



A szeizmikus felszíni zavarhullámok

(ground roll)

Á D Á M O S Z K Á R

A Szerző szeizmikusan néma területen egy zavarhullám kísérlet eredményeit ismerteti. Megállapítja a zavarhullámcsoporthullámkomponenseit és röviden válaszolja a zavarhullám mechanizmust.

A zavarhullám csoportban az energia nagyobb részét a hullámvezetőben terjedő SV hullámok viszik. A Rayleigh-fázisnak a szerepe kicsi, mert a robbantási mélység növelésekor amplitúdója gyorsan csökken.

A zavarhullám kialakulásának mechanizmusában legnagyobb szerepe a hullámvezető vagy vezetők paramétereinek és az SV hullámok 45°-os irányítottságának van, amelyek a konverzió nélküli visszaverődést elősegítik, illetőleg lehetővé teszik.

Излагаются результаты опытных работ, проведенных в сейсмически немой зоне для изучения волн-помех. Определяются составляющие группы помех и коротко описывается механизм образования последних.

В группе помех основная доля энергии приходится на волны SV, распространяющиеся в волнопроводящей среде. Фаза волны Релея не играет значительной роли, поскольку ее амплитуда резко убывает с увеличением глубины взрыва.

В механизме образования волн помех наибольшее значение имеют параметры волнопроводящей среды (или сред), а также направленность волн SV под 45°, способствующие отражению без конверсии.

Verfasser erläutert die Ergebnisse der Versuchsarbeiten, die in einer seismisch blinder Zone für die Untersuchung der Störwellen durchgeführt wurden. Es werden die Komponenten der Störwellengruppe bestimmt und der Mechanismus derselben kurz beschrieben.

In der Störwellengruppe nehmen die sich im Wellenleiter fortpflanzenden SV-Wellen den grösseren Anteil an der Energie. Die Rayleigh-Phase spielt keine bedeutende Rolle, da ihre Amplitude rasch mit der Erhöhung der Sprengungstiefe abnimmt.

Im Mechanismus des Entstehens der Störwellen sind von grösster Wichtigkeit die Parameter des oder der Wellenleiter, sowie die Orientierung der SV-Wellen unter 45°, welche eine konversionsfreie Reflexion begünstigen bzw. ermöglichen.

A Magyar Geofizikusok Egyesületének 1963. évi Szimpóziumán elhangzott előadásomban (Ádám 1964.) a hortobágyi néma területen végzett első kísérletről számoltam be. Az előadásban foglalt megállapítások nagyrészt ma is érvényesek, számos kisebb jelentőségű hiba származott azonban abból, hogy túl nagy szeizmométer közőket (40 m) választottunk, ezért a zavarhullámcsoporthullámok jellegének változásai nem voltak egyértelműen meghatározhatók. Még az első kísérletekkel egyidőben egy közeli másik területen is hasonló kísérleteket végeztünk el, amelyet 1966-ban meg is ismételtünk. Ezeknél a kísérleteknél az előbb említett tapasztalatokat felhasználva már lényegesen több gondot fordítottunk a korreláció biztosítására. Ebben a dolgozatban ezekről a kísérletekről, illetőleg ezek eredményéről számolunk be.

A második kísérleti terület az ún. LSK-2 vonal egy rövid szakasza volt, amely a Hortobágy-1 mélyfúrás közelében található. Ez a vonalszakasz az AR-4 K (OKGT SZKÜ 1959) szeizmikus refrakciós vonal Ny-i végén helyezkedik el és mind az előző kísérletek, mind az LSK kísérletek eredményeként teljesen némának bizonyult. A felszín itt is teljesen sík, talán kissé mocsarasabb mint az előző LSK-1 területen.

A kísérleteknél ugyanazt a műszert és szeizmométer elrendezést használtuk, az 1966-os ismételt kísérletnél azonban a szeizmométer közöket 25 m-es köről 12 m-re csökkentettük. A felvételeket AGC nélkül szélessávú átvitelrel készítettük.

A zavarhullámok menetidőgörbéi és elmozdulási sebességtrajektorái

Az 1a ábrán egy minden részletében kidolgozott menetidőgörbét mutatunk be. Az 1b ábrán a szeizmogramot emeltük ki, hogy a korrelációs lehetőségeket is bemutassuk. A 2. ábra az első kísérlet 5 m-es robbantási mélységközönként felvett szeizmogramjaiból a beérkezések egymás között korrelációját mutatja $x = 145$ m távolságon. A hullámcsoportok mindkét felvételesoportból egyértelműen kijelölhetők voltak.

Amint a menetidőgörbéből látszik, a kezdeti hiperbola alakot 50 m-en túl az enyhén görbült szakaszok váltják fel, s ezek adnak lehetőséget az egyes hullámcsoportok szétválasztására.

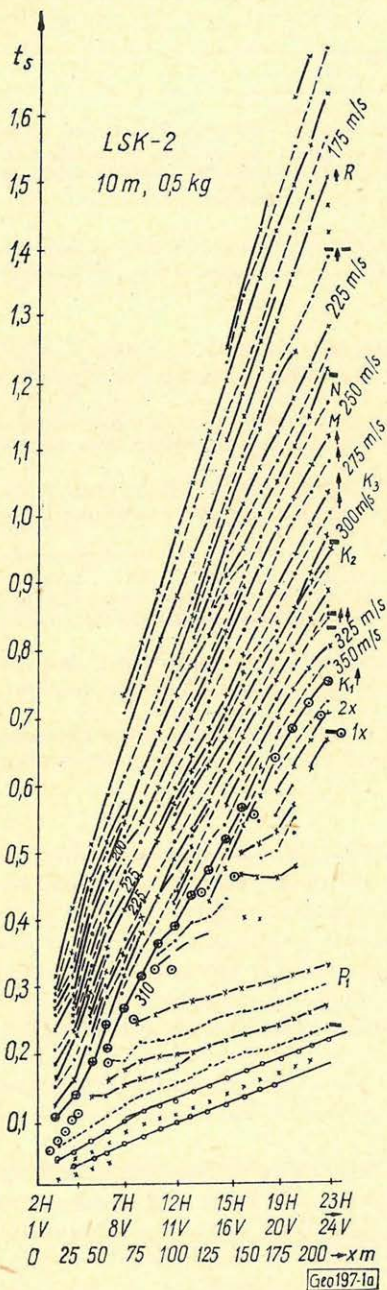
Az első (K_1) hullámcsoport közvetlenül a reflektált testhullámok után érkezik be. Látszólagos sebessége 275–350 m/sec között folyamatosan változik. A beérkezés amplitúdója a későbbi zavarhullám összetevőköz képest kicsi; a terítés végén azoknak csupán egyötöde, egytizede.

A talajelmozdulás síkja a vertikálissal kb. 60°-ot zár be, lapos ellipszis, amely a vízszintes síkban végzett mozgással kezdődik, és folyamatosan fordul be az említett síkba. Anint a 2. ábrán látható, a különböző forrásmélységből felvett szeizmogramokon ez a hullámcsoport megvan, amplitúdója azonban a lövés mélységétől függően változik.

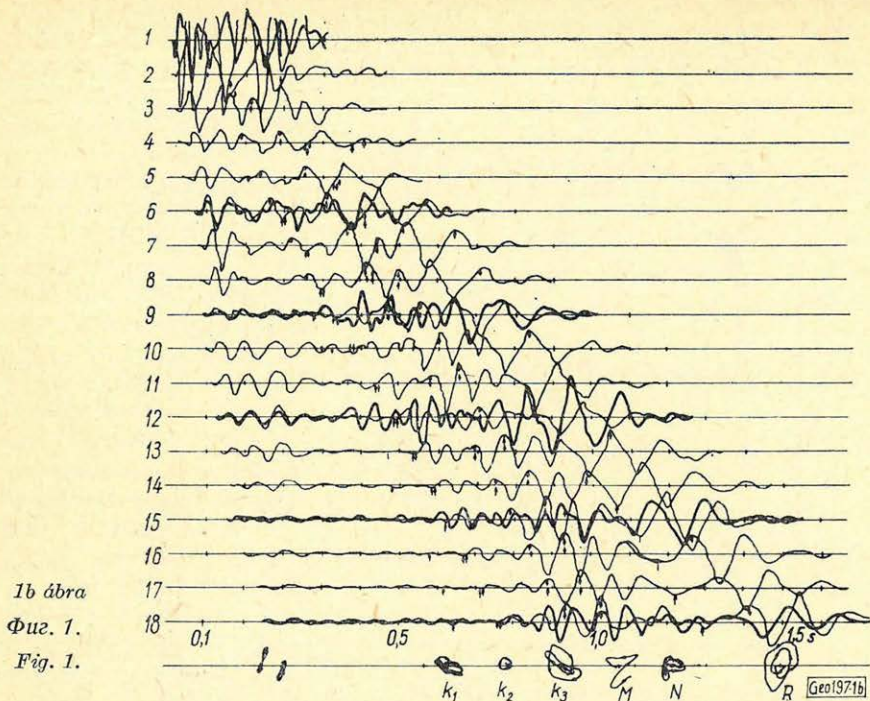
A második hullámcsoport a sebességtrajektorái alapján több összetevőre (K_2 ; K_3 ; M ; N) bontható fel. Tartama a terítés végén 0,525 sec.

A látszólagos sebesség a hullámcsoport elején 225–300 m/sec között, végén 200–225 m/sec között van. A K_2 hullám hirtelen beütéssel indul, az első ciklusban közel kör alakú előre forgó sebességtrajektoriával.

A következő K_3 ciklus ismét hirtelen amplitudó növekedéssel lép be, kezdetben vonalas, a vertikálisan 45–50°-ot bezáró, balról-jobbra forgó trajektoriával, amely a vertikálisba vált át.



1a ábra



1b ábra
 Фиг. 1.
 Fig. 1.

Az M ciklus nagy vertikális elmozdulási sebességet jelez, míg az N kezdetben ismét horizontális, majd a vertikálisba beforduló trajektóriával jelenik meg.

Ez a hullámcsoport tehát azonos forgásirányú, de különböző beesési szögű hullámokat tartalmaz. A hullámcsoport képe, — amint a második ábrán látható — a 25 m mélységű lövésig lényegesen nem változik, illetőleg a hullámcsoportot lezáró nagy vertikális elmozdulási-sebességamplitudó folyamatos csökkenése figyelhető meg. A 25 m-ben felvett szeizmogramon már kisebb mértékű jellegbeli változás látszik.

A harmadik (R) hullámcsoport sebessége 150–170 m/sec között változik (az átmeneti zónában 190 m/sec is van).

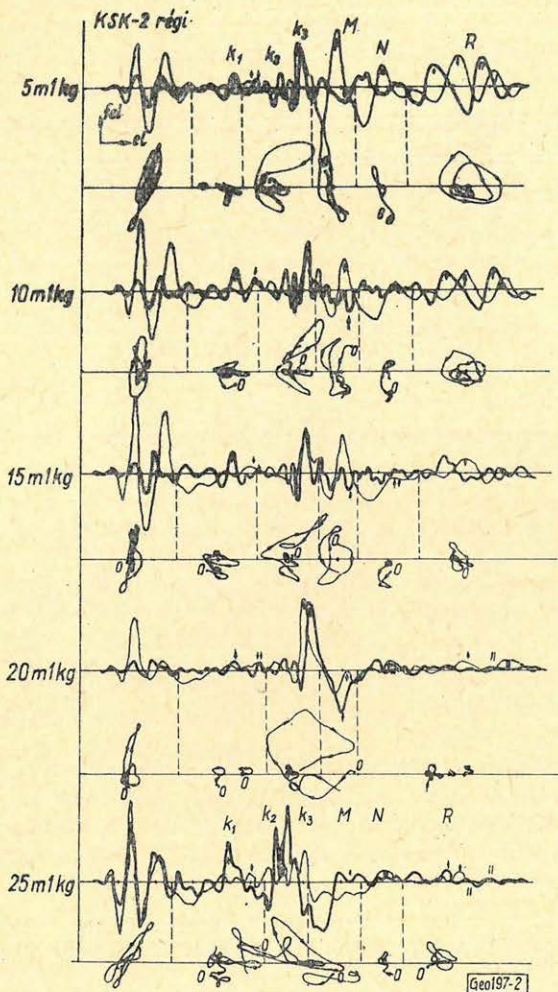
A sebességtrajektória hátrafelé, azaz jobbról-balra forog. Az 1b ábrán, az utolsó csatornán ábrázolt kép azonban nem teljesen egyértelmű, mert az ellipszis előre dől. A 2. ábrán a hullám eltűnése a robbantási mélység változásával világosan megfigyelhető.

Felszínközeli rétegsor tanulmányozása

A felszínközeli rétegsor tanulmányozását a szokásos kisrefrakciós méréssel és gyutaccsal végrehajtott lyukszelvényezéssel végeztem el.

A kisrefrakciós mérések eredményeit a 3. ábrán mutatom be. A kezdeti beérkezések gyors csillapodásából világosan kitűnik, hogy a felszínközeli egy vékony nagysebességű pad van, amelyet egy kisebb sebességű közeg határol alulról. A robbantópont földtani szelvénye szerint az előbbi kemény anyag,

míg az utóbbi szürke, vízzel telített homok. A legfelső és nagyobb sebességű rétegből világosan értékelhető menetidőgörbét nem kaptunk, a beérkezések gyorsan csillapodtak. Kb. 20 m mélységben 1450 m/sec-os, 32 m mélységben 2170 m/sec-os határfelületről származó beérkezések voltak értékelhetők.



2. ábra Φ uz. 2. Fig. 2.

vastag 1920 m/sec sebességű réteg alatt 1120 m/sec sebességű réteg helyezkedik el. Az S hullámokra nézve a felső 9 m vastag 400 m/sec sebességű összlet alatt 17 m-ig 200 m/sec-os és az alatt egy 475 m/sec-os réteg helyezkedik el.

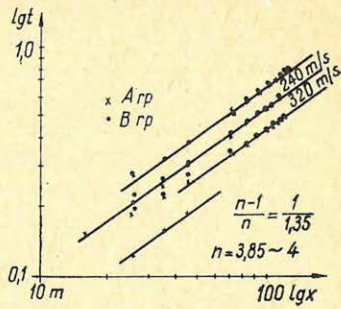
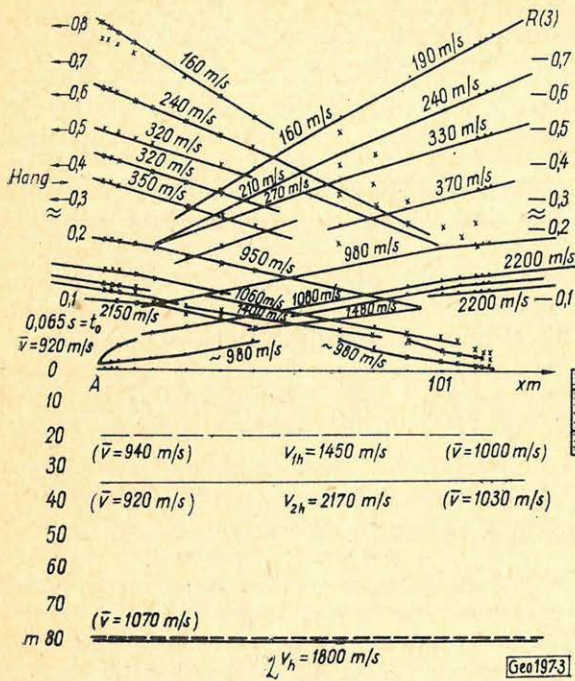
A szelvényezés során a sebességtrajektoriókat elemezve, amint a 4. ábrán látható, ugyanazokat a hullámtípusokat lehetett felismerni, mint amelyek a zavarhullámcsoportban is előfordulnak, de azzal a különbséggel, hogy a lyukközeli csatornákon hátraforgó trajektoriókat is találunk, amelyet az előreforgó trajektoriójú mozgások követnek.

A hang után beérkező hullámcsoportban három hullámtípus különíthető el, az első hullámcsoport látszólagos sebessége 270 m-től 320 m/sec-ig változik és sebességtrajektorója előreforgó lapos ellipszis. A második hullámcsoport látszólagos sebessége 210 m-től 230-240 m-ig változik. A sebességtrajektoria előreforgó, közel függőleges tengelyű ellipszis.

A harmadik hullámcsoport, időben a leghosszabb, kezdetben 160 m/sec, a ténítés második részében 190 m/sec látszólagos sebességgel jelentkezik. A sebességtrajektoria hátrafelé dőlő (35°) ellipszis.

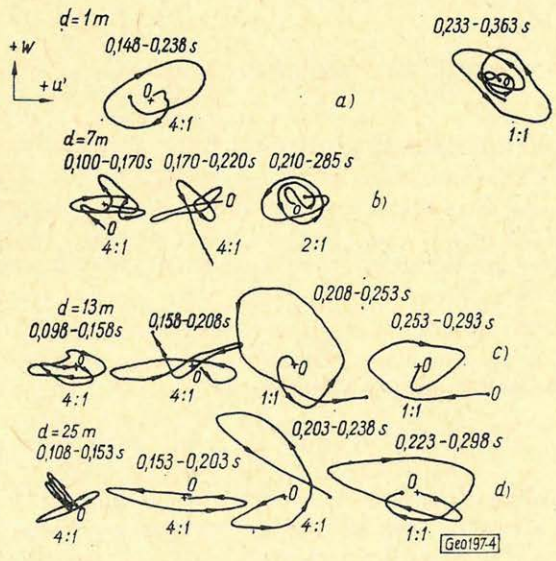
A kisrefrakciós felvételben tehát nemcsak a felszínközeli rétegsor inhomogenitásáról kapunk felvilágosítást, hanem a zavarhullám három típusa is felismerhetővé vált.

A lyukszelvényezési adatok kétségtelenül bizonyítják a felső 25 m inhomogenitásait. Az észleléseket vertikális és horizontális szeizmométerekkel együttesen végezve és a későbbi beérkezéseket is figyelembe véve megállapítható, hogy a P hullámra nézve a felső 9 m



Sárga agyag
 Szürke homok
 Szürke, kemény, agyagos homok
 homokkő padokkal

3. ábra Фиг. 3. Fig. 3.



4. ábra Фиг. 4. Fig. 4.

A zavarhullámfelvételek menetidőgörbéjének, a kisrefrakciós felvétel, valamint a lyukszelvényezés eredményeinek figyelembevételével a következők állapíthatók meg:

- egy hullámcsoporthoz látszólagos sebességének növekedése az észlelési távolsággal;
- az elmozdulási sebességtrajektória vonalas, illetőleg előreforgó jellege az első két hullámcsoporthoz, hátraforgó jellege a harmadik csoportban;
- az első két hullámcsoporthoz egyes összetevőinek ($K_1 - N$ fázisok) jellege nem változik (legalábbis lényegében nem változik) a robbantási pont mélységének változtatásával. A harmadik csoport amplitúdója a forrás mélységével gyorsan csökken.
- mind a kisrefrakciós, mind a lyukszelvényezési mérési adatok azt bizonyítják, hogy a felszínközeli rétegsor hullámvezetőre utaló sebességeloszlással rendelkezik.

A vertikális síkban polarizált transzverzális hullámok

A hullámok jellegének felismerhetőségét az elmozdulási vagy elmozdulási sebességtrajektóriák biztosítják. A szabadfelszínre j_0 beesési szöggel érkező SV hullámok sebességtrajektóriáit az emergencia szög és a felszíni rétegsorban uralkodó V_P és V_S sebességek hányadosának az értéke határozza meg. (Nuttli 1961, Meissner 1965, Malinovszkaya 1958). Attól függően, hogy

$$j_0 > \arcsin \frac{V_S}{V_P}$$

különböző jellegű trajektóriákat észlelünk. Ha a $j_0 < \arcsin \frac{V_S}{V_P}$, a trajektória

vonalas és a vízszintes síkban vagy ahhoz közel mozog. Ha a $j_0 > \arcsin \frac{V_S}{V_P}$ (azaz a P komponens i_0 visszaverődési szöge képzetes) akkor ellipszis alakú trajektóriát kapunk, mégpedig j_0 értékétől függő forgásirányút.

Ha $j_0 < 45^\circ$ akkor a trajektória hátrafelé forog (a forráspont felé), míg a $j_0 > 45^\circ$ esetén előreforg, 45° -nál és 90° -nál csak vertikális elmozdulást észlelünk. Ez utóbbi eset jellemzője, hogy a visszaverődés – minthogy i_0 imaginárius – konverzió nélkül következik be, azaz SV hullám beesése esetén P hullám nem keletkezik.

Meissner (1965) és Malinovszkaya (1958) részletes analíziséből az is kiténik, hogy az elliptikus mozgás kezdetét meghatározó kritikus szög a Poisson-hányados növekedésével mind kisebb lesz.

Pl. $\sigma = 0,475$ -nél $j_0 \cong 20^\circ$ körül van.

Az egyes hullámcsoporthoz a fentiek értelmében kell minősíteni. Figyelembe kell azonban venni, hogy szeizmómétereink sebességmérők és nem elmozdulásmérők, s ez a trajektóriák tagoltságára van elsősorban kihatással (Omote és társai; 1958).

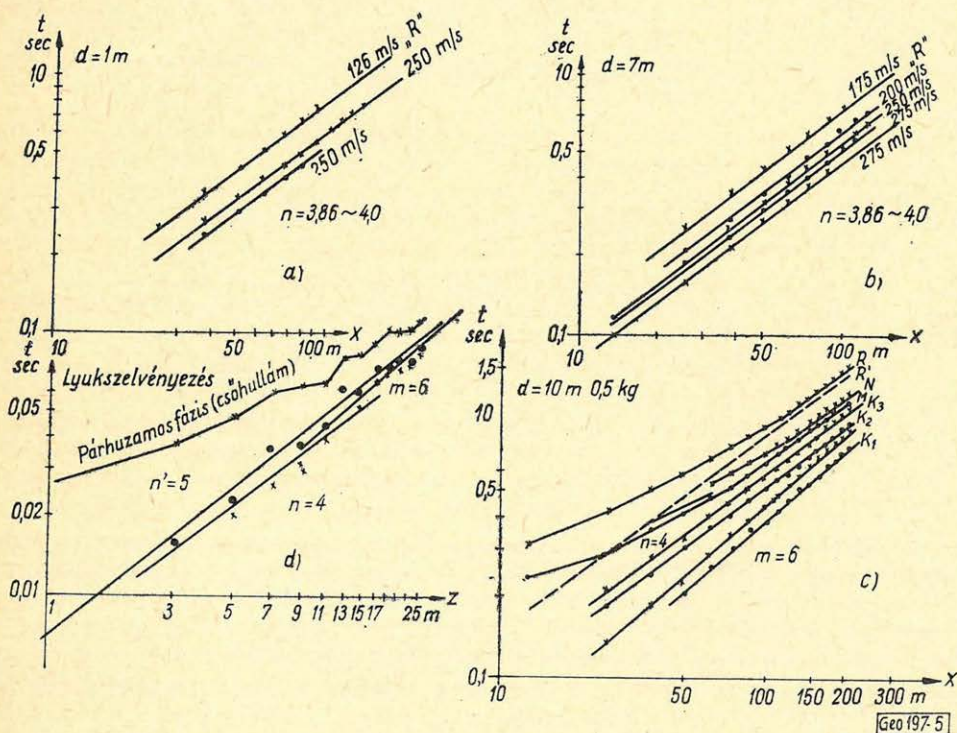
A 2. és 3. ábrákon világosan elkülöníthetők a vízszintes vagy közel vízszintes mozgásból a vertikálisba forduló többé-kevésbé ellipszis alakú trajektoriak. Ez a jelleg egyértelműen a $K_1 - K_2 - K_3$ és MN fázisokon ismerhetők fel. Ezek a fázisok tehát olyan SV hullámokat képviselnek, amelyeknek az emergencia szöge az idővel nő és a sugár mindinkább megközelíti a szabad felszínt ($j_0 > 45^\circ$).

A gyutacsos lyukszelvényezésnél a lyukközelségben észlelt, és a normális töltetnagysággal készített, de a lyuktávolban észlelt sebességtrajektoriak között az a lényeges különbség figyelhető meg, hogy amíg a lyukközelségben a trajektoriak forgása kis időknél hátrafelé irányul és csak ez után alakul ki előreforgó trajektória, addig lyuktávolban csak előreforgó mozgást észlelünk. Ez a tény az emergencia szög változásával az előzőek értelmében könnyen magyarázható.

Az emergencia szög folyamatos változását jelzik a görbült menetidőgörbék is, azaz hullámvezetésre utalnak. Az SV hullámvezetést jellegére vonatkozó összefüggéseket ezekből származtatunk le.

Brekhovskikh (1960) szerint hullámvezetőben a törésmutató $n(z) = \frac{V(z)}{V_0}$

mélységfüggő. Ebben az esetben a forrást nagy szöggel elhagyó sugarak, a kilépési szögtől függően, meghatározott távolságban visszatérnek a forrás szintjére, vagyis a szeizmológiában ismert R_g és L_g fázisokhoz hasonló jellegű, különböző behatolási mélységekkel jellemzett, hullámesoportok alakulnak ki. Ezt a hullám-típust hazai vonatkozásban ismerjük és Kilényi (1964) az elmúlt években részletesen foglalkozott a kérdéssel.



5. ábra Фиг. 5. Fig. 5.

A menetidőgörbék, amelyeket az 1a ábrán láthatunk, szélesedésükkel, újabb- és újabb fázisok megjelenésével, valamint görbült jellegükkel arra utalnak, hogy a rétegsorban a sebesség a mélységgel változik. Ez a lyukszelvényezésből is kitűnik, azonban abban a sok nagysebességű, vékony pad az értelmezést megnehezíti. A menetidőgörbék alapján a következőkben olyan modellt állítunk fel, amely jó közelítése a valóságos sebesség eloszlásnak és bizonyos mértékben választ ad a zavarhullám mechanizmusra is.

A hullámvezető modelljét a már többször használt $V(z) = Az^{\frac{1}{n}}$ sebességfüggvény segítségével építjük fel. E függvény egyik előnye, hogy a felszínközeli gyors sebességváltozást illetőleg a gradiens gyors csökkenését jól megközelíti, mivel

$$\frac{dV(z)}{dz} = \frac{1}{n} Az^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)} \quad (1)$$

és e függvény felhasználási lehetőségét már (Ádám – Kilényi 1963) bizonyítottuk.

A hullámvezető jellegből következik, hogy az észlelési pont távolsága (x) és a beérkezési idő (t) és az egy ciklus hossza (X), valamint ideje (T) között a következő összefüggésnek kell fennállnia:

$$x = NX \pm \frac{n}{A^n P^n} \int_0^{\theta} \sin^n \theta d\theta \quad (2a)$$

$$t = NT \pm \frac{n}{A^n P^{n-1}} \int_0^{\theta} \sin^{n-2} \theta d\theta \quad (2b)$$

ahol $p = \frac{1}{V^x}$ és

$N = 1, 2, \dots$ stb. mindig egész szám. Felszíni lövésnél az integrál értéke zérus.

Az egyes hullámcsoportok menetidőgörbéit tehát a függvénynek megfelelően, log-log koordináta rendszerben ábrázolva (5. ábra) minden beérkezéscsoporthoz meghatározhatók a sebességfüggvény paraméterei (A, n). Ezek kiszámításánál azonban figyelembe kell vennünk a hullámvezető jellegből adódó többszörözést. Ezeket a számításokat különböző mélységből észlelt hullámcsoportokra elvégezve a következő eredményeket kaptuk:

Felszíni és felszínközeli méréseknél csak $n = 3,86 - 4,0$ hatványkitevőjű sebességfüggvény volt meghatározható. Ezt az értéket, amint a (2) egyenletekből látszik, a többszöröződés nem befolyásolja. Az „ A ” értéke azonban a többszörözés számának a függvénye. Tehát az „ A ” érték kiszámításánál többszöri közelítéssel lehet csak eljutni ahhoz a feltételhez, hogy az $N = 1, 2, \dots$ stb. egész szám. Ezt a számítást a három felszíni vagy felszínközeli menetidőgörbére elvégezve a felső réteg a következő sebességfüggvénnyel jellemezhető:

$$V_1(z) = 143 - 165 Z^{1/4}$$

Közepelve:

$$V_1(z) = 154 Z^{1/4}$$

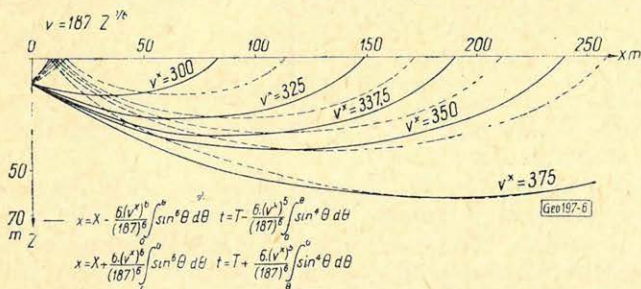
A sebességfüggvény intervalluma azonban problematikus, tény, hogy a felszíni vagy felszínközeli kis töltetű lövésekből származó hullámok maximális behatolási mélysége 7–8 m.

A 10 m-nél mélyebb lövésekből a K_1 fázis is világosan követhető. Logaritmikusan koordináta rendszerben ábrázolva a menetidőgörbét a hatványkitevő nagyobb mint a felszíni lövéseknél volt, $m = 6$.

A K_1 fázis adataira is elvégezve a számítást, a feltételek egyenletek figyelembevételével

$$A_2 = 187/\text{sec-ot}$$

határoztunk meg. Ez a hullámcsoport, amint a 6. ábrán látszik, a felszínről



6. ábra Φuz. 6. Fig. 6.

egyszer visszaverődött hullámoknak felel meg. A fentiek értelmezésénél figyelembe kell venni, hogy a direkt-hullám menetidőgörbéből meghatározott sebességfüggvény (Ádám, Kilényi, 1963) abban az esetben, ha két jól definiált rétegösszlet különíthető el, a két összlet határfelületének közelében tér el legjobban a tényleges sebességviszonyoktól, míg a határfelület alatt vagy felett jól simul azokhoz. Ezek szerint a felszíni, vagy felszínközeli lövésekből elsősorban az a $V_1(z)$ határozható meg, amelynek kialakításában a felszíni rétegsor dominál, míg a mélyebben végzett lövések eredményeként kapott $V_2(z)$ függvényben a mélyebb rétegek sebességeloszlásának a hatása az uralkodó.

A mélyebb lövéseknél kijelölt K_2 és K_3 fázisok menetidőgörbéi szintén $n = 4$ hatványkitevővel jellemezhetők. Mindkét hullámcsoportra azonos sebességfüggvény volt meghatározható, ha a 2-es egyenletek figyelembevételével az egyiknél háromszoros a másiknál pedig négyszeres reverberációt tételeztünk fel.

A mélyebb lövéseknél észlelt MN jelű hullámcsoportok értelmezése lényegesen nehezebb feladat, mint az előzőek voltak. A terítés végén ($x = 212,5$ m) a látszólagos sebesség értéke 225–250 m/sec között változik, a közeli értékek pedig a 200 m/sec-ot közelítik meg. A menetidőgörbe pedig log-log koordináta rendszerben nem közelíthető meg egyenessel, holott a lineáris koordináta rendszerben való ábrázolásakor a görbült jelleg világosan felismerhető. Ahhoz, hogy a hullámcsoport mibenlétét meghatározzuk, két tényezőt kell figyelembe vennünk:

a) $d = 10$ m mélyen elhelyezett forráspontból $V^x = 225 - 250$ m/sec látszólagos sebességű hullám nem keletkezhet, mivel e hullámok behatolási mély-

sége nem éri el a forráspont mélységét, amelyet pedig a Snellius-törvény értelmében el kell érnie. A 250 m/sec látszólagos sebességű hullám bemerülési mélysége 7 m , a 225 m/sec -é pedig $4,7 \text{ m}$. Míg az előbbire, azaz az M hullámra feltételezhetjük, hogy a 7 m még az ekvivalens üregeken belül van, addig a 225 m/sec látszólagos sebességhez tartozó behatolási mélység túl kicsi ahhoz, hogy abba beleessen.

b) A forrásmélységében való keletkezést azonban még az első M hullám esetében is cáfolja az, hogy a menetidőgörbe a logaritmikus koordináta rendszerben is görbült (konvex). A görbültség egyszerűen magyarázható, ha feltételezzük, hogy azt a t_0 állandó idő hozza létre, mivel (Ádám, Kilényi, 1963)

$$t = t_0 + \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left(\frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

logaritmálásakor egy magasabbrendű parabolát kapunk. Ha az összefüggést

$$t - t_0 = \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left(\frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

formában írjuk fel, akkor egyenest kell kapnunk, amelynek dőlése megegyezik az eddig meghatározottakkal.

Míndez azt jelenti, hogy az $M = N$ fázisokat tartalmazó hullámcsoport egy másodlagos forrásból keletkezik. E forrás szintje a felszín, létrehozója kis töltetegnél „*víz*hullám” vagy „*cső*hullám” (White és Sengbush 1953), nagyobb töltetegnél pedig a lyuk tengelyében terjedő SV hullám.

A t_0 , azaz a lyukhullám beérkezése a $d = 10 \text{ m}$ -es lövés első csatornáján $0,080 - 0,100 \text{ sec}$ -nél jelenik meg. Ha ezt korrekcióba vesszük, azaz a gerjesztést a felszínre helyezzük, a felszínközeli rétegsornak megfelelő menetidőgörbét kapunk.

A vertikális gyutacsszelvényezési menetidőgörbe néhány – az SV hullámokra vonatkozó – fázisát az $5d$ ábrán mutatjuk be. Az első két fázis egyenesekkel közelíthető meg, dőlésük $n = 4$ és $m = 6$; vagyis ugyanazok, mint amelyeket a horizontális menetidőgörbékben is kaptunk. A két sebességfüggvény az ordináta metszetekből:

$$V_1(z) = 185 z^{1/4}$$

illetőleg

$$V_2(z) = 215 z^{1/6}$$

azaz látszólag nagyobb a közegek sebessége, mint amelyeket a direkthullám menetidőgörbéből határoztunk meg. Ez a látszólagos ellentmondás azonban feloldható, ha figyelembe vesszük a nagysebességű homokkőpadok hatását, amelyeket mind a menetidőgörbe, mind a rétegszelvény is kimutatott.

Az előzőek értelmében megállapítható, hogy a zavarhullámok első nagyintenzitású csoportja, amelyet a vertikálisan polarizált transzverzális hullámok építenek fel, hullámvezetőben terjed. A hullámvezető azonban az egyes összetevőkre vonatkozóan nem ugyanaz:

a K_1 fázis hullámvezetője $V = 187 z^{1/6}$ sebességfüggvénnyel jellemezhető, amelynek érvényességi tartománya $z > 10 \text{ m}$ -el adható meg.

A $K_2 - K_3 - M - N$ fázisok hullámvezetője $V = 154 z^{1/4}$ sebességfüggvénnyel írható le, amelynek érvényességi tartománya $0 < z < 20 \text{ m}$.

A második csoport egyes fázisai más-más forráspontban keletkeznek. Így a $d = 10$ m-es robbantásnál a K_2 és K_3 fázisok a forráspontjában, míg a MN a felszínen.

A Rayleigh hullám, vagy R fázis a felvételeken a gerjesztés mélységétől függően jelenik meg. Ez a fázis a geometriai optika módszereivel kevésbé tanulmányozható, mint az előző MN fázisok, amelyek a határesetet képezték (Ádám 1967). Ennek ellenére, a mélyebben elhelyezett forráspont esetén az R fázis menetidőgörbéit tanulmányozva megállapítható, hogy az enyhén görbült menetidőgörbe (látszólagos sebesség $150 - 170$ m/sec között változik, esetenként a 190 m/sec-ot is elérve) logaritmikus koordináta rendszerben konvex és $t_0 = 0,080 - 0,100$ sec-os korrekciót kell alkalmazni, hogy kiegyenesedjék. Az R fázis log-log koordináta rendszerben a $d = 1$ és $d = 7$ m mélységből felvett, valamint a kisrefrakciós menetidőgörbén, $n = 4$ paraméterű egyenessel közelíthető meg (3. és 5. ábra). Első közelítésben tehát állíthatjuk, hogy ez a hullámcsoport abban a felső 9 m vastag hullámvezetőben marad, amelynek jellemző sebességfüggvényeül $V = 154 z^{1/4}$ -t határoztunk meg.

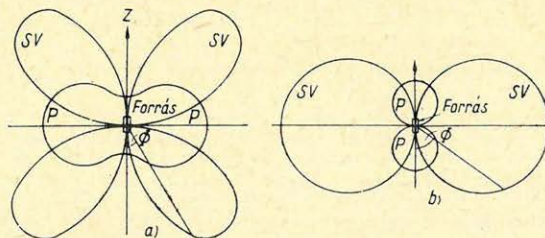
Így mind a mélyebb, mind a sekélyebb lövésekből származó menetidőgörbék azt indikálják, hogy ez a fázis is a forrás felett, nagyobb töltetknél az SV hullámok reflexiójaként keletkezik.

A látszólagos sebesség növekedése a hullám bemerülési mélységének változását jelzi.

A zavarhullám-mechanizmus

Az előző fejezetek értelmében a zavarhullám mechanizmusban a közeg transzverzális sebesség eloszlása és a gerjesztés játsza a legfontosabb szerepet. A következőkben a gerjesztés körülményeit vizsgáljuk.

A mélybeli forrás: a szeizmikus robbantások hengeres fúrólyukban történnek. A hullámforrás matematikai problémájának tárgyalásánál általában gömbalakú üreg falára egyformán ható erőhatást tételezve fel, a közegben terjedő hullám gömbszimmetrikus, minden érték független a szög koordinátáktól, a nyírás-hullámok hiányzanak és csak a radiális komponenseknek van szerepe. A szeizmikus hullámkeltés gyakorlati problémáit Sharpe (1942), Ricker (1953), Peet (1960) eszerint tárgyalták. Heelan (1953) az előző szerzőkkel szemben hengeralakú töltetmodellt és háromirányú nyomást, illetőleg feszültségeloszlást tételezve fel, oldotta meg a hengerkoordináta rendszerben felírt egyenleteket. Ezeket megoldva az egyes hullámkomponensek amplitudófüggvényeinek vizsgálata alapján a (7. ábra) a következők állapíthatók meg: az SV és P elmozdu-



7. ábra

Фиг. 7.

Fig. 7.

Pés SV amplitúdók változása a ϕ szöggel, ha csak $p(t)$ nyomáshat a lyuk falára.
 $F_1(\phi)$ és $F_2(\phi)$ együtthatók

Pés SV amplitúdók változása a ϕ szöggel.
Csak a $q(t)$ nyírófeszültségek hatnak a forrásnál.
 $G_1(\phi)$ és $G_2(\phi)$ együtthatók

Geo 197. 7

lások amplitudója független a nyomás, illetőleg nyírófeszültség alakjától, de az iránytól nem. Ha csak a lyuk falára ható nyomást vesszük figyelembe, azt látjuk, hogy a P hullámok horizontális irányítottságúak az SV hullámok elmozdulás komponensének max. értéke pedig 45° -ot zár be a vertikálissal (7a ábra).

Ha pedig csupán a nyírófeszültség hatását vizsgáljuk azt találjuk, hogy a P hullámok a „z” tengely mentén, az SV hullámok pedig a horizontális síkban irányítottak (7b ábra).

Az előzőek figyelembevételével a forrás helyén gerjesztett zavarhullám-csoport mechanizmusa egyszerűen magyarázható. Sebesség gradienssel gerjesztett közegben az energia nagy részének 45° -os irányítottsága magában foglalja a nagyenergiájú vezetett hullámcsoport kialakulási lehetőségét; ez kísérleteinknél a K_1 K_2 és a K_3 fázisokban jelentkezett. Ezek, a menetidőgörbék szerint, a forrás pontjában keletkeztek. A K_1 K_2 és K_3 fázisok a felfelé irányuló sugarat képviselik. Mivel az SV hullámok energiája 45° szög környezetében összpontosul, megvan minden lehetőség arra, hogy az energia nagyobb része a felszínre már – a legfelső rész nagyobb sebessége is elősegíti ezt – olyan szöggel érkezék, amelyre $j_0 > \arcsin \frac{V_s}{V_p}$, s az ilyen hullám konverzió, illetőleg veszteség nélkül verődik vissza a felszínről.

Felszínen keletkeznek a hullámcsoport MNR fázisai, mégpedig kistölteteknél a víz- vagy esőhullám, nagyobb töltetknél az SV hullám felszínre érkezésekor.

A vízhullám felfelé haladva a közbeeső határfelületen, majd a szabadfelszínen is reflektálódik; és a szabadfelszínen a vezetett hullámok új csoportját is létrehozza. A felszín vertikálisan érő pontszerű erő P és SV hullámokat hoz létre (White, 1965). A tangenciális elmozdulásnak két esete van, aszerint, hogy $\arcsin \frac{V_s}{V_p} \leq j_0$ -nál. Ha a képződött hullám emergencia szöge $j_0 > \arcsin \frac{V_s}{V_p}$ -nél, akkor a transzverzális hullám frekvenciától független amplitudóval ugyan, de a beeső hullámhoz képest fáziskülönbséggel indul és minthogy ez a hullám továbbra is ilyen szög alatt éri a felszín, onnan mindig konverzió, azaz veszteség nélkül verődik vissza.

Következtetések

A zavarhullám felvételanálízis kétségtelenül igazolja, hogy területünkön a zavarhullám nem Rayleigh-hullámokból és ennek módosulataiból, hanem a vertikális síkban polarizált SV hullámokból áll s a Rayleigh-hullám szerepe, ha egyáltalán megjelenik, elhanyagolható.

Allítható továbbá, hogy az egyes SV hullámcsoportok más-más hullám-vezetőben terjedő, a felszínről többszörösen reflektált, direkt hullámokból állnak, amelyeknek tartamát a hullámvezetőket alkotó rétegsor sebességgradiense határozza meg.

A zavarhullámok SV hullámcsoportjának összetevői, a felszínközeli rétegsor transzverzális sebességeloszlása következtében más és más forráspontból származnak.

A K_1 – K_2 – K_3 fázisok a robbantás pontjában gerjesztődnek, az MN fázisokat a felszínen visszaverődő vízhullám, illetőleg a közel vertikálisan terjedő SV hullám reflexiója hozza létre.

A zavarhullámcsoport „R” fázisának behatolási mélysége a vizsgált intervallumban az észlelési távolsággal növekszik. Ez a fázis ugyanúgy a felszíni forráspontban keletkezik, mint az SV hullámcsoport $M - N$ fázisai.

A zavarhullám mechanizmus lényeges eleme – hengeres fúrólyukban – az SV hullámok 45° -os irányítottsága, valamint az, hogy a felszíni rétegben a V_S és V_P nagy sebességkülönbsége miatt az SV hullámok már kis beesési szögnél is konverzió, azaz veszteség nélkül verődnek vissza. A veszteség nélküli visszaverődéshez szükséges kritikus emergencia szög kialakulását a felszíni rétegben a nagyobb sebességérték is elősegíti.

IRODALOM

- Brekhovskikh L. M.* 1960: Waves in layered media. Academic Press New York and London.
- Ewing W. M., Jardezky W. S., Press F.* 1957: Elastic waves in layered media Mc Graw-Hill Company.
- White J. E.* 1965: Seismic waves; radiation, transmission and attenuation, Mc Graw-Hill Co.
- Ádám O.* 1964: Szeizmikus felszíni zavarhullámok (ground roll) dinamikai vizsgálata. Magyar Geofizika 5. kötet. 1–2. szám
- Ádám O., Sz. Kélenyi É.* 1963: Közelítő sebességfüggvény meghatározása refrakciós menetidő-görbékéből. Geofizikai Közlemények 12. kötet, 3–4. szám.
- Hagedoorn J. G.* 1962: In pursuit of the errand seismic pulse. Geophysical Prospecting 10. kötet, 2. sz.
- Heelan P. A.* 1963: Radiation from cylindrical source of finite length. Geophysics 18. kötet, 3. sz.
- Sz. Kélenyi É.* 1964: A refrakciós későbbi beérkezések felhasználása a gyakorlati szeizmikus kutatásban. Geofizikai Közlemények 13. kötet, 4. sz.
- Malinovskaya H. H.* 1958: The dynamic features of totally reflected transverse waves. Bulletin (Izvestiya) Academy of Sciences USSR. Geophysics series 2. sz.
- Meissner R.* 1965: P and SV waves from uphole shooting. Geophysical Prospecting 13. kötet, 3. sz.
- Nuttli O.* 1961: The effect of the earth's surface on the S wave particle motion. Bulletin of Seismological Society of America 51. kötet, 2. sz.
- Omote, Komaki Sh., Nakajima M.* 1958: Seismic wave-types in a sand layer near a small explosion. Bulletin of the Earthquake Research Institute. 36. kötet.

Hírek

Kedves Tagtársunk!

Minden szakembernek, aki lépést akar tartani a gyors fejlődéssel, rendkívül fontos a kapcsolódó iparágak és tudományok új eredményeinek megismerése.

A Műszaki Élet, az MTESZ központi lapja eddig is ezt kívánta szolgálni, amikor átfogó képet törekedett adni a világ és országunk műszaki haladásáról, a gazdaság és a technika összefüggéseiről.

Ennek érdekében közli a lap rendszeresen és teljes részletességgel az Országos Műszaki Fejlesztési Bizottság által kidolgozott tanulmányokat, fejlesztési koncepciókat is, amelyek nép-gazdaságunk fejlesztésének tudományos-műszaki megalapozását szolgálják és rendkívül érdekes képet adnak a legfontosabb irányzatokról. Az új gazdasági mechanizmus körülményei között ezeknek az anyagoknak az ismerete újszólván nélkülözhetetlenné válik.

A Műszaki Élet rendszeresen tájékoztat az MTESZ és a tudományos egyesületek életéről, a műszaki értelmiséget érintő eseményekről.

Felhívjuk ezért Tagtársaink figyelmét, a Műszaki Életre, a lapban közölt OMFB tanulmányokra, valamint a rendszeresen kiadott mellékletekre.

A lap kedvezményes előfizetési ára havi 4,30 Ft, félévre 12,90 Ft. Az igényeket kérjük megküldeni a következő címre: Műszaki Élet Szerkesztősége, Bp. V., Szabadság tér 17.