

## Sugli effetti delle esplosioni nelle rocce e sulle conseguenti alterazioni del relativo campo elastico

P. CALOI - M. C. SPADEA

Ricevuto il 5 Maggio 1966

**RIASSUNTO.** — Si riassumono i risultati finora conseguiti nello studio delle alterazioni del campo elastico, provocate nelle immediate vicinanze del punto di scoppio, in mezzi solidi in cui siano fatti brillare esplosivi convenzionali o nucleari.

Tali alterazioni si compendiano nella successione: zona fusa, zona frantumata, zona fratturata (con formazione di correnti plastiche) e, finalmente, zona elastica indefinita.

Si discutono infine le conseguenze di tali risultati sulla determinazione del modulo elastico di un sistema roccioso.

**SUMMARY.** — The results achieved about the elastic field alterations caused in solid mediums, nearest to the shot-point by conventional or nuclear explosions, are here resumed.

Such alterations may subdivided in various zones: *A*) melt zone — *B*) crushed zone — *C*) cracked zone (where plastic currents form) — *D*) indefinite elastic zone (s. Fig. 5).

There are examined, at last, the effects of above-mentioned alterations in connection with elastic modulus determination in a rocky system.

1. — È nostro proposito riassumere brevemente quanto è ormai noto sul meccanismo delle esplosioni e sulle profonde alterazioni del campo elastico che si osservano nell'intorno del punto di scoppio. Sebbene le ricerche a questo riguardo non siano numerose, quanto si è finora ottenuto è sufficiente a delineare le principali vicende attraverso le quali un mezzo solido passa nei pressi della camera di scoppio. Tre fasi, sopra tutto, vengono distinte, corrispondenti a tre diverse regioni nello spazio: fase di scoppio, delle onde d'urto e delle onde elastiche, rispettivamente legate alla zona di deflagrazione, alla zona di frantumazione e alla zona elastica. Per semplicità, consideriamo un mezzo solido indefinito, omo-

geneo e isotropo. In esso, una cavità sferica sia riempita di esplosivo con detonatore centrale. Ad un istante determinato, inizi nella carica esplosiva un'onda di detonazione: essa si propaga con una velocità specifica, che costituisce uno dei parametri caratteristici dell'esplosivo usato. Poiché l'onda detonante è il disturbo più rapido che può essere propagato nell'esplosivo, il mezzo in cui l'esplosivo è posto sarà in una condizione indisturbata fino al momento in cui tutto l'esplosivo è stato convertito in gas ardente sotto alta pressione. Questo è il primo stadio, corrispondente alla *zona di detonazione*, di volume pari a quello occupato dall'esplosivo.

Le tensioni prodotte dai gas in rapida espansione, sono nettamente maggiori dell'estrema fermezza (« strength ») del mezzo: la struttura del solido viene distrutta e ridotta allo stato di polvere, attraverso un complicato sistema di frantumazione. Perciò, un'esplosione nel suolo forma una *zona di compressione* attorno al centro della carica: il suolo viene violentemente spostato sotto l'effetto di un'ulteriore espansione dei gas dalla zona di compressione. Ricerche compiute dai russi permettono di ritenere che il volume di questa zona non ecceda 250 volte quello della carica, per terreni di media fermezza, e dieci volte per rocce solide. Secondo esperienze compiute da diversi studiosi, attraverso il mezzo viene trasmessa, in questa fase, un'onda d'urto con velocità maggiore di quella del meccanismo di frantumazione, come si verifica per i gas e per i liquidi. *La velocità dell'onda d'urto è inoltre maggiore di quella delle onde elastiche proprie del mezzo, è condizionata dall'intensità dell'esplosione e decresce dal crescere della distanza* (forse ad essa è legata la dispersione anomala scoperta da Caloi) (1).

Dopo la formazione della zona di compressione, il mezzo circostante subisce spostamenti e deformazioni per effetto dello stesso processo dell'espansione di gas, dando luogo a fessurazioni radiali e trasversali. La zona di queste perturbazioni nella continuità del mezzo è chiamata *zona di distruzione*. A seconda delle proprietà fisiche del mezzo, l'estensione della zona di distruzione varia entro i limiti fra 2000 e 6000 volte il volume della carica esplosiva. Secondo Sadovskii e Belyaev (2), le dimensioni della regione in parola sono regolate dalla legge di simmetria, secondo la formula

$$r = k q^{1/3}$$

dove  $r$  rappresenta il raggio di distruzione e  $q$  il peso della carica esplosiva.

Va qui sottolineato che l'energia dell'esplosione, durante il suo sprigionarsi, inizia ad essere immediatamente spesa per compressione

del mezzo e simultanea trasformazione nell'energia di un'onda elasto-plastica. Ulteriori processi nel mezzo si verificano per effetto dell'energia della così detta onda d'esplosione (onda d'urto). In questo caso, il mezzo è soggetto a grande deformazione, accompagnata, ad una certa distanza dal centro della carica, da fratturazione. Questa regione del mezzo è interessante sia come regione di formazione delle onde sismiche, sia come regione di residue deformazioni, con notevoli spostamenti e velocità delle particelle del suolo.

L'effetto delle onde d'esplosione (o d'urto che dir si voglia) non si limita alla compressione e alla deformazione residua; in più remote zone del mezzo, l'onda d'esplosione causa deformazioni che sono governate dalle leggi della teoria dell'elasticità. In queste zone, l'onda d'esplosione (d'urto) si muta in onde sismiche elastiche. In altre parole, a una certa distanza critica la tensione — che decresce con l'aumentare della distanza dall'origine — eguaglia i limiti elastici del mezzo e la perturbazione diviene un'ordinaria onda elastica, che si propaga con velocità condizionata dalle costanti elastiche del mezzo. È questa la regione così detta *classica*, poiché ad essa può essere applicata la classica (lineare) teoria dell'elasticità.

Ciò che conta mettere bene in evidenza è che, nelle immediate adiacenze dell'origine dello scoppio, non possono essere applicate le leggi valedoli per un mezzo perfettamente elastico. In detto spazio, il mezzo è soggetto al violento aumento dell'elevata pressione dell'esplosione, che provoca nel mezzo varie specie di anormali fenomeni. Il più rilevante è quello concernente la relazione tensione-deformazione (« stress-strain »), che in queste condizioni non può più essere considerata lineare: in conseguenza di ciò — come si è verificato più sopra — si osservano, nella zona su detta, onde d'urto o onde elasto-plastiche in luogo di onde elastiche.

Le loro caratteristiche sono tanto complicate da lasciare scarse possibilità sulla completa soluzione del fenomeno.

Qualche anno fa, G. Morris<sup>(3)</sup> presentò una teoria sulle esplosioni, in cui venivano considerate tre delle zone sopra citate: la zona di detonazione, la zona di compressione (con distruzione del mezzo attraverso un complicato sistema di frantumazione) e la zona così detta classica. Nella seconda zona, come si è visto, la velocità di propagazione è molto più elevata della velocità delle onde elastiche e l'intensità tende a cadere durante la propagazione, sia per il progressivo aumento del volume del mezzo occupato dall'onda d'urto, sia per perdite di energia nella frantumazione del mezzo.

Il secondo stadio termina perciò quando il fronte d'urto è giunto alla distanza critica, decrescendo in intensità al limite elastico del mezzo. Morris ritiene che caratteristica fondamentale della regione classica, a parte la costante velocità di propagazione, sia che l'ampiezza delle onde elastiche decresce secondo la legge

$$u = \frac{c}{r} f\left(t - \frac{r}{v}\right), \quad [1]$$

dove  $u$  è lo spostamento elastico,  $c$  una costante,  $r$  la distanza dal centro della carica,  $t$  il tempo e  $v$  la velocità delle onde elastiche. Esiste però una zona di transizione in cui le onde elastiche si propagano con velocità costante, ma nella quale la legge testè riportata sulla diminuzione di ampiezza cade in difetto. In questa zona di transizione, infatti, l'ampiezza

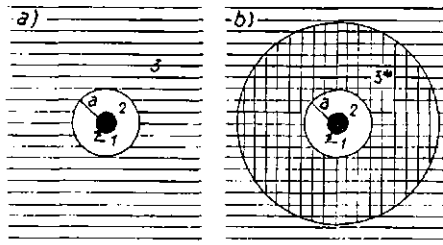


Fig. 1

decresce molto più rapidamente, secondo la legge  $1/r^k$ , con  $k < 1$ . Indicando con  $a$  la distanza critica fra i limiti della regione d'urto (o d'esplosione che dir si voglia) e la regione classica, si valuta che la zona di transizione sopra accennata, nel caso di onde dell'ordine  $n = 0$ , abbia una ampiezza lineare  $r = 3a$  (Fig. 1). Per onde dell'ordine  $n = 1$  questa estensione è già  $r = 19a$  (\*).

L'esistenza della zona di transizione nella regione classica, modifica alquanto il modello Morris per le esplosioni in materiali solidi. La regione d'urto («shock region») è di decisiva importanza ai fini della formazione delle onde elastiche. La sua delimitazione, esige la conoscenza della distanza critica  $a$ . Morris propose la determinazione di questo limite, determinando la minima distanza a partire dalla quale è valida la [1] (a partire dalla quale cioè la legge di decrescita delle ampiezze, conforme a  $1/r$ , comincia ad esser valida). L'esistenza della zona di transizione nella regione classica toglie attendibilità a questo metodo,

che condurrebbe comunque a valori approssimati per eccesso della distanza  $a$ . L'esistenza di tale zona, d'altronde, è stata qualitativamente provata dai risultati delle esperienze condotte da Kirillov (5) sugli effetti sismici delle esplosioni.

Determinazioni quantitative di  $a$  richiedono speciali indagini sismiche.

Il giapponese Kasahara (6) affronta il problema partendo da una teoria di Kawasumi e Yosiyama (7) sulla propagazione delle onde sismiche, provenienti da un'origine sferica. In questa teoria era stato provato che la forma d'onda è funzione del raggio della superficie, sulla quale avveniva il brusco cambiamento di tensione («stress»). Kasahara ritiene giustificata l'estensione di detta teoria al caso delle esplosioni, a condizione di ignorare l'imperfetta elasticità dovuta all'enorme pressione delle esplosioni.

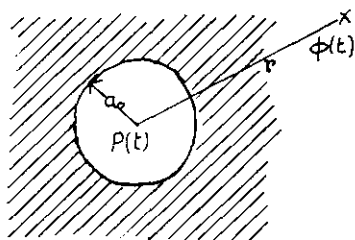


Fig. 2

Sia quello rappresentato nella Fig. 2 il modello per origine esplosiva. Sia  $r = a_0$  il raggio di una superficie sferica in un mezzo omogeneo, soggetta a normale tensione  $P(t)$ . Allora, lo spostamento potenziale  $\phi(t)$  ad una certa distanza  $r$ , assume, nella teoria di Kawasumi, l'espressione

$$\phi(t) = -\frac{a_0}{2\pi\varrho r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i p(t-V\overline{r-a_0/V})}}{(p-\alpha)(p-\beta)} dp \int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) e^{-ip\omega} d\omega \quad [2]$$

dove:

$$\alpha = i \frac{2v^2}{a_0 V} + 2 \frac{v}{a_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2} ; \quad \beta = i \frac{2v^2}{a_0 V} - 2 \frac{v}{a_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2} ,$$

e  $\varrho$ ,  $V$ ,  $v$  sono la densità, la velocità delle onde longitudinali e quella delle onde trasversali. Con riferimento alla equazione del pendolo:

$$\vartheta'' + 2\varepsilon\vartheta' + n^2\vartheta = P(t) ,$$

purchè si faccia  $\alpha = i\varepsilon + \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$ ,  $\beta = i\varepsilon - \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$ , è facile provare che risulta:

$$T_p = \frac{\pi a_0}{v}, \quad \frac{\varepsilon}{n} = \frac{v}{V}. \quad [3]$$

Nell'ipotesi che la pressione di detonazione sia del tipo a *gradino*, si vede che lo spettro dell'onda sismica causata da una forza origine  $F(\omega)$  è del tipo:

$$S(\omega) = Y_0(\omega) F(\omega) \omega,$$

dove  $Y_0(\omega)$  è la risposta impulsiva del pendolo equivalente.

Per  $F(\omega) = 1/\omega$  (Fig. 3a), si ha:

$$S(\omega) = Y_0(\omega).$$

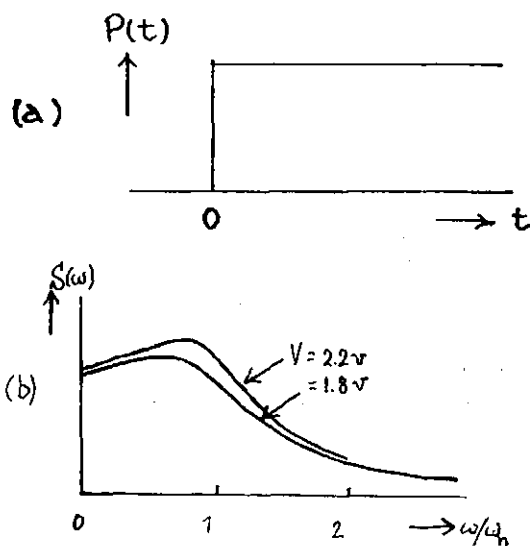


Fig. 3

Si osserverà quindi uno spettro simile a quello della Fig. 3b. Noto  $Y_0(\omega)$ , per questa via sarà possibile ottenere  $a_0$ , inteso come raggio apparente della zona origine.

Non si hanno notizie precise circa il mutamento di tensione alla superficie della sfera immaginata. Kasahara lo rappresenta con una funzione del tipo a *gradino* (unit step-function) (Fig. 3a). Dal confronto con gli spettri analizzati dall'autore e riassunti in Fig. 3b, si nota uno stretto accordo fra essi. In questo modo,  $T_0$ , determinato dal ri-

spettivo spettro, è uguale al periodo che corrisponde alla massima intensità dell'ultima curva teorica. Il raggio apparente, determinato per questa via, è confrontato con la carica degli esplosivi: risulta chiaramente la tendenza di  $lg a_o$  ad aumentare proporzionalmente a  $lg W$  (Fig. 4).

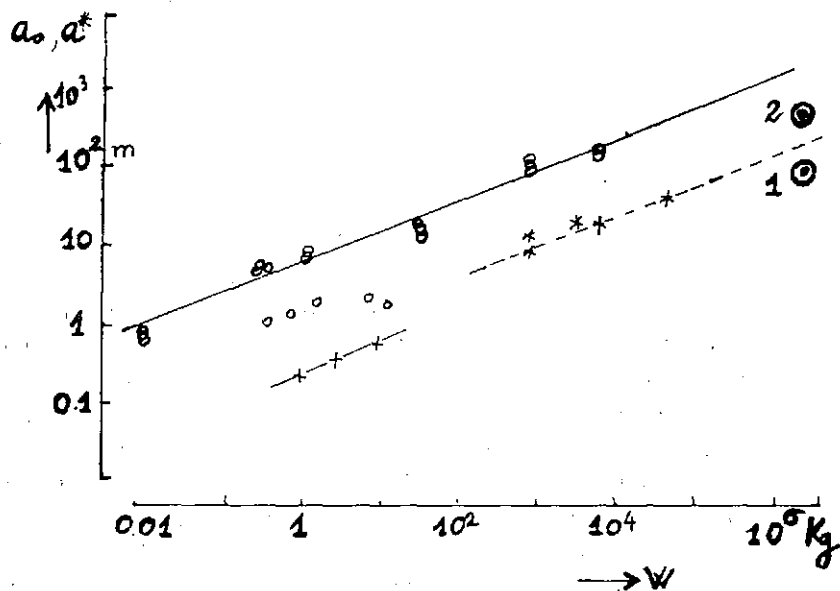


Fig. 4 - Raggio apparente per onde elastiche d'origine esplosiva (°), raggio equivalente delle zone frantumate (\*) in funzione della carica esplosiva, secondo Kasahara: —×—×— relazione fra  $W$  e  $a^*$ , secondo gli esperimenti di T. Murata; ⊙ stessa relazione nel caso di esplosioni nucleari: di Hardhat (1) e di Salmon (2).

Trascurando l'effetto legato alle diverse qualità degli esplosivi, Kasahara ottiene la seguente relazione fra  $W$  e  $a_o$ :

$$lg a_o = a + \beta lg W, \quad [4]$$

dove

$$a = 0,52 \quad e \quad \beta = 0,38.$$

Il valore di  $a_o$  potrebbe essere facilmente ottenuto, qualora esso coincidesse con il raggio della regione sferica, costituita da roccia perfettamente frantumata. Nella Fig. 4,  $a^*$  indica il raggio di una sfera di volume uguale al volume totale della roccia frantumata. Dalla figura risulta che  $a^*$  cresce con  $a_o$  e che quest'ultimo è parecchie volte più grande del primo. Questo fatto suggerisce una stretta relazione esistente fra

le due quantità, di chiaro interesse ai fini della conoscenza del meccanismo di generazione delle onde di origine esplosiva.

2. - Quanto è stato esposto immediatamente sopra, vale nell'ipotesi che il mezzo sia perfettamente elastico. Questa ipotesi è applicabile ai fenomeni che insorgono a sufficiente distanza dall'origine. Per fenomeni vicinissimi all'origine, l'ipotesi non è più applicabile, se noi escludiamo dalla discussione quel complesso di complicati fenomeni, che vanno — come si è visto — dalla completa distruzione del materiale ad una diffusa fratturazione. In tale spazio, il mezzo è soggetto al violento aumento dell'elevata pressione di detonazione, che provoca nel mezzo vari tipi di anormali fenomeni. Il più notevole è quello concernente la « stress-strain relation », che si presenta non più lineare nelle suddette condizioni, avendo come conseguenza l'osservazione di onde d'urto o plastiche (« shock waves or plastic waves ») in luogo di onde elastiche, nella regione su citata. Si è detto degli almeno tre stadi conseguenti ad un'esplosione. Il secondo stadio, caratterizzato — come propose G. Morris — da velocità di propagazione più grande di quella delle onde elastiche, termina quando il fronte d'urto raggiunge la distanza critica e la sua intensità decresce al livello del limite elastico del mezzo. Il meccanismo in questo terzo stadio è soggetto alla teoria classica della propagazione ondulatoria; pertanto, Kasahara ritiene ivi applicabile la teoria di Kawasumi e Yosiyama, che condurrebbe — come si è visto — alla determinazione della distanza di formazione di fronti d'onda, da ritenersi come raggio apparente dell'origine per esplosione (Fig. 4). (A questo riguardo, Morris ha sperimentalmente trovato che la distanza critica per una libbra di carica esplosa in arenaria è dell'ordine di quattro piedi).

Per quanto concerne la velocità nella seconda regione, esperienze di Okawa, Hirayama e Kiyota (\*) hanno dimostrato che la velocità delle onde d'urto è effettivamente maggiore della velocità delle onde elastiche nelle immediate vicinanze dell'origine.

Ad ogni modo, anche Kasahara conclude che il raggio apparente origine va inteso nel senso della distanza critica della teoria di Morris, più che il raggio dello spazio in cui la roccia viene finemente frantumata.

### 3. - *Deformazione della forma d'onda dovuta alla viscosità del mezzo.*

Quanto è stato detto finora, specie sulla scorta delle ricerche di Kasahara, ci autorizza a ritenere il raggio-origine delle onde elastiche



due o più volte maggiore di quello della regione frantumata, purché si tenga debito conto dell'alta pressione della detonazione. Le stime effettive del raggio origine sono, d'altronde, parecchie volte maggiori di  $a^*$ , così da rendere insufficiente la spiegazione della disparità sopra menzionata. Un'altra causa appare legata alla viscosità della roccia.

Basandosi sulla teoria di Ricker [Geophys., 15 (1950, 348)], Kasahara calcola l'apparente aumento del periodo caratteristico  $T_0$  con la distanza, basandosi sullo spettro  $S(\omega)$  tratto dalle sue ricerche e valendosi, per ottenere lo spettro alla distanza  $x = x$ , della formula

$$S'(\omega) = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^q k x} \cdot S(\omega),$$

avendo fatto  $q = 2$  (a titolo di prova), e le curve essendo state tracciate per diversi valori del parametro

$$\chi = kx.$$

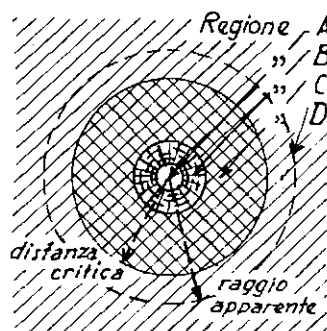


Fig. 5 - Visione schematica delle alterazioni in un mezzo solido elastico, conseguenti ad esplosioni. Regione A) cavità di scoppio; B) roccia frantumata; C) regione anelastica (plastica), fratturata; D) zona elastica. La linea tratteggiata limita l'apparente raggio-origine delle onde elastiche, quale risulta dai periodi caratteristici.

Al crescere di  $\chi$  la frequenza predominante dello spettro diviene minore. Kubotera valuta per le  $P$  (crosta terrestre)  $k = 7.9 \times 10^{-7} \text{cm}^{-1}$ ; ne deriva per  $\chi$  un valore dell'ordine di 0.4 per punti d'osservazione distanti 5 km dal punto di scoppio.

Il raggio origine  $a_0$  viene stimato dal 40 al 50% più grande, in conseguenza dell'aumento subito dal periodo caratteristico  $T_0$ . Non ostante le brevi distanze, le più alte frequenze delle onde subiscono una influenza relativamente grande in conseguenza della viscosità.

Kasahara trae, dalla discussione dei due fattori esaminati, la seguente imagine per le origini delle perturbazioni dovute ad esplosioni (Fig. 5). All'esterno della regione perfettamente frantumata (*B*) esiste una regione (*C*), in cui l'intensità delle tensioni cade al limite elastico della roccia durante la sua propagazione verso la distanza critica ( $r = a_c$ ). Le onde elastiche prendono quindi origine a questa distanza, per cui non  $a^*$  bensì  $a_c$  corrisponde all' $a_0$  di Kawasumi e Yosiyama. Le onde elastiche propagantesi da essa sono soggette all'effetto della viscosità della roccia, il che si traduce in un apparente aumento delle dimensioni-origine, come da citata figura. Kasahara dà la seguente stima approssimativa di questo raggio apparente,

$$a' = 1,5 a_0 = 3 \sim 5 a^* . \quad [4]$$

#### 4. - Spettro delle onde sismiche e magnitudo dei terremoti.

È stata provata la tendenza per la quale più grande è la magnitudo dei terremoti, più lungo diviene il periodo delle onde sismiche generate

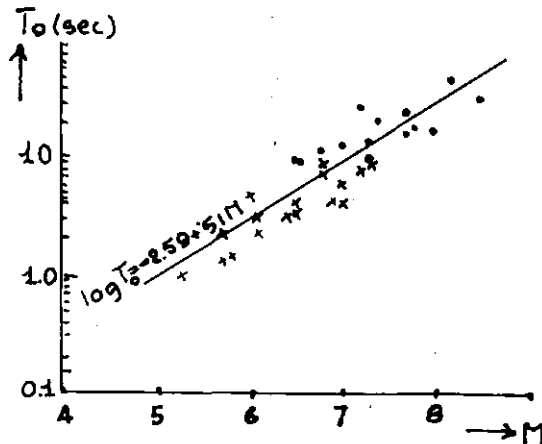


Fig. 6

all'origine. Gutenberg e Richter, p. es., hanno proposto la seguente formula:

$$\lg T = -0,82 + 0,22 M \quad (T = \text{periodo onde di massima ampiezza}; \\ M = \text{magnitudo}). \quad [5]$$

Il periodo dell'onda sismica dipenderebbe pertanto dalle dimensioni dello spazio-origine.

Kasahara studia, con il metodo dell'analisi spettrale, la fase iniziale (onde  $P$ ) di 21 terremoti distruttivi. Il risultato delle sue indagini (riassunto nella Fig. 6) lo ha condotto a ritenere pressochè lineare la relazione fra la magnitudo e il logaritmo di  $T_0$ :

$$\lg T_0 = \alpha + \beta M, \quad [5']$$

con  $\alpha$  e  $\beta$  costanti che, nel caso specifico, assumevano i valori

$$\alpha = -2,59; \quad \beta = +0,51.$$

Precisamente, Kasahara ha ottenuto:

	$\alpha$	$\beta$
per terremoti superficiali	- 0,78	0,28 $\pm$ 0,042
» » profondi	- 2,19	0,43 $\pm$ 0,047
Complessivamente (superficiali e profondi)	- 2,59	0,51 $\pm$ 0,033 .

Allo scopo di chiarire il significato fisico di  $T_0$ , Kasahara esamina il caso di una zona origine a forma sferica, risultante in una radiazione azimutale di tipo a quadranti, quale è stata studiata da Inouye.

Partendo dalla teoria di Inouye, e sulla base dei risultati delle sue personali ricerche, Kasahara ottiene la seguente relazione fra la velocità delle onde longitudinali  $V_p$  e il raggio origine  $a_0$  di tali onde,

$$\frac{2\pi a_0}{V_p T_0} \cong 0,7 \quad \text{da cui} \quad a_0 \cong 0,7 \frac{T_0 V_p}{2\pi}.$$

Per quanto riguarda l'energia accumulata nella zona origine, Kasahara osserva che essa, con riferimento alle onde radiate per il supposto modello, è  $n$  volte la differenza fra la energia di deformazione (« strain energy ») distribuita prima e dopo il terremoto,  $n$  essendo una costante dipendente dalla rapidità del mutamento di tensione (« stress change ») — valendo 1 per un processo rapidissimo e 0 per uno estremamente lento —.

L'energia di deformazione per unità di volume può essere scritta sotto la forma:

$$e = \frac{1}{2} \left[ (\lambda + 2\mu) (e_{rr} + e_{\theta\theta} + e_{\phi\phi})^2 + \mu (e_{\theta\varphi}^2 + e_{\varphi r}^2 + e_{r\theta}^2 - 4e_{\theta\theta}e_{\varphi\varphi} - 4e_{\varphi\varphi}e_{rr} - 4e_{rr}e_{\theta\theta}) \right],$$

considerata ad un punto  $(r, \vartheta, \varphi)$ , essendo  $\lambda$  e  $\mu$  le costanti di Lamé. Kasahara ottiene (Fig. 7) l'ammontare di energia in un guscio sferico ( $a_0 \leq r \leq r_0$ ) secondo la formula

$$E_{r_0} = \iiint e r^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dr = \left( \frac{1}{a_0^3} - \frac{1}{r_0^3} \right) F(\mu, a, b), \quad [6]$$

per  $\lambda = \mu$  ed essendo  $a$  e  $b$  costanti.

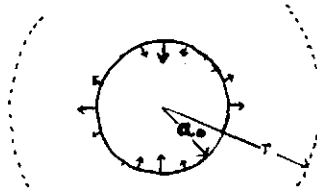


Fig. 7 - Accumulazione di deformazioni intorno ad una origine sferica.

Pertanto l'energia totale di deformazione, accumulata nello spazio esterno alla superficie origine, diviene:

$$E_{r_0 \rightarrow \infty} = \frac{1}{a_0^3} F(\mu, a, b). \quad [7]$$

Per semplicità, Kasahara suppone che la distribuzione delle tensioni si verifichi sulla superficie origine istantaneamente; allora l'energia totale secondo la formula [6], viene tutta radiata come onde sismiche.

In altri termini, supposta la superficie-origine soggetta ad una determinata iniziale distribuzione di tensioni e liberata d'un subito da essa, l'energia di deformazione distribuita attorno alla superficie-origine scompare, e — in sua vece — verranno osservate onde sismiche, la cui energia uguaglia la scomparsa energia di deformazione.

Kasahara considera il rapporto  $E_{r_0}/E_{\infty}$ , nella sua dipendenza da  $r_0$ , come indicatore per l'accumulo di *energia sismica*.

Nella Fig. 8 è disegnata la relazione fra  $E_{r_0}$  e  $r_0$ , nelle relative scale. Da essa risulta che l'80% dell'energia totale è accumulata in una corona sferica posta fra  $a_0$  e  $1.7 a_0$ .

Il volume della corona sferica così definita, può essere ritenuto l'effettivo volume d'accumulo per l'energia. Nei limiti della validità di dette approssimazioni, la densità dell'energia d'accumulo (valori medi) può essere rappresentata da:

$$\varepsilon = \frac{0,8}{V_e} E,$$

dove

$$V_e = \frac{4}{3} \pi a_0^3 \times 4. \quad [8]$$

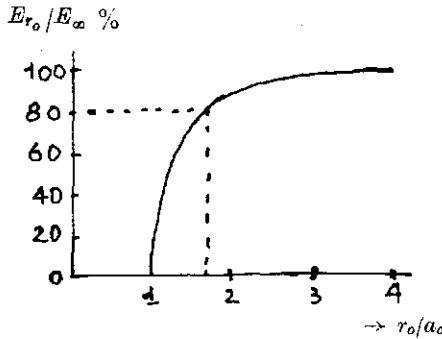


Fig. 8 - Volume di un guscio sferico intorno all'origine ed energia in esso accumulata (secondo Kasahara).

Fra le tante formule che danno  $E$  in funzione di  $M$  (magnitudo), quella di Gutenberg e Richter si esprime

$$\lg E = a + b M, \quad \text{dove } a = 11,8, \quad \text{e } b = 1,5.$$

Ottenuto  $E$ , p. es. con questa formula, e dedotto  $V_e$  dalla conoscenza di  $a_0$ , si può facilmente trarre  $\varepsilon$ . Kasahara riporta i risultati dei suoi calcoli nella Fig. 9; da essa si ricava che i valori di  $\varepsilon$  appaiono distribuiti entro un largo margine fra  $3 \times 10^2$  erg/c.c. e  $3 \times 10^4$  erg/c.c.

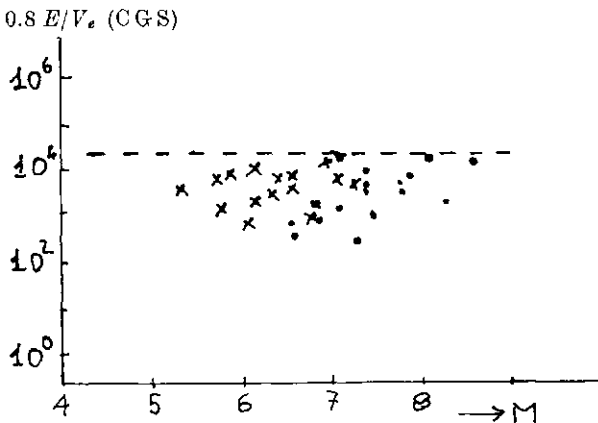


Fig. 9 - Apparente accumulazione della densità di energia attorno all'origine sismica, per terremoti superficiali (\*) e profondi (x). (Secondo Kasahara).

È questo, naturalmente, soltanto l'ordine di grandezza. Ad ogni modo, esso risulta attendibile e rientra fra i valori ottenuti da Tsuboi, sulla base di studi geodetici compiuti sulle deformazioni della crosta.

A pag. 345 è stata data una relazione fra  $T_0$  ed  $M$ , con riferimento alle onde spaziali [5']. Altri sismologi (Aki, Jones, Kanai ...) hanno fornito relazioni del genere, riassunte nel seguente specchietto:

Tipo di terremoto	Superficialissimo (Aki)	Superficiale-locale (Jones)	Moderatamente profondo (Kanai)
Onde $P$		$T^3 \cong M$	$T \cong M^{0,5}$
» $S$	$T \cong M^{0,3}$	$T^3 \cong M$	$T \cong M^{0,5}$

Dando lo stesso peso a relazioni ottenute con metodi diversi, sembra di poter affermare che i periodi delle onde  $P$  ed  $S$  sono proporzionali a  $M^{0,5}$  in caso di terremoti profondi, e ad  $M^{0,3}$  in caso di terremoti superficiali, approssimativamente.

##### 5. — *Comportamento del mezzo sotto l'azione di esplosioni nucleari.*

La letteratura sull'argomento comincia ad arricchirsi di contributi sempre più interessanti, sopra tutto da parte — per ovvie ragioni — di americani e di russi.]

Ci limiteremo, ai fini della presente discussione, ad alcuni lavori pubblicati sull'esplosione nucleare sotterranea di 5-kiloton ( $\pm 1$ ), provocata nel granito ad Hardhat. Theodore R. Bulkovich (\*) dimostra la possibilità di calcolare gli effetti dell'onda d'urto di un'esplosione nucleare sotterranea, usando un modello teorico, sfericamente simmetrico, idrodinamico, elasto-plastico. L'accordo fra calcolo e osservazione è tanto più stretto quanto più accurata la conoscenza delle proprietà elastiche e dinamiche dei materiali coinvolti nell'evento. Quando queste proprietà sono conosciute, l'accordo nella determinazione degli impulsi di pressione, delle velocità delle particelle (« peak particle velocities »), dei tempi d'arrivo dell'onda d'urto e della forma degli impulsi di pressione, rientra nei limiti delle incertezze delle misure.

Lo scoppio fu provocato a 290 m (286.2 m) sotto la superficie, al fondo di una profonda cavità verticale, ricavata nel granito (Nevada).

L'apparecchiatura intorno ad Hardhat (un vero « array ») ha consentito l'indagine in un'area stendentesi dalla regione idrodinamica a quella elastica. Furono fatte misure di tempi d'arrivo dell'onda d'urto nello spazio fra 7.35 e 24.1 m [Chabai and Bass, 1963]. Misure di impulso di pressione in due località: una di  $450 \begin{pmatrix} +50 \\ -25 \end{pmatrix}$  kb (kilobars) a m 5.51, ed un'altra di  $664 \pm 40$  kb a m 4.85.

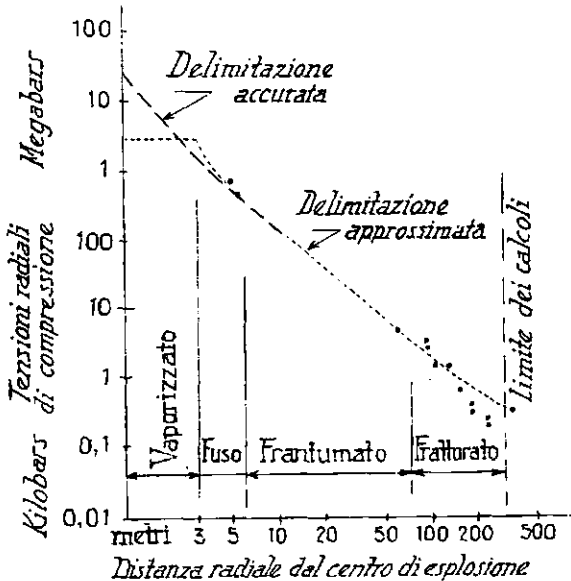


Fig. 10 - Evento nucleare sotterraneo di Hardhat. Nella figura, l'espressione « frantumato » sta per « frantumato e finemente crepacciato »: la zona relativa, nella sua parte esterna, contiene anche il guscio sferico caratterizzato da corrente plastica.

La rete di osservazioni sismiche predisposta fra 78 m e 160 m ha permesso di calcolare in 5526 m/sec la velocità media dell'onda d'urto.

Non possiamo riportare, per ovvie ragioni, i risultati delle indagini in parola. Osserveremo che, oltre a tensioni radiali (naturalmente le più forti) sensibili tensioni tangenziali furono osservate a m 61,8 dal centro di detonazione. Riescono qui di particolare interesse i risultati dell'osservazione, relativi alle zone investite dall'esplosione (Fig. 10). Il mezzo figura vaporizzato in un raggio di ca 3 m, fuso da 3 a 6 m ca,

frantumato o finemente fratturato da 6 a 75 m ca, crepacciato da 75 fino oltre 400 metri (limite della zona investigata). Per quanto concerne le misure di pressione, fu misurato un massimo di 4 kb ca, come tensione compressiva radiale, a 62 m ca di distanza (pari, in tempo, a ca 11 m sec) e 1,2 kb pari a 110 m ca (24 m sec circa).

Mezzo : *Granito*  
 Carica :  $5 \pm 1 \text{ kt}$   
 Profondità :  $286.2 \text{ m}$

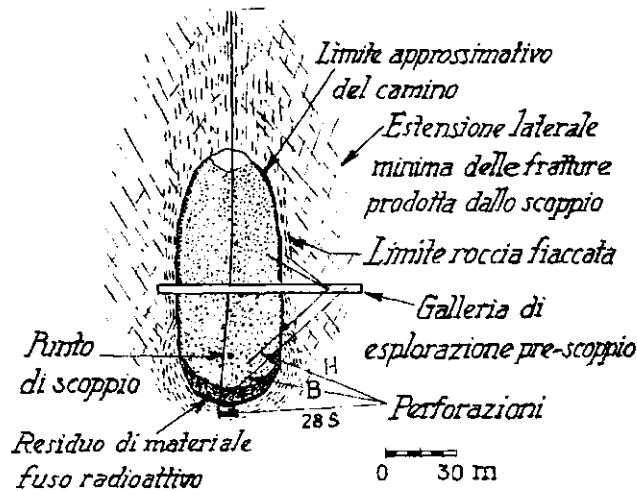


Fig. 11 - L'evento di Hardhat schematizzato nelle sue principali manifestazioni.

Un altro articolo interessante sul «Hardhat event» è quello di Nicolas M. Short (10). L'esplorazione post-esplosione comprende l'esecuzione di quattro fori approssimativamente radiali alla regione di scoppio (Fig. 10). Esemplari di roccia furono esaminati per indagare su variazioni nelle microstrutture, nella formazione plastica e nelle proprietà fisiche, quali la fermezza, le velocità soniche, la permeabilità ecc. in funzione delle pressioni d'urto fra 2, e 110-kb su distanze prescoppio di tre cavità radiali. Il raggio della cavità era di 19 metri. Il metodo di studio consiste nell'indagare sulla risposta del mezzo all'urto di pressione, in zone distribuite concentricamente intorno al punto di esplosione. Le proprietà peculiari di dette zone, riflettono lo stato di pressione e i modi di deformazione a cui furono soggetti. Così lo stato vitreo caratterizza la zona



«*idrodinamica*», in quanto il vetro solidifica da roccia fusa o vaporizzata: la zona «*plastica*» contenente roccia che mostra distorsione di grani e scorrimenti («*slip displacements*») nell'interno dei grani stessi: la zona «*frantumata*», contenente miriadi di microfratture. Queste ultime sfumano gradualmente in fratture più largamente spaziate, che divengono via via meno frequenti avvicinandosi al limite esterno della zona «*fratturata*».

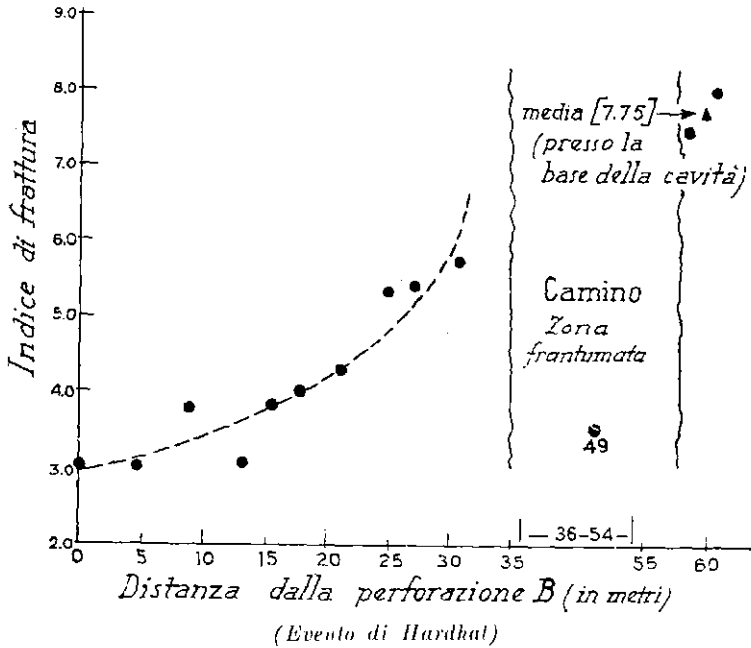


Fig. 12 - Variazione dell'indice di frattura nell'evento di Hardhat (secondo Short).

Esistono parecchi metodi per correlare le *microfratture* in rocce policristalline, con stati conosciuti di tensioni imposte sotto condizioni specifiche di peso. Generalmente l'*indice di frattura* è basato sulla stima del numero di fratture in gruppi di cinque o multipli di cinque, in ogni centinaio di grani osservati al microscopio. L'aumento della pressione provoca un generale aumento nel numero delle fratture. Le differenze di tensione nello strato di compressione o estensione (*decompressione*), determina un analogo aumento di microfratture oltre i valori critici della tensione, con orientazione predominante imposta dalle principali tensioni agenti. Nel caso specifico, furono esaminati esemplari di grano-diorite prima dello scoppio: risultò una generale assenza di fratture nel quarzo e un numero minimo nei feldspati. I grani di minerali variano

in diametro fra 0,2 e 5,0 mm. Le misure compiute in più luoghi dopo lo scoppio, rivelarono i cambiamenti provocati dalle tensioni indotte dal passaggio delle onde d'urto. Così l'indice di frattura, definito — come si è detto — come media della frequenza di fratture per sezione sottile, mostrarono il grado di microfratturazione subito dal mezzo attraversato. La fratturazione cresce gradualmente da un indice di 3.0

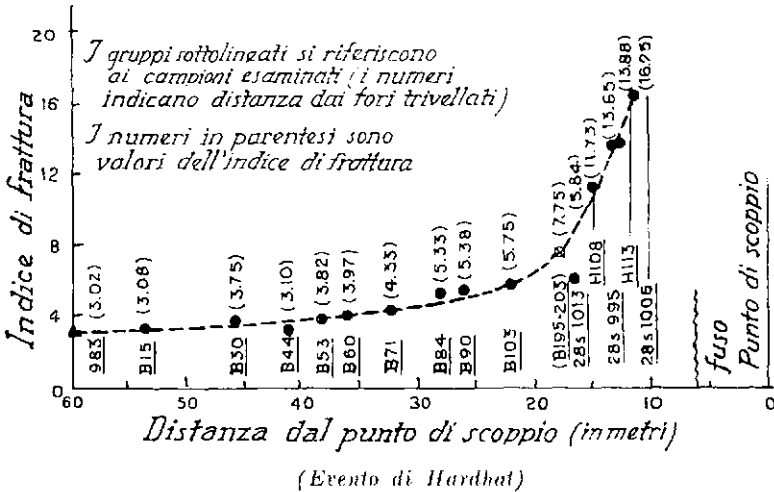


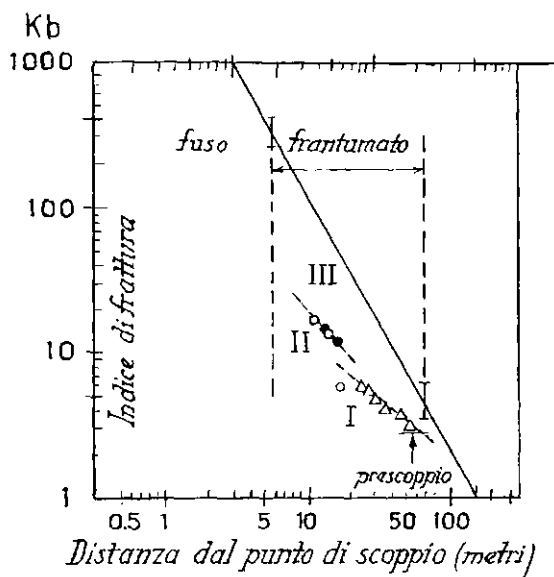
Fig. 13 - Variazione dell'indice di frattura nell'evento di Hardhat (secondo Short).

pre-scoppio a 7.5, sopra un intervallo di 36 metri, soggetto a pressioni che raggiunsero 50-kb a 18 metri dal punto di scoppio (Fig. 12). Presso la cavità (a m 10 dal punto di scoppio), l'indice cresce fino a 16.2 nel punto pari a 100-kb di pressione (Fig. 13). Fratture estese nel quarzo, mostrano orientamenti preferenziali presso la cavità, tendendo a divenire casuali, esternamente. Grani di quarzo in granodiorite in zone interessate da punte di tensioni con pressione sopra 50-kb, contengono da 2 a 5 serie di superficie parallele (« planar ») per grano. Queste appaiono svilupparsi per adattamenti plastici in roccia intensamente scossa.

*Correnti plastiche* risultano quando viene superato un valore critico delle tensioni, al quale corrisponda un superamento del limite elastico dinamico durante il carico o del limite elastico statico durante lo scarico. Sicché alle pressioni radiali, in attenuazione con la distanza, corrispondono effetti divergenti entro piani normali alla direzione di propagazione delle onde. Quando la fermezza trasversa del mezzo è nettamente

superata, il materiale non può resistere alle tensioni differenziali e perciò tende a fluire idrodinamicamente (Fig. 14).

Nella zona fratturata, la fermezza tensile del mezzo controlla il collasso.



(Evento di Hardhat)

Fig. 14

La simmetria sferica di propagazione e formazione dei fenomeni è naturalmente soltanto un'utile semplificazione: in realtà, l'esistenza di inomogeneità e discontinuità nel mezzo, altera notevolmente la su detta simmetria, di modo che, alla stessa distanza, su differenti direzioni, si possono osservare differenti effetti.

Anche l'orientazione dei piani cristallografici può influire sulla microfratturazione nei grani, specie per pressioni sotto 50-kb, nonché le risultanti delle differenze di tensione fra grano e grano. Alle pressioni più elevate i singoli cristalli esercitano un controllo attenuato perchè tutti i grani rispondono in senso unitario ad una direzione dominante della tensione imposta all'aggregato intergranulare. La fermezza tensile di ogni grano viene allora così largamente superata, che il collasso può verificarsi pressochè a livello atomico, indipendentemente dall'orientazione.

Butkovich (luogo citato) calcola il limite plastico esterno ad Hardhat sulla base di un limite dinamico elastico (corrispondente a deformazione estrema) di 40-kb, ad una distanza di m. 19.5. Sulla base esclusiva del

primo apparire della serie di fratture « planar » nel quarzo, considerato come sintomo per l'inizio di corrente plastica, la testimonianza petrografica pone il limite plastico approssimativamente a m 15.5 (60-kb). Sulla base dell'accartocciamento (« *kinking* ») della biotite, tale limite sarebbe vicino a m 22.5 (30-kb). Il limite elastico-inelastico, per un valore preliminare di 5-kb, è a 66.5 metri. Se si ritiene che la tensione di fratturazione segni l'inizio della zona inelastica, la distanza alla quale la microfratture cominciano a crescere sopra i valori di prescoppio è a 56.0 metri. Ciò concorda ragionevolmente con i m 66.5 ottenuti da Butkovich. L'entità delle variazioni nel grado di microfrattura è quindi tecnica adeguata per la stima della posizione di questi limiti, indipendentemente da altri metodi.

La zona delle correnti plastiche può quindi esser delimitata fra m 19 e m 65 ca.

Per quanto concerne la velocità delle onde longitudinali, alla profondità di 297.5 metri — prima dello scoppio — questa era di 5800 m/sec e di 5910 m/sec a 267.1 metri. L'indice di frattura a dette profondità — sempre prescoppio — era di 2.70 e 3.20 rispettivamente. Dopo lo scoppio — per profondità da 4.5 a 18 metri circa — la velocità scendeva da 5800 m/sec a 4400 m/sec (kb-15; indice di frattura 4.34) fino a 21 m di profondità, e a 3950 m/sec per 31.0 metri di profondità (kb-32; indice di frattura 4.42). Alla profondità di 32.6 metri si era già in zona anelastica (kb-60; indice di frattura 11.73); così a 34.0 m (kb-83; indice di frattura 13.88). In altra direzione, a m 58.7 (kb-43?; indice di frattura 7.50) la velocità era ancora 2900 m/sec, così pure a 61 m (kb-45?; indice di frattura 7.88).

Figure notevoli sono le 10, 11, 12, 13, 14, riassunto delle indagini compiute da Butkovich e da Short.

Un altro esperimento di esplosione nucleare sotterranea ha consentito, recentemente, l'effettuazione di preziose indagini. Si tratta del « Salmon seismic experiment » realizzato il 22 Ottobre 1964 vicino a Hottiesburg (Mississippi), nel punto di coordinate 31°08'31",6 N; 89°34'11",8 W. Una carica nucleare di  $5,3 \pm 0,5$  Kt fu fatta esplodere nel duomo di sale <sup>(1)</sup> Tatum, ad una profondità di 827,8 m. Dal punto di vista sismologico, l'esplosione fu registrata nel raggio di 2500 km come un telesisma di magnitudo 4,35. Le onde longitudinali *P* mostrarono asimmetria nella propagazione, con maggiori ampiezze, *maggiori velocità apparenti* e *più elevate frequenze* (a conferma di quanto era stato ottenuto da Caloi per le piccole distanze <sup>(1)</sup>) verso il Nord e il Nord-Ovest che non

*Errata corrige.* — A pag. 355, riga 7<sup>a</sup>, leggasi Fig. 16 invece di 15.  
A pag. 357, riga 6<sup>a</sup>, leggasi Fig. 17 invece di 16.  
A pag. 357, riga 8<sup>a</sup>, leggasi Fig. 15 invece di 17.

verso Ovest. La propagazione delle onde sismiche venne studiata sotto diversi aspetti <sup>(12)</sup>, <sup>(13)</sup>, <sup>(14)</sup>, <sup>(15)</sup>, <sup>(16)</sup>. Su di essa, naturalmente, noi qui non ci intratterremo, sebbene ci sembri di notevole interesse particolarmente lo studio di Archanbeau, Flinn e Lambert <sup>(15)</sup>, in cui, fra l'altro, vengono calcolate le velocità delle onde longitudinali nell'interno della Terra, atte a giustificare i tempi osservati in corrispondenza del « Salmon event ». La Fig. 15, che riassume i risultati dei calcoli, mostra chiara-

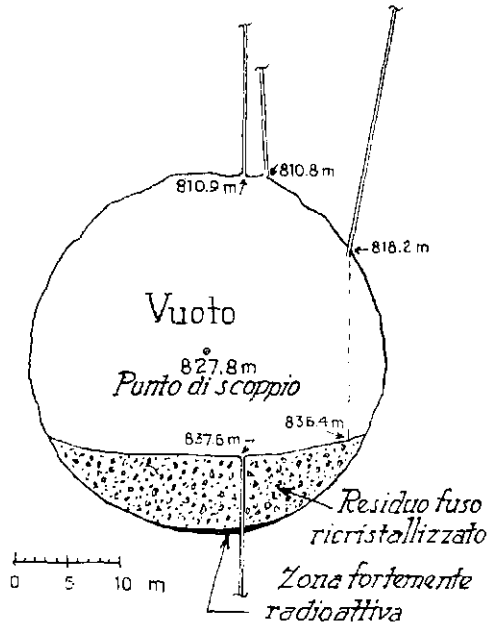


Fig. 15 - Evento di Salmon: configurazione nei pressi del punto di scoppio.

mente la zona a flessione di velocità, al di sotto della crosta terrestre, tanto a lungo studiata da Gutenberg, e nella quale avviene la canalizzazione dell'energia sismica (canale astenosferico), come ha provato Caloi con la scoperta delle onde *Pa*, *Sa* (1953).

Ma per ciò che a noi qui più interessa, merita di essere citato, oltre al lavoro di Werth e Randolph <sup>(12)</sup>, anche quello di Rawson, Randolph, Boardman e Wheeler <sup>(16)</sup>.

Da queste ricerche, risulta che nella zona dello scoppio si è formata una cavità di forma sferica di un volume di circa 20.000 m<sup>3</sup>, corrispondente ad una sfera di 17 metri di raggio. Calcoli più accurati precisano per questo raggio il valore di metri  $17,4 \pm 0,6$ . (Si ritiene che il raggio

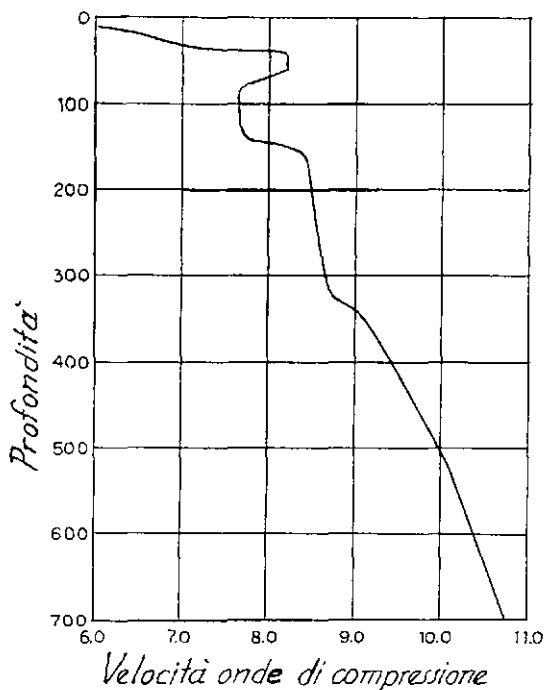


Fig. 16 - Evento di Salmon: variazione della velocità delle onde longitudinali con la profondità. In netta evidenza appare la zona a flessione di velocità (Gutenberg), in cui avviene la canalizzazione dell'energia sismica (Caloi)

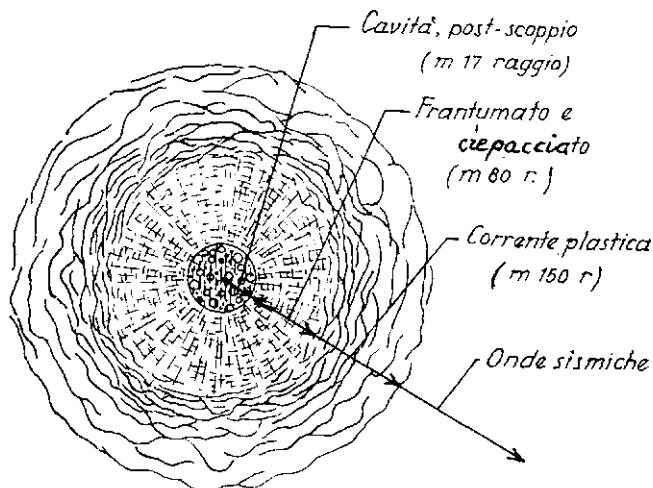


Fig. 17 - Evento di Salmon: successione delle quattro principali fasi, associate all'esplosione.

apparente della cavità nell'attimo dell'esplosione sia stato di 24 m, contrattosi poi a 17 m ca).

Come per l'evento di Hardhat, anche per questa esplosione si è osservato l'ordine abituale di alterazione del mezzo:  *fusione, frantumazione e fratturazione, corrente plastica e, da ultimo, zona propriamente elastica* (onde sismiche). Tale successione è riassunta nella Fig. 16.

L'esplosione ha fuso circa  $5.4 \times 10^6$  kg di roccia, parte raccolta sul fondo in sale ricristallizzato (Fig. 17). Gran parte dell'energia di esplosione fu trasformata in calore tutto attorno al punto di scoppio, per un raggio di 45 m. La roccia intorno alla cavità fu fortemente microfratturata, pur contenendo alcune macrofratture. La porzione maggiormente fratturata attorno alla cavità fu osservata nella regione fra 39 e 50 m sotto il punto di scoppio.

I volumi di roccia, interessati dalle successive alterazioni, furono nettamente superiori a quelli osservati nella esplosione di Hardhat. Ciò è dovuto in piccola parte alla carica maggiore usata nell'evento di Salmon, ma, soprattutto, alla diversità del mezzo in cui si verificarono i due eventi: granito per Hardhat, duomo di sale per Salmon. In questo secondo evento, p. es., il limite esterno della zona elasto-plastica è stato più che doppio (150 m) di quello osservato per Hardhat (67 m).

6. — Da quanto precede, si possono trarre le seguenti conclusioni, con particolare riferimento alla determinazione del modulo di elasticità di una roccia, o di un sistema roccioso.

Prescindiamo dai metodi di laboratorio (applicabili a campioni di roccia), i quali possono avere indubbio interesse scientifico nella ricerca delle caratteristiche dinamiche di un determinato tipo di roccia, legate alla sua costituzione cristallina, ai suoi piani di sedimentazione, ecc., ma i risultati dei quali non possono evidentemente essere estrapolati agli ammassi rocciosi «in sito». Per questi, è giuocoforza ricorrere ai metodi dinamici. Questi però possono essere usati con vantaggio solo provocando nella roccia esplosioni di piccola intensità, e registrando a non immediata distanza. Sono i metodi basati sul rilevamento della velocità delle onde longitudinali e trasversali, da uno di noi introdotti in Italia fin dal 1948: metodi semplicissimi, per nulla dispendiosi, facilmente ripetibili sugli stessi tragitti (<sup>17</sup>).

Vanno invece senz'altro abbandonati quei metodi macchinosi che richiedono la creazione di gallerie o cunicoli, con l'uso forzato di enormi quantità di esplosivo. E vanno abbandonati non tanto per il loro costo — incomparabilmente più elevato di quello che si avvale del semplice rileva-



mento della velocità delle onde elastiche — o per altri gravi inconvenienti già in precedenza rilevati (18), ma soprattutto per la loro inidoneità. In tali metodi, infatti, si sperimenta sulla roccia lasciata libera dalle esplosioni, roccia che — come si è visto — rientra in pieno nella regione in cui l'elasticità è stata profondamente alterata, fino al livello molecolare. Il modulo di Young di tale roccia residua non può manifestamente essere esteso a tutto l'ammasso circostante, dove il modulo stesso risulterà, in generale, enormemente più elevato.

## BIBLIOGRAFIA

- (1) CALOI P., *Sulla dispersione delle onde sismiche nell'ambito delle altissime frequenze*. « Annali di Geofisica », **X** (1957).  
 CALOI P., *Dispersione delle onde sismiche nell'ambito delle altissime frequenze*. « Rend. Accad. Naz. Lincei », Cl. Sc. fis., mat. e nat., serie VIII, **XXIV**, 3 (1958).
- (2) BELYAEV A. F. e SADOVSKII M. A., *Explosion*. Enciclopedia Sovietica, **7**, 626 (1951).
- (3) MORRIS G., *Geophysics*, **15**, (1950).
- (4) VANEK J., *Transitional Zone in the classical Region for Explosions in solid Materials*. « Czechosl. Journ. Phys. », **4**, (1954).
- (5) KIRILLOV F. A., *Effetti sismici di un'esplosione* (in russo). Trudy Seism. Inst. AN SSSR. **121**, (1947).
- (6) KASAHARA K., *The Nature of seismic Origins as Inferred from Seismological and Geodetic Observations* (1). « Bull. Earthq. Res. Inst. », University of Tokyo, **XXXV**, 3, (1957).
- (7) KAWASUMI H. and YOSIYAMA R., *On an Elastic Wave Animated by the Potential Energy of Initial Strain*. « Bull. Earthq. Res. Inst. », University of Tokyo, **XIII**, 3, p. 497, (1935).
- (8) OKAWA T., HIRAYAMA M. and KIYOTA K., *Journ. Industr. Explos. Soc., Japan*, **18** (1957) (in giapponese).
- (9) BUTKOVICH THEODORE R., *Calculation of the Shock Wave from an Underground Nuclear Explosion in Granite*. « Journ. Geophys. Res. » **70**, 4, (1965).
- (10) SHORT NICHOLAS M., *Effects of Shock Pressures from a Nuclear Explosion on Mechanical and Optical Properties of Granodiorite*. « Journ. Geophys. Res. », **71**, 4, (1966).
- (11) WERTH GL. and RANDOLPH PH., *The Salmon Seismic Experiment*. « Journ. Geophys. Res. » **71**, 14, 3405-3413 (1966).
- (12) WARREN DAVIT H., HEALY J. H. and JACKSON WAYNE H., *Crustal Seismic Measurements in Southern Mississippi*. « Journ. Geophys. Res. », **71**, 14, 3437-3458 (1966).

- (13) SPRINGER Donald L., *Calculation of First-Zone P wave for Salmon Event and for Decoupled Sources.* « Journ. Geophys. Res. », **71**, 14, 3459-3467, (1966).
- (14) JORDAN James N., MICKEY Wendell V., HELTERBRAN Wayne, and CLARK DON M., *Travel Times and Amplitudes from the Salmon Explosion.* « Journ. Geophys. Res. », **71**, 14, 3469-3482, (1966).
- (15) ARCHAMBEAU C. B., FLINN E. A. and LAMBERT D. G., *Detection, Analysis, and Interpretation of Teleseismic Signals (1966).* « Journ. Geophys. Res. », **71**, 14, 3483-3501, 1. *Compressional Phases from the Salmon Event.*
- (16) RAWSON D., RANDOLPH P., BOARDMAN C., and WHEELER V., *Post-Explosion Environment Resulting from the Salmon Event.* « Journ. Geophys. Res. », **71**, 14, 3507-3521, (1966).
- (17) CALOI P., SPADEA M. C., *Principali risultati conseguiti durante l'osservazione geodinamica, opportunamente estesa nel tempo, di grandi dighe di sbarramento, e loro giustificazioni teoriche.* « Annali di Geofisica », **XIX**, 3, (1966).
- (18) SEMENZA C., *Su un sistema di valutazione comparativa delle caratteristiche elastiche delle masse rocciose.* « Atti Ist. Ven. Sci. Lett. ed Ar. », Tomo **CXIII**, 1954-1955, Cl. scien. mat. e nat.
-