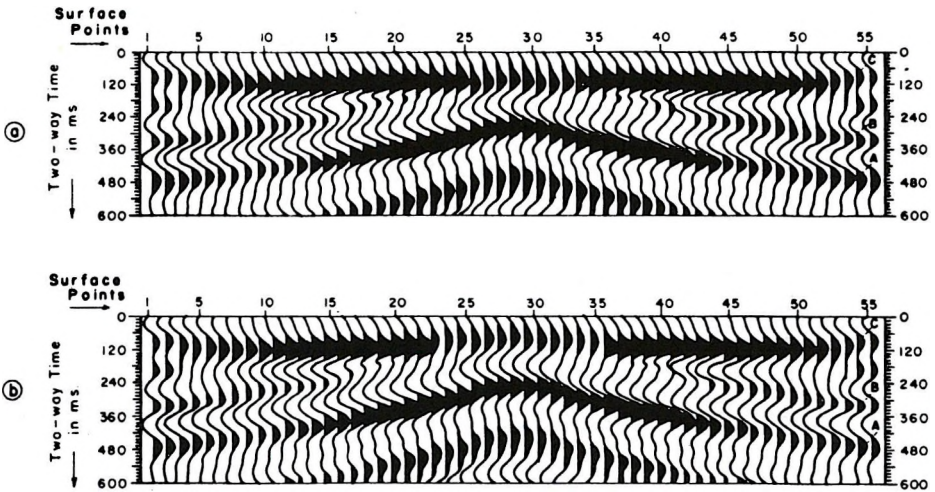


Fig. 8. Normal incidence synthetic time section along: (a) Profile 5; (b) Profile 6
 8. ábra. Merőleges beesésű szintetikus időszelvény: (a) 5. szelvény; (b) 6. szelvény

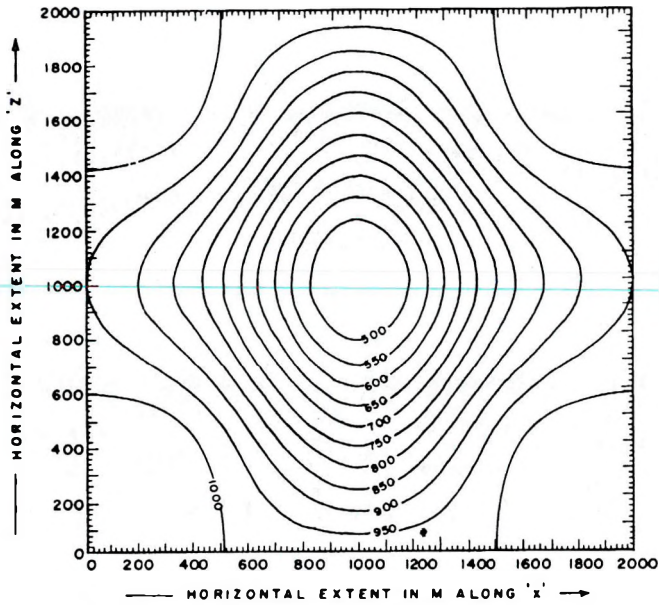


Fig. 9. Depth contour map over the 3-D dome model
9. ábra. A 3D dóm modell mélységterképe

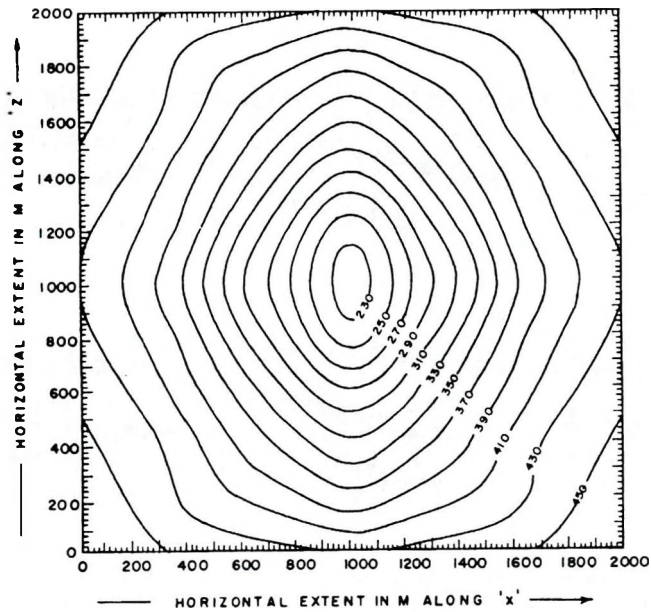


Fig. 10. Simulated isotime map over the 3-D dome model
10. ábra. A 3D dóm modell szimulált időterképe

300 ms between traces 28-1 and traces 28-55. Event 'B' becomes feeble and weaker as the central profile is approached. In the section along profile 3, the amplitude of event 'B' is very low. In the seismogram along line 4, this event is absent between trace locations 28-25 and 28-31. In the time section along profile 5, event 'B' is totally absent between locations 22-28 and 28-34, and at other locations the amplitude is extremely low. Normal incidence synthetic seismogram along the central profile 6, contains only a faint trace of event 'B' at the source-receiver positions 1 to 19 and 37 to 55. Seismic event 'B' can be attributed to the interference of the side reflections from the dome.

Near the top of all the seismic sections of all the profiles, a comparatively flat event 'C' is observed. This event is due to the first compressions on the arrival of the direct wave because of the external impact.

In the zero-offset sections along profiles 2, 3, 4, 5 and 6, an event is noticed at the base of each seismogram. This event is due to the multiple reflections.

The seismograms of profiles 7-11 are the mirror images of profiles 1-5.

Although the reflection event is somewhat stronger in all the sections, the overall frequency content seems to be lower. In order to make an estimate of the frequency content in the synthetic time sections, FFT is run on trace 28 of profile 6. The resulting amplitude spectrum is presented in Fig. 11. This spectrum shows a frequency range of about 0-72 Hz with 38 Hz being the most dominant one.

By making a qualitative analysis of all the sections along the seismic profiles just discussed, one can thus identify all the in-plane and out-of-plane events by differentiating between the consistency of the pulse signatures. Further insight about the nature of seismic events can be gained by identifying them in the time slices, and how they vary areally as a functions of time. Representative time slices are presented in Figs. 12 to 15 for 200 ms, 300 ms, 400 ms and 500 ms respectively.

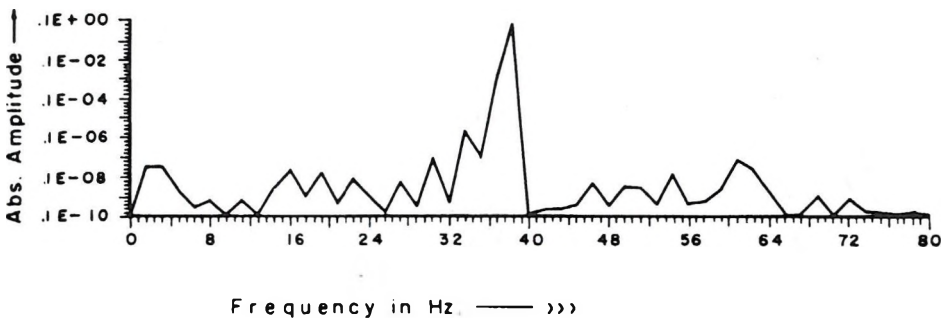


Fig. 11. Amplitude spectrum of trace 28 of profile 6
11. ábra. A 6. szelvény 28. csatornájának amplitúdó spektruma

Figure 12 shows the time slice for 200 ms in grey level with the intensity varying gradually between the dark representing a minimum amplitude of $-0.70E-05$ to the bright representing a maximum value of $0.27E-05$. The brightest band appearing at the flanks of the diagram is due to the interferences of the side reflections. The bright band reappears in patches at the central region. This is the out-of-plane event. The time slice for 300 ms is given in Fig. 13. The central bright image corresponding to a maximum value of $0.59E-05$ represents reflection event 'A'. This image increases in dimensions in the next time slice for 400 ms in Fig. 14. In Fig. 15, we get the multiple effect. In all the time slices the same grey look-up table is used.

In the next phase of the simulation, the time of arrival for each reflection signal at all the 11×55 positions is picked up and an isotime map at 20 ms contour interval is prepared over the 3-D dome model. The time contour map thus simulated is presented in Fig. 10 with the innermost contour labelled 230 ms and the outer-most one labelled 450 ms. The depth contour map presented in Fig. 9 shows a close match with the synthetic isotime map of Fig. 10 thus justifying the validity of the proposed numerical modelling algorithm.

In the above algorithm, 3-D condensation of the local matrices is achieved by using 10 hierarchical modes.

The result of the numerical model example presented above demonstrate that wavefields for meaningfully sized 3-D models of interest to exploration geophysicists can be computed using the 3-D Finite Element Legendre Polynomial Condensation Technique on mini-computers. The main advantage of this algorithm lies in its generality in automatic meshing and its capability in tackling both the lateral and vertical inhomogeneities.

4. Conclusion

Much of the current methodology of seismic data processing is based on the assumption that the earth can be adequately represented by a horizontally stratified medium. Over the years, this simplistic picture of the subsurface has influenced our attitude and style of thought regarding the nature of seismic data. But the above algorithm simulates the wavefield by assigning global parameter variables to the entire model.

All the published forward modelling algorithms vary greatly in accuracy and model generalization. It is well known that both the finite-difference and finite element formulations are more efficient than the Fourier and other methods. The method of condensation as envisaged in the present study adds further efficiency to the finite element modelling scheme. The probable source of error that might be associated with this algorithm is due to the spatial discretization and time integration as restricted in parts by the considerable computer storage and speed that are necessary. If the mesh size and the time step increments are coarser, the simulated seismic sections will be devoid of higher frequency components. The recent advances in computer technology

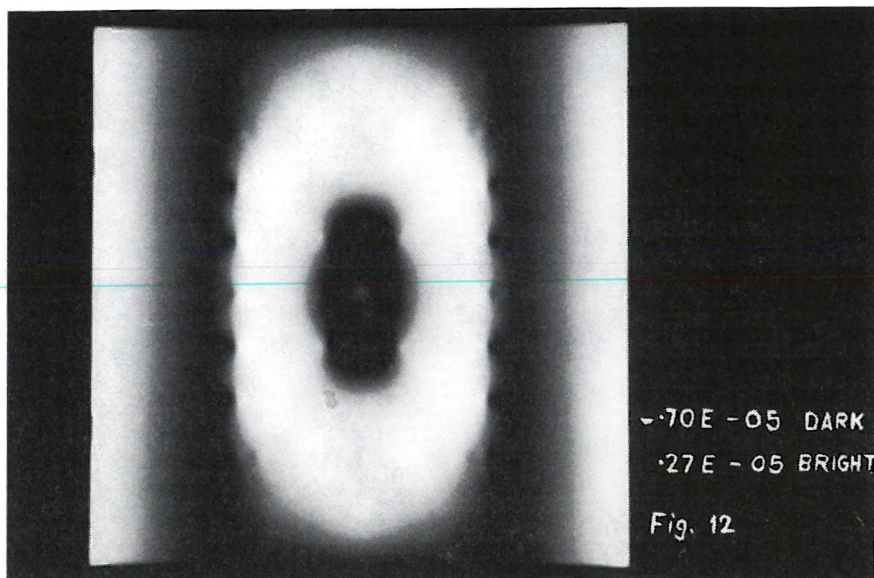


Fig. 12. Time slice for 200 ms
12. ábra. 200 ms-os időmetszet

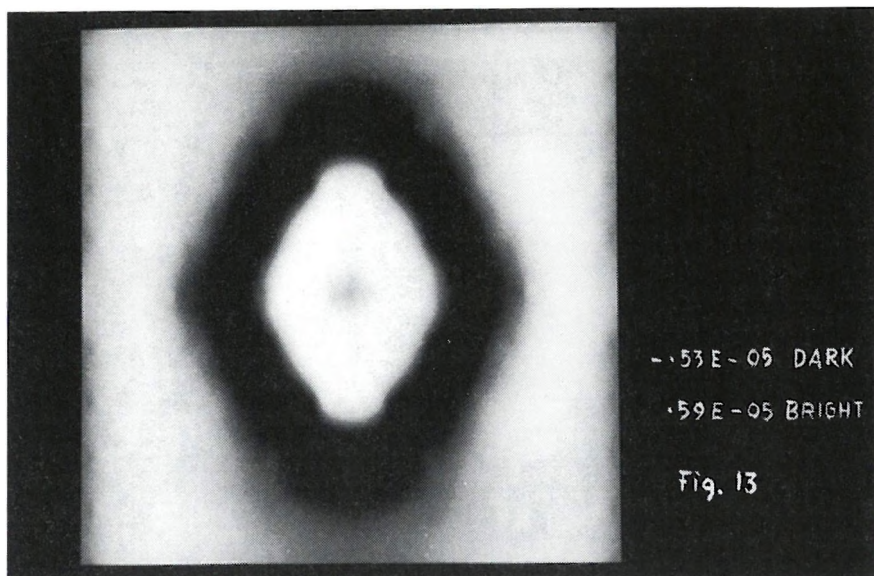


Fig. 13. Time slice for 300 ms
13. ábra. 300 ms-os időmetszet

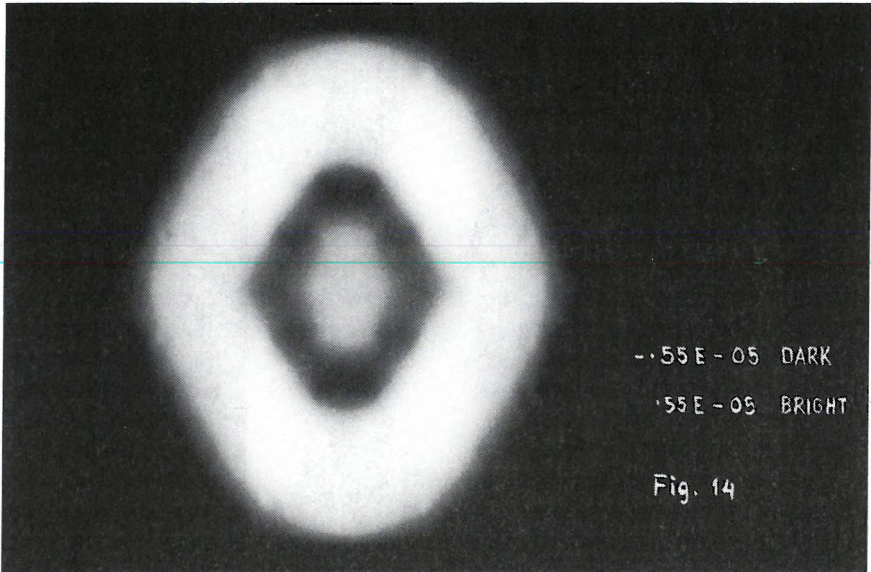


Fig. 14. Time slice for 400 ms
14. ábra. 400 ms-os időmetszet

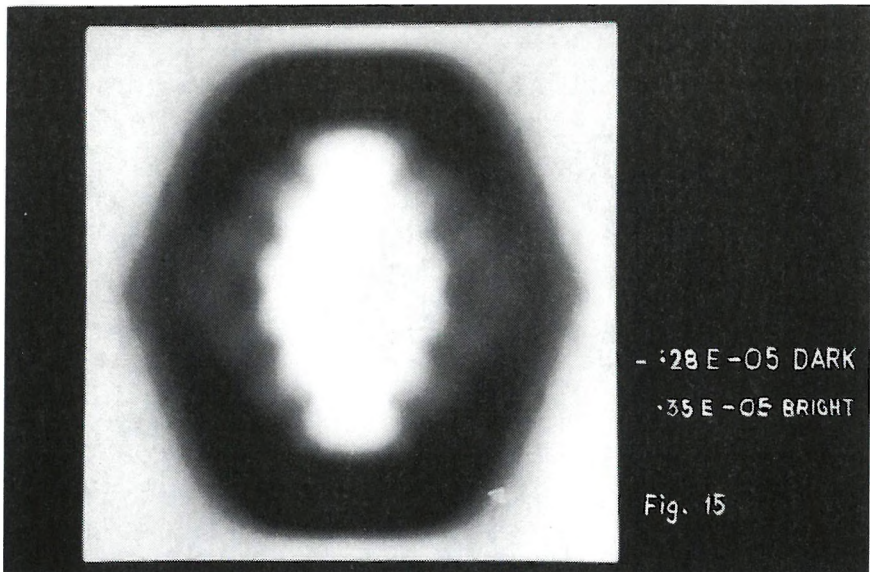


Fig. 15. Time slice for 500 ms
15. ábra. 500 ms-os időmetszet

— especially the size of fast, accessible memory, however — have the greatest impact on this 3-D forward modelling scheme.

The efficacy of the method has been tested on a three-dimensional dome shaped structure having a velocity of 5500 m/s and density 2.74 gm/cm^3 overlain by a top layer of velocity 4000 m/s and density 2.46 gm/cm^3 . The model is subdivided into 32,000 elements and normal incidence synthetic seismic responses are computed for 11×55 grid locations at 0.5 ms sampling rate for a total of 1500 time steps. By making a qualitative analysis of all the time sections we can identify all the in-plane and out-of-plane events. Further insight regarding the nature of seismic events is obtained after the amplitudes are displayed as raster images in time slices and their variation with time. The isotime map prepared from the reflected arrivals also finds a good match with the depth contour map thus establishing the validity of this condensation technique.

REFERENCES

- BATHE K. J., WILSON E. L. 1976: Numerical Methods in Finite Element Analysis. Prentice - Hall, Englewood Cliffs, USA
- COOK R. D. 1974: Concepts and Application of Finite Element Analysis. John Wiley and Sons, New York
- DESAI C. S., ABEL J. F. 1972: Introduction to Finite Element Method - a Numerical method for engineering analysis. Litton Educational Publishing, New York
- KEYS R. G. 1985: Absorbing boundary conditions for acoustic media. *Geophysics* **50**, pp. 892-902
- LOEWENTHAL D., LU L., ROBERTSON R., SHERWOOD J. 1976: The wave equation applied to migration. *Geophysical Prospecting* **24**, pp. 380-399
- MUFTI L. R. 1990: Large Scale Three-Dimensional Seismic Models and their Interpretive Significance. *Geophysics* **55**, pp. 1166-1182
- NATH S. K., MAJUMDAR S., SENGUPTA S. 1990: Simulation of Seismic Responses by Finite Element Condensation. Paper No. MC-30, presented at the 35th Congress of ISTAM
- NATH S. K., MAJUMDAR S., SENGUPTA S. 1991a: Finite Element Condensation technique in modelling normal incidence synthetic seismograms. *Indian Journal of Geology* **63**(1), pp. 6-16
- NATH S. K., MAJUMDAR S., SENGUPTA S. 1991b: Synthetic seismograms by finite element condensation technique for two dimensional geological structures. *Journal of Association of exploration Geophysicists XII* (1), pp. 45-54
- NATH S. K., MAJUMDAR S., SENGUPTA S. 1992: Two Dimensional Seismic Modelling by Finite Element Legendre Polynomial Condensation. *Bollettino de Geofisica Teorica ed Applicata XXXIV*, pp. 03-19
- NATH S. K., MAJUMDAR S., SENGUPTA S. 1993: Finite Element Simulation of Two-Dimensional Seismic Wave Propagation. *Computers and Structures* **49**, pp. 97-106
- ONWUBOLU G. C. 1989: Finite Element Mesh Generation of 3-D Surface in CAD. *Computers and Structures* **32**, pp. 31-36
- ZIENKIEWICZ O. C. 1977: The Finite Element Method. 3rd expanded and revised edition, McGraw-Hill, London

HÁROMDIMENZIÓS SZEIZMIKUS MODELLEZÉS VÉGES ELEMES KONDENZÁCIÓS MÓDSZERREL

Sankar Kumar NATH, Swapan MAJUMDAR and Saradindu SENGUPTA

Egy szeizmikus szelvény a háromdimenziós térben terjedő reflektált hullám kétdimenziós képe. A mai számítástechnikai eszközök lehetővé teszik a rétegsor szeizmikus válaszának sokkal pontosabb vizsgálatát, ha a hullámegyenleteket 3D-s modellekre írjuk fel. Számos olyan numerikus modellezési eljárás alkalmas a 3D-s szeizmikus válaszfüggvény szimulációjára, mint amilyen a véges elemes eljárás is. Más sémákhoz képest ez az eljárás a számítógépek hatékony hálózatát igényli a többszörös fedésű rendszerek kezeléséhez. E dolgozat célja egy gazdaságos és jó hatásfokú véges elemes algoritmust adni a 3D-s szeizmikus modellezéshez, amely szem előtt tartja: (i) a memória és tárolási kapacitás csökkentését, (ii) az alkalmazhatóságot multiprocesszorok és mini-számító gépek esetén. Ahhoz, hogy a szabadságfok mértéke csökkenthető legyen egymás alá- és fölérendelési (hierarchikus) módokat vezettek be a Legendre polinómokban, és ezzel elérik a globális mátrixok kinematikus kondenzációját. Hat vonal mentén számoltak ki merőleges beesésű szintetikus szeizmogramot egy 3D-s dóm modell felett. Az eredmények pillanatnyi időmetszetével és izovonalas időtérképekkel igazolják a javasolt algoritmus értékét.

A SILICON SENSOR BASED RADON MONITORING DEVICE AND ITS USE IN ENVIRONMENTAL GEOPHYSICS

András VÁRHEGYI* and József HAKL**

In the past few years a new, silicon sensor based radon monitoring device has been developed in Hungary. Silicon detectors are simple, such devices have extremely low power requirements, and they are resistant to humid environmental conditions.

The DATAQUA radon monitoring system has been used in various field environments, primarily underground (mines, caves, boreholes, cellars) where — in certain periods — extremely high Rn-222 concentration may persist. High resolution recordings of radon level indicate very wide temporal variations and show different degrees of correlation with environmental parameters (temperature, barometric pressure, etc.), depending on the characteristics of the given site. Since in some cases the radon concentration could reach the dosimetrically important limit, intervention is needed.

After a brief description of the system some representative results are presented together with qualitative conclusions concerning the behaviour of radon in an underground environment.

1. Introduction

Worldwide growing interest is being shown in simple environmental monitoring devices; in that these operate automatically, they can be left in the field for several months. The most important requirements for these devices are the very low power consumption and their resistance to harsh field conditions. The recently developed silicon photodiodes and PIPS detectors are able to fulfil these requirements [YAMAMOTO et al. 1987].

The idea of utilizing silicon detectors for field radon measurements (by alpha particle detection) came from Michel Monnin's group (Laboratory of Hydrogeology, University of Montpellier, France), where HAMAMATSU photodiodes were used for radon detection in model experiments as long ago as in 1989 [VÁRHEGYI et al. 1992]. Since 1990 DATAQUA Electronic Ltd.

* Mecsekurán Ore Mining Ltd. H-7614 Pécs, POB. 65, Hungary

** Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, H-4001 Debrecen, POB 51 Hungary

Manuscript received (revised version): 4 March, 1995

(Balatonalmádi, Hungary) has developed the monitoring device to be presented here, and this work has been scientifically checked by the SSNTD (Solid State Nuclear Track Detector) Group of the Institute of Nuclear Research (Debrecen, Hungary). Financial support for the development came partly from the National Scientific Research Fund (OTKA No. 2011), partly from Mecsekurán Ltd. (Pécs, Hungary), where the first field tests were performed.

2. DATAQUA single- and multi-channel monitoring device

The DATAQUA system is divided into two separate parts: the measuring and data-storing unit (MDU) built together with the different sensors, and the data read-out unit (DRU). The microprocessor-controlled MDU is installed at the monitoring site, it performs the measurements with pre-adjustable sampling period (range: 1 minute to 4 hours), and stores the data in electronic memory (RAM). The MDU is able to operate for several months without attention, battery replacement is needed only once or twice a year. The user can gather the data by the DRU from several monitoring devices and transfer them directly into an IBM compatible computer. The block-diagram of the DATAQUA system is shown in Fig. 1.

For radon detection an alpha-sensitive HAMAMATSU photodiode (sensitive area: 1 cm²) or a CANBERRA PIPS detector (sensitive area: 3 cm²) is used. The multi-channel device can include — apart from the radon detector — other auxiliary sensors for temperature, pressure, humidity, water level

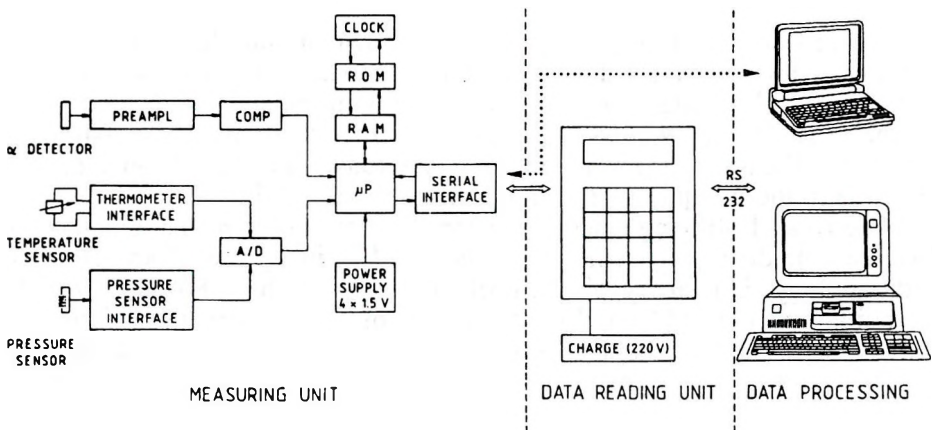


Fig. 1. Block diagram of DATAQUA radon monitoring system
1. ábra. A DATAQUA radon monitoring rendszer blokkvázlata

variation, water conductivity, etc. measurements. The cross-section of one- and multi-channel instrument is presented in Fig. 2.

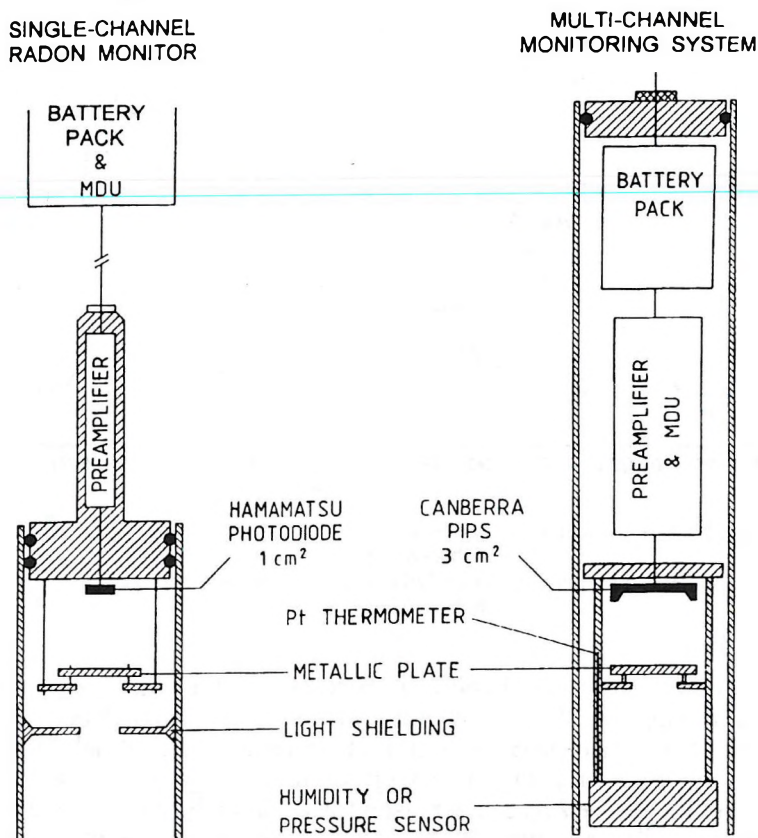


Fig. 2. Cross-section of single- and multi-channel DATAQUA radon monitoring device
2. ábra. Egy- és többsatornás DATAQUA radon monitoring műszer keresztmetszete

The monitoring device is highly resistant to harsh field conditions, first of all to humidity, thanks to the water-proof casing. It is suitable even for underwater measurements. The possible fields of application are monitoring in air (dwellings, cellars, open-air); in boreholes or wells, either above or below the groundwater level; in soil; in mines or caves; etc.

3. Comparison with other methods, calibration

The usefulness of the radon monitoring device was first proved in Mátyás Cave Geophysical Observatory of ELGI, Budapest. The alpha, beta and gamma

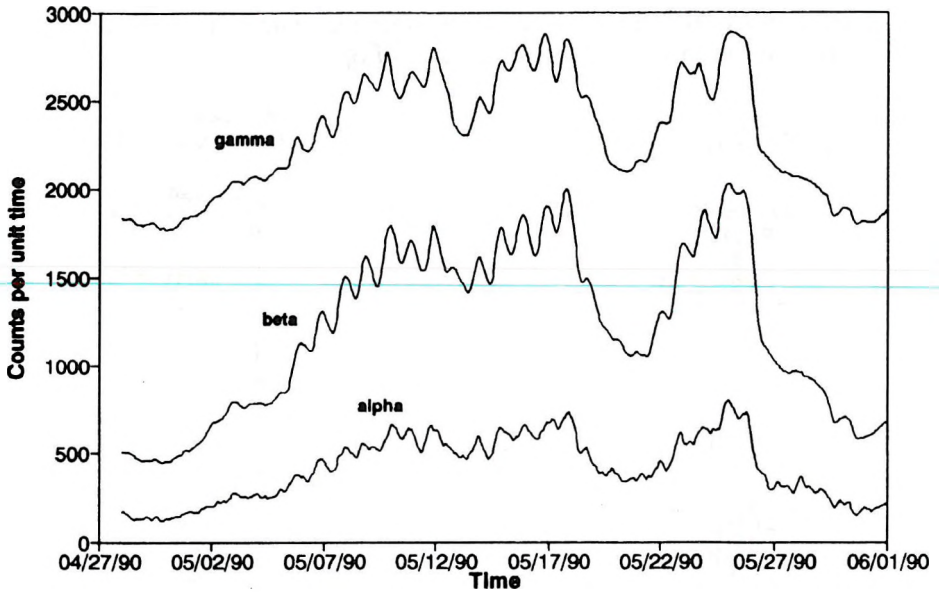


Fig. 3. Alpha, beta and gamma time series recorded at the same site — Mátyás Cave Geophysical Observatory, Budapest

3. ábra. A budapesti Mátyás-hegyi Geofizikai Observatórium azonos pontján regisztrált alfa, béta és gamma idősorok

activities of air were simultaneously recorded at the same point. For alpha detection, the DATAQUA radon monitoring system was used: beta and gamma detection were performed by scintillation detectors routinely used in the Hungarian uranium industry. The diagram indicates good correlation between the three methods, see Fig. 3 (the reason for variation is mainly meteorological; additional details are given in Section 7.). From the results a number of conclusions can be derived; these are summarized in the Table I. Alpha recording gave a very good result, the only drawback is the low counting rate resulting from the relatively small active area (1 cm^2) of the detector.

The energy spectrum of the HAMAMATSU photodiode in Fig. 4 indicates that both the Rn-222, and the short lived alpha emitting daughter products make a significant contribution to the counting rate if the level of comparison has been adjusted to be as low as possible (just above the electrical noise). The contribution of Po isotopes is peak-like because of their deposition on the detector surface, however the Rn behaves in a different way because of its homogeneous distribution in air space. Although it is not exploited, the possibility of energy-selective measurement is present.

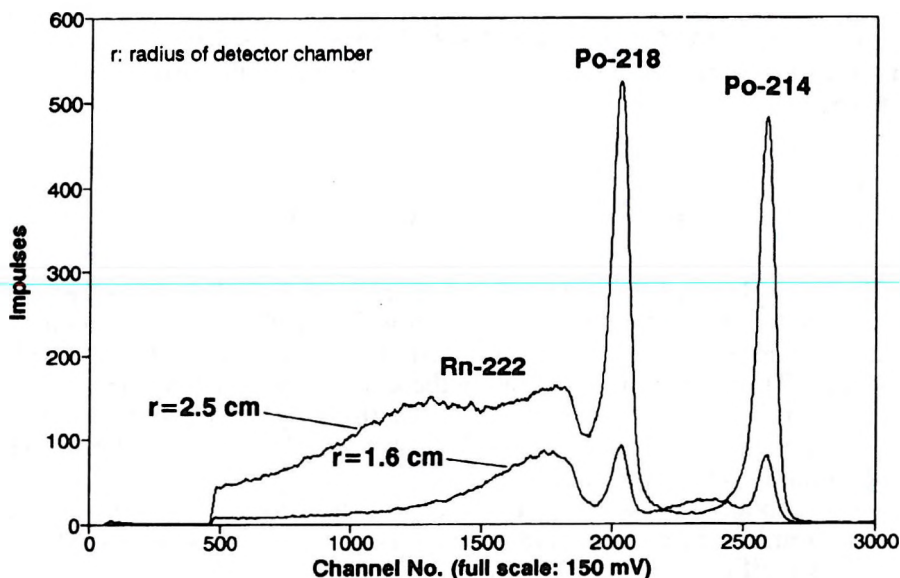


Fig. 4. Energy resolution of HAMAMATSU photodiode in radon-rich air
4. ábra. A HAMAMATSU fotodióda energia-felbontása radon-dús légtérben

Record type	ALPHA	BETA	GAMMA
Detection of radon:	direct	indirect	indirect
Counting rate:	low	medium	high
Dynamics of variation:	high	high	low
Background value:	zero	medium	high
Detector type:	silicon	plastic	NaI(Tl)
Device construction:	simple	complex	complex
Power consumption:	low	high	high
Humidity resistance:	good	poor	poor
Manufacturer:	DATAQUA	NUKLEX	NUKLEX

Table 1. Comparison of alpha, beta and gamma recording for radon monitoring in air
1. táblázat. Alfa, béta és gamma észlelések összehasonlítása légköri radon-monitoring esetében

The DATAQUA radon monitor was calibrated by comparing it with other radon monitoring devices (LR-115 II. and CR-39 solid state nuclear track detectors, ATMOS and EBERLINE monitors). The DATAQUA monitor gives

one impulse per hour for 140 and 56 Bq/m³ Rn-222 concentration, respectively, for the HAMAMATSU and CANBERRA detectors. These values determine the sensitivity of the corresponding instruments in terms of counting statistics.

4. Radon monitoring stations in Hungary

In many places of Hungary radon monitoring stations have been installed. At these sites the radon concentration together with other environmental parameters are continuously recorded with one measurement per hour sampling frequency. The main aims in operating these monitoring stations are:

- to indicate whether or not there are extremely high radon concentrations in rooms where people live or work (dwellings, cellars, caves, coal mine, uranium mine);
- to obtain the radon output activity of some objects of interest (uranium mine, mill and tailings, coal mine and power plant, coal ash tailings, etc.) into the environment;
- to study the relationship between the variation of radon concentration and other environmental parameters (air temperature, barometric pressure, water level variation, etc.);
- to reveal the connection — if any — between radon exhalation and geodynamic events (earthquakes, fault movements, rock explosions in the mine, etc.).

In the following part some representative results of continuous radon monitoring are presented.

5. Radon monitoring in deep mines

In closed, underground places extremely high radon concentration (a couple of tens up to hundred kBq/m³, see the examples below) may occur in the absence of ventilation, even in rocks of average radionuclide content (2–3 ppm U and 8–10 ppm Th). Consequently, the quality and the operation of a ventilation system and its efficiency in underground mines has a very important role in the health protection of workers. The problem is more acute in underground uranium mines, where several thousand ppm U content of rocks is typical.

In *Fig. 5* a diagram recorded at a depth of 1000 m at one of the workplaces of the Mecsekurán mine can be seen. At that site there was partial ventilation only (the fresh air is transported by plastic tubes to the workplace and returns through the drift). The arrow in the figure represents the maximum acceptable radon progeny level in the mine (1 working level, WL = 3.7 kBq/m³; in our

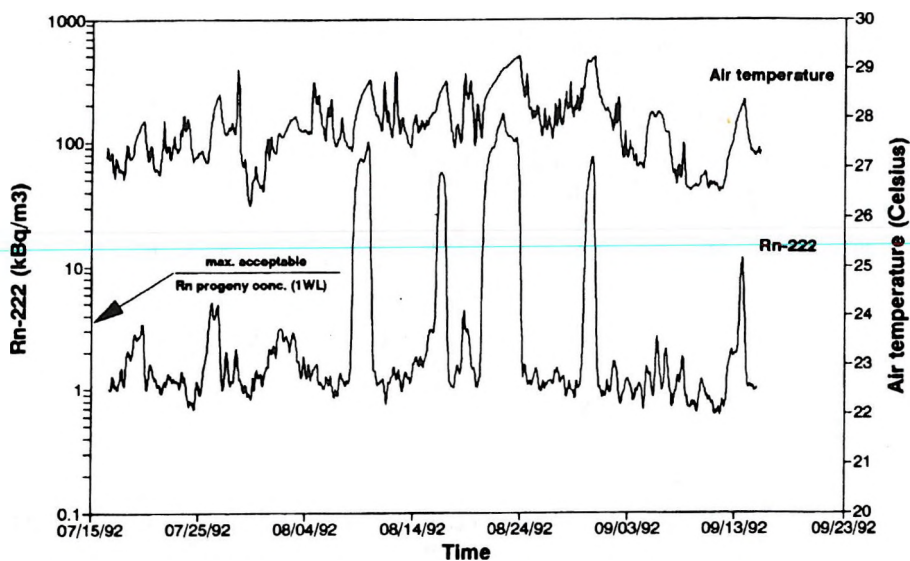


Fig. 5. Radon and air temperature diagrams recorded at a partially ventilated, 1000 m deep underground workplace of Mecsekurán Ltd.

5. ábra. A Mecsekurán Kft. egy parciális szellőztetésű, 1000 m mélységű földalatti munkahelyén felvett radon és léghőmérséklet regisztrátum

conditions the equilibrium factor between radon and its progenies falls between 0.1 - 0.3). The conclusion is that if the ventilation is strong enough it can maintain an acceptably low radon concentration at the site, but it requires large amounts of fresh air and energy. However, in the case of no ventilation — for example during weekends — the radon concentration abruptly builds up to a very high level. As a result of our measurements, the start time of the main ventilation system of the mine has been brought forward 2 hours earlier than before (from Sunday midnight to 10 p.m.). The radon level recorded inside the main air shaft of Mecsekurán mines is shown in Fig. 6. An enormous amount of air (20 million m^3 per day) enters the atmosphere characterized by 20–50 kBq/m^3 radon concentration. The daily and weekly periodicity of the diagram is well recognizable. The exact radon activity output for a given period can be calculated as a product of the air output and the recorded radon concentration.

Along the average wind direction at a distance of 200 m from the air shaft mentioned above, the radon concentration is satisfactorily low, ($< 50 Bq/m^3$) and it has not shown noticeable periodicity and correlation with the meteorological parameters. More details on the utilization of radon monitoring in mining are given in VÁRHEGYI, BERTA [1994].

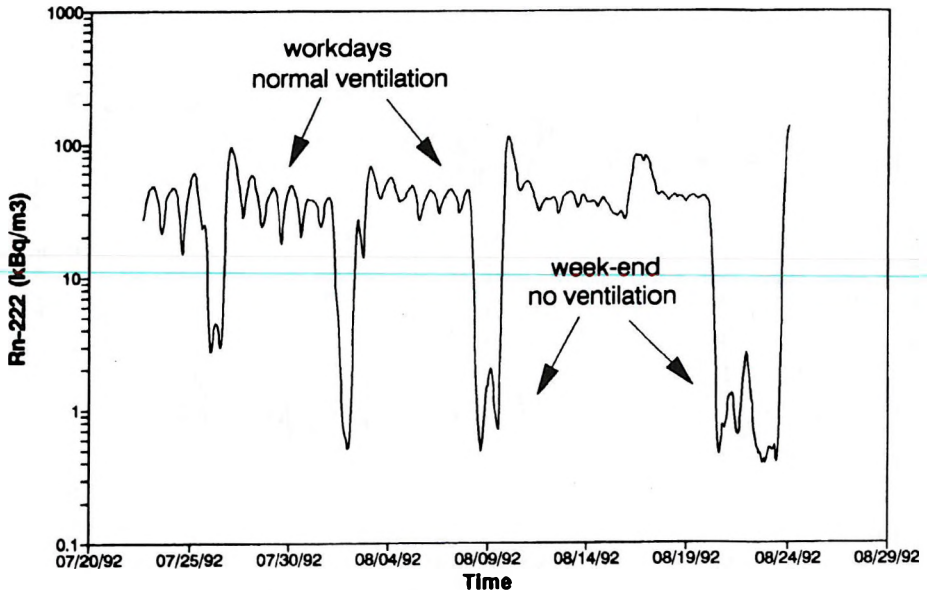


Fig. 6. Radon concentration of output air recorded in the main ventilation shaft of Mecsekurán Ltd.

6. ábra. A Mecsekurán Kft. fő szellőztető aknaján távozó levegő radonkoncentrációja

6. Radon monitoring in geophysical observatories

Geophysical-geodynamical observatories are generally located in closed, underground sites to ensure stable conditions and constant temperature. These conditions are suitable for the geophysical instrumentation but — due to the high radon level there — they may be dangerous for those who work in such places. Observatories are the optimum places for radon monitoring stations giving the possibility of comparative interpretation of radon time series with the geodynamic data.

In Fig. 3 a short time series is presented, in Fig. 7 a three years long one, recorded in the Mátyás Cave and Sopron-Bánfalva Geophysical Observatories, respectively. The former site is a separated part of a natural karstic cave system, the latter is an artificial underground exploration drift. Both the daily periodicity on the shorter diagram and the yearly variation on the longer one are well recognizable, which originate from the variation of meteorological parameters (primarily temperature). The correlation between the logarithm of radon level and outdoor temperature is surprisingly strong at Sopron-Bánfalva, and the Rn-222 concentration may reach an extremely high level (up to 500–1000 kBq/m³) in the summer months. The most plausible explanation for

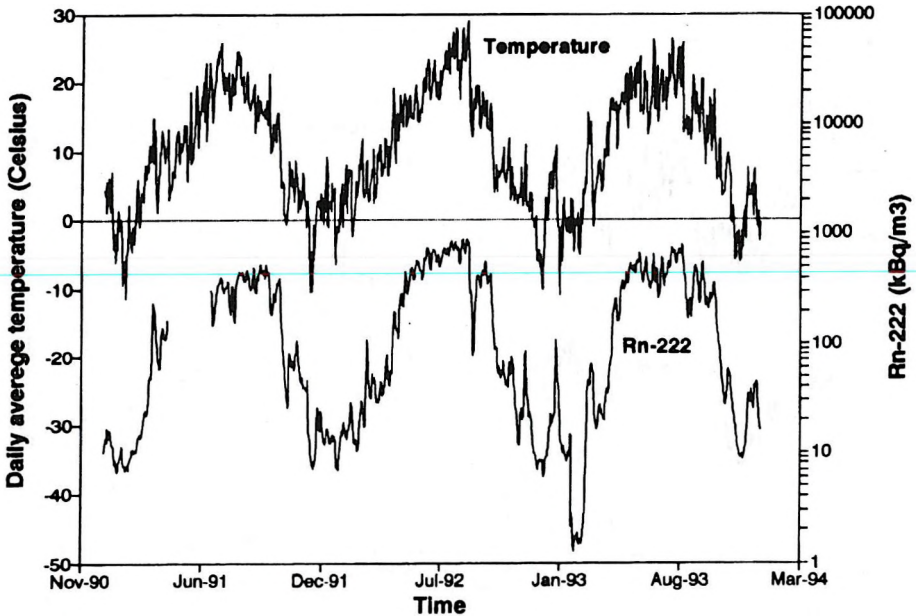


Fig. 7. Three years long radon concentration diagram together with the outdoor average temperature, recorded at the Sopron-Bánfalva Geophysical Observatory

7. ábra. A Sopron-Bánfalvi Geofizikai Obszervatóriumban felvett hároméves radonkoncentráció és külső átlaghőmérséklet idősor

radon behaving in this way is the opposite direction of air flow in the summer and winter periods, due to the temperature (and consequently to the specific weight) difference between the air indoors and outdoors. The barometric pressure also influences the radon level (inverse correlation) but to a lesser extent and on a smaller time scale than temperature.

One practical result of the radon recording is the dose limitation intervention for the workers (air masks, residing time restrictions, etc).

7. Radon monitoring in caves

Because of its radioactivity, radon is an excellent tracer for air flow studies in caves. The improved possibilities of continuous radon monitoring ensured the refinement of theories concerning the ventilation system of different kinds of caves.

A diagram recorded in Abaliget Cave is shown in Fig. 8. Besides the radon concentration, the outdoor temperature was also recorded. From the radon concentration point of view, the tube-like cave behaves like a 'bistable multi-

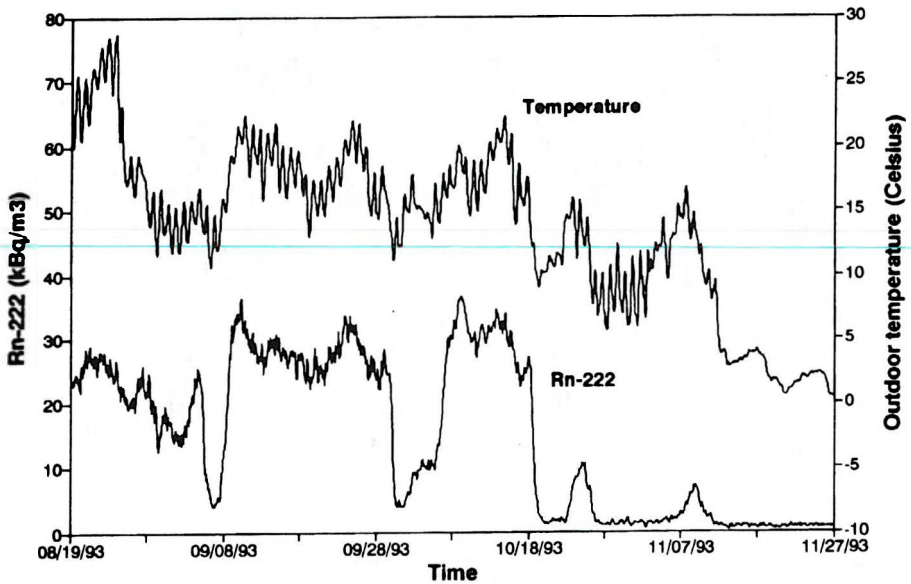


Fig. 8. Ventilation system like a 'bistable multivibrator': radon and outdoor temperature time series recorded in Abaliget Cave

8. ábra. „Bistabil multivibrátor” tulajdonságot mutató szellőzési rendszer: az Abaligeti Cseppkőbarlangban regisztrált radon és külső hőmérséklet idősor

vibrator' (it means that the radon concentration has two stable states, a low and a high level, and the change between these states takes place very abruptly). This behaviour can be derived from the temperature variation outdoors (in the cave the temperature is practically constant). In the summer months, when the outdoor temperature is permanently higher than in the cave, the air always flows out from the cave and draws out the radon from the fractures. At that time the radon concentration in the cave is high (some kBq/m^3) and practically constant. In winter the situation is the opposite: cold air flows into the cave and forces the radon back to the fracture system; consequently the radon level in the cave is stable and relatively low (100 Bq/m^3 order of magnitude).

In the intermediate periods (spring and autumn) abrupt daily changes can be observed between the low and high levels of radon concentration governed by the daily variation of temperature outside, which determines the direction of air movement in the cave. The observed phenomenon is in good agreement with the ventilation model of tube-like caves [GÉCZI et al. 1989].

Quite another behaviour is exhibited by Cserszegtomaj cave (Fig. 9). While the ventilation system of Abaliget Cave is governed purely by temperature difference, Cserszegtomaj Cave is completely pressure-determined. Because of the geometrical situation of the cave (the only entrance opens into the

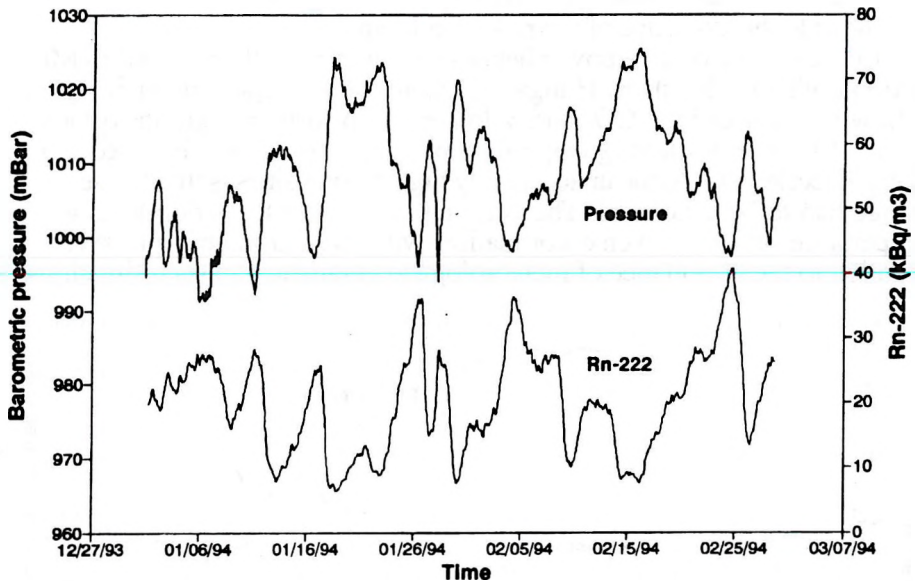


Fig. 9. Anticorrelation between barometric pressure and radon concentration: time series recorded in Cserszegtomaj Cave

9. ábra. A Cserszegtomaji Kútbarlangban felvett légnyomás és radon-koncentráció görbék anticorrelációja

bottom of a deep, dry well), a significant ventilation system cannot build up, consequently the barometric pressure variation determines the direction of air flow at the air-rock interface. More (also quantitative) details about this phenomenon can be found in the paper of HAKL et al. [1994].

The radon level in certain caves and in certain periods (especially in summer) can lead to significant dose rates. We called the attention of the health authority to the fact that the extra dose rate coming from the radon progenies may in some cases exceed the average annual effective dose equivalent value (in Hungary it is 2.4 mSv/year) for those who work as guides and as cave therapists.

8. Radon monitoring in dwellings

In the last few decades it turned out that the radon concentration in certain houses, dwellings and cellars may exceed the acceptable level (depending on the health regulations of the given country, this value is about 200–400 Bq/m³). Unlike in many countries of Europe, there were no statistically acceptable

numbers of surveys on this topic in Hungary, although sporadic measurements also indicate the existence of the radon problem.

One example of the above phenomenon was recently revealed in Mátraderecske village (Northern Hungary), where the extremely intensive geogas upflow rate causes high CO_2 and radon levels in particular groups of houses. In Fig. 10 a one week long diagram is presented, measured in a bedroom at Mátraderecske. Due to the unacceptably high radon values, some houses of the village had to be evacuated. The correlation between the radon level and air temperature and the inverse correlation with the barometric pressure calls attention to the importance of meteorological parameters in such situations.

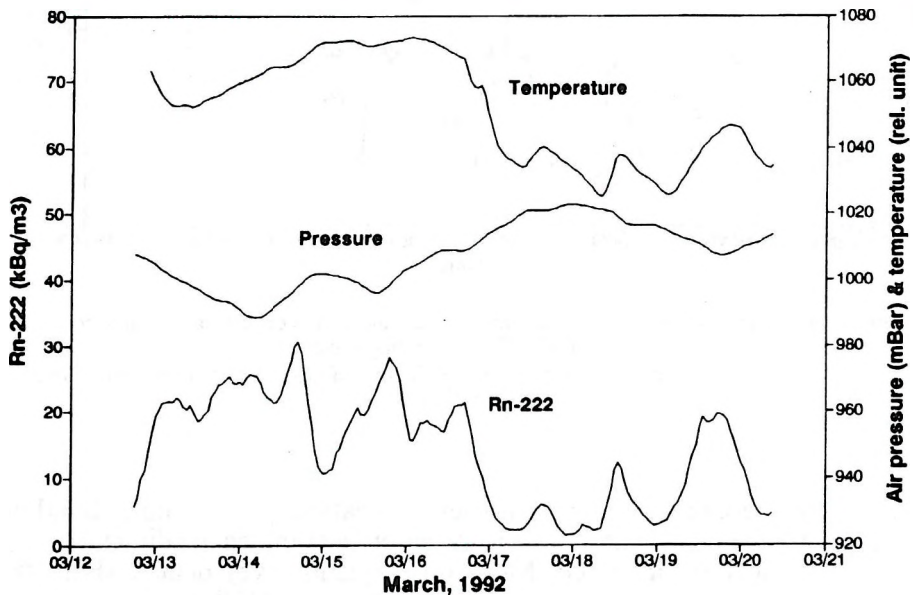


Fig. 10. Radon, air pressure and temperature curves recorded in a bedroom in Mátraderecske village

10. ábra. Mátraderecskén, egy hálószobában regisztrált radon, légnyomás és hőmérséklet görbék

9. Radon monitoring in observation wells

The basic aim of radon observation in boreholes and wells is to find a correlation between the recorded parameters and geodynamic events. In the Carpathian basin some observation wells (Kunadacs-1, etc.) are sensitive from the geodynamic point of view: during some earthquakes or other geodynamic events the water level in the wells abruptly changes by several centimeters [RÓNAI 1985]. The lunisolar effect is also observable on the water level time series of these wells.

A typical time series can be seen in *Fig. 11*, measured in Abaliget-4 observation well, south Hungary. This well is perforated below the karstic water table. The radon detector is situated 1-2 m below the water level, which is at a depth of 18 m from the surface. The radon time series is characterized by marked variation through a relatively long time period, whose origin is unrevealed until now. Spectrum-analysis indicated that the water level follows the lunisolar field with a centimeter order of magnitude. The radon series is not influenced by the lunisolar effect.

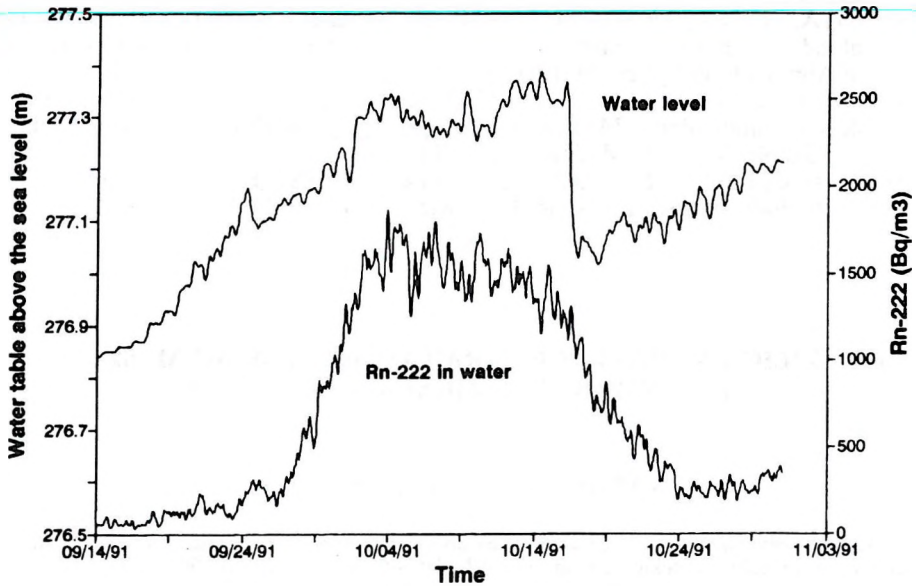


Fig. 11. Water level and radon concentration variation recorded in Abaliget-4 karstic observation well

11. ábra. Az Abaliget-4 karsztvíz megfigyelőkútban észlelt vízszint és radonkoncentráció ingadozás

10. Conclusions

The field results prove the usefulness of the DATAQUA radon monitoring system. The advantage of this monitor compared with the traditional solid state nuclear track detector technique is obvious: the time resolution of observations has revealed previously unknown details of temporal variation. However, enormous efforts are required to analyse and interpret the great amount of time series recorded. The authors would readily share the recorded data with scientists who work in similar fields, in the hope of common scientific advances.

REFERENCES

- GÉCZY G., CSIGE I., SOMOGYI G. 1989: Air circulation in caves traced by natural radon. Proc. 10th International Congress of Speleology, 13-20. Aug. 1989. Budapest, Hungary
- HAKL J., HUNYADI I., VÁRHEGYI A. 1994: The study of subsurface radon transport dynamics based on monitoring in caves. Journal of Environmental Geochemistry and Health (in press)
- RÓNAI A. 1985: The Quarternary of the Great Hungarian Plain. Geol. Hung. Ser. Geol. **21**, 445 p.
- VÁRHEGYI A., HAKL J., MONNIN M., MORIN J. P., SEIDEL J. L. 1992: Experimental study of radon transport in water as test for a transportation microbubble model. Journal of Applied Geophysics, **29**, 1, pp. 37-46
- VÁRHEGYI A., BERTA Zs. 1994: Geophysical monitoring of environmental impact of a deep uranium mine in Mecsek mountain, Hungary. Publications of the University of Miskolc, Series A (Mining) **49**, pp. 147-156
- YAMAMOTO K., FUJII Y., KOTOOKA Y., KATAYAMA T. 1987: Highly stable silicon pin photodiode. Nuclear Ins. Meth. Phys. Res. A253. pp. 542-547

EGY SZILÍCIUM DETEKTOROS RADON MONITORING MŰSZER ÉS KÖRNYEZETGEOFIZIKAI ALKALMAZÁSA

VÁRHEGYI András és HAKL József

Az utóbbi években egy új, szilícium detektoros radon mérőeszközt fejlesztettünk ki Magyarországon. A szilícium detektor alkalmazásával biztosítható az egyszerű felépítés, a rendkívül alacsony energiafogyasztás és a nedves terepi körülmények közötti működés.

A DATAQUA radon monitoring rendszert különféle terepi körülmények között alkalmazzuk, elsősorban földalatti térségekben (bányákban, barlangokban, fűrólyukakban, pincékben), ahol — bizonyos körülmények között — extrém magas Rn-222 koncentrációk fordulhatnak elő. A radonszint nagyfelbontású regisztrálása igen széles időbeli változásokat jelez és különböző mértékű korrelációt mutat a környezeti paraméterekkel (hőmérséklettel, légnyomással, stb.), az adott megfigyelőhely jellemzőitől függően. Néhány esetben a radonkoncentráció sugárvédelmi szempontból jelentős értékeket érhet el, következésképpen beavatkozás válik szükségessé.

A cikkben a rendszer rövid ismertetése után néhány jellemző alkalmazást mutatunk be elsősorban a környezetgeofizika területéről és levonjuk azokat a legfontosabb következtetéseket, amelyek a radon felszínalatti viselkedését jellemzik.



ROME-1996



INTERNATIONAL CONGRESS ON ENVIRONMENTAL/CLIMATE

UNESCO, The European Commission, and the Italian Government are sponsoring the International Congress and Exhibition on Environment/Climate to be held in Rome, Italy, March 4-8, 1996.

The program will include:

Environment:

Environment technologies
Methods for monitoring environment
Natural hazards and risks
Risks to human health
Industrial safety
Contamination of soil, water and air
Technologies to protect cultural heritage
Measurements in environment
Geophysical and remote sensing methods

Climate:

Impacts of climate change
Water resources
Land resources
Agriculture and climate
Simulation of climate
Climate variability
Atmospheric processes
Climate and biodiversity
Terrestrial ecosystems

The deadline for Abstracts (maximum 2 double-space A4 pages including figures) is October 15, 1995. Registration fee is 320 USD. If paid by October 15, 1995, the fee is 250 USD. Student pay 25 USD. The participants of the Congress and Exhibition will receive the UNESCO certificates of recognition.

The Abstracts should be sent to:

Prof. Philip Carrion
Technical Chairman
International Congress on Environment and Climate
OGS, P.O.Box 2011, Opicina (TS), Italy 34016
Tel 39 40 2140 203, Fax 39 40 327 307
E-mail carrion&tango.ogs.trieste.it



EÖTVÖS L. GEOPHYSICAL INSTITUTE OF HUNGARY

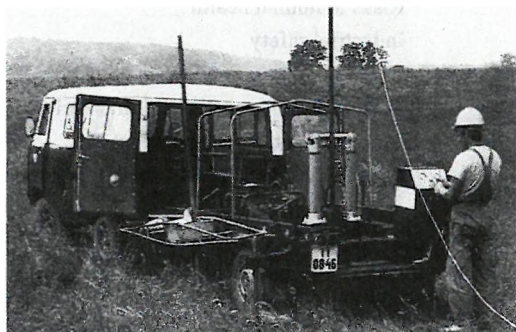
THE OLDEST INSTITUTION FOR APPLIED GEOPHYSICS
OFFERS THE LATEST ACHIEVEMENTS FOR
GROUND-WATER PROSPECTING
and
ENVIRONMENTAL PROTECTION

The most often occurring demands:

- local geophysical measurements for the water supply of small communities by a few wells
- regional geophysical mapping to determine hydrological conditions for irrigation, regional agricultural development,
- large-scale exploration for the water supply of towns, extended areas i.e. regional waterworks,
- determination of bank storage of river terraces, planning of bank filtered well systems,
- thermal water exploration for use as an energy source, agricultural use or community utilization,
- cold and warm karst water prospecting,
- water engineering problems, water construction works



The Maxi-Probe electromagnetic sounding and mapping system – produced under licence by Geoprobe Ltd. Canada – is an ideal tool for shallow depths, especially in areas where seismic results are poor or unobtainable



ELGI has a vast experience in solving problems of environmental protection such as control of surface waters, reservoir construction, industrial and communal waste disposal, protection of surface and ground water etc. ELGI's penetrometer provides in-situ information – up to a maximum depth of 30 m – on the strength, sand/shale ratio and density without costly drilling.



Field work with ELGI's 24-channel portable seismograph

ELGI offers contracts with co-operating partners to participate in the whole complex process of exploration–drilling–production.

For further information ask for our booklets on instruments and applications. Let us know your problem and we will select the appropriate method and the best instrument for your purpose.

*Our address: ELGI POB 35. Budapest,
H-1440. HUNGARY
Telex: 22-6194 elgi h*

INVITATION

The Association of Hungarian Geophysicists decided at its annual meeting to establish the "Foundation for Hungarian Geophysicists" and elected its first Advisory Board for 3 years. The foundation has been started with a moderate initial capital of 300 000 HUF, which has by now increased to more than 3 million and it is open for everybody.

The aim of the foundation is to help Hungarian geophysicists. There are two main target groups whose application for grants will be accepted with preference: young geophysicists needing assistance (travels, participation at conferences, publications, post-graduate education etc.) at the beginning of their professional life as well as retired and unemployed colleagues whose economic and social position became especially unfavourable.

The nine members of the Advisory Board invite everybody to join this foundation; donations should be communicated with the Board. Organisations and persons donating sums exceeding the initial capital will have the opportunity to delegate representatives into the Board. Detailed information is available at the following address:

Advisory Board of the
"Foundation for Hungarian Geophysicists"
H-1371 Budapest, P.O.B. 431
Budapest, I., Fő u. 68.
Telephone 201-2011/590
Telex 22-4343
Telefax 156-1215

Strike oil
by advertising
with us



**GEOPHYSICAL TRANSACTIONS OFFERS YOU
ITS PAGES TO WIDEN THE SCOPE OF YOUR
COMMERCIAL CONTACTS**

Geophysical Transactions,
contains indispensable information
to decision makers of the geophysical
industry. It is distributed to 45
countries in 5 continents.

Advertising rates (in USD)

	Page	Half page
Black and white	400/issue	250/issue
Colour	800/issue	450/issue

Series discount: 4 insertions — 20%

For further information, please contact:

Geophysical Transactions, Eötvös Loránd Geophysical Institute of Hungary

P.O.B. 35, Budapest, H-1440, Hungary
tel: (36-1) 163-2835 telex: 22-6194
fax: (36-1) 163-7256

