

MAGYAR 2 GEOFIZIKA



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1986. XXVII. ÉVFOLYAM, 2. SZÁM

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Szemerédy Pál</i> : A szivárgási és nukleáris mágneses paraméterek kapcsolata porózus köze- teknél	37
<i>Nemesi László</i> : Mélységtérkép szerkesztése nem S intervallumban végzett tellurikus mérések felhasználásával	53
<i>Balázs László</i> : Lineáris regresszió minden változójában hibát tartalmazó sztochasztikus kap- csolat esetén	61
<i>Kovács György</i> : Mélyfúrási geofizikai szelvények értelmezése kis számítógépen. (A CLAS rendszer)	68

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Сэмэрэди П.:</i> Связь между параметром утечки и магнитноядерным параметром пористых пород	37
<i>Нэмэши Л.:</i> Построение карты глубин не для интервала „S” по данным теллуразведки	53
<i>Балаж Л.:</i> Линейная регрессия, содержащая ошибку в каждой её переменной, для случая случайной связи	61
<i>Ковач Д.:</i> Интерпретация данных ГИС на мини ЭВМ	68

CONTENTS

<i>Szemerédi P.:</i> Connection between the infiltration and nuclear magnetic parameters in the case of porous rocks.	37
<i>Nemesi L.:</i> Depth map construction using telluric measurements measured in non-S interval	53
<i>Balázs L.:</i> Linear regression in cases when each variable of the stochastic connection contains error	61
<i>Kovács Gy.:</i> Well-log interpretation on desk-computer. (HP – 9845B) The CLAS-system. . .	68

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András

A szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. Telefon: 429-754

Kiadja: a Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat 1442. Budapest VII., Garay u. 5.

Telefon: 415-583, 215-440

Felelős kiadó: Dr. Varga György igazgató

86.429. Állami Nyomda, Budapest – Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

Index: 26 507

A szivárgási és a nukleáris mágneses paraméterek kapcsolata porózus kőzeteknél

S Z E M E R É D Y P Á L *

A porózus kőzetek szivárgási paramétereit egyebek között a fajlagos pórusfelület határozza meg. Homokkővek esetében a pórusokat telítő víz nukleáris mágneses viselkedését a pórusok fajlagos felülete is befolyásolja. Ezen az alapon a kőzet nukleáris mágneses és szivárgási paramétereit kapcsolatba hozhatók egymással. A cikk a nukleáris mágneses fúróluk szelvényezés (NML) kőzetfizikájával foglalkozik a fenti megvilágításban.

Среди прочих других параметров утечки пористых пород определяется площадь пор. В случае песчанистых пород удельная площадь пор влияет на магнитно-ядерные свойства воды заполняющей поры. В этой связи магнитно-ядерные параметры и параметр утечки связаны друг с другом. Исходя из выше сказанного, в статье рассмотрена физика при магнитно-ядерном скважинном профилировании.

The infiltration parameters of porous rocks are determined among others by the specific pore surface. In the case of the sandstones the nuclear magnetic behaviour of the water filling the pores is also influenced by the specific surface of the pores. On this basis the nuclear magnetic and the infiltration parameters of the rocks can be brought into connection with each other. The paper deals with the rock physics of the nuclear magnetic logging in this light.

Bevezetés

A szénhidrogén- és a víztárolók kutatásánál felmerülő mélyfúrásgeofizikai feladatok egyik legnehezebben kezelhető kérdése a rétegek hidraulikai permeabilitásának meghatározása, vagy még általánosabban, a szivárgási paraméterek elegendően pontos megmérése. Az 1950-es években merült fel az a gondolat, hogy az akkor még csak kifejlesztés alatt álló — és ma már a fizikai és kémiai anyagvizsgálatokban széles körben alkalmazott — nukleáris mágneses rezonancia (NMR) módszer, a kőzetek szivárgási paramétereinek megméréseire is felhasználható. Ilyen előzményekkel született meg az NMR módszercsalád egyik távoli rokona, a nukleáris mágneses fúróluk szelvényező (NML) eljárás. E módszer a homokkő típusú kőzetek vizsgálatánál áttörést ígér, de más feladatok megoldásában is figyelemre méltó, új lehetőségeket kínál. (Brown et al., 1960., Serra, 1984). A segítségével mérhető szabadfolyadék index (FFI) pl. a homokkővek permeabilitására közvetlen kvalitatív felvilágosítást ad.

Az eddig még csupán az Egyesült Államokban és a Szovjetunióban alkalmazott módszer szakirodalma viszonylag szerény, és különösen kevés teret szentel a tárgykor kőzetfizikai vonatkozásainak. Ezért tűnik időszerűnek, hogy e vonatkozások egyik vetületét — nevezetesen, a vízzel telített homokkővek nukleáris mágneses viselkedése, és e kőzetek szivárgási paramétereit között fennálló kapcsolat oksági hátterét — az alábbiakban bemutassuk.

* ELTE Geofizikai Tanszék.

A célul kitűzött meggondolások a jólismert

$$K = C \frac{\Phi}{S_p^2} \quad (1)$$

Kozeny-formulára támaszkodnak, ahol K a permeabilitás és C egy a tortuozitást is magában foglaló együttható. S_p az átlagos fajlagos pórusfelület, vagyis a teljes pórusfelület és a teljes pórustérfogat hányadosa. Minthogy a mennyiségek egységnyi köztérfogatra vonatkoznak, a teljes pórustérfogat megfelel a Φ porozitásnak. Ismeretes, hogy a fenti formula leszámaztatása az ún. kapilláris csököteg-modell alapján történik (Pirson, 1963.). Itt abból a feltevésből indulnak ki, hogy a nyomásgradiens hatására bekövetkező folyadék áramlás azonos effektív sugarú kapilláris csövekben megy végbe, a porozitást pedig e kapillárisok össztérfogataként értelmezik. Az effektív kapilláris rádiusz bevezetése egyben a fajlagos felület kérdésében is megszorítást jelent. Ugyanis ennek következtében az S_p átlagos fajlagos felület azonosnak veendő az egyes hipotetikus kapillárisok fajlagos felületével.

A kapilláris csököteg-modell nyilvánvalóan a valóság erős túlegyszerűsítése. Bármely adott porózus kőzetben az egyedi pórusok s fajlagos felülete – más szóval, a pórusfal felületének a pórus térfogatra vonatkozó hányadosa – pórusonként széles tartományban változik. Tehát a feltevésmentes átlagos fajlagos felület csupán egy

$$S'_p = \int_0^{\infty} s\varphi(s)ds \quad (2)$$

várható értéként adható meg, amelynek meghatározása feltételezi a fajlagos felület $\varphi(s)$ eloszlás-sűrűségfüggvényének ismeretét.

A csököteg-modellben elképzelt kapillárisok a folyadékáramlásban az elvárás szerint teljesen egyenrangúan vesznek részt. Ezzel szemben a valóságos porózus közegben az a porozitás hányad, amelyre nézve a fajlagos felület egy s_k kritikus értéknél nagyobb, az áramlásban már nem játszik szerepet. Ilyen okból az (1) összefüggés pontosítása megkísérelhető azáltal, hogy a Φ porozitás helyére a

$$\Phi_p = \Phi \int_0^{s_k} \varphi(s)ds \quad (3)$$

produktív porozitást, és az S_p átlagos fajlagos felület helyére pedig az

$$S_p^* = \int_0^{s_k} s\varphi(s)ds \quad (4)$$

effektív fajlagos felületet írjuk:

$$K = C \frac{\Phi_p}{S_p^{*2}} \quad (5)$$

A pontosítás hatása várhatóan abban tükröződik, hogy a C empirikus együttható stabilabbá válik, amennyiben értéke kevésbé függ a $\varphi(s)$ sűrűségfüggvény jellegétől.

A fentiekből látható, hogy — a C együtthatót és a Φ_p porozitást nem tekintve —, a K permeabilitás értékét végeredményben a $\varphi(s)$ sűrűségfüggvény és az s_k kritikus fajlagos felület határozza meg. Az NML módszer megszületése egyebek között azon a felismerésen alapul, hogy a vízzel telített homokköveknél a közet nukleáris mágneses viselkedése összefügg a körvonalazott sűrűségfüggvénnyel. A kapcsolat hátterének megvilágításához célszerűnek látszik a magmágnesség fizikájának itt felhasználásra kerülő aspektusait röviden felidézni. Részletesebb és pontosabb kifejtésük az NMR módszerek szakirodalmában megtalálható (pl. *Lösche, 1957.*, *Sohár, 1976.*, *Slichter, 1980.*). Ugyancsak ebbe a szakaszba kívánczik néhány kőzetfizikai jellegű kiegészítő megjegyzés is. A spin-echo eljárás ideális lehetőséget teremt a laboratóriumi kőzetminta vizsgálatokra. E módszer leírása szintén a hivatkozott irodalomban található meg.

1. A nukleáris mágneses polarizáció és a spin-rács relaxációs idő

A szénhidrogének és a víz hidrogént tartalmaznak. A hidrogén atommagja, a proton $1/2$ értékű spinjének megfelelő impulzusnyomatékkal bír, amelyhez mágneses nyomaték társul.

Valamely μ mágneses nyomaték (mágnesű) a H mágneses térben

$$E = -\mu H \cos \alpha \quad (6)$$

mágneses energiával rendelkezik, ahol α a nyomaték és a tér iránya közötti szög. Az energia akkor a legkisebb, ha a nyomaték a tér irányában áll, azaz $\alpha = 0^\circ$. Ebből a stabil helyzetből kimozdítva, a nyomaték igyekszik előbbi helyzetébe visszatérni. $\alpha = 180^\circ$ esetén, amikor a nyomaték éppen a mágneses térrel ellentétesen áll, létezik még egy további egyensúlyi helyzet is, ahol a mágneses energia maximális. E helyzet azonban labilis. A nyomaték a legkisebb zavar hatására visszatér minimális energiájú helyzetébe.

A protonoknál a viszonyokat valamivel bonyolítja, hogy μ_p mágneses nyomatékuk mellett, impulzusnyomatékkal is rendelkeznek, vagyis mágneses nyomatékkal bíró pörgettyűknek tekinthetők. Az ilyen pörgettyűk impulzusnyomatéka — a társuló mágneses nyomatékkal együtt — mágneses térben precessziós mozgást végez, a mágneses tér iránya körül. A nyomaték mágneses energiáját a precessziós kúp nyílásszöge szabja meg. Minthogy a proton spinje $1/2$, ez az energia, a kvantumelmélet szerint, csupán

$$E_- = -\mu_p H, \quad \text{vagy} \quad E_+ = \mu_p H \quad (7)$$

értékű lehet.

Az E_- energia tekinthető a proton mágneses alapállapotának, amely a mágneses térrel párhuzamos spinbeállításnak felel meg. Így azt várhatnánk, hogy mágneses térben a protonrendszer tökéletesen polarizálódik, vagyis minden egyes μ_p nyomaték a mágneses tér irányába áll be. Ekkor az anyag $N\mu_p$ nukleáris mágneses polarizációt mutatna, ahol N a térfogategységben foglalt protonspinek számát jelöli. A következtetés azért helytelen, mert nem vettük figyelembe a hőmozgás ellentétes, a rendeződés megszüntetésére irányuló hatását. A valóságban az N spin közül N_- a mágneses térrel párhuzamos és N_+ pedig azzal ellentétes

irányú helyzetet vesz fel. Az energiaszintek N_-/N_+ betöltési aránya függ a spinrendszer T abszolút hőmérsékletétől:

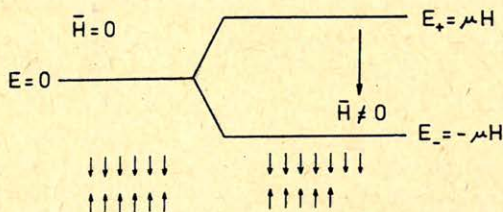
$$\frac{N_-}{N_+} = e^{-\frac{E_- - E_+}{kT}}, \quad (8)$$

ahol k a Boltzmann-állandó. Az elmondottakból kifolyólag a T hőmérsékletű spinrendszer $-N\mu_p$ helyett – csupán

$$M = \mu_p(N_- - N_+) = \mu_p \Delta N \quad (9)$$

nagyságú polarizációt mutat.

Ha $H = 0$, akkor mindkét szint mágneses energiája zérus. Ilyenkor $N_- = N_+$, tehát a spinrendszer polarizációmentes. (Később megérthető okból itt kizártuk azt a lehetőséget, hogy a T spinhőmérséklet végtelen.) A spinrendszer közös zérus energiaszintjét és a két szint azonos betöltési számát az 1. ábra bal oldala érzékelteti.



Geo 4/86-1

1. ábra. A protonspin mágneses energia szintjei és a szintek betöltése mágneses tér nélkül, ill. mágneses térben.

Рис. 1. Уровни магнитной энергии протонного спина, и заполнение уровня без магнитного поля, и в магнитном поле

Fig. 1. Magnetic energy levels of proton spins and population of levels without and with magnetic field.

Hasson most az előbb körvonalazott $N_-/N_+ = 1$ betöltési arányú spinrendszerre a $t = 0$ időponttól egy H mágneses tér. Ekkor a mágneses energia két szintre hasad fel és a (8) egyenlet a betöltési arányra egytől eltérő értéket ír elő. A tapasztalat szerint a betöltési arány módosulása nem a mágneses tér megjelenésének pillanatában, hanem csak bizonyos időközökkel, fokozatosan megy végbe. Tekintettel a (8) egyenletre, ez a körülmény csak úgy értelmezhető, hogy a mágneses tér megjelenésének pillanatában a T spinhőmérséklet átmenetileg végtelenre növekszik, és az új betöltési arány kialakulása a spinrendszer lehűlését feltételezi. A lehűlés folyamán a spinrendszer energiatöbbletét a spinek környezetét alkotó atomoknak, molekuláknak – röviden a *rácsnak* – adja át. A hőmérsékleti kiegyenlítődés végén a spin- és a rács hőmérséklet megegyezik. A H mágneses tér mellett beálló termikus egyensúlyra jellemző N_-^0 és N_+^0 betöltési számokkal az anyag

$$M_0 = \mu_p(N_-^0 - N_+^0) = \mu_p \Delta N^0 \quad (10)$$

egyensúlyi nukleáris mágneses polarizációt mutat. A mágneses energia felhasadását és a betöltési számok eltolódását az (1) ábra jobb oldala érzékelteti.

Utalva arra, hogy a termikus egyensúly beállása időbeli folyamat és emögött a spinek irányának kisebb-nagyobb mértékű átrendeződése húzódik meg, a spinek és a rács között végbemenő energiacsereét spin-rács relaxációnak, vagy termikus relaxációnak nevezzük. Ennek során a termikus egyensúlyában megbolygatott spinrendszer ΔN betöltési szám különbsége fokozatosan közeledik az új egyensúlyban megkívánt ΔN^0 értékhez. A közeledés sebessége arányos a $\Delta N^0 - \Delta N$ különbséggel és a spin-rács kölcsönhatás erősségével. Mindezek alapján a ΔN betöltési szám különbség dt idő alatti megváltozása:

$$d\Delta N = \frac{\Delta N^0 - \Delta N}{T_1} dt, \quad (11)$$

ahol T_1 a spin-rács kölcsönhatás erősségét mérő spin-rács, vagy más néven termikus relaxációs idő. A (9) és a (10) egyenletek felhasználásával a fenti összefüggés a

$$\frac{dM}{dt} + \frac{M}{T_1} = \frac{M_0}{T_1} \quad (12)$$

alakra hozható.

E differenciálegyenlet megoldásával következik, hogy a mágneses tér megjelenése után a közeg nukleáris mágneses polarizációja az

$$M = M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (13)$$

kapcsolatnak megfelelően, időben exponenciálisan növekedve tart az M_0 egyensúlyi értékhez. Ugyanakkor, a már kialakult egyensúlyi polarizáció a mágneses tér kikapcsolása után az

$$M = M_0 e^{-t/T_1} \quad (14)$$

összefüggés szerint, szintén exponenciálisan szűnik meg.

A spin-rács kölcsönhatás tulajdonképpen a rácsot alkotó atomok, molekulák hőmozgása miatt fellépő fluktuáció mágneses terek következménye. A fluktuációk a spinek precessziós mozgásának megzavarásával spin átfordulásokat hozhatnak létre. Az egységnyi idő alatt bekövetkező átbillenések esélyét egyebek között a rácsselemek mobilitása is befolyásolja. Ugyanis a fluktuáló terek hatása kisebb-nagyobb mértékben kiegyenlítődhöz a molekulák, atomok véletlenszerű hőmozgása miatt. A rácsselemek mobilitásának növekedésével a kiegyenlítődési tendencia fokozódik, a spin-rács kölcsönhatás csökken, ami a T_1 időhosszabbodásában tükröződik. Innen látható, hogy a T_1 idő nagysága összefügg a folyadék viszkozitásával. Minthogy a víz viszkozitása kicsi, a benne foglalt hidrogénprotonok termikus relaxációs ideje meglehetősen nagy; speciális tisztaságú víz esetében mintegy 3,4 s.

A folyadékokban levő hidrogénprotonok T_1 idejét a folyadékban oldott paramágneses ionok mennyisége is befolyásolja. Ezek elektronhéján páratlan számú elektron helyezkedik el, és így egy elektron mágneses nyomatéka nem kompenzált. Tekintve, hogy az elektron mágneses nyomatéka mintegy hatszázszorosa a protonénak, a paramágneses ionok jelenléte megnöveli a spin átfordu-

lásokat okozó mágneses térfluktuációk erősségét. Ilyen okból a folyadékra jellemző T_1 idő a paramágneses ionok koncentrációjának növekedésével csökken.

A megfigyelések alapján arra lehet következtetni, hogy az anyagok és a homokkövek kőzetvázát nedvesítő vízfilmben a hidrogénmagok termikus relaxációja szélsőségesen gyorsan megy végbe. Ez a körülmény két hatás figyelembevételével érthető meg. Az egyik a vízfilmben bekövetkező látszólagos viszkozitás növekedés. A másik pedig azzal függ össze, hogy az agyagok és a homokkövek kőzetvázának falán paramágneses centrumok (paramágneses ionok és ezen túlmenően még esetleg ferromágneses ásványzemcsék) helyezkednek el. A látszólagos viszkozitás növekedés a vízfilmben levő molekulák mobilitását jelentősen rontja, ami már önmagában véve is rövidebb T_1 időhöz vezet. Mindez azonban alárendelt jelentőségű a pórusfalon található paramágneses centrumok hatásához képest. A molekulák e centrumok erős lokális mágneses tereiben mozognak. Következésképpen, a hidrogén-protonok *normális* precessziós mozgását erős mágneses térfluktuációk zavarják. A fluktuációk hatásának hatékony kiátlagolódását kizárja a molekulák csökkent mobilitása. Ez pedig erős spin-rács kölcsönhatáshoz, vagyis a hidrogénmagok gyors termikus relaxációjához vezet. Látható, hogy a termikus relaxáció szélsőséges felgyorsulásában a látszólagos viszkozitás növekedés szerepe inkább közvetett. Következményei súlyal a protonspinek és a paramágneses centrumok közötti kölcsönhatás fokozott érvényesülésében tükröződnek. A bemutatott jelenség, amelyre később a *felületi hatás* kitéllel hivatkozunk, a porózus kőzetek nukleáris mágneses viselkedésének megértése szempontjából alapvető jelentőségű.

A felületi hatás erőssége természetesen függ a vízfilm felületegységére jutó paramágneses centrumok számától, más szóval, a paramágneses centrumok felületi sűrűségétől. Szemben az agyagokkal és a homokkövekkel, a karbonátoknál a felületi sűrűség kicsi, ennek megfelelően a felületi hatás is jelentéktelen. A későbbiekben kimutatjuk, hogy a felületi hatás következményei a kőzet nukleáris mágneses viselkedésében a korábban említett $\varphi(s)$ eloszlás-sűrűségfüggvény közvetítésével jelentkeznek. Tulajdonképpen ez teremti meg azt a láncszemet, amely alapján a homokkövek szivárgási paramétereinek vizsgálatára a nukleáris mágneses módszerrel lehetőség kínálkozik.

A technikailag megvalósítható mágneses térerősségek mellett a *közönséges hőmérsékleten* fellépő nukleáris mágneses polarizáció igen gyenge, közvetlenül nem figyelhető meg. Megmérése mindig azon alapszik, hogy irányát valamilyen módon az uralkodó mágneses térre merőlegesre állítva, a mágneses térben precessziós mozgást végez. A precessziós mozgást végző polarizáció oszcilláló mágneses tere egy megfelelő helyzetű tekercsben váltófeszültséget kelt. A jólismert proton magnetométer esetében a precesszió frekvenciájának a meghatározása a cél, amire a tekercsben indukált váltófeszültség frekvenciája ad felvilágosítást. Az *NML* módszernél a tekercs kapcsain megjelenő jel amplitúdója, ill. ezen amplitúdó időbeli lefolyása hordozza az információt.

Magától értetődő, hogy a polarizáció mágneses térben kialakuló (longitudinális) polarizáció mágneses térre merőleges irányba fordítása is beavatkozást jelent a spin-rács-rendszer termodinamikai egyensúlyába. Az egyensúly visszaállítására ismét egy relaxációs folyamat indul meg. Azonban a mágneses térre merőleges – más szóval, *transzverzális* – polarizáció komponens relaxációjának sebessége nem egyezik meg feltétlenül a termikus relaxáció sebességével. Ilyen okból a nukleáris mágneses polarizáció viselkedésének teljes leírásához – a T_1 termikus relaxációs idő mellett – egy további T_2 időt, a *transzverzális relaxációs*

időt is be kell vezetni. Nyilvánvalóan a T_2 idő szabja meg a tekercsben indukált jel amplitúdójának csillapodását, azaz a jelburkoló változását. E megállapítás azonban magában foglalja azt a hallgatónlagos feltételezést, hogy a polarizáció precessziója homogén mágneses térben megy végbe. Ha a mágneses tér inhomogén, akkor a transzverzális polarizáció relaxációja gyorsabban folyik le, mint az előbbi esetben. Tehát a relaxáció sebessége csak egy a T_2 időnél rövidebb T_2^* idővel jellemezhető. A T_2^* transzverzális relaxációs idő a mágneses tér inhomogenitásának fokozódásával csökken. Az *NML* módszernél ez a körülmény teremti meg a lehetőséget a *fürőlyukjel* elnyomására. A fürőiszaphoz adagolt magnetit segítségével a kútban a T_2^* idő beállítható olyan rövidre, hogy a kútjel a megfigyelt jelhez már nem ad járulékot.

Víznél a T_1 és a T_2 idő hosszúsága gyakorlatilag azonos. A szilárdtestekben helyetfoglaló hidrogénmagok T_1 idejének kérdése nem fér bele a bemutatott képbe, de ez a közetfizikai megfontolások szempontjából nem is lényeges. A hidrogént tartalmazó szilárdtestek T_2 idejére vonatkozólag pedig elég csak annyit megjegyezni, hogy ez az idő igen rövid; pl. a kőzettrácsban levő hidrogén protonjaira mindössze $100 \mu s$ rendű. Így a vízzel telített kőzetek nukleáris mágneses viselkedését leképező jel gyakorlatilag kizárólag a pórusvíz-rendszer tulajdonságait tükrözi.

2. A pórusvíz nukleáris mágneses modellje

A pórusokban a vízmolekulák két csoportra oszthatók. Egyik részük a vízfilmhez, a másik pedig a vízfilmen kívüli zónához – röviden, a *víztesthez* – tartozik. A termikus diffúzió miatt a vízfilm molekulái cserélődnek; bizonyos vízmolekulák a víztestbe sodródhatnak, miközben más vízmolekulák a vízfilmbe kerülnek. Ha a molekulák hidrogén-protonjai nukleáris mágneses polarizációt hordoznak, a molekulacsere azt jelenti, hogy a vízfilm polarizációja folyamatosan a víztestbe szivárog és viszont. Homokköveknél a vízmolekulák $\sqrt{DT_1} \approx 10^{-3}$ cm rendű diffúziós úthossza általában nagyobb, mint a pórusméret. Ennek következtében a diffúzió keverő hatása a víztestben is biztosítja a kialakuló polarizáció homogenitását. A 2. ábra egy pórusrész keresztmetszetét mutatja. Segítségével és az elmondottak alapján a vízfilm M_s és a víztest M polarizációjára egy-egy kontinuitási egyenlet szerkeszthető meg.

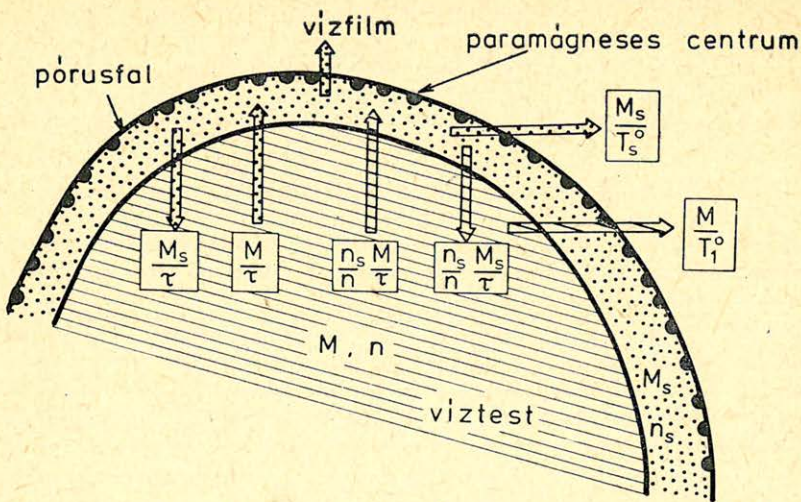
Tekintsünk el először a diffúziós transzporttól és tegyük fel, hogy a $t = 0$ időpontig ható mágneses térben a pórusvíz-rendszer nukleárisan polarizálódott. Ha a $t = 0$ időpontban a mágneses tér megszűnik, akkor a (12) összefüggés értelmében a vízfilm polarizációjának változását a

$$\frac{dM_s}{dt} = -\frac{M_s}{T_s^0}, \quad (15)$$

a víztest polarizációjának időfüggését pedig a

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{M}{T_1^0} \quad (16)$$

differenciálegyenlet írja le. Itt T_s^0 a vízfilm hidrogénmagjainak termikus relaxációs ideje, amely az előző szakaszban körvonalazott felületi hatás miatt lényegesen kisebb, mint a hipotetikusan elszigetelt víztestben elhelyezkedő hidrogénmagok T_1^0 termikus relaxációs ideje.



Geo 4/86-2

2. ábra. A pórusvíz nukleáris mágneses modellje.

Рис. 2. Магнитно-ядерная модель поровой воды

Fig. 2. Nuclear magnetic model for interstitial water.

A diffúziós transzport figyelembevételéhez a fenti egyenletek jobb oldalait további tagokkal kell kiegészíteni. Azzal a feltevéssel, hogy a vízfilm molekuláinak n_s száma a víztest molekuláinak n számánál lényegesen kisebb, a 2. ábra alapján megérthető kiegészítés az alábbi egyenletekre vezet:

$$\frac{dM_s}{dt} = -\frac{M_s}{T_s^0} - \frac{M_s}{\tau} + \frac{M}{\tau}, \quad (17)$$

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{M}{T_1^0} - \frac{n_s}{n} \frac{M}{\tau} - \frac{n_s}{n} \frac{M_s}{\tau}, \quad (18)$$

ahol τ a vízfilm és a víztest közötti molekulacsere, más szóval, a diffúzió idő-állandója. Ismételten megemlítjük, hogy a kapott egyenletek akkor tekinthetők érvényesnek, ha $n_s \ll n$ és a diffúziós úthossz nagyobb, mint a pórusméret. A homokkő típusú kőzeteknél e feltevések általában eléggé jól teljesülnek.

A homokkőveknél a felületi hatás erős, tehát a vízfilmekben igen gyors a termikus relaxáció. Ezért a (17) mérlegegyenlet jó közelítéssel egyensúlyi állapotot ír le, amiből $dM_s/dt = 0$ következik. A diffúzió eredményeként a víztest eredeti T_1^0 termikus relaxációs ideje valamilyen ismeretlen T_1 értékre módosul. E kitüntetett T_1 idővel a víztest eredő termikus relaxációs folyamatának differenciálegyenlete, a (16) egyenlettel analóg módon, a $dM/dt = -M/T_1$ alakban is felírható. Az észrevételeket hasznosítva, a (17) és (18) összefüggésekkel kijelölt

differenciálegyenlet rendszer az alábbi lineáris egyenletrendszerre egyszerűsödik:

$$0 = -\frac{M_s}{T_s^0} - \frac{M_s}{\tau} + \frac{M}{\tau} \quad (19)$$

$$-\frac{M}{T_1} = -\frac{M}{T_1^0} - \frac{n_s}{n} \frac{M}{\tau} + \frac{n_s}{n} \frac{M_s}{\tau}. \quad (20)$$

Az egyenletrendszer megoldásával a víztest eredő termikus relaxációs idejére az

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^0} + \frac{n_s}{n} \left(\frac{1}{T_s^0 + \tau} \right) \quad (21)$$

összefüggés adódik.

Az n_s/n hányados kifejezhető a vízfilm h vastagságával és a pórusfelület/pórustérfogat hányadosával is. Az utóbb említett hányados viszont definíciószerűen azonos a vizsgált pórus s fajlagos felületével. Így az

$$r_s = \frac{1}{T_s^0 + \tau} \quad (22)$$

tömörebb jelöléssel élve, a (21) egyenletből a pórus fajlagos felületére a következő összefüggést kapjuk:

$$s = \frac{1}{hr_s} \left(\frac{1}{T_1^0} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (23)$$

Ugyanerre az eredményre jutott *Seevers (1966)* a sokkal általánosabb – de közetfizikai szempontból érdektelen jelenségeket is magában foglaló – *KST*-modell alapján (*Korringa et al., 1962*). Az általa elvégzett mérések az összefüggés helyességét is alátámasztották.

3. A pórusvíz-rendszer nukleáris mágneses viselkedése

A 2. szakaszban bemutatott megfontolások azt sugallják, hogy a vízfilm effektív vastagsága kicsi, így térfogata a víztest térfogatához képest elhanyagolható. Ezt a feltevést már a (17) és (18) mérlegegyenletek megszerkesztésénél is kihasználtuk. A (23) összefüggésből leolvasható, hogy a kiszemelt pórust telítő víz T_1 ideje a pórus fajlagos felületének függvénye. Ilyen okból az eltérő fajlagos felületű pórusokat telítő víz polarizációjának termikus relaxációja más és más T_1 idővel megy végbe. Eszerint a vízzel telített közet eredő polarizációjának termikus relaxációját általában a (14) típusú exponenciális függvények lineáris kombinációja írja le.

A (2) szakaszban említettük, hogy a víz esetében a T_1 termikus relaxációs idő megegyezik a T_2 transzverzális relaxációs idővel. Laboratóriumi körülmények között a spin-echo módszer teremt kényelmes lehetőséget a vízzel telített közetminták nukleáris mágneses viselkedésének tanulmányozására. Ugyanis segítségével közvetlenül a pórusvíz-rendszer eredő polarizációjának transzverzális relaxációja tapogatható le. Minthogy azonban a víz T_1 és T_2 ideje nem tér el egymástól, a transzverzális relaxáció egyben a termikus relaxációt is tükrözi.

Ugyanúgy, mint korábban, jelölje $\varphi(s)$ a pórusok fajlagos felületének eloszlását leíró sűrűségfüggvényt. Ekkor az s és $s + ds$ fajlagos felület intervallumhoz tartozó pórusvíz hányad polarizációja a spin-echo jelhez

$$dU(t) = D\Phi\varphi(s)e^{-t/T_1(s)}ds \quad (24)$$

járulékot ad, ahol Φ a kőzetminta porozitása és D egy – a műszer paramétereit is magában foglaló – ismert arányossági tényező. Innen az egész pórusvíz-rendszer jelére – vagyis arra a jelre, amely a mérőberendezéssel közvetlenül letagatható – az alábbi összefüggés adódik:

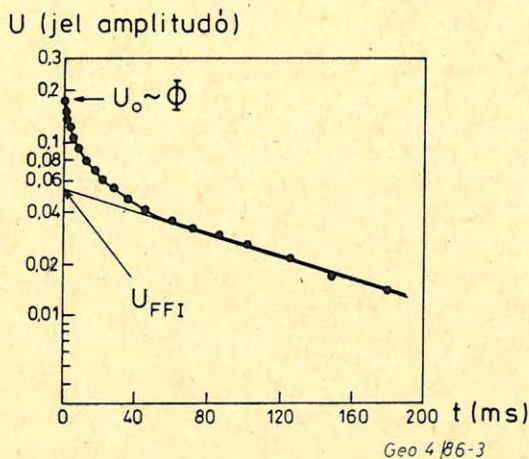
$$U(t) = D\Phi \int_0^{\infty} \varphi(s)e^{-t/T_1(s)}ds. \quad (25)$$

Következésképpen, ha a $T_1(s)$ függvénykapcsolat ismert, a mért $U(t)$ jelből a $\varphi(s)$ sűrűségfüggvény egy elsőfajú integrálegyenlet megoldásával meghatározható. A kérdéses $T_1(s)$ kapcsolatot a (23) összefüggés adja meg. Itt azonban két ismeretlen mennyiség is szerepel, nevezetesen a felületi hatástól mentes pórusvíz T_1^0 termikus relaxációs ideje, és a felületi hatással összefüggő hr_s tényező. Megfelelő mérésekkel ez a nehézség is áthidalható. A kérdés taglalására itt nem kívánunk kitérni.

A 3. ábra példaképpen egy kőzetmintán végrehajtott mérés eredményét – tehát egy $U(t)$ jel lefolyását – mutatja PAPE *et al.* (1985) nyomán, féllogaritmikus rendszerben ábrázolva. A pontok a mért értékek, a görbe pedig az

$$U_3(t) = U_0 \sum_{i=1}^3 A_i e^{-t/T_{1i}} \quad (26)$$

alakú „háromkomponenses” függvényillesztés eredménye. A példa is demonstrálja, hogy a pórusvíz-rendszer $U(t)$ termikus relaxációs karakterisztikája (a később-



3. ábra. Egy homokkő minta termikus relaxációs karakterisztikája.

Рис. 3. Тепловая релаксационная характеристика песчанистоно образца

Fig. 3. Thermal relaxation characteristic for a sandstone sample.

biekben a *TR*-karakterisztika) három megfelelő exponenciális függvény lineáris szuperpozíciójával már igen jól leírható. A csak laboratóriumi körülmények között, kőzetmintákon kimérhető *TR*-karakterisztika annak a maximális információ halmaznak tekinthető, amelyet a nukleáris mágneses módszerek a szívárgási paraméterek meghatározásához egyáltalán szolgáltathatnak.

Érdeemes megjegyezni, hogy $U(\theta)$ értelemszerűen arányos a kőzetminta Φ porozitásával. E körülmény azért figyelemre méltó, mert így az *NMR* módszerrel, új és gyors lehetőség kínálkozik laboratóriumi porozitás meghatározásokra (Timur, 1969b).

4. Az *NML* módszerrel nyerhető információ és a *TR*-karakterisztika elvi viszonya

A szakasz címében foglalt kérdés áttekintéséhez idézzük fel röviden az *NML* mérés leglényegesebb mozzanatait:

a) A fúrólyuk körüli kőzetzóna pórúsfolyadékában longitudinális nukleáris mágneses polarizáció keltése erős mesterséges mágneses térrel;

b) A polarizáló mágneses tér megszüntetése olyan módon, hogy az előzőleg létesített polarizáció transzverzális polarizációként lépjen fel a földmágneses térben;

c) Azon elektromotoros erő – más szóval, protonjel – megfigyelése, amelyet a földi térben precessziós mozgást végző polarizáció a szondatekeresben kelt.

A protonjel időfüggő amplitúdója, azaz a jelburkoló szolgáltatja a kérdéses *FFI* érték meghatározásához szükséges információt. Az *a.* mozzanatban a polarizáló mágneses teret a szondatekeresben folyó erős egyenáram hozza létre. Az *b.* mozzanatban a polarizáló mágneses tér eltávolítása az áram megszüntetését tételezi fel, amikor is a tekeres kapcsain feszültségimpulzus jelenik meg. A tipikus értékét tekintve $0,1 \mu V$ rendű protonjel észlelése csak akkor kezdhető el, amikor az említett feszültségimpulzus és az elkerülhetetlenül szükséges szelektív erősítő átmeneti folyamata már kellően lecsillapodik. Ez a körülmény a protonjel elejének megfigyelésében egy kb. 25 ms-os „halditót”, ill. ennek megfelelő információvesztéséget eredményez. Természetesen ettől függetlenül a tekeresben indukált protonjel burkolója követi a (25) szerinti *TR*-karakterisztikát. Csupán az a helyzet, hogy e burkolónak a halditó alatti szakasza mérésrel nem ismerhető meg. (Megjegyzés: A protonjel burkolója a *TR*-karakterisztikát valójában csak akkor tükrözi, ha a szonda által látott zónában a földmágneses tér elegendően homogén. A későbbiekből kitűnik, hogy ez a megszorítás az *FFI* meghatározásához nem szükséges.)

Jelölje t' a t_h halditó végétől – tehát a jel megfigyelésének kezdetétől számított időt. Ekkor $t = t_h + t'$, ahol a korábbi jelölésmóddal összhangban, t a precesszió megindulásának pillanatától mért idő. Ha a protonjel szinuszos oszcillációjától eltekintünk, az $U_m(t')$ megfigyelt jel az

$$U_h(t') = D\Phi \int_0^{\infty} \varphi(s) e^{-\frac{t_h+t'}{T_1(s)}} ds; \quad t' \geq 0, \quad (27)$$

hasznos jel és az elsősorban termikus eredetű $N(t')$ véletlenszaj keveréke:

$$U_m(t') = D\Phi \int_0^{\infty} \varphi(s) e^{-\frac{t_h+t'}{T_1(s)}} ds + N(t'). \quad (28)$$

Az FFI meghatározásához a hasznos jel detektálása az

$$U_h(t') \approx U'_h(t') = D\Phi e^{-\frac{t_h+t'}{T_1}} \int_0^{s'} \varphi(s) ds \quad (29)$$

eltevással végrehajtott függvényillesztéssel történik, az

$$\int_0^{\infty} [U_m(t') - U'_h(t')]^2 dt' = \min. \quad (30)$$

legkisebb hibanégyzet kritérium alapján. A (29) közelítés egyben az *FFI* definícióját is kijelöli:

$$FFI = \Phi \int_0^{s'} \varphi(s) ds. \quad (31)$$

Ilyen módon, a függvényillesztés során optimalizálandó paraméterek: T_1 és *FFI*.

Az *FFI* jelentésének közelebbi megvilágításához bontsuk fel a (25) egyenlettel definiált *TR*-karakterisztikát az alábbi módon két részre:

$$U(t) = D\Phi \int_0^{s'} \varphi(s) e^{-t/T_1(s)} ds + D\Phi \int_{s'}^{\infty} \varphi(s) e^{-t/T_1(s)} ds. \quad (32)$$

Az integrálási határokon szereplő s' fajlagos felület értéke megválasztható úgy, hogy a jobb oldal második tagja gyakorlatilag csak azokat a jeljárulékokat foglalja magában, amelyek a holtidő alatt eltűnnek. Ez a járuléka a nagy fajlagos felületű pórusokból ered, tehát tendenciájában a tapadóvízre vonatkozik. Ennél pontosabban az említett tag jelentése azért nem mérhető fel, mert egyrészt az s' értéket a készülékállandónak tekinthető holtidő szabja meg, másrészt pedig a (3) és (4) egyenletekben fellépő s_k kritikus fajlagos felület és az s' fajlagos felület kvantitatív kapcsolata nem ismert.

A (32) egyenletben megfogalmazott felbontás alapján az *FFI*-hez járulékot adó pórusvíz hányad *TR*-karakterisztikája közelítőleg így írható le:

$$U_{vir}(t) = D\Phi \int_0^{s'} \varphi(s) e^{-t/T_1(s)} ds. \quad (33)$$

Könnyű meggyőződni arról, hogy a vázolt illesztési eljárással meghatározott *FFI* – a felhasznált közelítések erejéig – arányos az $U_{vir}(0)$ értékkel. Az *NML* szakirodalmában erre az értékre hivatkoznak a „protonjel kezdeti amplitúdója”, vagy az *NML*-jel kezdeti amplitúdója kitétel. Hangsúlyozni kell azonban, hogy ez nem a tényleges, hanem csak a látszólagos kezdeti amplitúdó, amely a $t = 0$

időpontra történő extrapolálással adódik a holtidő után megfigyelt jelből. Mint-hogy a holtidő után a protonjel gyakorlatilag már csak a szabadfolyadék jel-járulékait tartalmazza, az $U_{vir}(0)$ az FFI mértéke.

Az FFI leszármaztatására körvonalazott eljárásban csupán az arányossági tényező szabja meg, hogy közvetlenül az FFI értéket, vagy pedig csak az ezzel arányos $U_{vir}(0)$ értéket nyerjük. Az eljárás bizonyos határig érzéketlen a mérőszonda által látott zónában uralkodó földmágneses tér esetleges inhomogenitására. Ugyanis a kapott FFI érték, ill. $U_{vir}(0)$ kezdeti amplitúdó nem módosul, ha a 28., 29. és 33. egyenletekben a T_1 termikus relaxációs idő helyére a T_2^* transzverzális relaxációs idő lép.

Az elmondottakból nyilvánvaló, hogy a (25) szerinti TR -karakterisztikában foglalt információnak számottevő részéről az NML módszer nem ad felvilágosítást. Az NML segítségével mérhető FFI és T_1 által képviselt információt viszont a TR -karakterisztika tartalmazza. A félogaritmikus rendszerben ábrázolt TR -karakterisztika $t \rightarrow \infty$ -hez tartozó aszimptotája az ordináta tengelyen az FFI -vel arányos $U_{vir}(0)$ kezdeti amplitúdót metszi ki. (A 3. ábrán U_{FFI} -vel jelölve!) Az egyenes iránytangense viszont az $-1/T_1$ értéket adja meg.

5. A szivárgási paraméterek kérdése és az NML -módszer

A továbbiak előkészítésére, és nem kevésbé a fogalmak pontosítása céljából, az FFI kérdéséhez még egy kiegészítő megjegyzést fűzünk. Itt utalunk az 4. szakaszra, ahol az NML berendezés leglényegesebb működési mozzanatait felvázoltuk. Azt kívánjuk hangsúlyozni, hogy az FFI érteke és jelentése függ az a . polarizáló mozzanat T_p időtartamától. A (13) összefüggés szerint az M_0 egyensúlyi polarizáció kialakulása a T_1 időnél sokkal nagyobb T_p polarizálási időt tételez fel. Minthogy a pórúsvíz-rendszer több különböző termikus relaxációs idejű komponenst foglal magában, a T_p idő változtatásával a komponensek más és más arányban veszik fel egyensúlyi polarizációjukat. Ahhoz, hogy az egyensúlyi polarizáció az egész pórúsvíz-rendszerben kialakuljon, teljesülni kell a $T_p \gg T_1$ feltételeknek, ahol T_1 a leglassabban relaxáló szabadfolyadék termikus relaxációs idejét jelöli. (A kikötés a gyakorlatban 3–4 s-os T_p idő választásának felel meg.) A továbbiakban az ezen feltétellel mért FFI érték kitüntetett szerepet játszik. Erre az értékre – a Φ_f megkülönböztető jelöléssel – a „szabadfolyadék porozitás” elnevezéssel hivatkozunk. Az elmondottakból kitűnik, hogy amikor az előző szakaszokban FFI -ről beszéltünk, többnyire a Φ_f szabadfolyadék porozításra gondoltunk.

Térjünk rá az NML segítségével mérhető mennyiségek és a szivárgási paraméterek között fennálló elvi kapcsolat kérdésére. A korábban már körvonalazott érvek alapján, az FFI szabadfolyadék index tendenciájában a (3) egyenlettel definiált Φ_p produktív porozitást tükrözi. A szabadfolyadék porozitás és az ennél általánosabb FFI fogalmi megkülönböztetése után világos, hogy valójában csak a Φ_f feleltethető meg Φ_p -nek.

Ha a fúróluk szelvényezés folyamán alkalmazott T_p polarizálási idő elegendően hosszú, akkor az előző szakaszban leírt extrapolálási eljárással kapott FFI a Φ_f értékét tükrözi. Másrészt, ha a földmágneses tér a szonda körüli zónában *elegendően* homogén, akkor ugyanez az eljárás a szabadfolyadék T_1 idejét is megadja. E T_1 idő nyilván a szabadfolyadék átlagos termikus relaxációs idejének felel meg, amelyhez hozzárendelhető egy átlagos fajlagos felület. A T_1 és a fajlagos felület közötti kapcsolatot a (23) egyenlet szolgáltatja. Ilyen alapon –

továbbá a Φ_p produktív porozitás és a Φ_f szabadfolyadék porozitás hozzávetőleges azonosságát kihasználva – a megfelelő mennyiségeknek az (5) egyenletbe helyettesítésével az alábbi közelítő összefüggést nyerjük:

$$K = h^2 r_s^2 C \Phi_f \left(\frac{T_1 T_1^0}{T_1 - T_1^0} \right)^2 \quad (34)$$

Itt T_1^0 a felületi hatástól mentes pórusvíz termikus relaxációs ideje. Porózus rétegeknél az *NML* berendezés szondázási sugara kisebb, mint az elárasztási mélység. Ezért T_1^0 tulajdonképpen az iszapfiltrátum termikus relaxációs ideje, amely a felszínen spin-echó módszerrel kényelmesen megmérhető. A kőzetkifejlődéstől függő $h^2 r_s^2 C$ együttható megállapítása magmintákon végrehajtott komplex laboratóriumi vizsgálatokat tételez fel. Mivel a kérdéses együttható adott területen közelítőleg állandó, ill. az elektromos tortuozitás ismeretében javítható, a (34) összefüggés – az említett laboratóriumi vizsgálatok mellőzése esetén is – lehetővé teszi a permeabilitás arányok megbecsülését.

A (34) formulát – laboratóriumi *NMR* vizsgálatokra támaszkodva, és egy kissé más felfogásban – *SeEVERS* (1966) szerkesztette meg. A (25) szerinti *TR*-karakterisztika

$$U_2(t) = U_0 \sum_{i=1}^2 A_i e^{-t/T_{1i}} \quad (35)$$

alakú kétkomponenses közelítéséből indul ki, és a négyparaméteres függvényillesztés eredményeként kapott nagyobb T_{1i} időt tekintette a szabadfolyadék termikus relaxációs idejének, ill. az ehhez tartozó A_i együtthatót a Φ_f szabadfolyadék porozitással arányosnak. A *TR*-karakterisztikának ez a felbontása nem felel meg egészen a (32) egyenletben megadottnak, ahol a két komponens elkülönítése a holtidőn alapul.

Timur (1969a, 1969b) és *Pape et al.* (1985) elméleti és magminta méréseken alapuló vizsgálatai alátámasztották azt a várakozást, hogy a *TR*-karakterisztika (26) alakú háromkomponenses közelítéséből kiindulva, a permeabilitás leírására a (34) összefüggésnél pontosabb formulák vezethetők le. *Pl. Pape et al.* – fraktálgeometriai megfontolásokat is felhasználva – a gáz-permeabilitásra a következő ún. *Budapest-egyenlet*-et szerkesztette meg:

$$K_{NMR} = \frac{475,3}{F} \left[\left(\sum_{i=1}^3 (A_i/T_{1i}) - \frac{\Phi_f}{\Phi} \frac{1}{T_1} \right) C_{NMR} \right]^{-3,108}, \quad (36)$$

ahol F a formációfaktor, Φ a porozitás, T_1 a szabadfolyadék termikus relaxációs ideje, és C_{NMR} egy kőzetminta mérésekkel meghatározható empirikus együttható. Nem tekintve az elektromos méréssel behatárolható F formációfaktort és a C_{NMR} együtthatót, itt minden információ a *TR*-karakterisztikából származik. A szerzők mérései szerint a K_{NMR} permeabilitás a homokkő kifejlődések meglepően széles skálájára igen jó egyezést mutat a laboratóriumban kapott gáz-permeabilitásokkal, bizonyos rögzített C_{NMR} együttható mellett.

Mint ahogy az *NML* módszer a *TR*-karakterisztikában foglalt információ tekintélyes részét *kidobja*, kísérletek folynak egy kedvezőbb tulajdonságú fűrőlyuk szelvényező eszköz kidolgozására. Ennek legutóbbi fejleménye a *Jackson* (1984) által kezdeményezett „*Inside-Out NMR-technika*”, ami tulajdonképpen a spin-echó módszernek a fűrőlyuk körülményekhez idomított változata. A próbál-

kozás annyiban nem mondható sikeresnek, hogy a megszerkesztett berendezés csak pontmérések elvégzésére alkalmas, és egy-egy pont megmérése több, mint egy fél órát igényel; a hasznos jel elérhető igen kis szintje miatt. Az elméleti megfontolások szerint a szonda vontatása még akkor sem jöhetne szóba, ha a berendezésben alkalmazott permanens mágnesek helyett a mágneses tér keltésére szupravezető tekercseket használnának; ami persze, fűrólyuk körülmények között, eléggé merész gondolat. A jel/zaj-viszony problémája arra utal, hogy a szonda vontatása esetén, az *NML* módszer elvi kereteiből valószínűleg nem lehet kilépni.

Timur (1969b) nagyszámú magminta laboratóriumi vizsgálatával tanulmányozta a (3) és (4) egyenletekkel definiált s_k kritikus fajlagos felület és a hozzá tartozó $T_{1, krit}$ kritikus termikus relaxációs idő viszonyát. Azt találta, hogy a $T_{1, krit}$ idő a homokkő kifejlődés típusától függetlenül, tendenciájában 12 ms közelébe esik. Tehát kívánatos lenne az *NML* berendezés holtidejének ezen érték alá történő leszorítása. Ez esetben az *NML* mérés a szivárgási paraméterek meghatározásához csaknem a TR-karakterisztikával egyenértékű információt szolgáltatna. A holtidő leszorítása – a számítástechnikai igény fokozódásának árán – nem látszik megoldhatatlan feladatnak.

A (34) formulában megfogalmazott lehetőség mellett az *NML* segítségével végrehajtható permeabilitás vizsgálatnak létezik még egy további alternatívája is. Azon alapszik, hogy a Φ_e effektív porozitás és a Φ_f szabadfolyadék porozitás különbsége – némi hibával – értelemszerűen a tapadóvíz mennyiségét tükrözi. Tehát Φ_e és Φ_f megméréssel az S_{wirr} -maradék víztelítettség egyszerűen kiszámítható:

$$S_{wirr} = \frac{\Phi_e - \Phi_f}{\Phi_e} \quad (37)$$

Az S_{wirr} ismeretében a permeabilitás értéke a karotázis szelvények értelmezésénél általánosan használt

$$K = \frac{A \cdot \Phi^B}{(S_{wirr})^C} \quad (38)$$

típusú empirikus formulák valamelyikével kényelmesen megbecsülhető. A most vázolt megoldás több okból is előnyösebb a korábban bemutatottnál. Ennek alátámasztására csupán egy okot említünk meg: Tegyük fel, hogy az *NML* mérőszonda „látókörében” valamilyen tényező megzavarja a földmágneses tér homogenitását. Ilyen esetben a 4. szakaszban körvonalazott burkoló detektáló (illetve) eljárás a T_1 idő helyett csupán egy megfelelő T_2^* időről ad számot. Ugyanakkor mérsékelt mágneses tér inhomogenitás a levezetett Φ_f értéket gyakorlatilag nem terheli hibával. Tekintve, hogy az inhomogenitás fellépésének felismerésére nincsen mód, a (34) formula alkalmazása olykor téves következtetésekre vezethet, szemben a permeabilitás meghatározás utóbbi alternatívájával.

IRODALOM

- [1] *Brown, R. J. S., Gamson, B. W.*: Nuclear magnetism logging. Trans., AIME. 219, 201 – 219, 1960.
 [2] *Jackson, J. A.*: Nuclear magnetic resonance well logging. The Log Analyst, 25, No. 5, 16 – 30, 1984.

- [3] *Korringa, J., SeEVERS, D. O., Torrey, H. C.*: Theory of spin pumping and relaxation in systems with low concentration of electron spin resonance centers. *Phys. Rev.*, 127, 1143–1150, 1962.
- [4] *Lösche, A.*: Kerninduction. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1957.
- [5] *Pape, H., Riepe, K., Schopper, J. R.*: Permeability of porous rocks derived from internal surface effects. Paper C–44., Presented at the 47th EAEG Meeting, Budapest, 1985.
- [6] *Pirson, S. J.*: Handbook of Well Log Analyses. 1963.
- [7] *SeEVERS, D. O.*: Nuclear magnetic method for determining the permeability of sandstones. *Trans., SPWLA.*, 1966.
- [8] *Serra, O.*: Fundamentals of Well-Log Interpretation. Elsevier, 1984.
- [9] *Stichter, C. P.*: Principles of Magnetic Resonance. Springer Verlag, Berlin, 1980.
- [10] *Sohár, P.*: Mágneses Magrezonancia Spektroszkópia. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1976.
- [11] *Timur, A.*: Produçible porosity and permeability of sandstones investigated through nuclear magnetic resonance principles. *The Log Analyst*, 10, No. 1, 3–12, 1969/a.
- [12] *Timur, A.*: Pulsed nuclear magnetic resonance studies of porosity movable fluid, and permeability of sandstones. *JPT.*, 775–786, 1969/b.

Mélységtérkép szerkesztése nem S intervallumban végzett tellurikus mérések felhasználásával

NEMESI LÁSZLÓ*

A szerző a Balatonról DK-re eső 4500 km²-nyi területről megszerkesztette a feltételezett harmadkor előtti (ρ_{∞} ellenállási) aljzat mélységtérképét tellurikus és magnetotellurikus mérések felhasználásával. Az esetnek az az érdekessége, hogy a tellurikus mérések nem S intervallumban történtek, így a tellurikus relatív vezetőképességek kialakításában kétféle aljzat-hatás (mélytöréshez kapcsolódó jólvezető és kísellenállású aljzat) is szerepet játszott. A különböző típusok elkülönítése és területi lehatárolása a tellurikus, magnetotellurikus és a gravitációs mérések összehasonlító vizsgálatával volt lehetséges.

Автором статьи на основе теллурических, магнитотеллурических исследований построена карта поверхности фундамента предположительно допретричного возраста (сопротивление ρ_{∞}) для территории площадью около 4500 км² расположенной на юго-востоке от Балатона. Интересно, что в этом случае теллурические исследования проводятся не для интервала X , т. е. в образовании теллурической относительной проводимости играет роль двойственное влияние фундамента (глубоко залегающий, хорошей проводимости и малого сопротивления фундамент). При сопоставлении исследований теллурической разведки, магнитотеллурической разведки и гравитационной стало возможным выделить различные типы границ территории.

The author has constructed the depth map of the hypothetical pre-tertiary basement of resistivity ρ_{∞} of an area of 4500 km² located SE-ward from the Lake Balaton using the results of telluric and magnetotelluric measurements. The odd thing about it is that the telluric measurements were carried out in non S interval. So the telluric relative conductivity was influenced by two different basement effects (good conductivity related to deep fault and low resistivity basement).

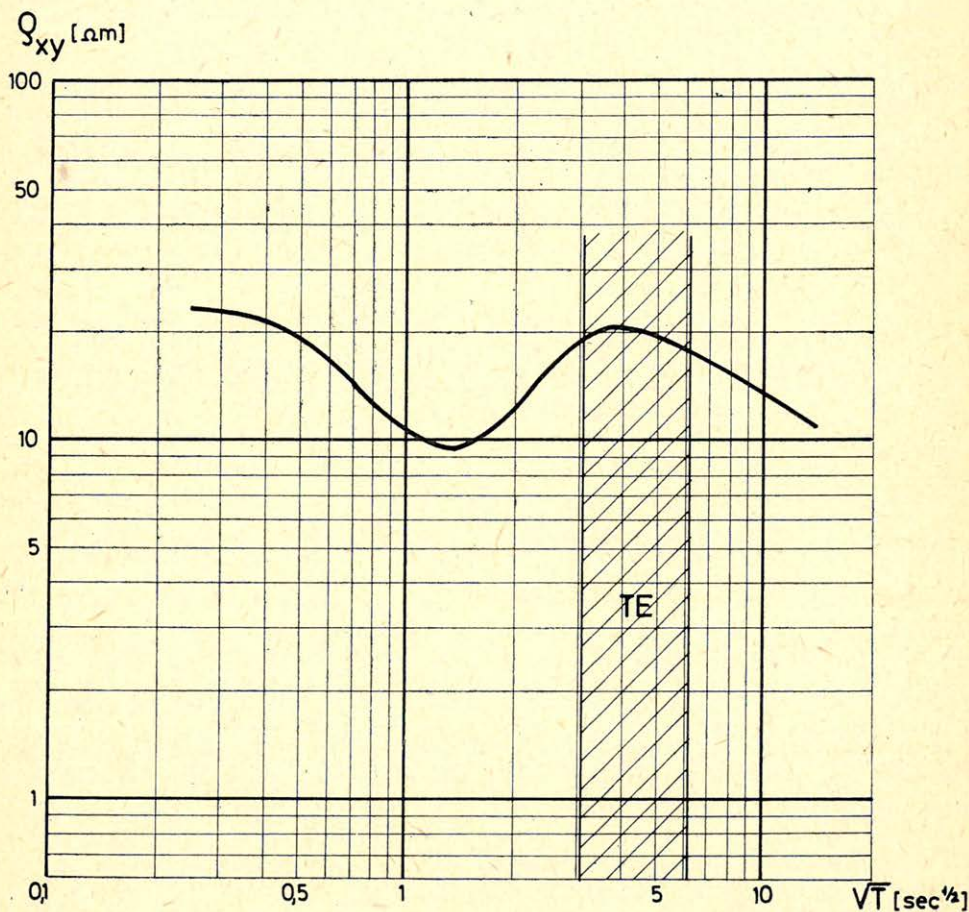
The various types could be separated and territorially delimited just by common evaluation of telluric, magnetotelluric and gravity measurements.

1984-ben a geológus és geofizikus társadalom, eddig példátlan összefogásával elkészült Magyarország legújabb 1 : 500 000-es méretarányú térképsorozatának egy tagja a harmadkor előtti aljzat fedetlen földtani térképe is. E térképen az aljzat mélységét a mélyfúrások adatai mellett elsősorban a geofizikai mérések szolgáltatták. Az ország geofizikai felmértsége azonban nagyon eltérő. Vannak területek, ahol korszerű és sűrű szeizmikus vonalhálózatot mértek, de vannak területek, ahol csak átnézetes geoelektromos mérések voltak, vagy még azok sem.

Jelen tanulmányban egy kb. 4500 km²-nyi terület mélységtérkép szerkesztési problémáit és megoldásának lehetőségét kívánjuk bemutatni, ahol mintegy 1000 tellurikus pont (kvázihálózatban), kb. 50 magnetotellurikus szondázás (7 szelvény mentén) és 2 db kb. 60 km-nyi összhosszúságú szeizmikus szelvény mérési eredményei álltak rendelkezésre, az ugyancsak kvázihálózatos gravitációs áttekintő mérések mellett. Ilyen adatrendszer esetén a legjobb eredményhez akkor juthatunk, ha a tellurikus mérésekre alapozunk az aljzat felszínének szerkezeti formáit, elemeit illetően; de a mélységviszonyokat és az üledékes öszlet fajlagos ellenállásának laterális változásait a magnetotellurikus mérésekből határozzuk meg. Ezt az eljárást több mint húsz éve alkalmazzuk, sikerrel.

* ELGI, Budapest

(Korábban a tellurikus méréseket nagymélységű egyenáramú szondázással kombináltuk.) A tellurikus módszereknek és valamely kvantitatív mélység és fajlagos ellenállás adatok szolgáltatására is képes eljárás kombinálásának *alapfeltétele* azonban kimondva, vagy kimondatlanul: a S intervallumban végzett tellurikus mérés volt. Ez az eset olyan leegyszerűsített földtani modell esetén teljesül, ha az üledék nagy vezetőképességű, az aljzat végtelen vastagságú szigetelő és a tellurikus feldolgozásához használt pulzációk periódusa olyan, hogy azok az aljzatiig biztosan lehatolnak. Ez a feltétel gyakorlatilag pl. a Nagyalföldön általában teljesül, de szóbanforgó területünk; a Balaton – Velencei tó



Geo 6/86-1

1. ábra. Jellemző MTS görbe és a tellurikus mérések feldolgozásánál felhasznált periódustartomány.

Рис. 1. Типичная кривая МТЗ и используемая область периода при теллурических исследованиях.

Fig. 1. Typical MTS curve and wave-length interval used for the evaluation of telluric measurements.

és a Kapos völgye közti terület jelentős részén nem. Ez világosan látszik az 1. ábrán, ahol bemutatjuk a területre jellemző magnetotellurikus szondázási görbét és ezeken feltüntetjük azt a periódustartományt, amelybe tartozó pulzációk felhasználásával készült a tellurikus izoarea térkép. A tellurikus és magnetotellurikus mérések befejezése után világos volt, hogy a harmadkor előtti aljzat a terület jelentős részén kéregbeli jólvezető anomáliát is tartalmaz (a Balaton vonallal párhuzamos 8–10 km szélességben és kb. ugyanilyen mélységben). Ettől eltekintve is az aljzat végtelen nagy fajlagos ellenállásúnak csak az emelt helyzetű ismert paleozoós vagy mezozoós korú zónákban (Balaton *D*-i partján, Igal térségében) mondható, míg a Balaton-vonaltól *D*-re több ezer km²-nyi területeken csak 30–40 Ω m-es.

Ezek alapján sokáig úgy tűnt, hogy a tellurikus mérések nem alkalmasak a harmadkor előtti aljzat kutatására, mert az izoarea térképben összekeverednek a fiatal üledékes összlet vezetőképesség anomáliái az aljzatvezetőképesség-anomáliákkal. Mégis kissé érthetetlen volt, hogy a fúrásokból ismert aljzatszerkezeti elemek kvantitatíve milyen jól tükröződnek a tellurikus képben. Feltűnő volt a tellurikus és gravitációs Bouguer-anomália térkép hasonlósága is, ami szintén sugallta, hogy mindkettőben komoly szerepe van a harmadkor előtti aljzat domináns hatásának, de észrevettünk nem elhanyagolható különbségeket is. Ez utóbbinak vizsgálatára kvantitatív összehasonlítást tettünk e két térkép között még 1977–78-ban és ennek alapján területtípusokat különítettünk el (2. ábra), sőt még a magnetotellurikus mérések előtt megjósoltuk, hogy az ismeretlen aljzattal jellemzett területen, az aljzatban kis fajlagos ellenállású képződményekkel kell számolni.

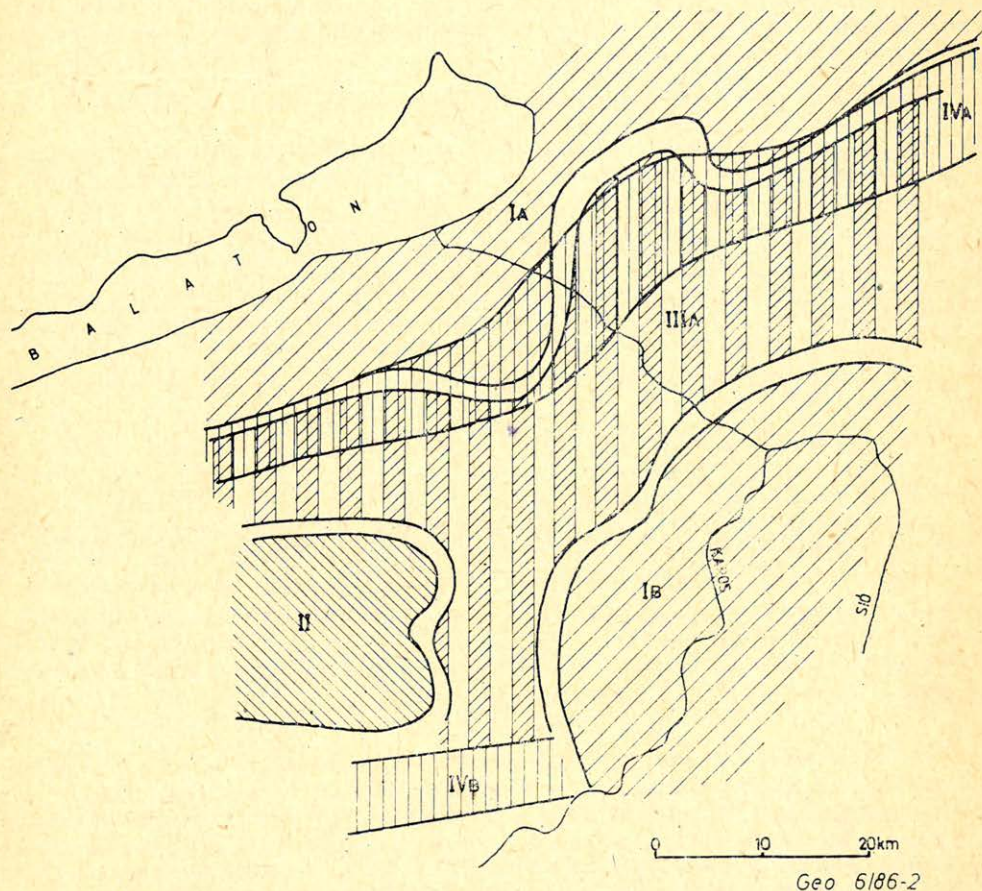
Ezt követően az 1978–79-ben végzett magnetotellurikus mérésekből meghatározott harmadkor előtti, de változó tulajdonságú végtelen (vagy csak 30–40 Ω m) ellenállású aljzat mélységadatait és a Bouguer anomália értékek kapcsolatát is megvizsgáltuk és némi meglepetésre a 3. ábrán látható gyakorlatilag lineáris összefüggést kaptuk. Ezt úgy értelmezzük, hogy a kis sűrűségű és kis-ellenállású kőzetek alatt van egy határfelület, ahol egy jelentős sűrűségugrás is és egy jelentős fajlagos-ellenállás változás is fellép, noha a határon a sűrűség és fajlagos ellenállás ugrások mértéke is 2. ábrán elkülönített típusoktól függően lényegesen különböző lehet. Mindenesetre ezt a sűrűség és fajlagos ellenállás határt azonosítjuk a harmadkor előtti aljzattal a III területtípus esetében is.

E vizsgálatot követően 1984-ig semmi sem történt. Ehhez azonban a bevezetőben említett térképszerkesztési inspiráció hatására újra megvizsgáltuk a a lehetőségeket.

Az első lépés most a magnetotellurikus módszerrel meghatározott mélységű (nagysűrűségű és nagyellenállású) aljzatra települt összlet vezetőképességének és a tellurikus relatív vezetőképességek összehasonlítása volt. Az eredmény a 4. ábrán látható.

A három jóldefiniálható egyenest a 2. ábra segítségével területileg is megfelelően elkülöníthettük. Az egyértelműen a harmad és negyedkori összlet jellemző S_{MT} és a tellurikus A^{-1} értékek közötti lineáris összefüggés azt jelenti, hogy a tellurikus értékek helyi változásaiban is ennek az összletnek a hatása a döntő. A tellurikus értékekben a nem elég nagy fajlagos ellenállású aljzatnak, vagy a mélybeli jólvezető képződményeknek a hatását nagy területekre közel állandónak tekinthetjük és ezzel lényegében megoldottuk a feladatot. A 2. és 4. ábra segítségével ugyanis a tellurikus értékeket a fiatal összleteket jellemző abszolút vezetőképesség adatokká számíthatjuk. Ebből és az *MTS* mérések

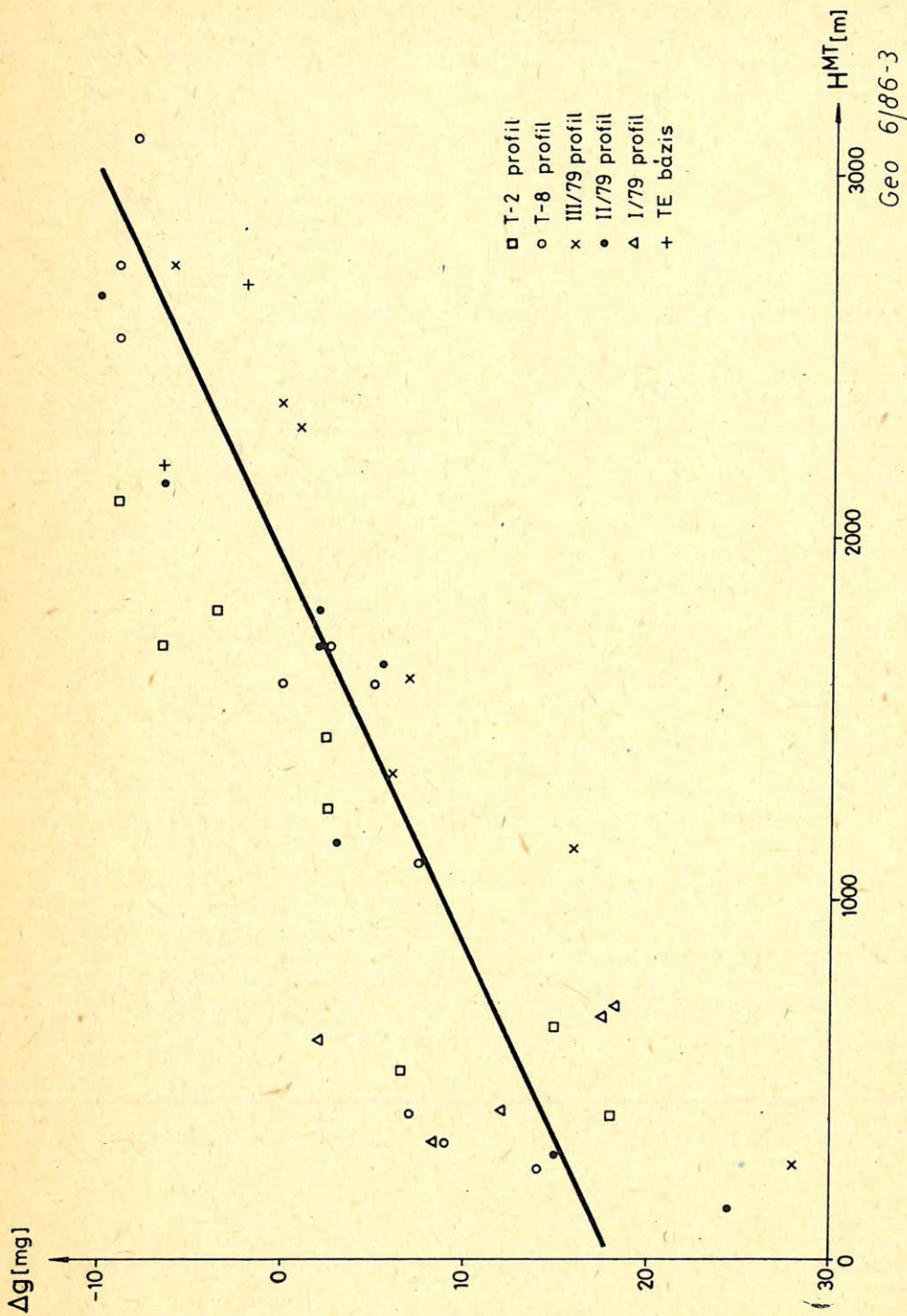
alapján szerkesztett izoohm térképből (5. ábra) az aljzattmélység térkép is megszerkeszthető (6. ábra). A térkép legizgalmasabb része az a 3000-nél m- is mélyebb árokrendszer, amely ma még fúrásból teljesen ismeretlen. Az aljzat szokatlan fizikai paraméterei és a közvetlen környezetben feltárt legkülönbözőbb neogén, paleogén, permotriász, mezozoós és ópaleozoós korú kőzetek ismerete szinte



2. ábra. Medencealjzat-típus térkép tellurikus és gravitációs mérések eredményeinek összehasonlítása alapján IA, IB: ópaleozoós kristályos vagy mezozoós karbonátos aljzat, II: Igal környéki mezozoós aljzatú terület, IIIA: Ismeretlen korú, kis fajlagos ellenállású (30–40 ohmm) aljzat, IV. A, IVB: nagymélységű (8–12 km) jólvezető képződmények (IV. B. területen csak feltételezettek)

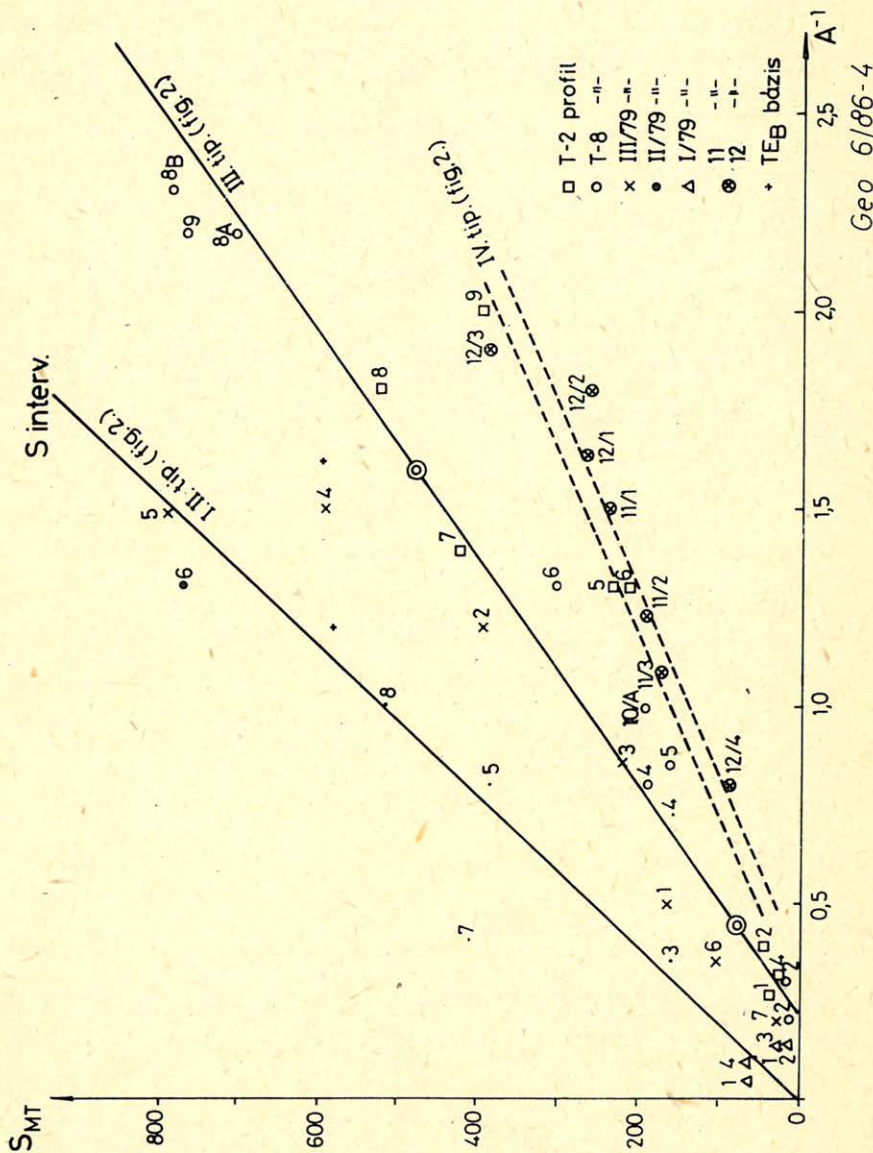
Рис. 2. Сопоставление карт типов бассейнов фундамента по теллурическим и гравитационным исследованиям IA, IB: древнепалеозойский кристаллический или мезозойский карбонатный фундамент. II: участок мезозойского фундамента территории Игал. III. A.: Фундамент неопределенного возраста с небольшим удельным сопротивлением (30–40 Ом. м) IV. A, IV. B: глубокозалегающие (8–12 км) хорошей проводимости образования (на участке IV. B только предполагаемы)

Fig. 2. Basement-type map drawn on the basis of comparison of the results of telluric and gravity measurements. IA, IB: paleozoic crystalline or mezozoic carbonatous basement. II. Area close to Igal having mezozoic basement. III. A. Low resistivity basement (30–40 Ohm. m) IV. A, IV. B. Good conducting formations of 8–12 km deep (on the area IV. B. just presumable).



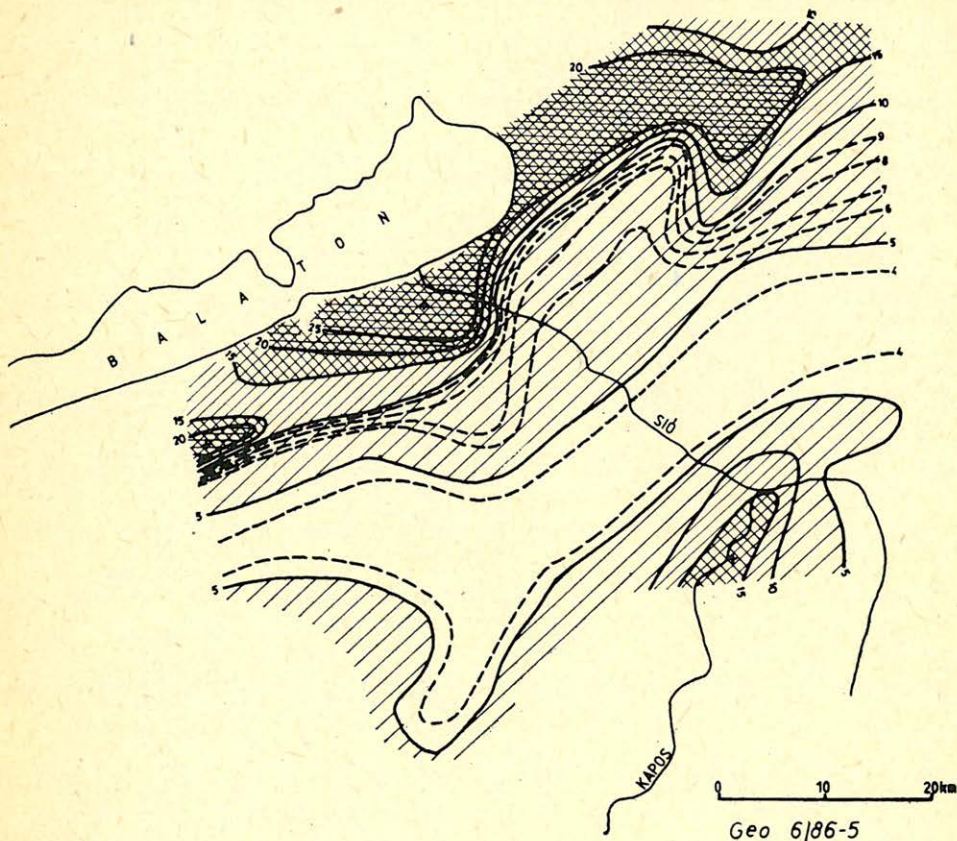
3. ábra. Az MTS méréséből kapott aljzatmélység és a Bouguer-anomália értékek kapcsolata.
 Рис. 3. Связь между, полученной по исследованиям МТЗ, глубины фундамента и значениями аномалии Буге
 Fig. 3. The connection between the basement depth derived from MTS and the Bouguer anomaly.

Geo 6/86-3



4. ábra. Az aljzatra települt öszlet vezetőképességének (S_{MT}) és a tellurikus A^{-1} értékek kapcsolata
 Рис. 4. Связь между проводимостью расположенной на фундаменте и теллурическими значениями A^{-1}

Fig. 4. Connection between the conductivity (S_{MT}) of the sediments deposited on the basement and the telluric A^{-1} .

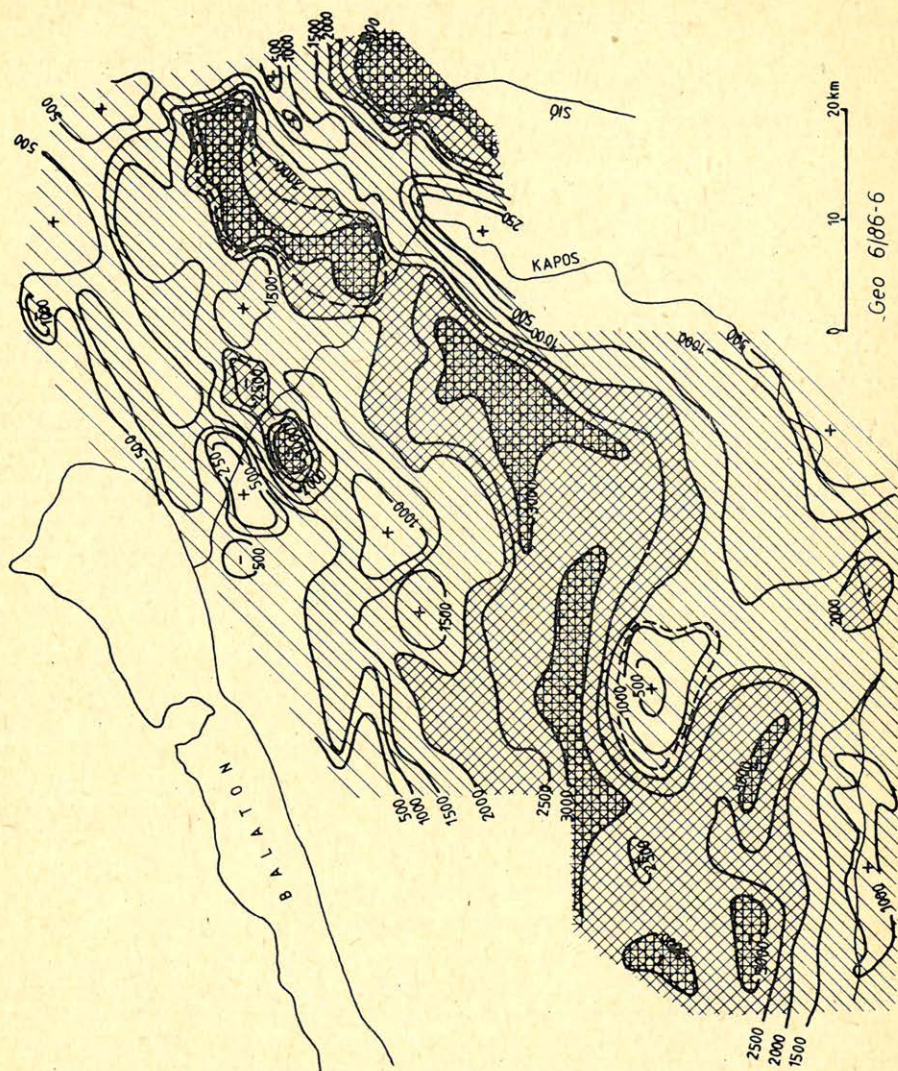


5. ábra. A harmad és negyedkorú összletek átlagos fajlagos ellenállását jellemző izoohm térkép
 Рус. 5. Характерная карта изоом средних удельных сопротивлений третичных и четвер-
 тичных свит

Fig. 5. Isohm map characterizing the average resistivity of the tertiary and quarternary sediments

korlátlan számú variációt enged meg az aljzat és az azt kitöltő üledékes összlet közöttani összetételére és korára vonatkozóan.

Módszertanilag pedig azt tartjuk a legfontosabb tapasztalatnak, hogy ilyen nagy üledékvastagság változások területein a tellurikus mérések megfelelő korrekciókkal akkor is felhasználhatók aljzattélység számításra, ha az aljzatban is vannak jólvezető képződmények. Ez a tény fontos kiindulópontja volt pl. a Kisalföld tellurikus kutatásának.



6. ábra. A feltételezett harmadkor előtti aljzat mélységtérképe.

Рис. 6. Значения глубины залегания фундамента предположительного дотретичного возраста

Fig. 6. The depth map of the presumed pre-tertiary basement.

IRODALOM

Nemesi L., Hobot J., Varga G.: A tellurikus és magnetotellurikus mérések szerepe a Dunántúli földtani megismerésben. Magyar-Geofizika XXIII. évf. 5-6 sz. 205-218.

Lineáris regresszió, minden változójában hibát tartalmazó sztochasztikus kapcsolat esetén

BALÁZS LÁSZLÓ*

A hagyományos legkisebb négyzetek módszerén alapuló lineáris regresszió az esetek többségében jól alkalmazható. Azonban, ha minden változót viszonylag nagy hiba terhel, akkor csak durva közelítésnek tekinthető. Ez a cikk egy, ilyen esetekben is jól használható módszerrel és annak tulajdonságaival foglalkozik.

Линейную регрессию, которая основана на традиционном способе наименьших квадратов, в большинстве случаев успешно применяется. В то же время, если все переменные содержат относительно большую ошибку, то в итоге получим только грубое приближение. Данная статья знакомит с хорошо применяемом в этом случае способом и его свойствами.

In the majority of cases, application of linear regression based on the usual least squares method is convenient in order to determine connection of variables. However, in cases, where each variable contains significant error, the method mentioned above may be regarded as a rough approach. This paper deals with an other method and its properties, which is applicable under this circumstances.

A karotázs értelmezés számára sok területen igen fontos a lineáris vagy a különböző lineárisra visszavezethető regressziók alkalmazása. A cross-plotokra alapozott kiértékelésben, a különböző kőzetfizikai paraméterek és a mért eredmények egyszerű modellre vonatkozó, közelítő összefüggését leíró formulák konstansainak meghatározásánál, de más területeken, például a mélység és kőzetparaméterek összefüggésének kimutatásánál is lényeges lehet alkalmazásuk. A trendek feltárása viszonyítási alap lehet az anomális zónák feltárásában, valamint megfelelő körültekintés mellett az „interpoláció” és „extrapoláció” eszköze lehet. A különböző szelvények között felállított regressziós összefüggések hiányos szelvényezettség esetén jó közelítést tesznek lehetővé.

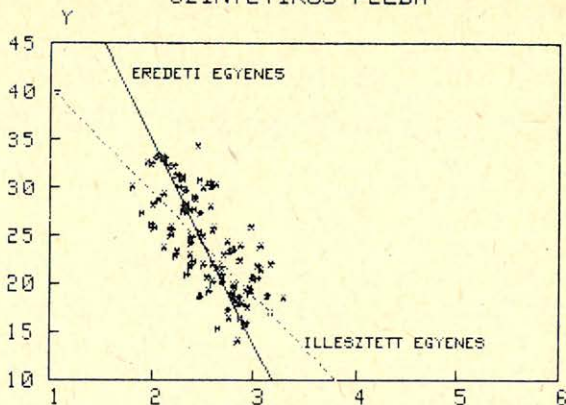
A formulák pl. a szorozóként vagy kitevőként szereplő paraméterek hibájára igen érzékenyek lehetnek, ezért fontos azok lehetőség szerinti minél pontosabb megállapítása.

A fenti alkalmazások némelyikénél a hagyományos legkisebb négyzetes illesztésnél használt y -irányú minimalizálás nem mindig célravezető, mert gyakran, a függetlennek tekintett változót is viszonylag nagy hiba terheli. (A cross-plotok alkalmazásainál ez igen gyakran fennáll.)

Például *nagy* iránytangensű lineáris függés esetén kis x irányú hiba is nagy y irányú hibaként jelentkezne és kevés pont esetén az összefüggést erősen torzítaná. (1. ábra).

Ezért nagy relatív hibák esetén még feltételezhető oksági összefüggés esetén sem használható a hagyományos módszer. A fenti probléma kiküszöbölésére, ebben a cikkben olyan becslés kerül ismertetésre, ahol mindkét változót valószínűségi változónak tekintjük, az eredményt tekintve az illesztett egyenesre merőlegesen a pontfelhő szórása minimális, és az egyenesről mint x -tengelyről nézve a pontfelhő korrelálatlan.

* SZKFI, Budapest.



Geo 5/86-1

1. ábra. Hagyományos regresszió, mindkét változójában egyenletes eloszlású zajjal terhelt lineáris kapcsolat esetén

Рис. 1. Традиционная регрессия в случае линейной связи, осложненная равномерно рассеянной помехой содержащейся в двух её переменных

Fig. 1. Conventional regression in the case of linear connection of the variables and with white noise in each variable.

Ehhez elsőként a merőleges eltérésnégyzet várható értékére vonatkozó minimum feltételt írjuk fel X és Y valószínűségi változók együttes sűrűség függvényével,

$$g(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a^2 \Delta x^2}{a^2 + 1} \cdot f(x, y) dx dy = \min. \quad (1)$$

ahol: $\Delta x = (y-b)/a - x$ az egyenestől való x irányú eltérés

a : az egyenes iránytangense

b : az egyenes tengelymetszete

$f(x, y)$: a fenti együttes sűrűség függvény

x, y : X és Y realizációi

elvégezve először a b szerinti deriválást:

a

$$\frac{\partial g(a, b)}{\partial b} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (2b - 2y + 2ax) f(x, y) dx dy = 0$$

összefüggés alapján $b = \varepsilon(Y) - a\varepsilon(x)$ adódik.

Ahol:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x f(x, y) dx dy = \varepsilon(X): X \text{ várható értéke}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y f(x, y) dx dy = \varepsilon(Y): Y \text{ várható értéke}$$

Ahogy az elvárható, a regressziós egyenes áthalad a pontfelhő súlypontján.

Az iránytangens értékét a $\frac{\partial g(a, b)}{\partial a} = 0$ feltételből kapjuk. Ha b helyére behelyettesítjük az előbb nyert összefüggést, és felcseréljük a deriválás és az integrálás sorrendjét:

$$\frac{\partial g(a)}{\partial a} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{a^2 \left(\frac{y - \varepsilon(Y) + a\varepsilon(X)}{a} - x \right)^2}{a^2 + 1} \right) f(x, y) dx dy$$

Felhasználva a következő összefüggéseket:

$$D^2(Y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (y^2 - \varepsilon^2(Y)) f(x, y) dx dy$$

$$D^2(X) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 - \varepsilon^2(x)) f(x, y) dx dy$$

$$\text{cov}(X, Y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \varepsilon(X))(y - \varepsilon(Y)) f(x, y) dx dy$$

Nem részletezve a levezetést, az iránytangensre a következő másodfokú kifejezést kapjuk:

$$\text{cov}(X, Y)a^2 - (D^2(Y) - D^2(X))a - \text{cov}(X, Y) = 0 \quad (2)$$

ahonnan a minimumhoz tartozó megoldás:

$$a = \frac{D^2(Y) - D^2(X) + \sqrt{(D^2(X) - D^2(Y))^2 + 4 \text{cov}(X, Y)}}{2 \text{cov}(X, Y)}$$

adja a értékét.

Természetesen az elméleti értéket csak becsülni tudjuk:

$$D^2(Y) \approx S_y^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \left(y_i - \left(\sum_{i=1}^N y_i \right) / N \right)^2}{N-1} \quad \text{hasonlóan} \quad D^2(X) \approx S_x^2$$

$$\text{cov}(X, Y) \approx C_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^N \left(x_i - \left(\sum_{i=1}^N x_i \right) / N \right) \left(y_i - \left(\sum_{i=1}^N y_i \right) / N \right)}{N-1}$$

Így az iránytangens becsült értéke a következő:

$$\hat{a} = (S_y^2 - S_x^2 + \sqrt{(S_x^2 - S_y^2)^2 + 4C_{xy}^2}) / 2C_{xy}$$

Annak bizonyítására, hogy a pontok távolsága az illesztett egyenestől a helyel nem korrelál, írjuk fel a pontfelhő kovariancia mátrixát:

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} S_x^2 & C_{xy} \\ C_{xy} & S_y^2 \end{pmatrix}$$

Ez a súlyponttal együtt egyértelműen leírja a pontfelhő eloszlását. A mátrix sajátvektorainak irányába a kovariancia nullává válik. A mátrix sajátértékeit a

$$\lambda^2 - (S_x^2 + S_y^2)\lambda + S_x^2 S_y^2 - C_{xy}^2 = 0$$

karakterisztikus egyenletből számolva:

$$\lambda_{12} = (S_y^2 + S_x^2 \pm \sqrt{(S_y^2 - S_x^2)^2 + 4C_{xy}^2})/2$$

adódik.

A számunkra lényeges sajátirányt a nagyobbik sajátértékből számolva, (mivel erre merőlegesen minimális a szórás) a tengely egyenlete:

$$y = [(S_y^2 - S_x^2 + \sqrt{(S_y^2 - S_x^2)^2 + 4C_{xy}^2})/2C_{xy}]x$$

A súlypontba tolva ez pedig éppen a fenti egyenes egyenlete. Az eltolás jogos, mivel erre a műveletre a kovariancia mátrix érzéketlen. Mivel a pontfelhő az egyenesről nézve korrelálatlan, *maradék egyenes* már nem illeszthető. Ez a legnagyobb sajátértékhez tartozó sajátirányra alapozott levezetés módot adhat a módszer többváltozós kiterjesztésére is. Az ilyen származtatás kvalitatív képet ad a módszer jóságáról is. Elsőként megállapítható, hogy az ilyen értelmű illesztési hiba koordináta rendszertől független, így érzéketlen a változók felcserélésére, szemben a hagyományos módszerrel.

A hiba egyedül a pontfelhő alakjának függvénye. A fentiekből következően az ilyen típusú regresszió minden olyan esetben jó eredményt ad, amikor a hibából eredő szórás nem fedi el a tényleges függvénykapcsolatból adódó szórás-járulékot, azaz a lineáris függés tendenciája a sajátértékek különbségében és a pontfelhő *ellipticitásában* is kifejezésre jut. Ellenkező esetben vagy a mintavételi tartomány olyan szűk a lehetséges hibához képest, hogy a regresszió értelmetlenné válik (ilyenkor a szűk megfigyelési tartományon belüli mintaszám növelés sem biztos hogy eredményre vezet), vagy a függés, a korreláció túl gyenge. Ezt az irodalomban megtalálható, becsült korrelációs együtthatóból képzett *Student*-eloszlású statisztika segítségével lehet ellenőrizni. Érdemes megjegyezni, hogy másfajta, de szintén kovariancián alapuló optimumfeladat megoldásaként is ugyanez az egyenes áll elő.

Felfoghatjuk úgy, hogy a levezetett egyenes lényegében a pontfelhő pontjainak *hibamentes* helyére ad becslést. Az egyenes jóságát ily módon úgyszólván lemérhetjük, hogy a becsült és a kiindulási pontthalmaz kovarianciája minél nagyobb legyen. Erre értelmes feltételnek mutatkozik a

$$\text{cov}(X\hat{X}) + \text{cov}(Y\hat{Y})$$

vetületi kovarianciákkal felírt kifejezés maximalizálása. Ha a regresszió egyáltalán értelmes, akkor szükségtelen a fenti kovarianciák előjelével foglalkozni a maximum feltétel felállításakor. Ha *b*-re eleve feltesszük a

$$b = \varepsilon(Y) - a\varepsilon(X)$$

összefüggés teljesülését, akkor az iránytangensre vonatkozó feltétel a következőképpen írható fel:

$$\frac{\partial g(a)}{\partial a} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial a} \left[(x - \varepsilon(X)) \left(y + \frac{x}{a} - \varepsilon(Y) + a\varepsilon(X) \right) + (y - \varepsilon(Y))(ay + x - \varepsilon(Y)a + \varepsilon(X)) \right] \frac{1}{a + \frac{1}{a}} f(x, y) dx dy = 0$$

Az összefüggés felírásánál felhasználtuk azt a könnyen bizonyítható tényt, hogy

$$\varepsilon(\hat{X}) = \varepsilon(X), \quad \varepsilon(\hat{Y}) = \varepsilon(Y)$$

ahol: \hat{X} : X becslt értéke

\hat{Y} : Y becslt értéke

Itt nem részletezett levezetés eredményeként adódik, hogy:

$$\text{cov}(X, \hat{X}) = \frac{a \text{cov}(XY) + D^2(X)}{a^2 + 1}; \quad \text{cov}(Y, \hat{Y}) = \frac{a^2 D^2(Y) + a \text{cov}(X, Y)}{a^2 + 1}$$

Végeredményben a (2) egyenletben felírt parabola mínusz egyszerűsítését kapjuk, amiből látható, hogy az itteni maximum feltétel ugyanazt a megoldást adja az iránytangensre, rávilágítva az egyenes egy másik fontos tulajdonságára.

Az egyenesre merőleges hiba kifejezését már a minimum feltételnél tetszőleges meredekségű és tengelymetszetű egyenesre megadtuk (1). Ez rövidebben így fejezhető ki:

$$\delta_{\perp} = \frac{D^2(Y) + a^2 D^2(X) - 2a \text{cov}(X, Y)}{a^2 + 1}$$

a helyére beírva a korábban kiszámolt értéket, a $D(Y) < D(X)$ feltétel mellett a hibafüggvény konkrét alakja:

$$\delta_{\perp} = \frac{D^2(Y) - \frac{4 \text{cov}^2(X, Y) \sqrt{(D^2(Y) - D^2(X))^2 + 4 \text{cov}^2(XY)}}{\sqrt{(D^2(Y) - D^2(X))^2 + 4 \text{cov}^2(X, Y) + D^2(X) - D^2(Y)} + 4 \text{cov}^2(X, Y)}}{4 \text{cov}^2(X, Y) \sqrt{(D^2(Y) - D^2(X))^2 + 4 \text{cov}^2(XY)}} + \frac{D^2(X) - D^2(Y)}{4 \text{cov}^2(X, Y) \sqrt{(D^2(Y) - D^2(X))^2 + 4 \text{cov}^2(XY)}} + 4 \text{cov}^2(X, Y)}$$

Az x irányú szórást egységnyiinek választva, $D(Y)$ és a korrelációs együttható R függvényében a 2. ábrán látható a hibafüggvény. Összehasonlításképpen a hagyományos illesztés hibája a 3. ábrán látható, ugyanilyen feltételek mellett. Ez utóbbi konkrét alakja:

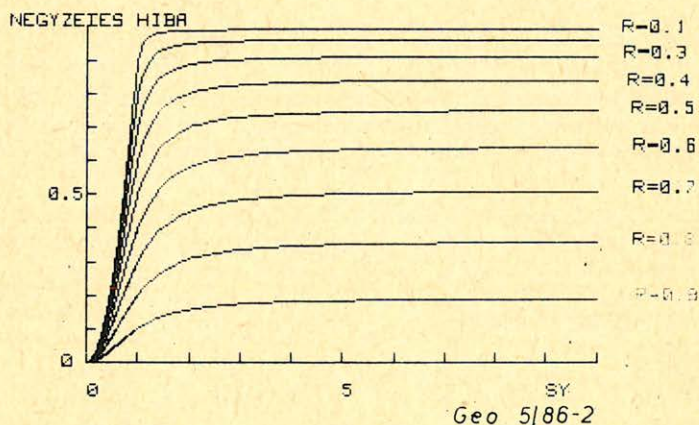
$$\delta'_{\perp} = \frac{D^2(Y)D^2(X)}{RD^2(Y) + D^2(X)} (1 - R^2)$$

A $\frac{D(Y)}{D(X)} > 1$ tartományt nem tekintve, látható, hogy egyezés az $R = 1$ és

$R = 0$ esetekben van. Eltekintve a két szélső esettől, ahogy az várható volt, azonos korreláció mellett a most ismertetett módszer $D(X) \approx D(Y)$ értékek körül tekinthető lényegesen jobbnak. Az $|R| < 0.8$ esetekben mindenképp célszerű a használata.

A két módszer különbségét a következő két példa érzékelteti. Az első példa (4. ábra) *Battonya – Észak* 4-es számú fúrásból származó neutronporozitás-sűrűség cross-ploton végrehajtott regressziókat mutat be (a szaggatott vonal a hagyományos, a folytonos vonal az egyenesre merőlegesen minimalizáló regressziós egyenest jelöli). A kapcsolat a két mennyiség között, a karotázásban használt egyszerű modell értelmében, lineárisnak tekinthető. Az egyszerűség kedvéért itt egyéb tényezőktől, például az agyagok hatásától eltekintünk. A viszonylag nagy iránytangensű *tengely* mentén elhelyezkedő pontfelhőn kívül eső pontok (itt: gránit aljzat) sokkal jobban elhúzzák a hagyományos regressziós egyenest. Ez egyéb zajokra is igaz. A másik példa ugyanilyen jelölésekkel az algyői területről származó cross-plotot mutat be (5. ábra). A pontfelhő *tengelyének* meredeksége – itt elsősorban az agyag hatása miatt – meglehetősen nagy. Látható, hogy ezt a hagyományos regressziós egyenes erősen torzítja, az y -irányú hibaminimalizálás érdekében közel felére csökkenti.

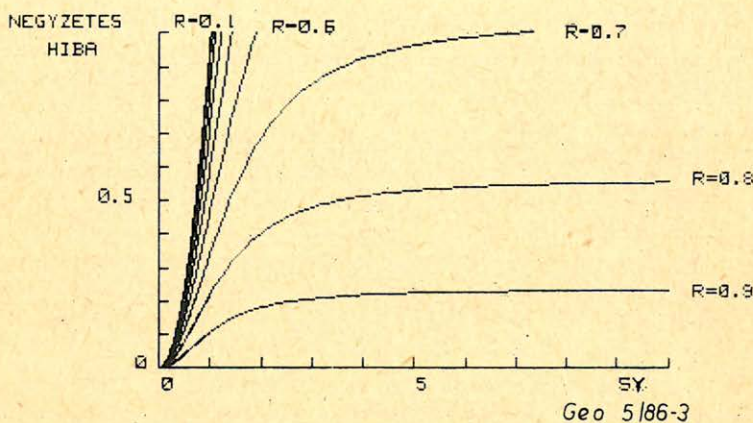
A fenti példák nemcsak a változók hibájának pontosabb figyelembevételére, hanem a mintavétel helyes megválasztására is figyelmeztetnek. Ez utóbbi is lényegesen javíthatja a regresszió hatékonyságát.



2. ábra.

Рис. 2.

Fig. 2.

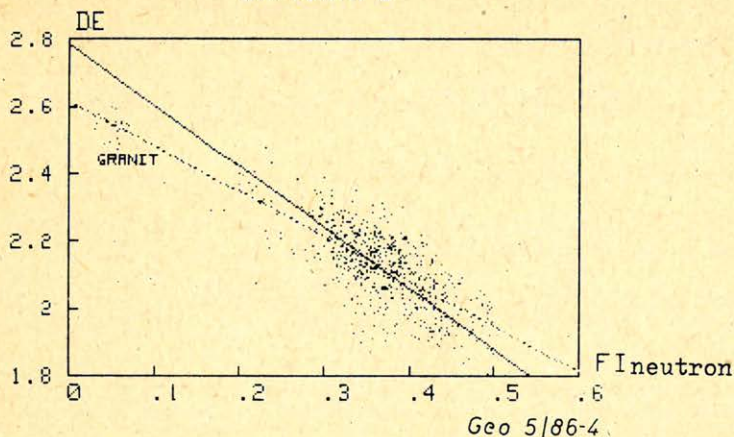


3. ábra.

Рис. 3.

Fig. 3.

BATTONYÁ-E

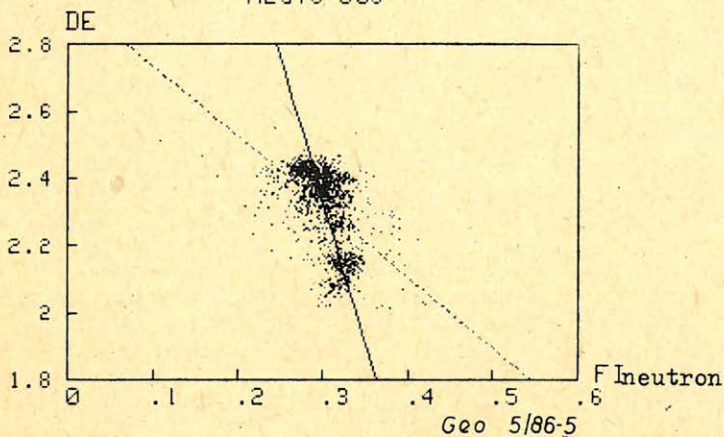


4. ábra.

Puc. 4.

Fig. 4.

ALGYÖ-805



5. ábra.

Puc. 5.

Fig. 5.

IRODALOM

Donald F. Morrison: Multivariate Statistical Method Mc Graw- Hill New York, 1979.

Ezekiel M. - Fox K. A.: Korreláció- és regresszió-analízis, 1970.

Jánosy L.: Mérési eredmények kiértékelésének elmélete és gyakorlata. Akadémiai Kiadó, 1968.

Vincze I.: Matematikai statisztika jegyzet 1980.

Mélyfúrési geofizikai szelvények értelmezése kisszámítógépen (A CLAS-rendszer)

KOVÁCS GYÖRGY*

Ez a cikk az SZKFI-ben 1983 óta fejlesztés alatt álló komplett mélyfúrési geofizikai szelvény feldolgozó rendszert, annak főbb specifikációit és néhány feldolgozó programját mutatja be.

В статье рассматривается система обработки данных ГИС, разрабатываемой в СКФН с 1983 года, а также ее главнейшие спецификации и несколько обрабатывающих программ.

The paper deals with a complete well log analyser system and with its main specifications and presents some data processing programmes belonging to the system. The system has been developed since 1983 at the Hungarian Hydrocarbon Institute.

1. Bevezetés

Az SZKFI Geofizikai Főosztályán folyó szelvényértelmezési és módszertani feladatok megoldása során egyre nagyobb tömegű szelvény korszerű, kvantitatív feldolgozása vált szükségessé. E feladat hatékonyan csak egy komplett, számítógépes értelmezési rendszerrel oldható meg. A CLAS rendszer, melynek kidolgozásával Intézetünk 1983 óta foglalkozik, a fenti feladat gyors, hatékony elvégzésére szolgál.

A CLAS-t egy HP-9845B típusú asztali számítógépre fejlesztettük ki, HP-BASIC nyelven. Jelenleg folyamatban van ennek átdolgozása egy TPA-1148-as gépre, FORTRAN nyelvre.

A CLAS elnevezés a COMPUTERIZED LOG ANALYSING SYSTEM szavakból származik. Ez egy gyors, interaktív rendszer, nem nagytömegű (50-100) kút feldolgozásához. A rendszer egyidejűleg egy kútban 63 szelvényt (input és eredmény szelvény) képes tárolni és feldolgozni.

2. Hardware konfiguráció

Az Intézetünkben jelenleg üzemelő HP-9845B-s rendszer hardware konfigurációja a következő:

- 180 kbyte operatív memória
- grafikus display (480 × 560 pont)
- beépített termikus grafikus printer
- 2 db beépített cartridge kazettás egység
- dual floppy disk (2 × 1 Mbyte kapacitással)
- grafikus mátrix nyomtató
- nagy felbontású digitalizáló
- 8 színű szelvény rajzoló plotter

* SZKFI, Budapest

A HP-9845B közvetlenül össze van kötve egy HP-9830-as géppel, melyen az adatelőkészítés, a szelvények digitalizálása folyik. A fenti hardware konfigurációt mutatja be az 1. ábra.

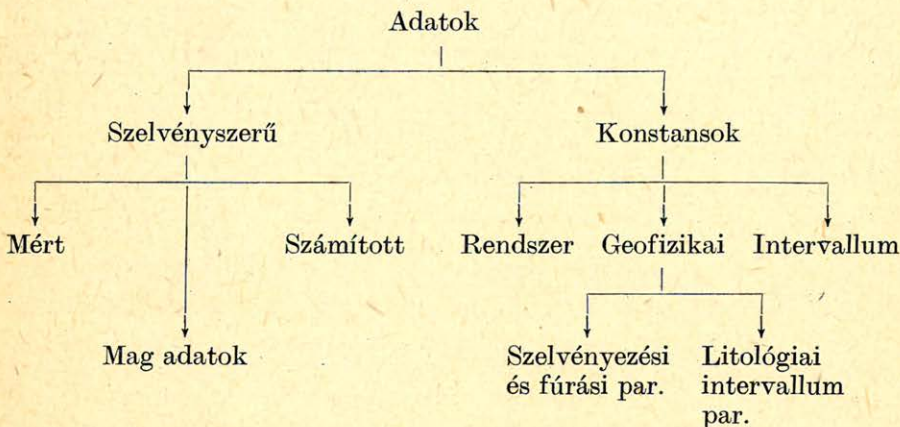
3. A rendszer felépítése

A CLAS értelmező rendszer 3 fő részből tevődik össze:

- Adatbázis (DB)
- Vezérlő program (SV)
- Adatkezelő és szelvény értelmező programok

A. Az adatbázis

A CLAS adatbázisában használt adatok a következő módon osztályozhatók:



Az adatok egy részét a feldolgozás végeztével archiválni kell, a többi (közbenső eredmények) törölhető.

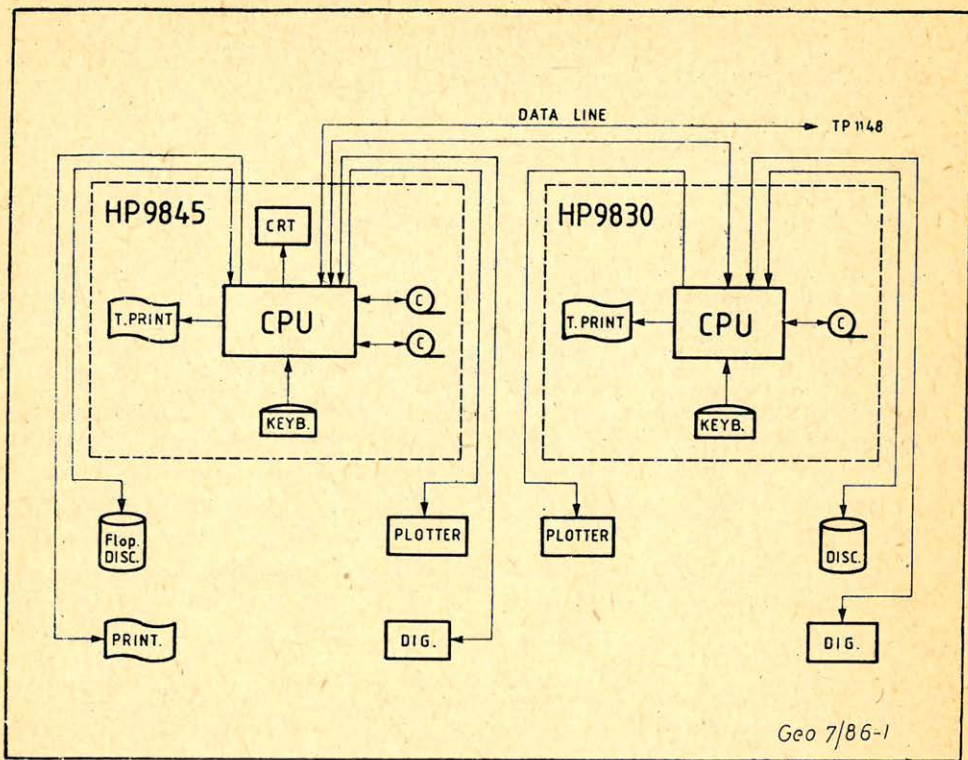
A CLAS a szelvény feldolgozás folyamán kettős adattárolást használ. Az előkészítő fázisban az adatok egy ún. szelvény adattárban (LDB) vannak elhelyezve. Itt történik a szelvények visszarájzolása a szelvény hibák javítása, az interaktív grafikus mélységegyeztetés, néhány korrekció, esetleges szűrések, átmintavételezés, réteghatár kijelölés, a mag adatok bevitel stb.

Az értelmezési eljárások során az adatok egy ún. munka adattárba kerülnek (WDB) áttöltésre. Egy floppy lemez egy kút munka adattárát tartalmazza. (A CLAS-ban egyszerre, 0.2m mintavételi köz esetén, max. 800m-nyi fúróluk szakaszon lehet értelmezést végezni.) Az adattárak közötti adatmozgatást két paranccsal lehet elvégezni. (LGET és LPUT)

B. A vezérlő program

A vezérlő program egy értelmező rendszer leglényegesebb része. Ez tartja a kapcsolatot a szelvény értelmezővel (operátor), kezeli az adatokat, végzi a különféle programok betöltését és futtatását, üzeneteivel segíti az értelmező munkáját.

A vezérlő program kezeléséhez egy speciális nyelvet (GCL: Geophysical Control Language) dolgoztunk ki. A GCL parancsok (COMMAND) kidolgozásá-



Geo 7/86-1

1. ábra. A CLAS rendszer hardware konfigurációja
 Рuc. 1. Структура аппаратного комплекса системы CLAS
 Fig. 1. The hardware configuration of the CLAS system.

ban a szelvény értelmezésében használt terminológia és az interpretáció gyakorlata volt a fő szempont. A parancsok szintaxisa rendkívül egyszerű:

A parancs neve (paraméter lista). A leglényegesebb parancsok és azok jelentése a függelékben megtalálható. Itt példaként egy cross-plotot készítő utasítást közlünk: (2. ábra)

`CPLOT(FIN, DEL, XMIN = 0, XMAX = .5, XST = .1, YMIN = 2, YMAX = 3, YST = .1, INT = 1)`

Ezeket a paramétereket a számítógép tárolja és ha a következőkben egy ugyanilyen `FIN, DEL` cross-plotot akarunk készíteni csak a kút egy másik intervallumáról, csak a következő utasítást kell kiadni:

`CPLOT(FIN, DEL, INT = 2)`

Magának a vezérlő programnak 3 állapota van:

1. `COMMAND`
2. `JOB`
3. `EDIT`

A `COMMAND` a rendszer alap állapota. Ebben az állapotban a rendszer végrehajt egy parancsot, majd visszaadja a vezérlést a display-re és várja a következő parancsot. Ebből az állapottól lehet `JOB`, ill. `EDIT` állapotba átmenni.

JOB állapotban a vezérlő program egy parancs sorozatot (*JOB*) hajt végre. A *JOB*-ok előre megírhatók, tárolhatók, javíthatók, szerkeszthetők. Erre az *EDIT* állapot szolgál. Jelenleg egyszerre max. 40 sorból álló *JOB*-ok szerkeszthetők előre össze* *JOB* állapot rendkívül hasznos és kényelmes, monoton, gyakran ismétlődő feladatok gyors elvégzésénél.

```

CCCC L      AAAA SSSS
C  C  L      A  A  S  S
C  C  L      A  A  S
C  C  L      A  A  SSSS
C  C  L      AAAAA S  S
C  C  L      A  A  S  S
CCCC  LLLLLL A  A  SSSS

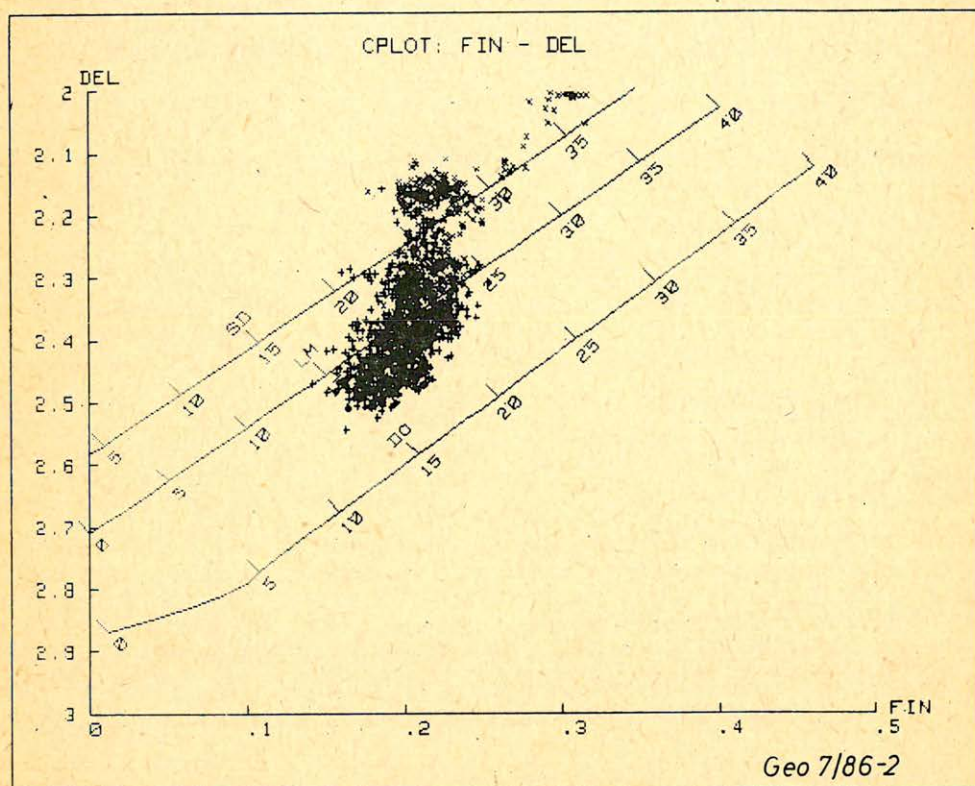
```

Computerized Log Analysing System

Well:ALGYO-780 1985.2.4.

Proc:CPLLOT 10:23:47

Interval: 1765.20 - 1975.00



2. ábra. Neutron-sűrűség crossplot, az elméleti görbékkel

Рис. 2. Нейтронно-плотностной кроссплот с теоретическими кривыми

Fig. 2. Neutron density crossplot with theoretical curves.

* Ezt csak a gép kapacitása korlátozza. Jelenleg a rendszer úgy van megszerkesztve, hogy a 180 kbyte-ból a memória rezidens részek – vezérlő program, rendszer konstansok, *JOB*, stb. – 40 kbyte-nál nagyobb részt ne foglaljanak le. Így 140 kbyte áll az egyes feldolgozó programok és a szelvény adatok rendelkezésére.

C) Adatkezelő és szelvény értelmező programok

A legfontosabb adatkezelő parancsok a függelékben megtalálhatók. A vég-eredmények különféle nyomtatott és grafikus formában állíthatók elő. A rajz-olási és nyomtatási formátum könnyen és gyorsan, az igényeknek megfelelően változtatható.

A szelvényértelmezést végző programok egy floppy disken elhelyezett program könyvtárban találhatók. (A programok szubrutin formájában vannak tárolva.) A program könyvtár terjedelme jelenleg kb. 900 kbyte. A szükséges szubrutin betöltését, a memóriában való elhelyezését, meghívását a vezérlő program végzi a kiadott *COMMAND* hatására.

Egyidőben csak egy szelvény értelmező program van a memóriában. Ezek az értelmező programok a szénhidrogén kutatás céljára készültek. A *CLAS* természetesen alkalmazható más ásványok kutatásához is a megfelelő értelmezési eljárás megírása után.

A meglévő programok a következő feladatok megoldására alkalmasak:

C1. Adatelőkészítő programok:

- digitalizálás
- szelvényhiba javítás
- visszarájzolás
- átmintavételezés, szűrés
- mélységegyeztetés
- magadatok felvitele

C2. Előzetes szelvény értelmező programok:

- szelvény korrekciók
- agyagtartalom meghatározás
- mátrix paraméterek becslése
- *RW* becslés
- látszólagos porozitások meghatározása
- cross-plotok, hisztogramok készítése

C3. Szelvény értelmezési eljárások:

- agyagos-homokkő módszer (porozitás, agyagtartalom, víztelítettség, permeabilitás, stb. 3. – 4. ábrák ([2], [3], [4]))
- komplex litológiájú tárolók értelmezése (karbonátok, metamorf kőzetek stb.) [7]
- a kőzetek mechanikus tulajdonságainak meghatározása (Young-modulusz, nyírési modulusz, kőzet szilárdság stb.)
- túlnyomásos rétegek detektálása

Összefoglalás

A *CLAS* rendszert gyakorlatilag 1984 óta használjuk rutinszerűen a szelvény feldolgozásban. A rutin feladatok megoldása mellett a rendszer állandó fejlesztése, bővítése is folyamatosan történik.

CCCC	L	AAAA	SSSS
C C	L	A A	S S
C	L	A A	S
C	L	A A	SSSS
C	L	AAAAA	S
C C	L	A A	S S
CCCC	LLLLL	A A	SSSS

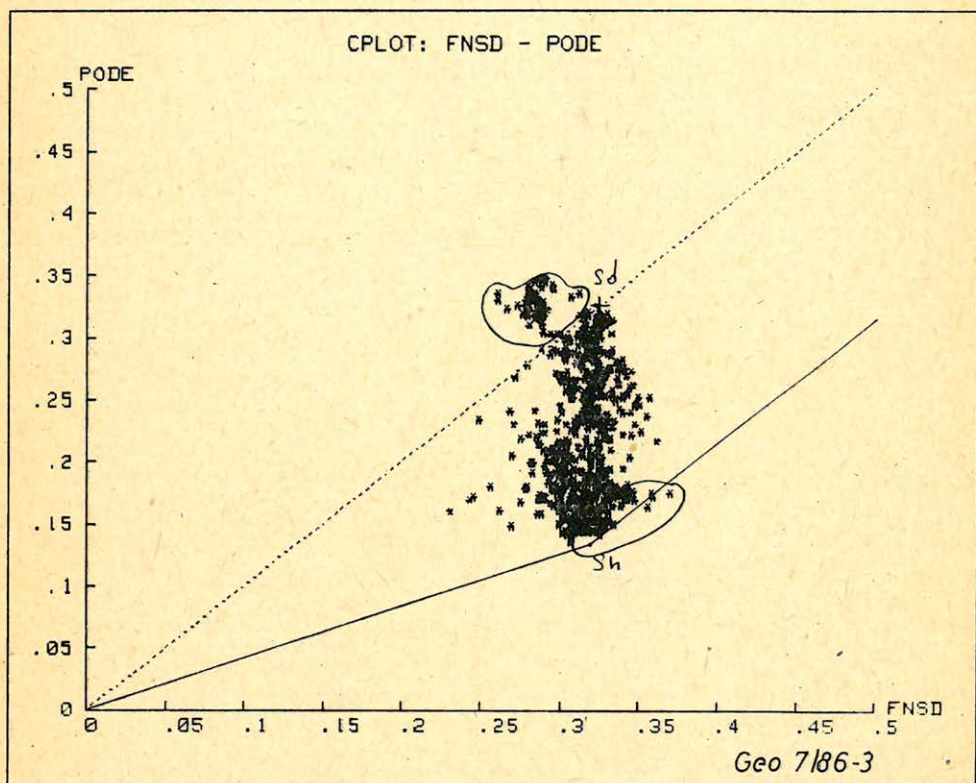
Computerized Log Analysing System

Well:WELL - I.

Proc:CPLLOT

0:0:0

Interval: 1839.00 - 1952.00



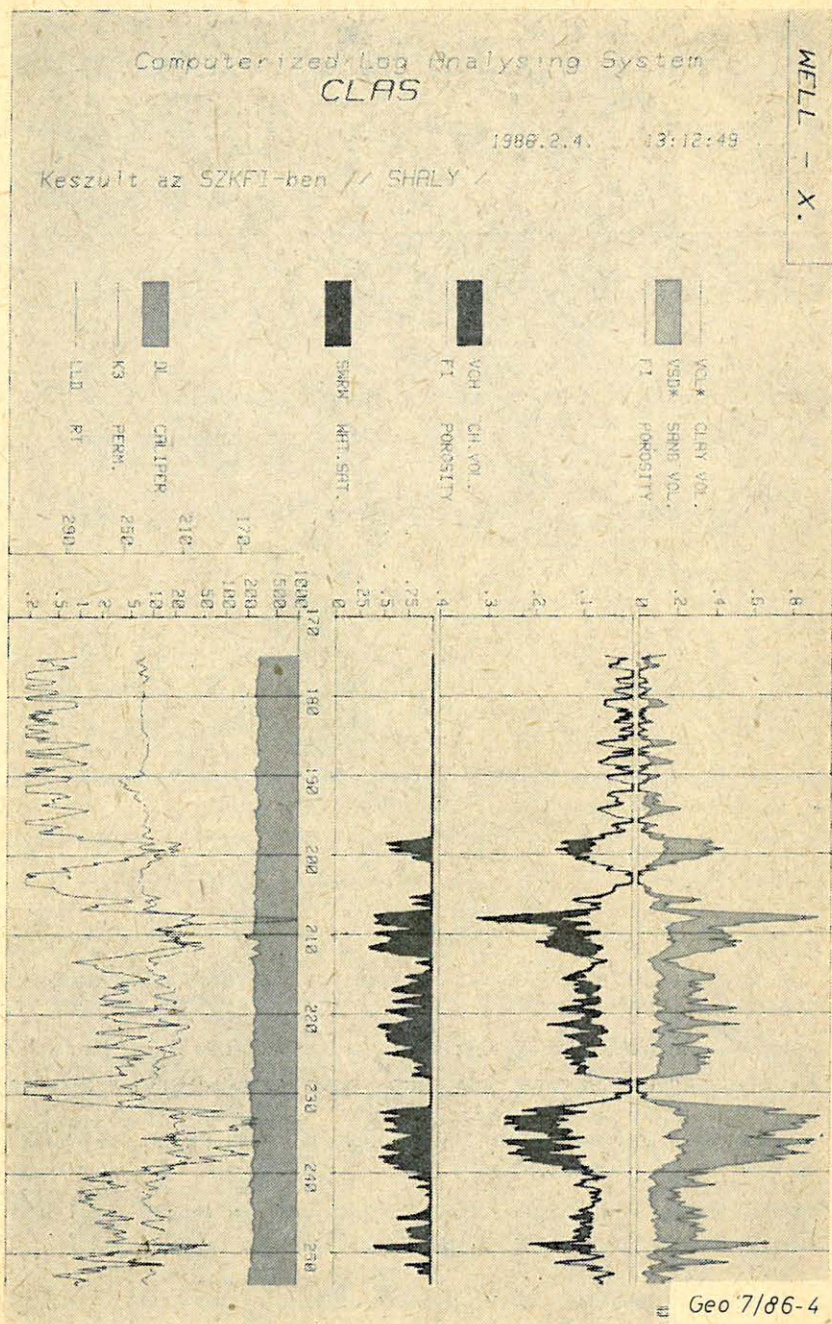
3. ábra. Az agyagos homokkő értelmezési eljárásban használt neutron- és sűrűség porozitás crossplot

Рис. 3. Нейтронно-плотностно-пористостный кроссплот используемый в случае глинистых песчаников

Fig. 3. Neutron-density crossplot used in the shaly sandstone interpretation procedure.

1984 – 1985-ben a rendszerrel mintegy 130 fúrást dolgoztunk fel, kb. 35 000 m hosszban. Az eredményeket számszerű, táblázatos forma mellett minden esetben grafikusán is megadtuk.

A két éves tapasztalat alapján elmondhatjuk, hogy ilyen aránylag kis kapacitású és sebességű hardware-rel és egy jól megszerkesztett értelmező rendszerrel is igen hatékony karotázs értelmezéseket lehet készíteni. A rendszer természetesen nem alkalmas több száz kút egyidejű feldolgozására, de rendkívül hatékony néhány kút feldolgozása esetén, speciális fejlesztési feladatok elvégzésére, egyedi problémák megoldására.



4. ábra. Egy agyagos homokkő tároló értelmezésének eredményei
 Рис. 4. Результаты интерпретации в случае содержания глинистых пород
 Fig. 4. Results of the interpretation of a shaly sandstone reservoir,

A rendszer igen flexibilis. Az egyes programok könnyen átírhatók, a saját fejlesztésű eljárások könnyen beilleszthetők, így gyakorlatilag bármilyen ásvány, fúróluk szelvények alapján végzett kutatására alkalmas. Leghatékonyabb ott, ahol egy rugalmas, a gyakran változó speciális igényeket kielégítő rendszerre van szükség.

F ü g g e l é k

Az utasítás neve:

Rendeltetése:

<i>LOAD30</i>	– betölti a digitalizált adatokat a LDB-be
<i>DIGI</i>	– digitalizálás a HP – 9845B-n
<i>CORE</i>	– magadatok felvitele
<i>CD – CL</i>	– magszelvényt készít a magadatokból
<i>EDITL</i>	– az input szelvények szerkesztése és javítása a LDB-ben
<i>LCR</i>	– szelvény adathibák javítása a WDB-ben
<i>INTERP</i>	– a szelvények átmintavételezése
<i>KDEP</i>	– a szelvények mélységegyeztetése a LDB-ben
<i>BOUND</i>	– automatikus réteghatár kijelölés
<i>FILTER</i>	– a szelvények szűrése
<i>STAT</i>	– statisztikus paraméterek meghatározása a WDB-ben
<i>MINMAX</i>	– statisztikus paraméterek meghatározása a LDB-ben
<i>LOG2</i>	– szelvény rajz a LDB-ből (színes)
<i>LOG2C</i>	– quick-plot szelvény a LDB-nől (fekete-fehér)
<i>PLOT</i>	– output rajz a WDB-ből (színes)
<i>PLOT C</i>	– output rajz a WDB-ből (fekete-fehér)
<i>LGET</i>	– adat átvitel LDB-ből WDB-be
<i>LPUT</i>	– adat átvitel WDB-ből LDB-be
<i>TABGET</i>	– táblázatok áttöltése LDB-ből WDB-be
<i>TABPUT</i>	– táblázatok átvitele WDB-ből LDB-be
<i>CROSEC</i>	– geofizikai metszet készítése
<i>INIT</i>	– új munka adattár (WDB) létrehozása
<i>CREATE</i>	– szelvény nevek definiálása
<i>FREE</i>	– az adott szelvény nevek törlése
<i>RENAME</i>	– az adott szelvény név átnevezése
<i>DIC</i>	– a litológiai intervallumok határainak definiálása
<i>DLP</i>	– a szelvényezés paramétereinek definiálása
<i>DSC</i>	– új rendszer konstansok definiálása
<i>DIP</i>	– az adott intervallum litológiai paramétereinek definiálása
<i>AUTO C</i>	– az intervallum paraméterek automatikus def.
<i>READ C</i>	– az adott intervallum paramétereinek beolvasása
<i>WRITE C</i>	– az intervallum paraméterek tárolása lemezen
<i>BEGIN</i>	– egy új feldolgozás kezdete
<i>END</i>	– a feldolgozás vége
<i>PRINT L</i>	– a szelvények táblázatos listázása
<i>PRINT C</i>	– a konstans táblázatok listája
<i>PRINT F</i>	– a szelvény nevek listája
<i>TPFEL</i>	– a telep adatok felvitele
<i>IZOVOL</i>	– izovol táblázat készítés
<i>C PLOT</i>	– cross-plot készítés

ZPLOT	– Z-plot készítés
HISTO	– hisztogram készítés
DUMP	– hard-copy-t készít a grafikus memóriából
COMP	– egyszerű, előre megírt eljárás futtatása
GSTORE	– a grafikus memória tartalmát tárolja lemezen
GLOAD	– a grafikus memória tartalmát betölti lemezzől

IRODALOM

- [1] *Walter H. Fertl*: Openhole Crossplot Concepts (SPE, 1981. March)
- [2] *A. Poupon, C. Clavier, J. Dumanoir*: Log Analysis of Sand – Shale Sequences (JPT, 1970. July)
- [3] *Brian D. Gobran, Miguel A. Saldana*: A Comprehensive Mathematical Approach and a Hand – Held Calculator Program for Analysis of Shaly Gas Sands (The Log Analyst, 1980. Sept–Oct.)
- [4] *Markó László*: Szelvényértelmezés az algyői felső pannonban (Magyar Geofizika, 1978. 3. sz.)
- [5] *Molnár Gábor*: Karotázs értelmezési rendszer (KISS) TPA – 70/25-ös számítógépen. (Magyar Geofizika, XXIII. évf. 1 – 2. sz.)
- [6] *Kiss B. – Molnár G.*: Mélyfúrési geofizika (karotázs) szelvények számítógépes feldolgozásának rendszere (Magyar Geofizika 1983. 5 – 6. sz.)
- [7] *Markó László*: Komplex litológiájú tárolók mélyfúrési geofizikai értelmezésének új módszere (Magyar Geofizika XXII. évf. 1. sz.)

Ára: 32,50 Ft

MAGYAR GEOFIZIKA

Felelős kiadó: Dr. VARGA GYÖRGY igazgató

Terjeszti a MAGYAR POSTA

Előfizethető a Hírlapkézbesítő Hivataloknál és a Posta Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodáján, 1900 Budapest, V., József nádor tér 1., vagy átutalással a 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámra.

Egy szám ára 32,50 Ft. Előfizetés fél évre 97,50 Ft, egy évre 195,- Ft.

Külföldön terjeszti a Kultúra, 1389 Budapest, Pf. 149. és a Magyar Média, 1392 Budapest, Pf. 279. 86-253.

86.772., Állami Nyomda, Budapest – Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

Index: 26 507