

3. *Mecanismo de rebote para la energía liberada en un terremoto y en procesos de deslizamiento asísmico*

R. TEISSEYRE

Instituto de Geofísica.
Academia de Ciencias de Polonia, Varsovia

1. UN MODELO DE ZONA SISMICA

En este estudio, se presenta un modelo de mecanismo de terremoto, teoría de fractura y liberación de energía sísmica, tomando como modelo un medio elástico con una distribución continua de defectos (dislocaciones, grietas).

En este trabajo, se utiliza un campo de densidad de dislocaciones juntamente con un campo de densidad de fracturas. Las expresiones que relacionan estas densidades se basan en el teorema de equivalencia entre una fractura y un conjunto de dislocaciones. La concentración de esfuerzos ejercida por una distribución de dislocaciones sobre la primera dislocación es igual a $\tau = n\tau_0$, donde τ_0 es un campo regional de esfuerzos. Para distribuciones continuas obtenemos que la densidad de fracturas α_c es menor, en un factor τ^{-1} , que la densidad equivalente de dislocaciones α :

$$\alpha_c = \alpha \tau^{-1}$$

En una serie de trabajos anteriores (Teisseyre, 1980; 1985, a y b; 1986) hemos introducido la ecuación de evolución para un medio saturado por una distribución de fracturas, considerando que una deformación previa está relacionada con el flujo e interacción de fracturas. Se ha introducido un proceso de rebote (Teisseyre, 1985, a y b) analizando la ecuación de evolución de esfuerzos y la cantidad de flujo de fracturas.

Una consideración más rigurosa, incluyendo la ley de conservación para una densidad de dislocación (Teisseyre, 1985, b), tiene en cuenta dislocaciones de un tipo (las que tienen el mismo signo). Una grieta individual es equivalente a dos series de dislocaciones, cada una de diferente signo,

referidas a distintos extremos de la fractura (grieta) y moviéndose en direcciones opuestas en un campo de esfuerzos dado. De este modo, usaremos en realidad dos densidades de dislocaciones diferentes, α y β , relacionadas con los signos dados a las dislocaciones, por lo tanto, también introduciremos la cantidad de movimiento de la fractura V_α y V_β . Nuestra ecuación puede ser simplificada posteriormente utilizando la velocidad relativa $V = V_\alpha + V_\beta$. Para valores positivos de V (elección convencional) obtendremos (para constante material definida positivamente) que los esfuerzos aumentaran; por el contrario, para valores negativos ($V < 0$) observaremos una disminución de esfuerzos que se relaciona con el agrupamiento y concentración de fracturas. Teniendo esto en cuenta, podemos encontrar que los valores positivos de una velocidad relativa describen la prolongación de la fractura, mientras que las velocidades negativas describen el agrupamiento y unión de grietas (fig. 1). El campo de movimiento de rebote corresponde a las velocidades negativas (Teisseyre, 1985). Un movimiento de rebote acumulativo podría conducir a procesos de fractura acompañados de caída de esfuerzos y liberación de energía.

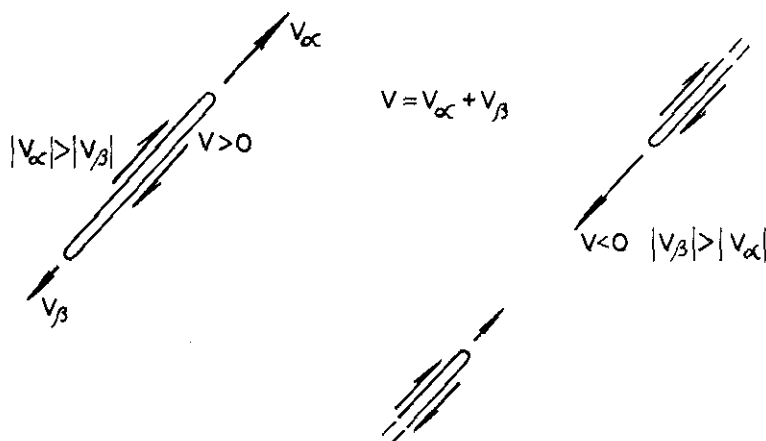


Figura 1.—Extensión de una grieta y agrupamiento de dos ($v < 0$).

Otros ejemplos del movimiento de rebote están referidos a la fase de compresión precedida por dilatación (fig. 2) y a la compensación de esfuerzos de cizalla por una grieta principal precedida por una fracturación de cizalla premonitoria en las condiciones de presión confinada (fig. 3).

Cualquier proceso de fracturación está incorporado en la teoría de evolución del campo de fractura. La teoría está basada en las siguientes relaciones: 1) la ecuación de compatibilidad para deformaciones compuestas por parte elástica y no elástica; 2) la relación entre densidad de defectos y deformación no elástica; 3) la relación entre los esfuerzos y la deforma-

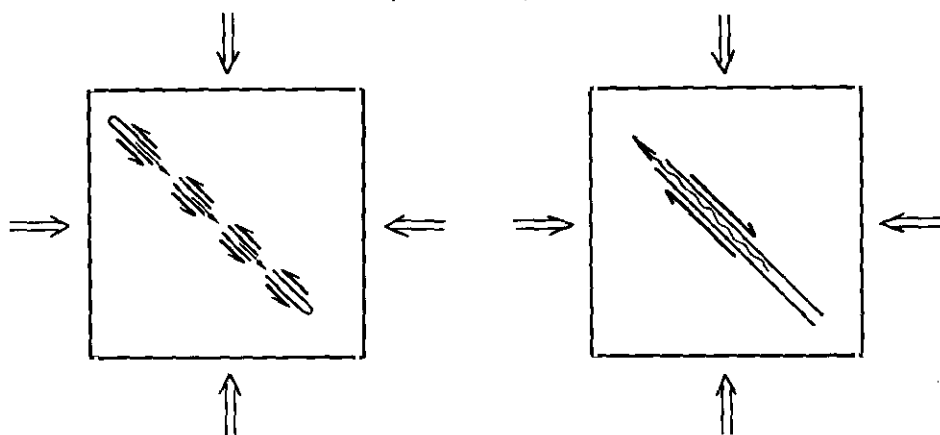


Figura 2.—a) Extensión de una grieta de cizalla paralela y formación de una grieta de tensión (dilatancia). b) Proceso de rebote: cierre de grieta en el mismo campo de la cizalla anterior.

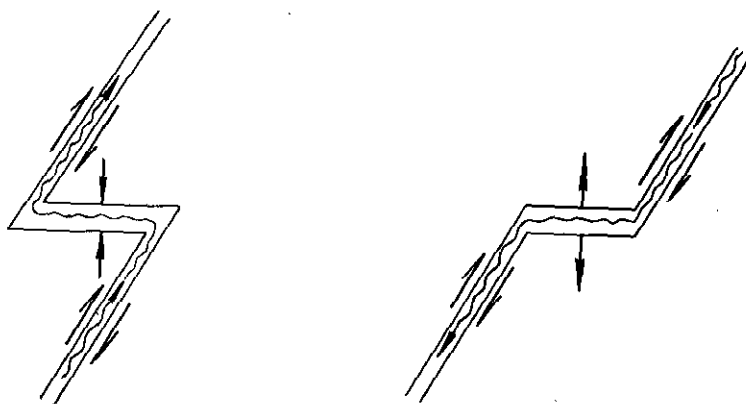


Figura 3.—Fracturas de cizalla formadas en una muestra bajo presión confinada, parte izquierda; mientras que en la parte derecha se presenta un proceso de rebote elástico en el que las cizallas están compensadas por una fractura con desplazamiento opuesto.

ción no elástica para medios viscosos, y 4) la ecuación de continuidad para flujo de densidad de dislocaciones. Estas relaciones se expresan por las siguientes ecuaciones:

$$\text{rot}_1 \text{rot}_2 (e + \varepsilon) = 0 \quad [1]$$

$$\alpha = \text{rot}_2 \varepsilon \quad [2]$$

donde los índices en [1] y [2] se refieren al primer y segundo índice del

tensor de deformación elástica, e , y no elástica, ε ; α es la densidad de defectos y V la velocidad de flujo:

$$\varepsilon \sim \tau^n \quad [3]$$

donde τ son los esfuerzos y el exponente n se supone, posteriormente, igual a 3:

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_{mn} + \frac{\partial}{\partial x_s} (\alpha_{mn} V_s - \alpha_{ms} V_n) = 0 \quad [4]$$

Además, introduciremos la condición adicional para la caída de esfuerzos en un proceso sísmico para tener en cuenta los procesos de unión y agrupamiento de defectos.

Como hemos mencionado, nuestro modelo presenta un medio saturado de fracturas. Los esfuerzos relacionados con el campo de fracturas son llamados aquí esfuerzos internos. Para dar cuenta de la respuesta del medio, empezando primero con esfuerzos y deformaciones elásticas, introducimos consecutivamente las deformaciones plásticas y viscoelásticas e igualmente añadimos a los esfuerzos regionales iniciales el campo de esfuerzo adicional, esfuerzos internos. Este tratamiento corresponde a la aplicación alternativa de Maxwell y Voigt-Kelvin para la respuesta del medio en una etapa de deformación cada vez más avanzada. Estos modelos son equivalentes a un cuerpo elástico saturado de defectos. Sin embargo, una vez que son determinadas las ecuaciones que gobiernan los esfuerzos internos, no estamos obligados a repetir este procedimiento otra vez.

La solución particular de la condición de incompatibilidad para el modelo de Maxwell (deformaciones dadas por la suma de deformaciones elásticas e y viscoplásticas ε) sugiere aquí una posible relación constitutiva para defectos-esfuerzos (Teisseyre, 1980, 1985):

$$\alpha = A \operatorname{rot}_2 \tau \quad [5]$$

donde el subíndice se refiere al rotacional del segundo subíndice del tensor τ .

La ecuación de movimiento para un flujo de densidad de fracturas puede deducirse también a partir de algunas consideraciones teóricas (utilizando la condición de compatibilidad y la ecuación de continuidad para las líneas de dislocaciones (Teisseyre, 1980, 1985) y confirmadas por algunos resultados experimentales (Wiederhorn, 1967; Garofalo, 1966; Shamine y Paulov, 1979). Las ecuaciones consideradas se toman de la siguiente forma:

$$\alpha V = \beta (\tau - \tau_f)^3 \quad [6]$$

donde τ_f son los esfuerzos de fricción.

2. EVOLUCION DE ESFUERZOS Y BALANCE DE ENERGIA

Para el caso perpendicular (fractura de cizalla transversal) y el caso paralelo (fracturas de cizalla y de tensión) podemos eliminar de las relaciones [5] y [6] una densidad de dislocación. De esta forma se obtienen ecuaciones que determinan la evolución de los esfuerzos internos.

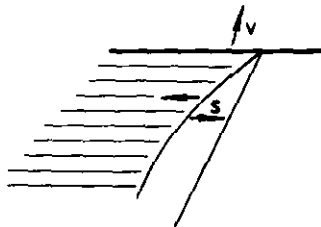


Figura 4.—Movimiento de una fractura de cizalla transversal en la dirección X .

Para el caso perpendicular (fig. 4) tenemos un movimiento en la dirección x_1 con $x = x_1 - Vt$:

$$(S - S_F)^3 = CV \frac{ds}{dx} \quad [7]$$

donde $S = \tau_{32}$, $V = V_1$, $C = A/B$.

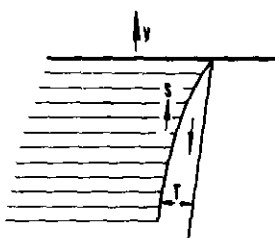


Figura 5.—Movimiento de una fractura de cizalla y una de tensión en la dirección X .

Para el caso paralelo (fig. 5) tenemos:

$$(S - S_F)^3 = CV \left(\frac{\partial S}{\partial X} - \frac{\partial T}{\partial y} \right); \quad (T - T_c)^3 = -CW \left(\frac{\partial S}{\partial X} - \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad [8]$$

donde $S = \tau_{12}$, $T = \tau_{11}$, $V = V_1$, $W = V_2$, $x = x_1 - Vt$, $y = x_2 - Vt$ y T_c son los

esfuerzos de cohesión. A partir de las dos últimas ecuaciones, se obtiene una relación importante para $S_F = T_c = 0$:

$$\frac{S^3}{T^3} = -\frac{V}{W}$$

que explica la posible secuencia de movimientos de cizalla y de tensión (fig. 6). Para resolver la ecuación [7] o el sistema [8] necesitamos condiciones adicionales para el flujo de velocidad y para los esfuerzos.

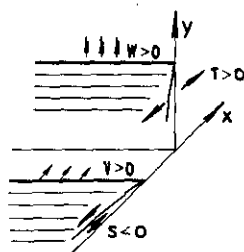


Figura 6.—Secuencia de una fractura de cizalla y una de tensión moviéndose en la dirección X e Y respectivamente.

Siguiendo varios trabajos, utilizamos aquí el criterio de balance de energía. Este toma la forma para el caso perpendicular:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \rho \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{n\mu} S^2 \right] = -V(1-V^2)^{-1/2} K^2 \alpha_c - VS_F \alpha \quad [9]$$

El miembro de la izquierda representa la proporción de energías cinética y de deformación, mientras el derecho describe términos relativos al flujo material. Aquí, el primer término es debido al aumento de fracturas cuasi-estáticas: la cantidad de energía necesaria para la creación de una unidad de superficie de fractura; esta expresión ha sido obtenida por Kostrov *et al.* (1969), y está multiplicada aquí por una densidad de fractura α_c ; tendremos en cuenta la diferencia entre densidad de dislocación y fractura, la última es proporcional a $S^{-1} ds/dx$. Se considera que el factor intensidad de esfuerzos, K , es proporcional al esfuerzo interno S . Puede demostrarse que el paso a un caso dinámico se obtiene cuando sustituimos $K \rightarrow K(1-|V|)^{1/2}$ (Eshelby, 1969). El segundo término representa la cantidad de trabajo de fricción. Introducimos aquí cantidades adimensionales para la velocidad (en unidades de la velocidad de la onda de cizalla), para esfuerzos y fricción ($\mu=1$). Después de algunos pasos y con nuevas definiciones para las constantes (de acuerdo con unidades adimensionales),

obtenemos a partir de la relación [9] las siguientes ecuaciones para el gradiente de la velocidad:

$$\frac{dV}{dx} = \{(1 - V^2)^{-1/2} K^2 - S(1 + V^2) - S_F\} \frac{S}{CV^2} \quad [10]$$

para el caso cuasiestático, y

$$\frac{dV}{dx} = \{(1 - |V|)^{1/2} (1 + |V|)^{-1/2} K^2 - S(1 + V^2) - S_F\} \frac{S}{CV^2} \quad [11]$$

para el caso dinámico.

La fricción se supone que es dependiente de la velocidad y de la proporción de velocidad; también se introduce aquí algún tipo de barrera para limitar la velocidad de fractura cuando se aproxima a la unidad (la velocidad de la onda de cizalla) comparando con figura 7.

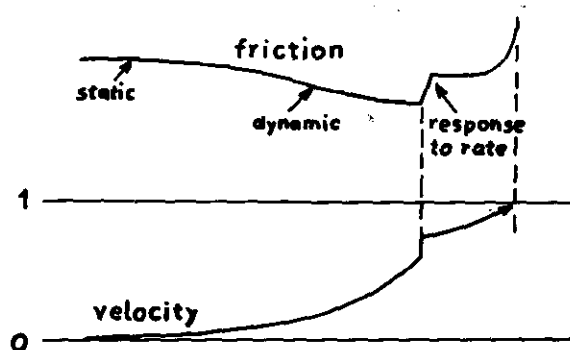


Figura 7.—Diagrama esquemático de la velocidad y de la tasa de velocidad dependiente de la fricción.

Nuestro sistema de ecuaciones forma un conjunto no lineal que puede ser resuelto numéricamente. En un campo de rebote, cuando la velocidad de fractura se hace negativa, los procesos de unión y agrupamiento de fracturas conducen a caída de esfuerzos y liberaciones de energía.

En nuestra teoría se presupone que se produce una caída de esfuerzos cuando el movimiento de rebote alcanza un extremo. El valor de la caída de esfuerzos se considera proporcional al campo de esfuerzos internos real y a la velocidad de flujo:

$$\Delta S = HS|V| \quad 0 \leq H < 1 \quad [12]$$

El coeficiente H puede determinarse considerando que buscamos el proceso sísmico más efectivo. Para definirlo, consideramos el caso $H=0$ (no hay caída de esfuerzos). En este caso, el campo de rebote ($V<0$) describe una liberación lenta de energía para procesos de deslizamientos no elásticos únicamente (rebote de deslizamiento total). Definimos el campo de rebote por la integral $\int_{V<0} |V| dt = d$, donde d representa la distancia lineal en la que tiene lugar el proceso de deslizamiento. Analizando el campo de esfuerzos y velocidades, encontramos que d alcanza el valor más alto para $H=0$, o cuando H se aproxima a 1, mientras que para un cierto valor del campo de rebote alcanza el valor mínimo d_H . Para nuestro caso, $H \cong 0,4$; en la figura 8 se representa el comportamiento de S y V para $H=0,4$ y $H=0,8$. La condición establecida anteriormente, en nuestro caso es equivalente al requisito de que el tiempo de deslizamiento posterior a un terremoto sea lo más corto posible: $\int_{V<0} dt = \min$.

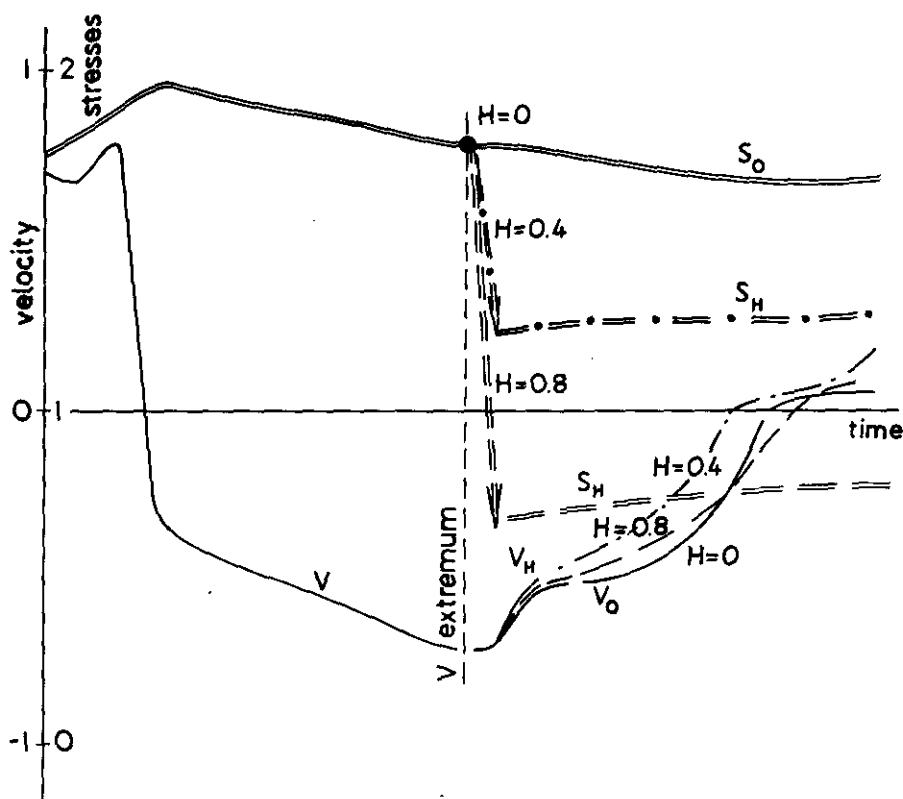


Figura 8. Esfuerzos (líneas dobles) y caída de esfuerzos para diferentes valores de H ; esfuerzos en escala convencional relativa (S/S_{regional}) ($5/S_{\text{regional}}=1$); velocidad en unidades velocidad de ondas de cizalla, tiempo en escala convencional.

Una simulación numérica de un proceso sísmico para un caso simple se obtiene cuando los esfuerzos y velocidades de fractura dependen de una variable $x = x_1 - Vt$. En el procedimiento numérico podemos volver al dominio del tiempo dividiendo los incrementos $\Delta\lambda$ por $|V|$. Los ejemplos de simulación numérica se dan en las figuras 9 y 10. En ellos hemos utilizado cantidades adimensionales con $\mu = 1$. Observemos que, después de entrar en el campo de rebote ($V < 0$), las velocidades alcanza valores extremos y tiene lugar una caída de esfuerzos.

Ahora subsiste el problema de cómo estimar el valor de la energía liberada. Áparentemente podemos calcularla integrando en el campo de rebote con velocidades en el rango dinámico ($|V| > c$) y tomando como integrando una proporción de energía $|\alpha V|S$. Más exactamente, sería igual a $|\alpha V| \left(S - \frac{\Delta S}{2} - S_F \right)$ con una parte $|\alpha V| \cdot S_F$ correspondiente a la energía disipada por el calor de fricción:

$$E = \int_{V < -c} |\alpha V| \left(S - \frac{\Delta S}{2} - S_F \right) dt$$

En el modelo simplificado, la energía sísmica liberada puede ser estimada a partir de la diferencia entre la energía total de deslizamiento (no hay esfuerzo sísmico, $H = 0$) y la energía remanente de deslizamiento:

$$E \sim \int_{V < 0, H=0} |\alpha_0 V_0| (S_0 - S_{F0}) dt - \int_{V < 0, H} |\alpha_H V_H| (S_H - S_{FH}) dt$$

donde α_0 , V_0 , S_0 y S_{F0} son los valores de la densidad de dislocación, velocidad, esfuerzo y fricción en el caso $H = 0$ y α_H , V_H , S_H y S_{FH} son los valores respectivos para un valor dado de H .

Se puede utilizar un método numérico para simular un terremoto y una secuencia de sucesos de deslizamiento, y ya hemos mostrado cómo estimar los parámetros principales.

En nuestro modelo, las secuencias simuladas se ajustan mejor a secuencias de eventos grandes; condiciones adicionales relativas a la caída de esfuerzos en el campo de rebote pueden explicar los efectos de eventos pequeños. Advertiremos que para estabilizar el método numérico es necesario introducir la fricción adicional, que aumenta con el tiempo de duración del proceso de rebote; esta fricción puede ser interpretada como relacionada con la fase de calentamiento.

En las figuras 9 y 10, se muestran algunos ejemplos de los fragmentos de las secuencias simuladas; las secuencias discutidas aquí están referidas a los mismos parámetros y condiciones iniciales, pero difieren en las condiciones de contorno, una está referida a esfuerzos regionales que aumenta en una proporción del 2 por 100 por unidad de tiempo y la otra en una proporción del 5 por 100.

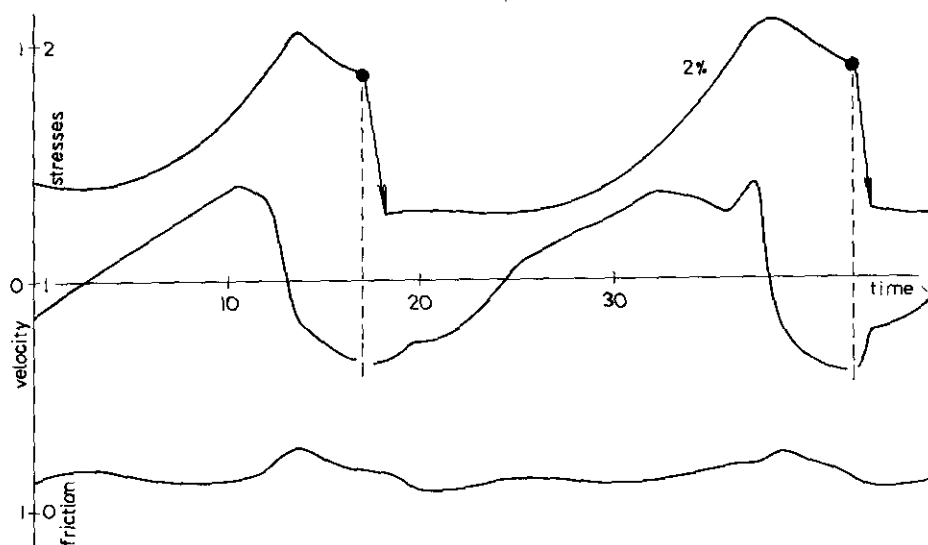


Figura 9.—Fragmento de una secuencia sísmica para un incremento del campo de esfuerzos regional por unidad de tiempo del 2 por 100; esfuerzos y fricción en escala convencional relativa, para esfuerzos 5, $S_{\text{regional}}=1$, para fricción 10, $S_{\text{regional}}=1$, velocidades en unidades velocidad de ondas de cizalla.

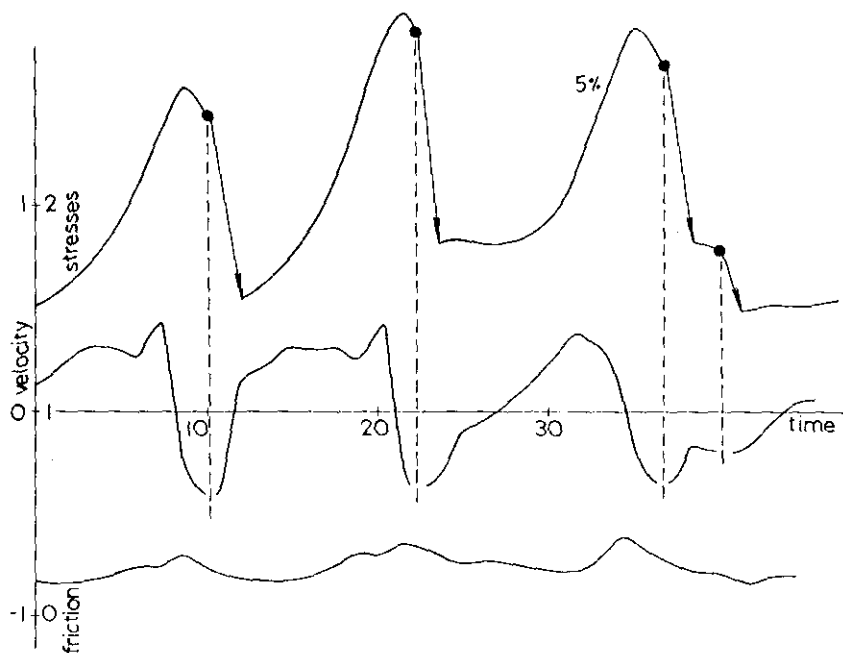


Figura 10.—Fragmento de una secuencia sísmica para un incremento del campo de esfuerzos regional por unidad de tiempo del 5 por 100; escala y unidades como en las figuras 8 y 9.

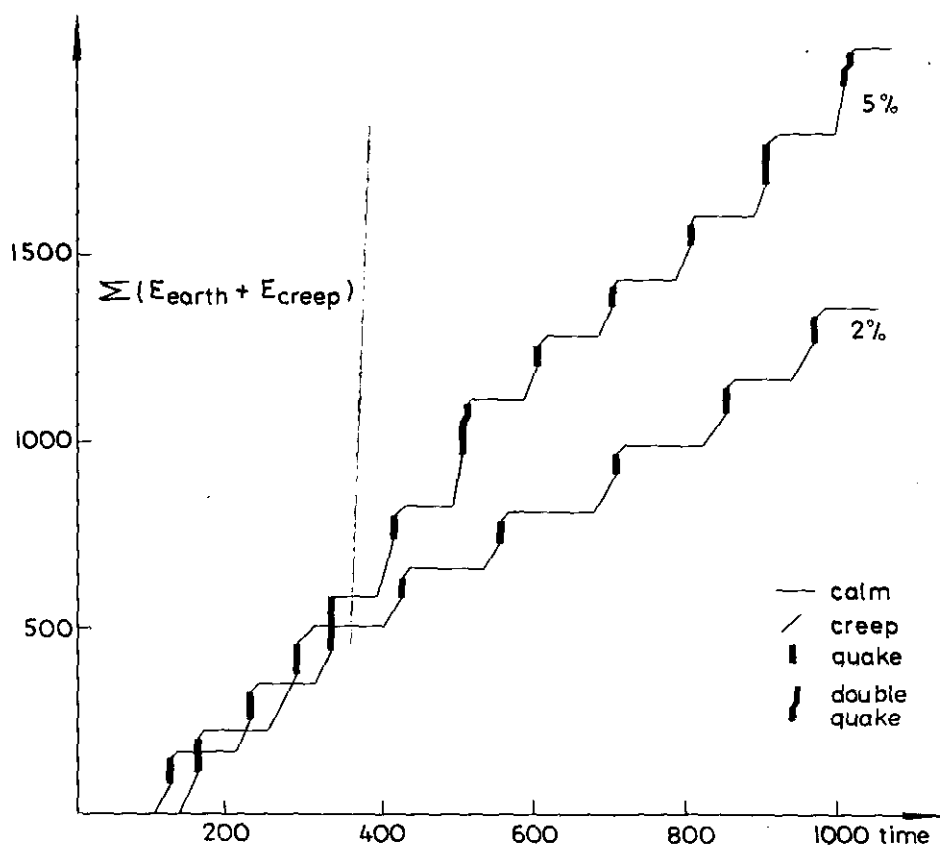


Figura 11.—Suma de energía sísmicas y de creep; energía y tiempo en escalas convencionales.

Pueden compararse los gráficos de energía acumulativa o caída de esfuerzos con otros similares observados en algunas regiones, para encontrar los valores propios de los parámetros del modelo presentado.

En la figura 11 presentamos la energía acumulativa liberada en las secuencias simuladas bajo una carga regional con incrementos de esfuerzos del 2 por 100 y del 5 por 100 por unidad de tiempo (escala convencional). Hemos calculado no sólo la energía liberada en terremotos, sino también en procesos de deslizamiento asísmico (integrando convenientemente en el campo de movimientos de rebote). Para una carga más alta podemos observar también sucesos dobles, mientras que para una carga más pequeña la proporción de eventos ocurre más raramente.

REFERENCIAS

- Eshelby, J. D. (1969): The elastic field of a crack extending non-uniformly under general anti-plane loading, *J. Mech. Phys. Solids* 17, 177.
- Garofalo, F. (1966): Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals, New York: MacMillan Comp.
- Kostrov, B. V.; L. V. Nikitin, L. M. Flitman (1969): Mechanics of brittle fracture, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekh. Tverdogo Tela* 3, 112-125.
- Shamina, O. G.; A. A. Pavlov (1979): Rasprostranenie sdvigovogo rozrywa i izluchenie im uprugikh impulsov (Propagation of shear fracture and radiation of elastic pulses), *Acta Geophys. Pol.* 27, 319-336.
- Teisseyre, R. (1970): Earthquake premonitory sequence-dislocation processes and fracturing, *Boll. Geof. Teor. Appl.* 22, 88, 245-254.
- (1985a): New earthquake rebound theory, *Phys. Earth Planet. Inter.* 39, 1-4.
- (1985b): Creep flow and earthquake rebound: system of internal stress evolution, *Acta Geophys. Pol.* 33, 11-23.
- (1986): Stress evolution and earthquake rebound: numerical solutions for the antiplane case, *Acta Geophys. Pol.* 34, 2, 83-90.
- Wiederhorn, A. M. (1967): Influence of water vapor on crack propagation in soda-lime glass. *J. Am. Ceram. Soc.* 50, 407-414.