

Dinámica de la fuente sísmica

Dynamic of seismic source

Raúl MADARIAGA

Département de Sismologie, U.R.A. au C.N.R.S. 195
Institut de Physique du Globe de Paris et Université Paris 7

ABSTRACT

We study the dynamics of the seismic source starting from a very simple two-dimensional antiplane fault-model. The fault is a pre-existing fault plane on which a displacement discontinuity can develop. The dynamics is completely controlled by friction between the two sides of the fault. Among the numerous friction models proposed in the literature we chose two of them: (1) Constant dynamic friction, and (2) Rate-dependent friction. After discussing some classical results for circular seismic sources, we study several simple models containing asperities. We compare the solutions for the two friction laws mentioned above. Introducing rate-dependent friction changes in a qualitative way the behaviour of fault. First, slip arrest can occur spontaneously and propagate supersonically on the fault. Second the rupture front may be stopped inside a fault when the healing phases reach the rupture front. And, finally, stress heterogeneity may appear spontaneously on the fault.

RESUMEN

Estudiamos la dinámica de la fuente sísmica a partir de un modelo de falla bidimensional antiplana muy simple. La falla es un plano de ruptura pre-existente en el cual se puede propagar una dislocación. La dinámica de la ruptura está totalmente controlada por la ley de fricción entre los bordes de la falla. Entre varios modelos de fricción propuestos en la literatura consideramos dos: (1) fricción dinámica constante. (2) fricción que depende de la velocidad. Después de discutir los resultados clásicos para fuentes circulares, estudiamos una serie de modelos simples. Para un modelo de asperezas comparamos las soluciones obtenidas con diferentes modelos de fricción. La ley de fricción que depende de la velocidad de deslizamiento cambia profundamente el comportamiento de la falla. En primer lugar,

el deslizamiento puede detenerse espontáneamente propagándose supersónicamente en la falla. En segundo lugar, el frente de ruptura puede detenerse sin la acción de barreras u otras heterogeneidades geométricas cuando el frente de cicatrización alcanza al frente de ruptura. Finalmente, los esfuerzos en la falla pueden hacerse heterogeneos debido a una inestabilidad en el proceso de cicatrización.

1. INTRODUCCION

Un modelo esquemático de la acumulación de esfuerzos en la litosfera y su súbita relajación por los terremotos fué presentado a principios de este siglo por Reid (1910) en su conocido estudio del terremoto de San Francisco en 1906. Más de 50 años de esfuerzos de numerosos sismólogos fueron necesarios para formular correctamente un modelo cinemático de la ruptura sísmica. Finalmente, Haskell (1964), Maruyama (1964) y Burridge y Knopoff (1964) propusieron el modelo de dislocación en el cual un terremoto se considera como la propagación de una dislocación o discontinuidad de desplazamiento en la superficie de una falla activa. Estos modelos cinemáticos permiten calcular las ondas sísmicas generadas por el deslizamiento entre los bordes de una falla y son utilizados en todos los métodos de inversión de la fuente sísmica a partir de datos sismológicos en campo cercano y lejano, así como en la interpretación de datos geodésicos.

En un modelo cinemático tanto la historia de la ruptura como la dislocación en la falla son los parámetros básicos del modelo. En un modelo dinámico, por otra parte, el propósito es de tratar de determinar la cinemática de la ruptura a partir de una descripción precisa de los esfuerzos en la zona de falla y de la resistencia a la ruptura de la rocas que la rodean. Uno de los resultados principales del estudio de la dinámica es que no toda descripción cinemática de la fuente es admisible. Sólo ciertos modelos que respetan condiciones estrictas cerca del frente de ruptura son admisibles. Los modelos dinámicos han permitido aclarar un gran número de observaciones que de otro modo no tendrían una explicación física coherente.

El primer modelo de fractura de la fuente sísmica fué propuesto por Keilis-Borok (1959) quién estudió un modelo de falla circular muy simple y estableció la primera relación entre la caída de tracción en el interior de la falla y la dislocación media en la misma. Esta relación es utilizada corrientemente en sismología para calcular la caída de esfuerzos. Poco después, entre 1964 y 1975, Kostrov (1964, 1966, 1975) estableció las bases de la dinámica de los terremotos, formulando el problema en los mismos términos que Reid (1910): los terremotos se deben a la acumulación lenta de esfuerzos a través de una falla pre-existente; y son provocados por el brusco desarrollo de una inestabilidad del roce entre las paredes de la falla. Kostrov supuso que la falla estaba sometida a un campo de esfuerzos uniforme. En el instante $t = 0$, en algún punto de la falla, un frente de ruptura

aparece y se propaga a velocidad constante o variable. En el interior de la falla, el esfuerzo “cae”, o más bien se relaja, desde el valor inicial o preesfuerzo hasta un valor inferior determinado por el roce dinámico entre las paredes de la falla. Kostrov formuló el problema como un problema clásico de fractura de metales suponiendo que una vez que el frente de ruptura ha pasado por un cierto punto de la falla, el roce interno es constante e independiente del deslizamiento, de la velocidad de deslizamiento y de toda variable termodinámica. Estos modelos tuvieron un gran éxito y forman la base conceptual sobre la que se apoya el estudio de la dinámica de la ruptura sísmica. Su mayor defecto es que una vez iniciada, la ruptura no puede detenerse como es el caso de la fractura de un cristal. La razón es que en un medio sometido a esfuerzo uniforme la concentración de esfuerzos que aparece cerca del frente de ruptura no cesa de crecer y nada puede impedir a la fractura de propagarse indefinidamente.

En estas notas, vamos a discutir los elementos principales de un modelo de ruptura sísmica y de la evolución reciente de las ideas sobre el roce en las fallas. Veremos también los problemas que crea la complejidad de la ruptura sísmica: ¿qué es lo que produce la detención de la ruptura? ¿qué son las barreras y las asperezas? y ¿qué es la cicatrización de una falla?

Desarrollo reciente de los modelos de ruptura sísmica

Aki (1967) observó que el espectro de los sismogramas en el campo lejano tiene en general una forma muy simple, lo que se llama actualmente el modelo ω^2 . Él demostró además que al menos para terremotos de magnitud inferior a 8, estos espectros dependen de un solo parámetro de escala: la dimensión característica o longitud de la ruptura del terremoto. Poco después Brune (1970) propuso un modelo de falla circular para explicar el modelo ω^2 . Aunque el modelo de Brune es una aproximación semi-empírica, Madariaga (1976) demostró que este espectro se podía explicar con un modelo muy simple de una falla circular que crece a partir de su punto de nucleación a velocidad constante. El problema de la detención de la ruptura no fue considerado en este estudio, simplemente se supuso que la ruptura se detiene de modo abrupto cuando la ruptura alcanza un cierto radio final. En este modelo el deslizamiento se detiene sólo cuando llegan las ondas emitidas por los bordes de la falla en el momento de su detención. La duración de la ruptura es controlada por la propagación de ondas pero no por el roce o las propiedades locales en la falla. Aunque este modelo es extremadamente simple, ha servido de guía para el estudio de los terremotos en los últimos 20 años.

Poco después de la aparición de estos primeros modelos Aki y Das (1967a,b) introdujeron el concepto de barreras, es decir zonas de la falla que oponen una fuerte resistencia a la ruptura y pueden así reducir la velocidad de propagación de la ruptura o incluso detenerla completamente.

Las barreras constituyen un modo sencillo de introducir una cierta heterogeneidad de la ruptura y explicar la complejidad de los sismogramas observados. Otra alternativa para explicar la complejidad es el modelo de asperezas propuesto por Kanamori y Stewart (1978), quienes propusieron que la heterogeneidad de la ruptura se debe a la presencia de un campo de esfuerzos muy heterogéneo antes que comience la ruptura. Estas heterogeneidades de esfuerzo son la herencia de terremotos ocurridos previamente en la falla. Como lo hemos expuesto en Madariaga (1979) estos dos modelos son perfectamente complementarios, ya que expresan el hecho que las fallas poseen en general una geometría muy compleja, propagándose a lo largo de fallas que han experimentado terremotos anteriores, encontrando barreras y asperezas, disminuyendo la velocidad y acelerando en función de la resistencia local a la ruptura. Lo que es indispensable es considerar el proceso completo de carga, fractura e interacción entre fallas para modelar correctamente la complejidad de los terremotos. Este es un problema muy difícil porque requiere estudiar los procesos de ruptura en un gran rango de escalas de tiempo y longitud. A la escala más pequeña se necesita conocer la física del frente de ruptura que es mal conocida porque los experimentos de laboratorio sólo se pueden realizar a velocidades de deslizamiento muy lentas. A una escala superior se necesita conocer la geometría y la escala de las heterogeneidades de los esfuerzos con el fin de modelar las señales sísmicas observadas. Un esfuerzo considerable fue realizado por Day (1982), Mikumo y Miyatake (1983), Das y Kostrov (1988) y muchos otros autores con el fin de modelar la complejidad. Estos modelos son limitados por la incapacidad de los métodos numéricos para resolver simultáneamente los procesos a pequeña escala cerca del frente de ruptura, y la segmentación a gran escala de las fallas. A causa de estas dificultades, la propagación del frente de ruptura ha sido simulada usando criterios numéricos de ruptura basados en el uso del máximo valor numérico del esfuerzo frente a la ruptura. Virieux y Madariaga (1982) y Koller et al. (1992) han discutido las dificultades de estos métodos.

La dificultad principal con los modelos de ruptura desarrollados en los últimos años es que la ruptura es controlada numéricamente de modo que no es posible estudiar el problema fundamental de una falla por varios terremotos sucesivos. Esto no fué considerado como un problema demasiado grave porque la mayoría de los sismólogos han adoptado el modelo llamado del *terremoto característico* propuesto por Schwartz y Coppersmith (1984). Estos autores propusieron que los grandes terremotos en una misma falla rompen siempre el mismo segmento de falla limitado por barreras irrompibles creadas por discontinuidades geométricas de la falla. En este modelo la dimensión total de la ruptura queda determinada por la geometría de los segmentos individuales de la falla. Un conocimiento detallado de la geometría de la falla permitiría entonces determinar el tamaño del terre-

moto. En este caso la dinámica de la ruptura juega un rol secundario, determinando la velocidad de ruptura, la directividad pero no la dimensión global del terremoto. Este modelo es muy atractivo porque contiene una promesa de previsión sísmica, ya que si se conoce el segmento de falla donde se piensa que se va a producir un terremoto se puede determinar su magnitud a partir de la longitud del segmento. Aunque existen evidencias de que este modelo no se aplica a las zonas de subducción como la de Chile Central (Compte et al., 1986), Japón o Colombia, este modelo es muy utilizado en sismología y sismotectónica.

Un modelo muy diferente fué expuesto recientemente por Carlson y Langer (1989), quienes propusieron que la complejidad de los terremotos no proviene únicamente de la geometría de las fallas sino también de la dinámica de la ruptura. Usando una variación del modelo de bloques y resortes propuesto por Burridge y Knopoff (1967), y una ley de roce que es función de la velocidad de deslizamiento, estos autores encontraron que un estado complejo de esfuerzos aparecía espontáneamente en la falla a partir de una situación inicial en que el estado de esfuerzos es prácticamente homogéneo. Este modelo, similar a otros propuestos por Bak y Tang (1989) o Sornette y Sornette (1989), posee la propiedad llamada de criticalidad auto-organizada (SOC en inglés). Al cabo de un cierto tiempo de actividad en la falla, terremotos de todas las dimensiones se producen con una distribución similar a la Gutenberg y Richter. Estos resultados han sido criticados por Rice (1993) quién demostró muy apropiadamente que el modelo de Burridge y Knopoff pertenece a una categoría de los llamados modelos intrínsecamente discretos que no poseen un límite continuo. Desafortunadamente, el estudio de modelos que satisfagan la condición de continuidad es muy difícil ya que se requieren métodos numéricos de gran precisión. Los primeros esfuerzos en esta dirección fueron hechos por Andrews (1989) y por Okubo (1986) quién utilizó una ley de roce cinemático propuesta por Dieterich (1972). Con el propósito de estudiar estos problemas hemos desarrollado nuevos métodos de solución de problemas de dinámica de la ruptura sísmica usando ecuaciones integrales sobre los bordes de la falla (BIE en inglés). Con estos métodos es posible obtener una resolución suficiente para estudiar el rol del roce en la ruptura. Como lo demostraremos las condiciones necesarias para que el modelo de Carlson y Langer se aplique a los terremotos son extremadamente difíciles de satisfacer.

2. FORMULACION MECANICA DE LA RUPTURA DINAMICA DE UNA FALLA

Sea un cuerpo elástico homogéneo de densidad ρ y constantes elásticas λ y μ . El cuerpo es infinito y contiene como lo muestra la figura 1, una so-

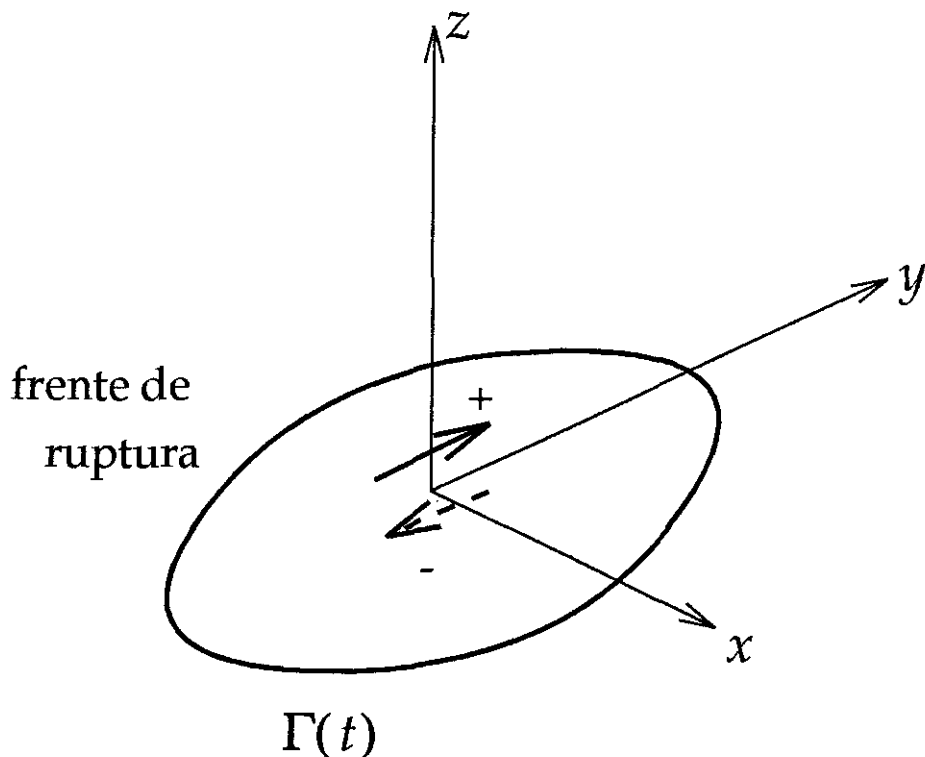


Figura 1: Modelo mecánico general de una fuente sísmica. Un frente de ruptura $r(t)$ se propaga a lo largo del plano de falla. En el interior de la falla el desplazamiento es discontinuo provocando un deslizamiento entre los bordes de ésta.

la falla plana que coincide con el plano de coordenadas perpendicular al eje z . El desplazamiento $u(x,t)$ satisface la ecuación de la elastodinámica

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot u \quad (1)$$

sin fuerzas de volumen y con condiciones iniciales homogéneas. La única fuente de movimiento en este cuerpo es el deslizamiento relativo de los bordes de la falla. Con el fin de establecer las condiciones de borde en la falla, definamos un costado positivo y otro negativo como se muestra en la figura 1. La tracción o esfuerzo sobre el borde positivo es el vector $T = -[\sigma_{xz}, \sigma_{yz}]$ donde σ es el tensor de esfuerzos. El signo menos aparece aquí porque la normal al lado positivo de la falla apunta en la dirección negativa del eje z .

Supongamos que antes de que comience el terremoto la falla está sometida a un campo de pre-esfuerzos $\sigma_0(x)$, cuyo origen es el movimiento de placas o a la deformación interna de la litosfera. La tracción inicial a través la falla es $T_0 = - [\sigma_{0xz}, \sigma_{0yz}]$. Este campo de pre-esfuerzo es variable en el espacio y representa tanto los esfuerzos producidos por la tectónica, como los esfuerzos residuales de terremotos previos ocurridos en la falla. En general T_0 es una función muy heterogénea como se puede deducir de estudios recientes de terremoto de Landers en California (1992) u otros. Aquellas partes de la falla donde T_0 es grande se llaman asperezas siguiendo la notación frecuentemente utilizada en sismología.

En $t = 0$ la ruptura comienza y una cierta zona del plano $z = 0$ comienza a deslizar como consecuencia de la pérdida de tracción entre los bordes de la falla. Refiriéndonos siempre a la figura 1, sea $\Gamma(t)$ el área de la falla que se desliza en un momento dado t . En estas partes de la falla, llamamos $\Delta u = u^+ - u^-$ el deslizamiento o discontinuidad de desplazamiento a través de la falla. Como consecuencia de este deslizamiento se produce una redistribución de esfuerzos alrededor de la falla. El esfuerzo total en un instante t es

$$T(x, t) = T_0(x) + \Delta T(x, t) \quad (2)$$

donde $\Delta T(x, t)$ es el cambio tracción en la falla. La tracción en el interior de la falla disminuye con el deslizamiento, razón por la cual los sismólogos llaman caída de esfuerzos a ΔT . En casi todos los trabajos previos sobre terremotos se supuso que ΔT se conoce. Esto no será el caso en ciertas secciones de este artículo porque lo que nos interesa es modelar el efecto de una función de roce no-lineal. En aquellos puntos que se encuentran en el interior de la zona de ruptura $x \in \Gamma(t)$, se supone que la tracción T es una función del deslizamiento Δu y de la tasa de deslizamiento $\Delta \dot{u}$. Donde el punto significa derivación con respecto al tiempo. Una discusión más detallada de leyes de roce será presentada más adelante, por el momento basta suponer que la tracción es conocida en el interior de la falla, i. e.

$$\Delta T(x, t) = \Delta T_0 \quad \text{para} \quad x \in \Gamma(t) \quad (3)$$

En el resto de la falla $x \notin \Gamma(t)$, la condición de borde es

$$\Delta u(x, t) = 0 \quad \text{para} \quad x \notin \Gamma(t) \quad (4)$$

La solución de la ecuación (1) sujeta a estas condiciones de borde es un problema mixto cuya solución es muy difícil porque la zona de ruptura $\Gamma(t)$ debe ser calculada al mismo tiempo que el deslizamiento Δu . Para aliviar esta dificultad en algunos modelos numéricos, por ejemplo Madariaga (1976), se supuso que la evolución de la ruptura $\Gamma(t)$ era conocida en función del tiempo. En este caso el problema se simplifica suficientemente co-

mo para obtener resultados numéricos de muy buena precisión. Diferencias finitas, elementos finitos y ecuaciones integrales sobre los bordes de la falla (BIE) han sido usadas para estudiar estos problemas.

3. UN MODELO SIMPLE DE RUPTURA: LA FALLA CIRCULAR

Consideremos un modelo de ruptura sísmica muy simple. La ruptura comienza en un punto y se propaga radialmente manteniendo una forma circular, hasta que encuentra los bordes de la zona frágil de la corteza. La ruptura queda entonces limitada al interior de una zona de falla predeterminada de la corteza. La zona irrompible que impide la propagación de la falla se llama comúnmente una barrera sísmica. La presencia de estas barreras ha sido determinada no solamente por la radiación, sino por observaciones de campo hechas en fallas activas. A pesar de la aparente sencillez de este modelo, es todavía muy difícil de resolver, por lo que simplificaremos aún más, suponiendo como lo muestra la figura 2, que la barrera es también circular y concéntrica en el punto de iniciación de la ruptura. El problema presenta así una simetría circular y se puede resolver numéricamente en coordenadas cilíndricas. Vamos a suponer que la ruptura se propaga con una velocidad constante (v), que el radio de la barrera es (a) y vamos a calcular el des-

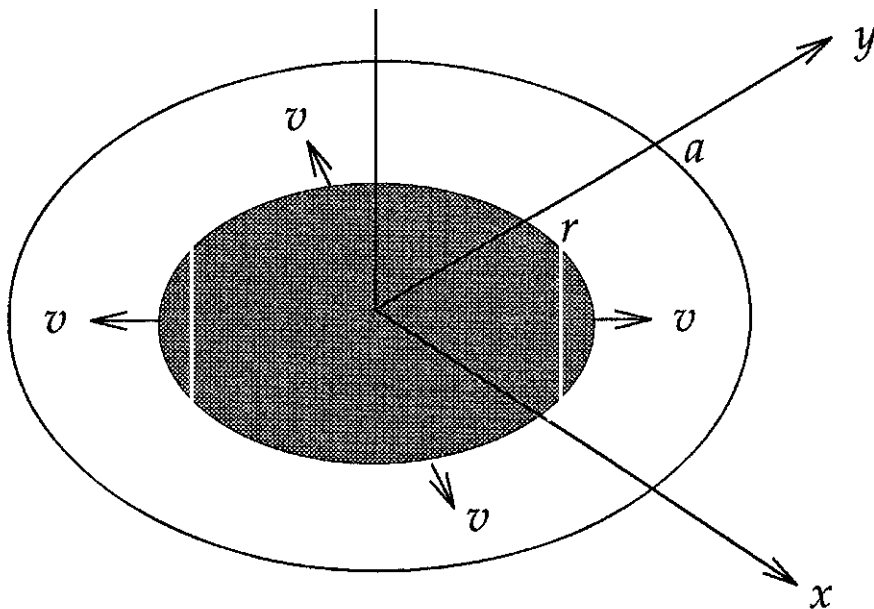


Figura 2: Modelo de falla circular. La ruptura comienza en un punto y se propaga radialmente con velocidad constante v hasta alcanzar el borde circular final de radio a .

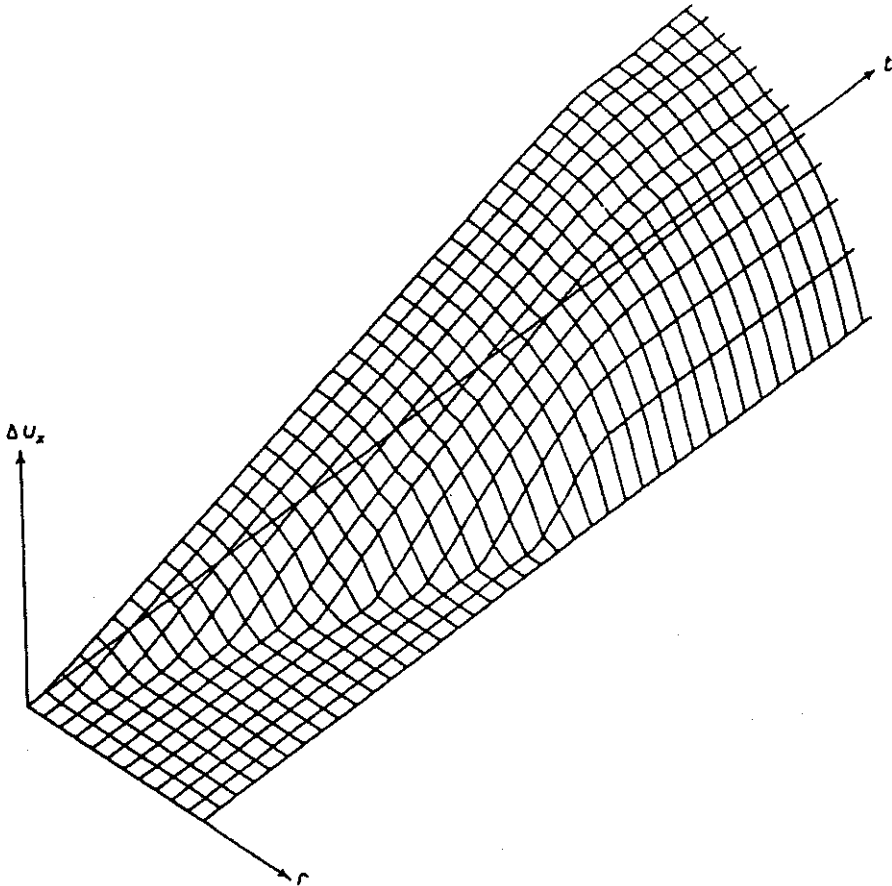


Figura 3: Campo de deslizamiento en el interior de la falla circular de la figura 2 en función del radio de la falla y del tiempo.

lizamiento $\Delta u_x(x, y, t)$. Debido a la simetría circular del problema Δu_x es función sólo de (r) . En la figura 3 se muestra el deslizamiento calculado numéricamente como función de (r) y de (t) , suponiendo que el frente de ruptura que se propaga con velocidad de ruptura igual a 75% de la velocidad de las ondas S. En la figura se puede apreciar el frente de ruptura que se propaga a velocidad constante hasta alcanzar la barrera situada a un radio finito (a) . Se ve también que el desplazamiento en la falla posee en todo momento una forma aproximadamente elíptica característica de los modelos de fractura. La ruptura se detiene bruscamente al llegar al borde lo que produce una fuerte emisión de ondas llamadas *stopping phases* en inglés, o sea fases de parada. Como se ve en la figura estas fases producen una reducción

del deslizamiento en la falla. Como se puede determinar fácilmente de la figura 3 la duración aproximada del proceso total es

$$\tau = \frac{a}{v} + \frac{a}{\beta} \approx \frac{2a}{v}$$

donde (a) es el radio de la falla, β la velocidad de cizalla y (v) la velocidad de ruptura. La duración del proceso de ruptura τ tiene un valor proporcional a la dimensión de la falla y es inversamente proporcional a la velocidad de ruptura.

A pesar de la dificultad para encontrar su solución, el modelo circular presenta características muy simples. La cinemática es conocida y la duración total de la ruptura es directamente proporcional a la dimensión de la falla. Por otra parte cuando el proceso de ruptura alcanza su equilibrio estático, el deslizamiento tiene una forma elíptica como se muestra en la figura 4. El deslizamiento se puede escribir aproximadamente como¹

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta u_x(r,t) = C \frac{\Delta T}{\mu} \sqrt{a^2 - r^2} \quad (5)$$

donde (a) es el radio de la falla, $C \approx 1$ es un coeficiente numérico y $\Delta T/\mu$ es la razón entre la caída de esfuerzos y la rigidez elástica del medio. Esta solución estática es prácticamente la misma que la que se obtiene resolviendo el problema estático para una falla circular de caída de esfuerzos constante. Este problema fué resuelto por Keilis-Borok (1969) quién calculó que la solución estática es exactamente de la forma (5) pero con un coeficiente C que vale exactamente 1.0. Con este valor estático del deslizamiento se puede calcular el momento sísmico de la falla circular por medio de la expresión $M_0 = 2\pi\mu \int_0^a \Delta u_x(r) r dr$. Reemplazando (5) en esta expresión se obtiene la relación $M_0 = 16/7 \Delta T a^3$, frecuentemente utilizada en sismología para relacionar el momento sísmico con el radio o dimensión característica de la falla. Brune (1970) propuso utilizar esta relación para calcular la caída de esfuerzos ΔT dados el momento sísmico y el radio de la falla determinado ya sea a partir de la distribución de réplicas, o de la frecuencia esquinada del espectro.

Usando este tipo de información se ha calculado la caída de esfuerzos de miles de terremotos. Las longitudes de falla o dimensiones características de estos sismos oscilan entre 1 y 1000 km y los valores del momento sísmico oscilan entre 10^{13} y 10^{23} Nm (Newton metros). En la figura 5 se ha representado esquemáticamente la variación del momento sísmico en función del radio para la mayor parte de los terremotos bien estudiados con datos de campo cercano y lejano. La caída de esfuerzos ΔT para todos estos terremotos oscila entre 1 y 10 Mpa. Este resultado es bastante paradójico, en efecto la ma-

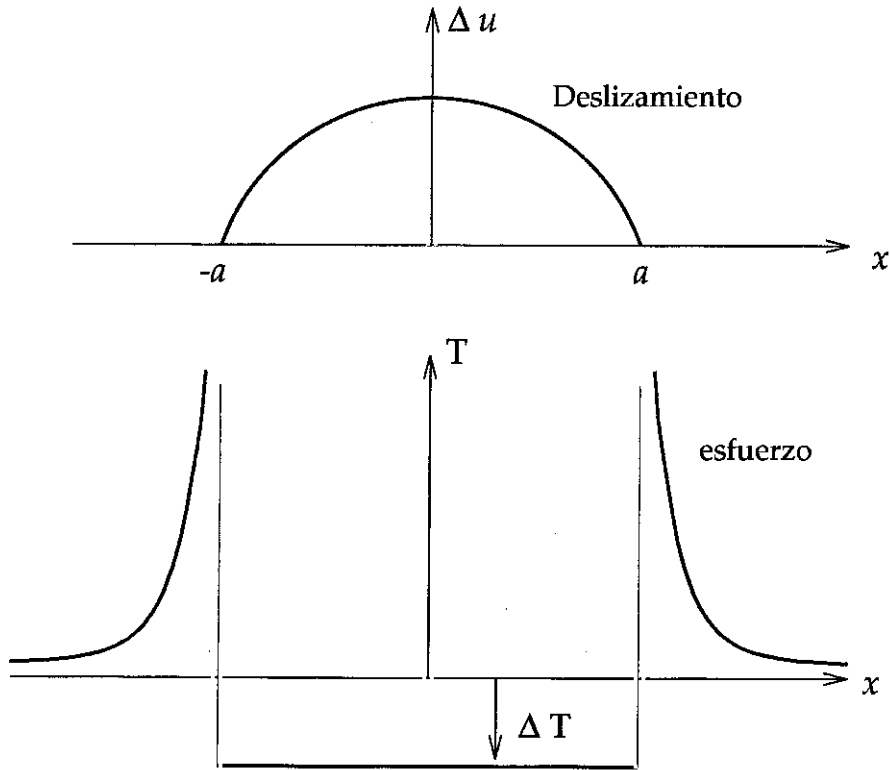


Figura 4: Deslizamiento y variación de esfuerzos en el plano de falla de una grieta circular estática de radio a . La caída de esfuerzos en el interior de la falla se supuso constante e igual a ΔT .

yoría de las rocas resisten a esfuerzos de cizalla de hasta 200 o 300 Mpa, o sea prácticamente uno o dos ordenes de magnitud más que la caída de esfuerzos. La explicación es que el valor determinado a partir de la figura 4 es un promedio de la caída de esfuerzos sobre toda la falla. En realidad las rupturas sísmicas son extremadamente complejas y la ruptura se produce sólo en zonas aisladas de alta caída de esfuerzos. Al promediar sobre toda la superficie de la falla se encuentran entonces valores más bajos.

El frente de ruptura

Otro aspecto del modelo de falla circular que parece ser genérico, es decir independiente de los detalles del modelo, es la concentración de esfuerzos y de velocidad de deslizamiento cerca del frente de ruptura. La forma general del deslizamiento, la velocidad de deslizamiento y de los esfuerzos cerca del frente de ruptura de la falla circular tienen la forma que

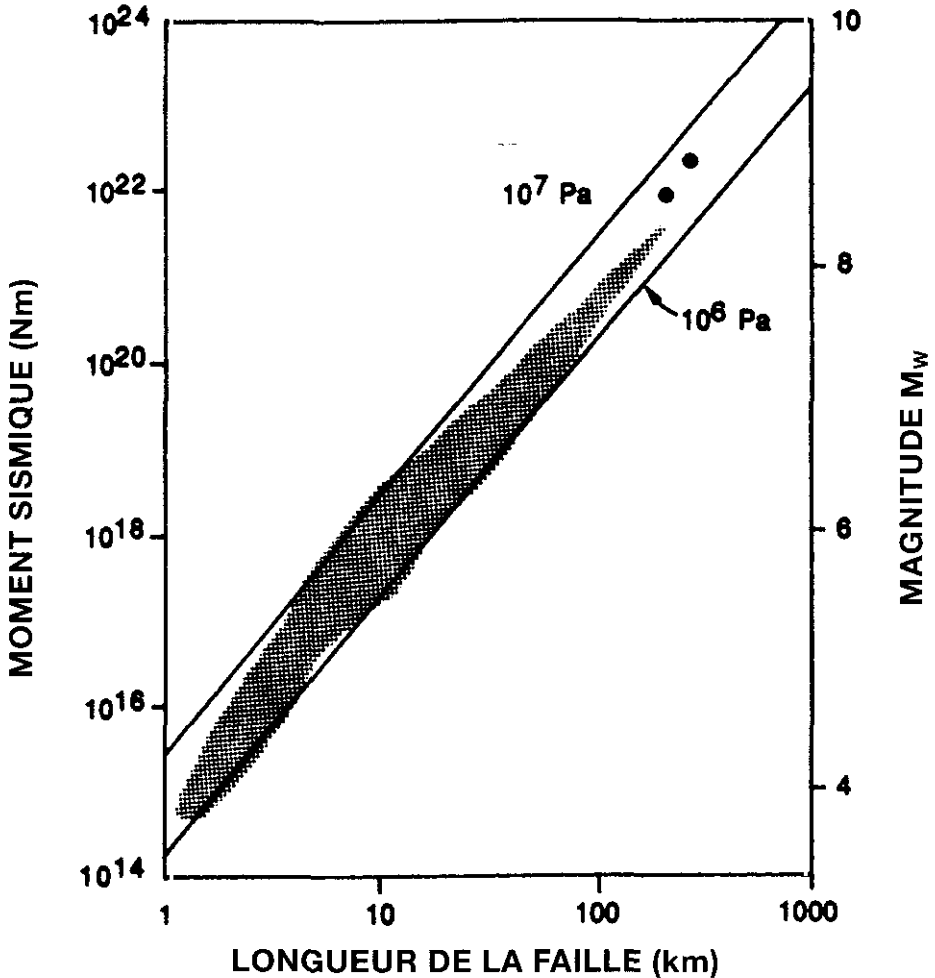


Figura 5: Ley de escala que relaciona el momento sísmico al cubo de una longitud característica de la falla.

se muestra en la figura 6. Introduciendo la coordenada local x , distancia al frente de ruptura, las características principales son:

1. el campo de esfuerzos presenta una concentración delante del frente de ruptura proporcional a $Kx^{-1/2}$, donde K es el llamado factor de intensidad de esfuerzos. En este modelo puramente elástico, donde la caída de esfuerzos es instantánea detrás del frente de ruptura, el esfuerzo de cizalla es infinito en el frente de ruptura.

2. la velocidad de deslizamiento presenta una concentración de la for-

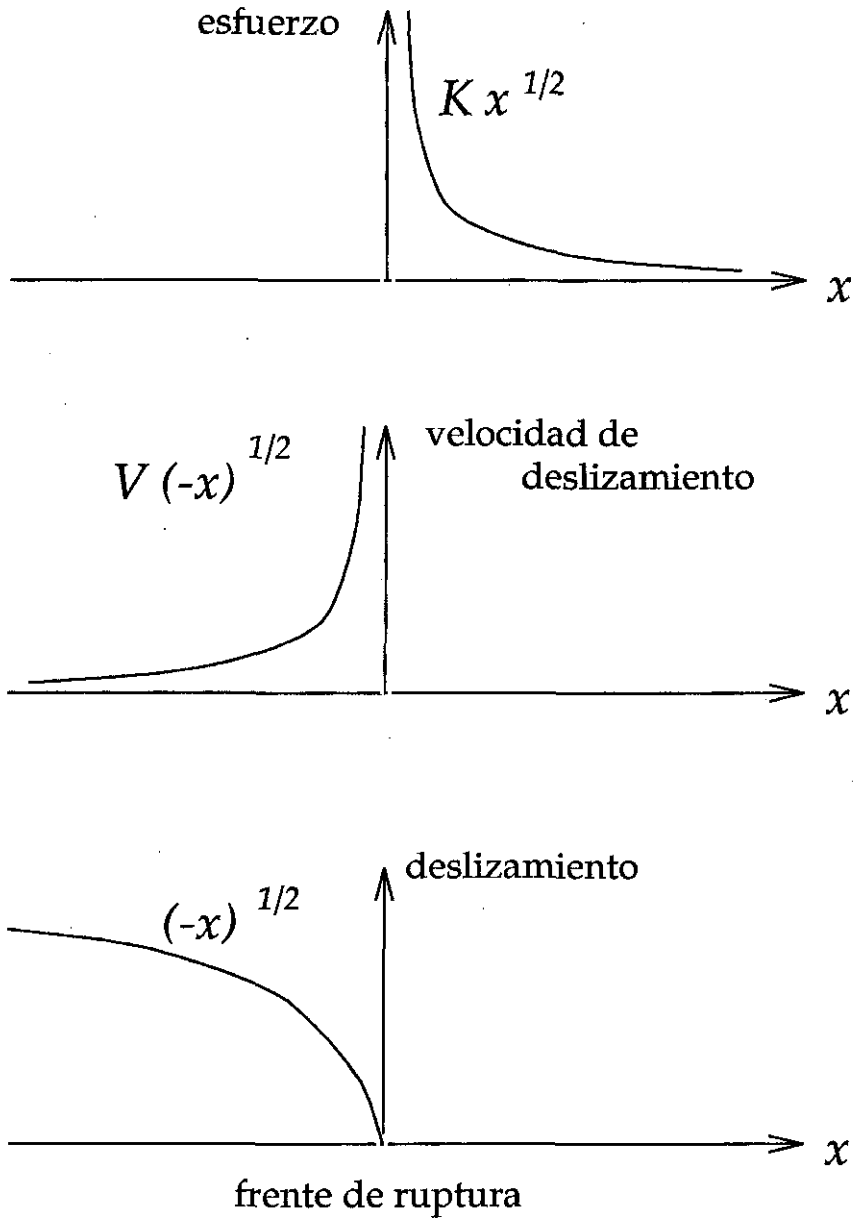


Figura 6. Propiedades generales del frente de ruptura. El campo de esfuerzos y de velocidad presentan singularidades de tipo raíz cuadrada inversa. El desplazamiento es continuo en el frente de ruptura y tiene una forma parabólica.

ma $V(-x)^{-1/2}$, donde V es el factor de intensidad de la velocidad detrás del frente de ruptura. En este modelo la velocidad es infinita en el frente de ruptura.

3. finalmente el deslizamiento posee una forma parabólica, de tipo $(-x)^{1/2}$.

Esta forma del campo de esfuerzos y de velocidades de deslizamiento cerca del frente de ruptura se encuentra en dos dimensiones en fallas planas, o en tres dimensiones para fallas de forma cualquiera. Esta forma se encuentra tanto en fallas en movimiento como en fallas estáticas. Kostrov, Nikitin y Flitman (1969) estudiaron el balance de energía de ruptura sísmica y mostraron que la energía absorbida por el frente de ruptura es del orden de $G = g(v)KV$, donde $g(v)$ es una función numérica que depende de la velocidad de ruptura, y K y V son los coeficientes de intensidad de esfuerzos y de velocidad del frente de ruptura.

Es evidente que estas formas de los campos de esfuerzos no puede ser correcta hasta el frente de ruptura mismo porque ningún sólido puede resistir esfuerzos de cizalla infinitos. La solución de este problema es simple y conocida. La distribución de esfuerzo y velocidad de deslizamiento mostrado en la figura 6 es válida a gran escala fuera de una pequeña zona llamada de aliviamiento de esfuerzos en la cual los esfuerzos disminuyen desde un valor máximo finito (umbral de fricción) hasta. un valor inferior constante llamado fricción cinemática. Al medida que los esfuerzos disminuyen, el deslizamiento aumenta. La zona de aliviamiento de esfuerzos es una especie de capa límite que separa el campo de esfuerzos no lineal del campo dominado por los efectos elásticos. Este modelo fue propuesto inicialmente por Barenblatt (1964) en el curso de su estudio de la estabilidad de las fracturas hidráulicas (fracturas de rocas utilizadas en las minas o en la industria petrolera afin de extraer el mineral o facilitar la circulación de fluidos). Ida y Aki (1972) estudiaron las consecuencias de modelos simples de relajación del deslizamiento para la propagación de la ruptura.

Un largo debate, aun no aclarado, ha opuesto a un gran número sismólogos sobre el origen de la frecuencia de corte a alta frecuencia en los acelerogramas (lo que se llama f_{max}). Ciertos autores como Aki (1987) proponen que f_{max} sería una consecuencia directa de la zona de aliviamiento de esfuerzos y que es la longitud de esta zona que determina el valor de la frecuencia de corte. Otros autores como Anderson (1986) proponen que f_{max} es controlado por la atenuación en las capas más superficiales de la corteza. Esta discusión es fundamental para la comprensión de la ruptura sísmica, si f_{max} se debe a la atenuación entonces los detalles de la fractura en el frente de ruptura son imposibles de observar a partir de la superficie de la tierra. Sólo instrumentos enterrados a varios centenares de metros podrán observar los detalles de la ruptura. Lo que es claro en todo caso es que lo que falta actualmente en los modelos de ruptura es un conocimiento detallado del roce en la falla. Volveremos sobre este punto en la continuación de este artículo.

4. ECUACIONES INTEGRALES PARA UNA FALLA ANTIPLANA

En esta sección ilustraremos los métodos de solución de problemas dinámicos a través de la solución del problema formulado en la sección 2 para el caso bidimensional. Para simplificar más aún el problema y extraer sus propiedades principales, estudiaremos una geometría particularmente simple llamada antiplana que corresponde exactamente a la propagación de ondas SH en sismología. En este caso, como lo muestra la figura 7, la única componente del desplazamiento u diferente de cero es u_y , y todas las variables del problema son independientes de y . Las únicas componentes del tensor σ diferentes de cero son σ_{yx} y σ_{yz} . El estudio de estos problemas es presentado con gran detalle en el tomo 2 de Aki y Richards (1980).

Para el problema antiplano o SH en un medio homogéneo se conoce la función de Green en forma exacta

$$G(x, z, t) = \frac{1}{2\pi\mu} \frac{H(t - r/\beta)}{(t^2 - r^2/\beta^2)^{1/2}}$$

donde $r = \sqrt{x^2 + z^2}$. β y μ son la velocidad de ondas de cizalla y la rigidez, respectivamente. Esta función representa la radiación de una línea de fuerzas en dos dimensiones. La fuerza naturalmente está orientada en la dirección (y).

Para obtener una ecuación integral se comienza con el llamado teorema de representación o de Betti. Para simplificar la notación escribiremos

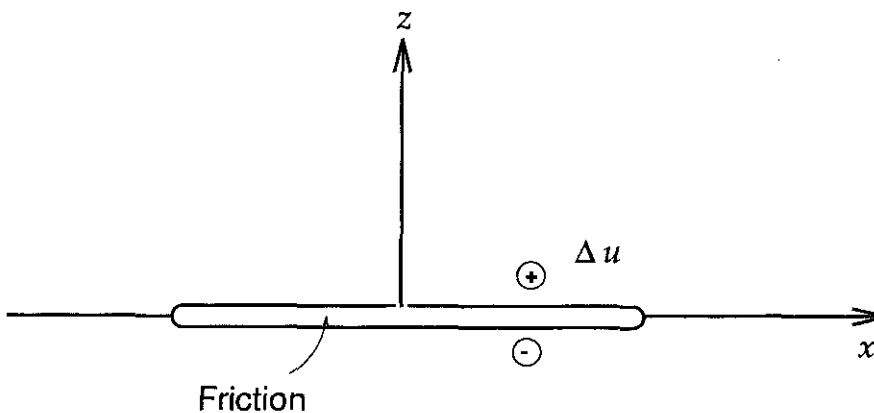


Figura 7: Modelo de falla antiplana utilizada para estudiar el efecto de la fricción sobre la ruptura. El deslizamiento es la diferencia de desplazamiento entre los bordes superior e inferior de la falla. Se supondrá que la fricción es una función de la velocidad de deslizamiento en la falla.

simplemente (u) en lugar de (u_y). El desplazamiento u en el interior del cuerpo elástico provocado por un deslizamiento $\Delta u(x,t)$ entre los bordes de la falla está dado por

$$u(x,z,t) = \int_0^t \int_{\Gamma(t)} \Delta u(\xi, \tau) \Sigma(x,z,\xi,t-r) d\xi d\tau, \quad (6)$$

donde $\Sigma = \mu \partial G / \partial z$ es una derivada de la función de Green que representa la componente (yz) del tensor de esfuerzos. Nótese que la integral se limita a la parte que desliza de la falla ($\Gamma(t)$). Esta ecuación por si misma no es muy útil porque cuando ($z \rightarrow 0$) se reduce a una identidad.

Con el fin de obtener una ecuación integral, se necesita calcular primeramente la variación de esfuerzo $\Delta \sigma_{yz} = \mu \partial u / \partial z$ provocada por el deslizamiento Δu en la falla. Esto se calcula tomando la derivada con respecto a (z) de la ecuación (6). Tomando el límite $z \rightarrow 0$ se puede calcular la variación de tracción entre los bordes de la falla $\Delta T(x,t) = \Delta \sigma_{yz}(x,0,t)$. Se obtiene el resultado siguiente:

$$\Delta T(x,t) = -\frac{\mu}{2\pi\beta^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\tau_m} \frac{\Delta u(\xi, \tau)}{[(t-\tau)^2 - (x-\xi)^2 / c^2]^{3/2}}$$

donde $\tau_m = \max(0, t - \|x - \xi\| / \beta)$. Para simplificar la escritura de esta ecuación hemos extendido la integral a todo el eje x , naturalmente participa en la integración a la derecha de la ecuación solo aquella parte del eje x que desliza, es decir aquellos puntos en los cuales $\Delta u(x,t) \neq 0$. La ecuación integral parece sencilla, sin embargo no se puede utilizar directamente a raíz de la fuerte singularidad en potencia de $3/2$ en el denominador. Cuando ($\xi \rightarrow x$) y ($r \rightarrow t$) la ecuación es indefinida.

La eliminación de estas singularidades es posible usando los métodos expuestos por Koller et al. (1992). Suponiendo que Δu y su derivada con respecto a x (la densidad de dislocación) son funciones continuas, Cochard y Madariaga (1994) transformaron la ecuación integral anterior en otra regularizada:

$$\Delta T(x,t) = -\frac{\mu}{2\beta} \Delta \dot{u}(x,t) - \frac{\mu}{2\pi} \int_r^{\tau_m} \int_0^{\xi} \frac{\sqrt{(t-\tau)^2 - (x-\xi)^2 / \beta^2}}{(t-\tau)(x-\xi)} \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \dot{u}(\xi, \tau) d\tau d\xi \quad (7)$$

donde $\Delta \dot{u} = \partial \Delta u / \partial t$ es la velocidad de deslizamiento. El dominio de integración de esta ecuación aparece en la Figura 8.

Los dos términos de la ecuación (7) poseen una interpretación física muy simple. El primero representa el cambio instantaneo de tracción pro-

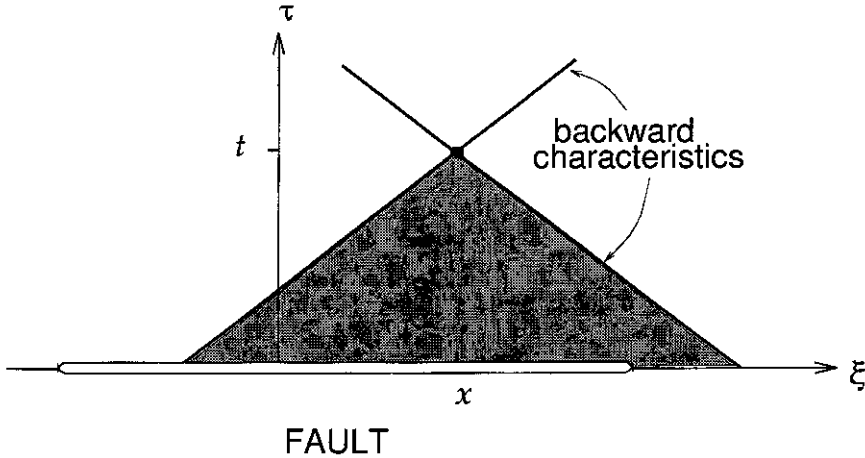


Figura 8 Dominio de integración de la ecuación integral (7) para la falla antiplana .

vocado por una variación correspondiente de la velocidad de deslizamiento en la falla. Si la velocidad de deslizamiento $\Delta \dot{u}(x, t) = \Delta u(t)$ es independiente de la posición (x), la integral doble se cancela y se obtiene una relación muy simple entre la caída de esfuerzos $\Delta T(t)$ y la velocidad de deslizamiento:

$$\Delta T(t) = -\frac{\mu}{2\beta} \Delta \dot{u}(t) \quad (8)$$

donde el coeficiente $\mu/2\beta$ es la impedancia de radiación de la falla. Esta expresión fué utilizada por Brune (1970) con el fin de relacionar la velocidad y la caída de esfuerzos en su modelo de falla circular.

El segundo término de (7) contiene las interacciones elastodinámicas entre diferentes puntos de la falla. Este término contiene tanto las interacciones a distancia (inversamente proporcionales a $x - \xi$) como las difracciones de las ondas SH alrededor de las singularidades del frente de ruptura. Es interesante señalar que al igual que en el problema estático los cambios de tracción son proporcionales al gradiente de deslizamiento ($b = \partial \Delta u / \partial x$) y no al deslizamiento mismo (ver Aki y Richards, 1980, tomo 2). En la teoría de dislocaciones (b) se llama densidad de vector de Burger. En la ecuación integral (7) las interacciones elastodinámicas son proporcionales a la tasa de variación temporal del vector de Burger. Esto es lógico porque las ondas son emitidas sólo cuando hay cambios en el estado de deformación interna del medio elástico que es precisamente lo que representa el vector de Burger.

La ecuación integral (7) es regular en todo el eje ξ salvo cuando $\xi \rightarrow x$, en este caso debe ser interpretada en el sentido habitual de integrales de Cauchy. Se puede mostrar fácilmente que esta singularidad de Cauchy tiene que ver con el campo de esfuerzos estáticos de la distribución de dislocaciones. Para ello basta tomar el límite $t \rightarrow \infty$ en (7) y se obtiene

$$\Delta T(x) = \frac{\mu}{2\pi} \int_{\Gamma} \frac{1}{x - \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta u(\xi) d\xi \quad (9)$$

Esta ecuación ha sido utilizada extensamente para calcular el campo de esfuerzos debido a una distribución estática de dislocaciones.

Notemos antes de continuar que la ecuación de tipo (7) fué introducida en sismología por Burridge (1969), pero el no la usó directamente sino que la aproximó numéricamente por un método bastante complejo. Una ecuación integral de tipo diferente fué propuesta por Hamano en un trabajo no publicado y fué luego extensamente desarrollada por Das and Aki (1977), Andrews (1985) and Das and Kostrov (1989). En la formulación de Hamano la ecuación (7) se invierte de modo que Δu aparece a la izquierda definida como una integral de la variación de esfuerzos en la falla:

$$\Delta u(x,t) = - \frac{1}{2\pi\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{tm} \frac{1}{\sqrt{(t - \tau)^2 - (x - \xi)^2 / \beta^2}} \Delta T(\xi, \tau) d\tau d\xi \quad (10)$$

En esta formulación hay una seria dificultad porque el deslizamiento Δu es diferente de cero sólo en la zona de ruptura, en cambio ΔT es conocido en el interior de la falla pero no en el exterior de ésta. Para poder resolver esta ecuación Das and Aki (1977) desarrollaron una técnica muy particular que sólo se puede aplicar a la formulación discreta de esta ecuación. Se trata de calcular al mismo tiempo los esfuerzos fuera de la grieta y el deslizamiento en el interior en función de la caída de esfuerzos en el interior de la misma. Aunque ambas formulaciones conducen a métodos numéricos equivalentes, creemos que la BIE (7) es mejor para resolver problemas no-lineales como los que nos interesan en nuestra investigación actual del roce no-lineal.

Podemos finalmente formular el problema a resolver en aquellos puntos $x \in \Gamma(t)$ situados en el interior de la zona de ruptura. Dado que la integral a la derecha en (7) contiene sólo los puntos que satisfacen la condición de borde (4), esta última es automáticamente satisfecha por nuestra ecuación. La condición de borde (2) puede ser entonces aplicada fácilmente en los puntos $x \in \Gamma(t)$, obteniéndose

$$T(x,t) = T_0(x) - \frac{\mu}{2\beta} \Delta \dot{u}(x,t) - \frac{\mu}{2\pi} K(x,t) ** \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \dot{u}(x,t) \quad \text{para } x \in \Gamma(t) \quad (11)$$

donde $K(x, t) = \sqrt{t^2 - r^2/\beta^2} / (xt)$ es lo que se llama el núcleo o Kernel de la ecuación (7). El doble asterisco ** designa una convolución doble en el espacio y el tiempo. $T_0(x)$ es el campo de pre-esfuerzos definido previamente.

Aunque no forma parte realmente de la solución de la ecuación integral, se puede calcular fácilmente el campo de esfuerzos fuera de la zona de ruptura $x \notin \Gamma(t)$, imponiendo $\Delta \dot{u} = 0$ en (11) en el punto en que se calcula y sumando el deslizamiento solo en las zonas que se han roto previamente, se obtiene

$$T(x,t) = T_0(x) - \frac{\mu}{2\pi} K(x,t) ** \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \dot{u}(x,t) \quad \text{para } x \notin \Gamma(t). \quad (12)$$

Dado que el punto corriente (x) no participa en la convolución el último término de (12) es regular.

En conclusión dado el esfuerzo total en la zona de ruptura o una relación no lineal entre este esfuerzo y el deslizamiento o sus derivadas en la falla, (11) y (12) constituyen un conjunto completo de ecuaciones bien puestas para calcular el campo de esfuerzos y deslizamiento en todo el plano de la falla. En seguida, usando el teorema de representación de Betti, se puede calcular el campo de desplazamientos en todo punto del cuerpo elástico. Desafortunadamente, como discutiremos en breve, la solución de este problema se hace mucho más difícil si el roce es no-lineal.

5. MODELOS DE FRICCIÓN

Como se hizo notar en la introducción en casi la totalidad de los modelos numéricos utilizados para modelar terremotos se adoptó un modelo muy simple de la ley de fricción entre los bordes de la falla. En estos modelos se supone que una vez que la tracción entre los bordes de la falla ha alcanzado un cierto valor límite T_u , llamado la fricción estática, ésta comienza a deslizar, y la tracción disminuye instantáneamente a un valor constante T_k llamado roce dinámico. En este modelo se supone que el roce dinámico es conocido e igual a una fracción del esfuerzo litostático, y es independiente del deslizamiento o de la velocidad de deslizamiento. La ecuación que se debe resolver en este caso es simplemente

$$T_k = T_0(x) - \frac{\mu}{2\beta} \Delta \dot{u}(x,t) - \frac{\mu}{2\pi} K(x,t) ** \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \dot{u}(x,t) \quad \text{para } x \in \Gamma(t). \quad (13)$$

Esta ley de fricción simple que se atribuye generalmente a Byerlee posee un cierto número de problemas físicos que han sido ampliamente discutidos en la literatura (por ejemplo, por Burridge, 1973). El más grave problema es que la fricción se reduce brutalmente una vez que el deslizamiento comienza. Como consecuencia de esto, el esfuerzo en el frente de ruptura se hace infinito. La única manera de evitar la creación de esta singularidad es que la velocidad de ruptura se reduzca a cero o sea igual a la velocidad de propagación de las ondas S. Sin embargo, el estudio de la velocidad de propagación de la ruptura de un gran número de terremotos gracias al uso de datos digitales de banda ancha, muestra que las velocidades de ruptura son del orden de 70 a 75 % de la velocidad de las S (ver, por ejemplo, Campos et al., 1994). Hay por lo tanto una inconsistencia que proviene del hecho que en esta ley de fricción clásica, no hay disipación de energía en el frente de ruptura. Como lo hemos ya discutido en la sección anterior, la única manera de regularizar el frente de ondas es introducir una ley de fricción que incluye disipación de energía en el frente de ondas. Un simple argumento físico muestra que la manera correcta de regularizar el frente de ruptura es introducir una escala de longitud para la zona de transición. En el interior de la zona de aliviamiento de tensiones, el deslizamiento se inicia de modo que la caída de esfuerzos no sea instantánea sino gradual. Es fácil demostrar que si esta zona existe la velocidad de propagación de la ruptura puede ser cualquiera entre cero y la velocidad máxima de ruptura (velocidad de la onda S para la falla antiplana, velocidad de Rayleigh para la fractura plana).

Se podría pensar que dado que la zona de aliviamiento de esfuerzos es tan pequeña, se puede reemplazar sin mayor problema por una función local. Esto es lo que se hace normalmente en mecánica de la fractura. La función local es justamente la tasa de aporte de energía al frente de ruptura, $\gamma = G$. Esta es la energía necesaria para hacer avanzar la falla en una unidad de longitud. En la modelización numérica de fallas esta aproximación no es posible porque el comportamiento asintótico de los campos de esfuerzos cerca del frente de ruptura es muy difícil de determinar numéricamente. Por esta razón Das y Aki (1977) propusieron un criterio numérico de ruptura que ha sido usado extensamente en la modelización. Este criterio—llamado de Irwin—consiste en utilizar como criterio de ruptura el esfuerzo calculado numéricamente en el elemento de la malla numérica situado justo enfrente de la ruptura. Virieux and Madariaga (1982) and Koller et al. (1992) mostraron que el criterio de Irwin depende de la elección del tamaño de la grilla de cálculo numérico. Lo que sucede es simple, como lo señalamos an-

tes para regularizar el frente de ruptura se necesita introducir una longitud característica de aliviamiento de tensiones. En los métodos numéricos esta longitud es precisamente la dimensión de la malla de cálculo.

Leyes de fricción más realistas fueron propuestas por Dieterich (1972), Rice and Ruina (1983) sobre la base de experiencias de roce hechas a baja velocidad en el laboratorio. Propusieron que el roce es una función muy no lineal de la velocidad de deslizamiento y de un cierto número de variables termodinámicas que representan la memoria de la falla. Por el momento estos modelos de roce han sido aplicados al estudio de modelos de terremotos casi-estáticos por Rice (1993). El único intento de aplicar estas nuevas leyes de fricción al cálculo de la ruptura ha sido el trabajo de Okubo (1989) sobre el cual discutiremos más adelante. Fundamentalmente, Okubo encontró que a gran velocidad de ruptura el modelo de roce de Dieterich y Ruina se reduce al modelo de aliviamiento de tensiones como los estudiados por Ida y Aki (1972).

Hay que hacer notar que en todos los modelos de roce que acabamos de discutir el énfasis se pone en el comportamiento de la falla a baja velocidad de deslizamiento (del orden de algunos $\mu\text{m/s}$), es decir en el momento en que comienza el deslizamiento. Poco dicen estos modelos sobre el roce a velocidades del orden de 1 m/s, como es el caso de la ruptura sísmica.

Fricción función de la velocidad de deslizamiento

En su estudio del modelo de Knopoffy Burridge (1967). Carlson and Langer (1989) utilizaron una ley de fricción que depende de manera muy simple de la velocidad de deslizamiento. Este modelo mostrado en la figura 9 no posee ni variables internas ni una longitud intrínseca. Posee por tanto uno de los defectos discutidos anteriormente, es decir que no produce disipación cerca del frente de ruptura. La ley se escribe:

$$T(\Delta\dot{u}) = T_0 \frac{V_0}{V_0 + \Delta\dot{u}} \quad (14)$$

donde T es la tracción total entre los bordes de la falla, $\Delta\dot{u}$ es la velocidad de deslizamiento, y V_0 es una constante con unidades de velocidad que determina la intensidad de la pérdida de tracción con el aumento de la velocidad de deslizamiento. La ley de fricción (14) permite simular el roce a alta velocidad pero no ha sido verificada experimentalmente. Como lo demuestran Cochard and Madariaga (1994) usando modelos numéricos, (14) es inestable a baja velocidad. Con el fin de comprender de donde proviene la inestabilidad de (14) reescribamos nuestra ecuación integral (11) en la forma

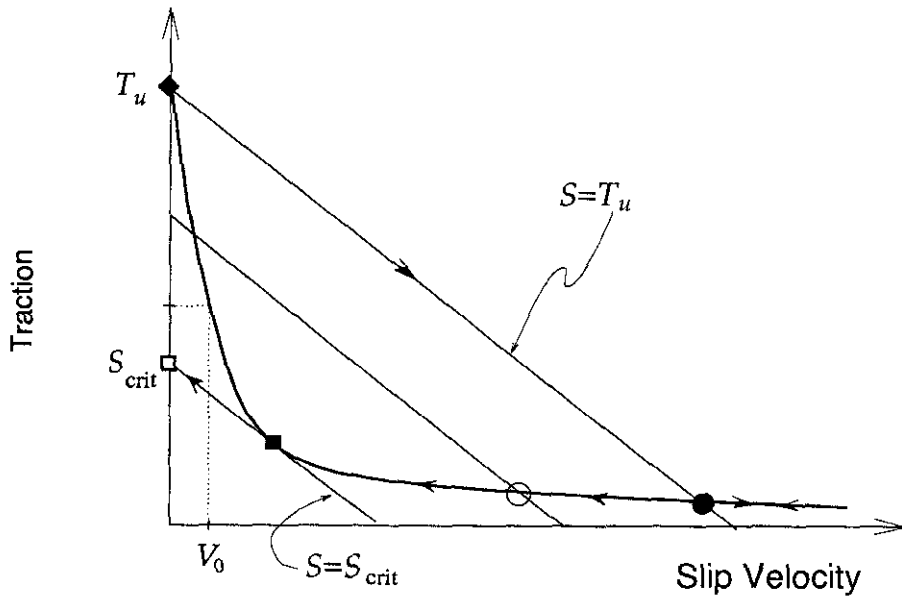


Figura 9: Ley de fricción dependiente de la velocidad de deslizamiento utilizada por Carlson y Langer en su estudio del modelo de bloques y resortes propuesto por Burridge y Knopoff. En la figura se presenta la trayectoria de esfuerzos y velocidad de deslizamiento para un punto cualquiera de la falla. Esta ley de fricción es inestable al comienzo y al final del deslizamiento. Las explicaciones aparecen en el texto.

$$T[\Delta\dot{u}(x,t)] = -\frac{\mu}{2\beta}\Delta\dot{u}(x,t) + S(x,t) \quad (15)$$

donde

$$S(x,t) = T_0(x) - \frac{\mu}{2\pi} K(x,t) ** \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta\dot{u}(x,t)$$

es un término que contiene el efecto de la pre-tensión y de las interacciones elastodinámicas a distancia.

Consideremos primero un punto de la falla que aun no ha comenzado a deslizar porque el frente de ruptura no ha llegado hasta él todavía. En este punto la velocidad de deslizamiento es cero y por lo tanto

$$T(x, t) = S(x, t) \quad (16)$$

simplemente. La integral $S(x,t)$ se calcula sumando sobre la velocidad de deslizamiento en aquellos puntos de la falla que están ya en movimiento.

Veamos a continuación lo que sucede con un punto de la falla a medida que el frente de ruptura se acerca. Poco a poco la integral de interacciones (S) aumenta hasta que la tracción en la falla llega a su valor máximo T_u sin que se produzca aun deslizamiento. Cuando $T = S$ alcanza este valor, el deslizamiento comienza de manera completamente inestable. En ese momento la velocidad de deslizamiento $\Delta\dot{u}$ salta instantáneamente a un valor determinado por la solución de la ecuación (15). Esta es una ecuación algebraica no lineal que posee cero, una o dos soluciones.

La mejor manera de comprender el comportamiento de las soluciones es referirse a la figura 9. Notemos primero que la parte derecha de la ecuación (15) representa una familia de rectas de pendiente $-\mu/2\beta$ parametrizadas por S . El término a la izquierda de la ecuación es la ley de fricción (14). Desde un punto de vista geométrico la solución de la ecuación integral (15) consiste en encontrar la intersección entre las líneas rectas y la curva que representa la ley de fricción.

Sigamos la trayectoria de un punto de la falla en el plano tracción-velocidad de deslizamiento. Cuando el deslizamiento comienza la solución pasa violentamente de $\Delta\dot{u} = 0$, indicado con un rombo negro en la figura 9, a un valor determinado por la intersección de la recta identificada en la figura por el valor de $S = T_u$ con la ley de fricción. Este punto es indicado por el círculo negro en la figura. La solución de la ecuación (15) pasa bruscamente de cero solución a dos soluciones cuando se llega al límite del roce estático. Se trata de un fenómeno de bifurcación similar a muchos otros en mecánica, por ejemplo el pandeo de vigas o columnas. El salto instantáneo de la velocidad de deslizamiento en el momento de la bifurcación implica que no hay disipación de energía en el frente de ruptura y, como ya lo hemos discutido, que la ruptura se propaga con la velocidad de las ondas de cizalla para impedir la formación de concentración de esfuerzos en el frente de ruptura.

Siguiendo con el estudio de la trayectoria de un punto de la falla en el plano $T - \Delta\dot{u}$, este punto recibe información del resto de la zona de ruptura de modo que S varía continuamente. A medida que S varía la solución de la ecuación (15) se desplaza a lo largo de la curva que define el modelo de roce $T(\Delta\dot{u})$. Por ejemplo, un estado posible de la falla es el indicado por círculo blanco en la figura 9.

Detención del deslizamiento o cicatrización de la falla

A medida que la velocidad de deslizamiento disminuye, S llega a un valor crítico nuevamente. Esto se produce cuando la línea recta definida por $S = S_{crit}$ se hace tangente a la ley de fricción como es el caso en el punto designado por el rectángulo negro en la figura 9. En este instante la solución

se bifurca nuevamente pasando de una situación en que hay dos soluciones para $S > S_{crit}$ a ninguna solución para $S < S_{crit}$. En este último caso, $\Delta\dot{u}$ salta instantáneamente a cero y la falla se cicatriza abruptamente. Simultáneamente la tracción T aumenta hasta alcanzar el valor S_{crit} como lo indica el rectángulo blanco en la figura 9.

Para evitar la segunda inestabilidad que aparece en este problema en el momento de la cicatrización de la falla, hemos alterado ligeramente la ley de fricción. Como se muestra en la figura 10, adoptamos la ley

$$T(\Delta\dot{u}) = T_{st} \frac{V_x}{V_x + \Delta\dot{u}} \quad \text{para } \Delta\dot{u} > 0, \quad (17)$$

donde V_x se elige de modo que la derivada $dT/d\Delta\dot{u}$ en el origen sea mayor que el valor crítico $-2\mu/\beta$ de la pendiente de las rectas a mano derecha de la ecuación integral. La principal ventaja de este modelo de fricción es que evita inestabilidades numéricas asociadas con la ley de fricción de Carlson y Langer sin afectar en absoluto las propiedades cualitativas de la solución. La razón es que con esta ley se evita el salto instantáneo de la velocidad en el momento de la cicatrización. Este salto provoca una fuerte generación local de ondas que no pueden ser bien modeladas por los métodos numé-

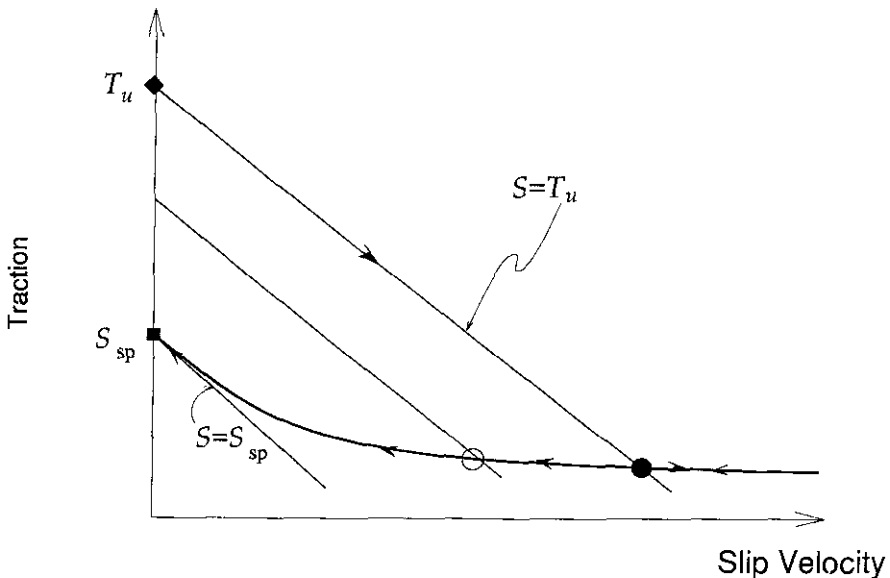


Figura 10: Ley de fricción modificada utilizada con el fin de evitar la inestabilidad de cicatrización que aparece en el caso de la ley de fricción de la Figura 10.

ricos. En cambio con (17) la tracción aumenta continuamente conforme que la velocidad de deslizamiento se reduce. La velocidad se reduce a medida que S se reduce y cuando $S = T_{st}$, la velocidad de deslizamiento se anula como lo muestra el rectángulo negro en la figura 10.

El origen de los pulsos de Heaton

Como veremos posteriormente, uno de los principales efectos del aumento de la fricción cuando la velocidad de deslizamiento se reduce es que se puede producir una cicatrización prematura de la falla. Recientemente Heaton (1990) observó que la duración del deslizamiento determinado a partir de datos de campo cercano y lejano para varios terremotos californianos era mucho más corto de lo que preveen los modelos de fractura circular. En el modelo circular la duración total del deslizamiento queda definida por el tiempo que pone una onda S para atrevarse la falla. Heaton interpretó estas observaciones como una evidencia de cicatrización prematura de la falla debida a un roce dependiente de la velocidad de deslizamiento del tipo discutido en (17). Demostraremos apoyándonos en simulaciones numéricas que estos pulsos de ruptura de corta duración son efectivamente debidos a una fricción que depende de la velocidad, pero que sólo pueden aparecer si el campo de esfuerzos es fuertemente heterogeneo por ejemplo, si contiene asperezas muy localizadas.

6. ESTUDIO NUMÉRICO DE MODELOS SIMPLES DE RUPTURA

Con el fin de demostrar los principales efectos de la introducción de una ley de fricción que depende de la tasa de deslizamiento en la falla, estudiaremos tres problemas muy simples descritos gráficamente en la figura 11. Consideramos una falla pre-existente en un medio elástico perfectamente homogéneo. La ley de fricción es también uniforme en toda la falla. Debido a terremotos que se han producido anteriormente en la falla se supone que el estado inicial de esfuerzos es heterogeneo. Inspirándonos del trabajo presentado por Okubo (1989), en este primer ensayo de modelado consideramos los tres modelos de esfuerzo inicial descritos en la figura 11. En el primer modelo el esfuerzo inicial está localizado en una pequeña zona en el interior de la falla. Este modelo corresponde a la noción de aspereza tal como la introdujeron Kanamori y Stewart (1986) y fue formalizada por Madariaga (1989). La aspereza situada en el centro de la falla está sometida a un esfuerzo inicial igual a la fricción estática, en tanto que el resto de la falla está sometido a un esfuerzo de corte que es una fracción de la fricción estática. La aspereza puede romperse en cualquier momento. En el segundo modelo de la figura 11 estudiamos otro caso extremadamente simple dos asperezas situadas a poca distancia una de otra. La primera es-

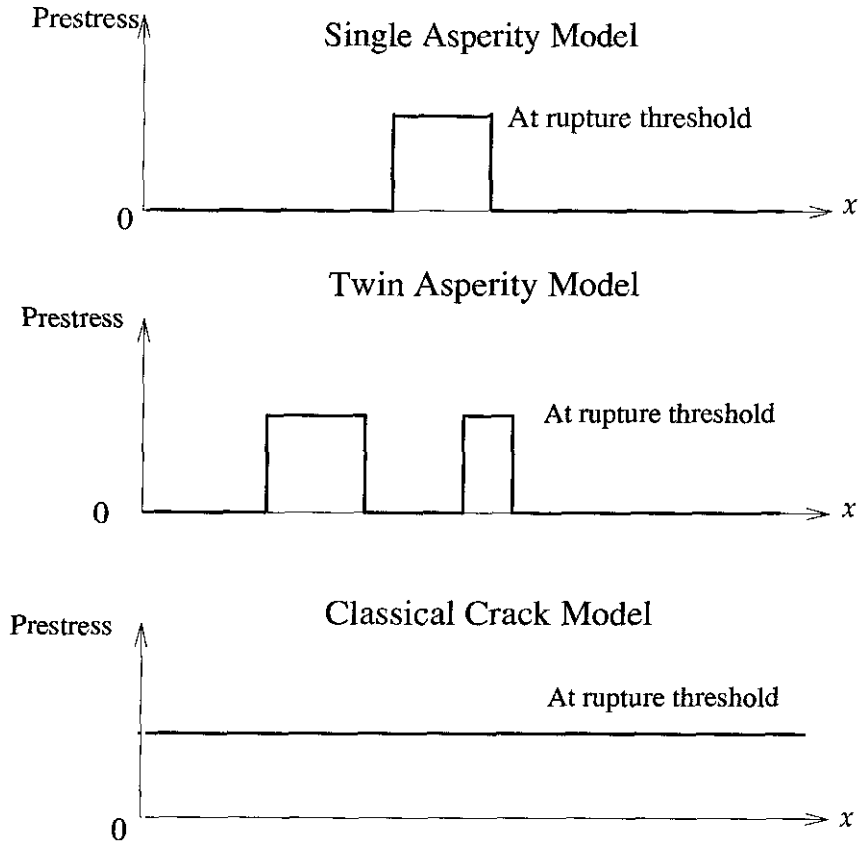


Figura 11: Tres modelos de esfuerzo inicial para el estudio de la propagación de la ruptura en un plano de falla uniforme. El sismo comienza con la ruptura instantánea de la aspereza central en los dos primeros casos y se propaga espontáneamente. En el último modelo el esfuerzo inicial es uniforme y la ruptura comienza también con una pequeña zona de ruptura instantánea.

tá lista para romperse, mientras que la segunda está sometida a un esfuerzo solo ligeramente inferior al umbral de ruptura. Como en el primer modelo, el resto de la falla está sometido a un esfuerzo mucho menor. Finalmente, con el fin de tener un modelo de referencia, se estudia un tercer modelo en que la carga inicial es perfectamente uniforme.

Ruptura dinámica de una falla uniformemente cargada

Este caso ha sido estudiado extensamente en la literatura porque es prácticamente uno de los pocos casos de ruptura dinámica que admiten una

Slip Velocity for a Uniformly Loaded Fault

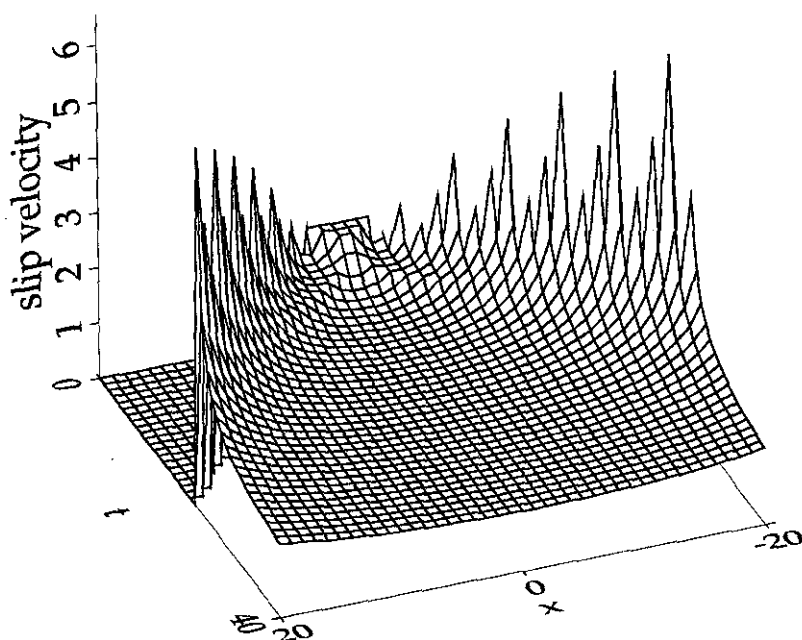


Figura 12: Velocidad de deslizamiento en función de la posición y el tiempo para una falla sometida a un esfuerzo inicial uniforme. El cálculo se realizó exactamente suponiendo una velocidad de ruptura constante e igual a $v = 0.75$. La fricción dinámica es uniforme e independiente de la velocidad de deslizamiento.

solución analítica. Estas soluciones se pueden calcular con los métodos propuestos en Madariaga (1983). En una publicación reciente (Madariaga y Cochard, 1994) hemos demostrado que la solución analítica y la solución numérica son prácticamente iguales en el caso en que la velocidad de ruptura es constante. Aunque ciertas dudas son regularmente emitidas en lo que respecta a la calidad de las soluciones numéricas a problemas de grietas, en este artículo no nos preocuparemos del problema de precisión, tema que ha sido abordado en detalle en la monografía de Kostrov y Das (1990) y en nuestro artículo (Koller et al, 1993).

La figura 12 muestra el campo de velocidades de deslizamiento calculado para una falla que comienza inicialmente en una pequeña zona de la falla y luego se propaga espontáneamente a toda la falla. Una vez que la ruptura comienza en un medio uniformemente cargado la ruptura se hace

inestable y se propaga indefinidamente sin que sea posible detenerla sin intervención exterior. Con el fin de mostrar los efectos de una falla finita en la figura 12 hemos supuesto que dos barreras se sitúan simétricamente con respecto al origen de la ruptura. Estas barreras infranqueables para la ruptura pueden modelar una discontinuidad geométrica de la falla o simplemente el hecho que todas las fallas poseen una dimensión finita. La propiedad más interesante en esta figura es la presencia de las zonas de fuerte concentración de velocidad cerca de los frentes de rupturas. Estas concentraciones poseen la dependencia en raíz inversa de la distancia al frente de ruptura, discutida ya en una sección anterior. Cuando la ruptura se detiene al alcanzar las barreras una onda de parada (*stopping phase, en inglés*) es enviada hacia el centro de la falla. La velocidad de deslizamiento sufre un salto instantáneo de velocidad cuando pasa esta onda. El movimiento en la falta cesa poco después que las ondas de parada de cada barrera han alcanzado el extremo opuesto de la zona de ruptura.

Es interesante ver lo que sucede con el campo de esfuerzos para este modelo. Dado que la fricción se supuso independiente de la velocidad de deslizamiento, el esfuerzo en la parte rota de la falla es constante durante el movimiento como se puede apreciar en la figura 13. Lo más interesante en esta figura es la presencia de una concentración de esfuerzos cerca del frente de ruptura y, sobre todo, frente a las barreras después que la ruptura se ha detenido. Estas concentraciones de esfuerzos son de la forma muy conocida de tipo inverso de la raíz cuadrada de la distancia al frente de ruptura. En la figura 13 esta dependencia con la distancia no es muy clara durante el movimiento del frente de ruptura. Esto se debe a que este frente avanza a una velocidad muy próxima de aquella de la onda S y por lo tanto es una concentración muy localizada. En el dibujo de la figura 13, la trama de líneas equidistantes en tiempo y espacio, no permite ver mejor este frente de concentración de esfuerzos. Las variaciones periódicas de la amplitud de la concentración de esfuerzos visible en la figura 13 son debidas a un fenómeno de interferencia entre la periodicidad del dibujo y del frente de ruptura (*aliasing en inglés*). En el interior de la falla el campo de esfuerzos es constante hasta el momento en que se produce la detención del deslizamiento. A partir de ese momento el esfuerzo cerca del centro de la falla disminuye lentamente mientras el esfuerzo estático se adapta al deslizamiento en la falla. Todas las propiedades de esta solución han sido ampliamente discutidas en la literatura en los últimos quince años y no me parece necesario repetir esta discusión aquí.

Se puede resolver este mismo problema utilizando una ley de roce no lineal dependiente de la velocidad como (14) o (17). La solución se obtiene numéricamente sin dificultad pero no es fundamentalmente diferente de los resultados de la figura 12. La razón es que en presencia de un esfuerzo uniforme la velocidad de deslizamiento es muy elevada y solo disminuye con la llegada de las fases de parada. Nada cambia en la solución, salvo que en la parte final del deslizamiento el esfuerzo en el centro de la falla aumenta

Stress for a Uniformly Loaded Fault

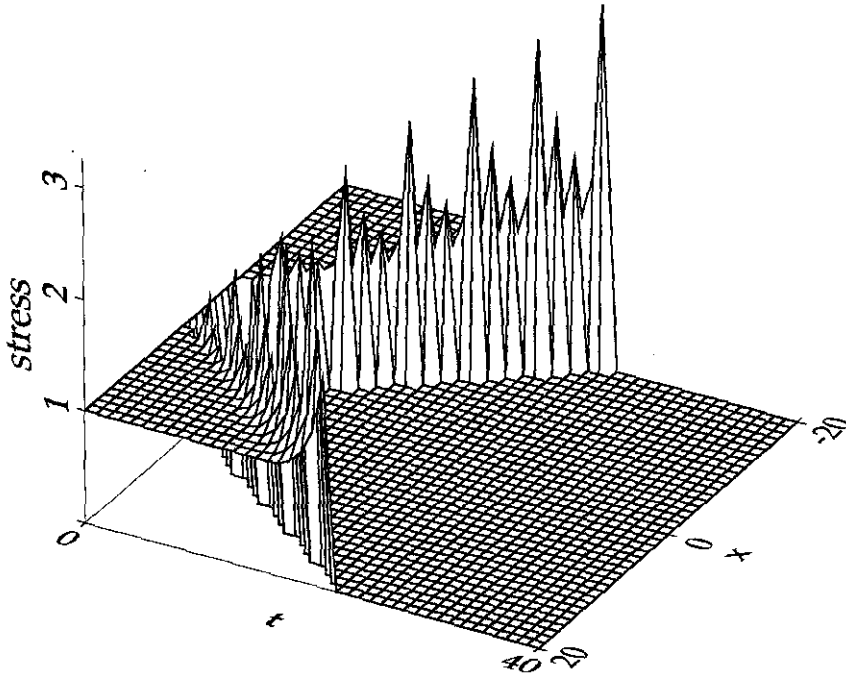


Figura 13: Esfuerzo en función de la posición y el tiempo para una falla sometida a un esfuerzo inicial uniforme. El cálculo se realizó exactamente suponiendo una velocidad de ruptura constante e igual a $v = 0.75c$. La fricción dinámica es uniforme e independiente de la velocidad de deslizamiento.

lentamente hasta que el deslizamiento cesa completamente. Fundamentalmente, una ruptura se propaga sin detenerse sobre toda la zona continua de la falla y si no hubiera barreras se extendería indefinidamente en ambas direcciones. La velocidad de deslizamiento es tan elevada que no hay ninguna fuente de heterogeneidad en la falla. Este es el modelo que la mayor parte de los sismólogos consideran en el análisis de los terremotos.

7. MODELIZACION NUMÉRICA DE UNA FALLA QUE CONTIENE UNA ASPEREZA AISLADA

Estudiemos a continuación el primer modelo presentado en la figura 11: una aspereza aislada fuertemente cargada, rodeada por un sector de la fa-

lla donde el esfuerzo inicial es mucho más débil. En el modelo numérico se adoptaron los valores siguientes: el umbral de fricción estático se fijó en $T_u = 1$, la aspereza inicial tiene un largo igual $2L$ donde $L = 1$ la velocidad de las ondas S es $\beta = 1$ y la constante elástica $\mu = 1$. Con estos valores se logra adimensionalizar los resultados.

Los esfuerzos son normalizados por el esfuerzo máximo T_u , la velocidad de deslizamiento por $T_u/\mu\beta$ y el deslizamiento por $T_u/\mu L$. Finalmente, el esfuerzo inicial en la falla fuera de la aspereza es $T_0 = 0.20T_u$.

En la simulación numérica se adoptó una malla de discretización con 100 elementos en el interior de la aspereza, pero en las figuras siguientes sólo se presentarán resultados para una de cada diez líneas. De otro modo las figuras no serían visibles.

Ruptura de una aspereza aislada con fricción constante

En las figuras 14 y 15 se presenta la evolución de la velocidad de deslizamiento y de los esfuerzos en función del espacio y del tiempo para el modelo de una sola aspereza cuando la ley de fricción es independiente de la velocidad de deslizamiento. Como se observa en la figura 14, la ruptura de la aspereza ocurre instantáneamente. Esto no es necesario pero se trata así de simplificar la interpretación de los resultados. Después de la ruptura de la aspereza la ruptura se propaga lateralmente fuera de la aspereza con velocidades que alcanzan rápidamente la velocidad de las ondas S. La velocidad de deslizamiento es inicialmente muy fuerte y uniforme en la aspereza, pero una vez que la ruptura se extiende más allá de ésta, la velocidad de deslizamiento tiende a disminuir. A medida que pasa el tiempo se observa la formación de dos pulsos de velocidad que se propagan detrás del frente de ruptura. En el centro de la falla, donde estaba inicialmente la aspereza, la velocidad disminuye rápidamente hasta alcanzar valores del orden de $\beta\Delta T_0/\mu$, es decir la velocidad en una falla cargada uniformemente por un esfuerzo inicial igual a $T_0 = 0.20 T_u$. La velocidad ha disminuido casi a 10 % de su valor inicial en la aspereza. Después de un cierto tiempo detenemos la ruptura arbitrariamente en dos barreras irrompibles como en el caso anterior de la falla cargada uniformemente. Cuando la ruptura se detiene abruptamente en las barreras emite una onda de parada (*stopping phase*) que detiene el movimiento en el interior de la falla.

El campo de velocidad de deslizamiento para la falla con aspereza es totalmente diferente de aquel de la falla uniformemente cargada presentado en la figura 12. La diferencia principal es que el campo de velocidades está fuertemente concentrado cerca de la aspereza y luego produce un pulso cuyo ancho está controlado por la dimensión de la aspereza inicial y no por el tamaño total de la falla. Esto es justamente lo que ha observado Heaton (1990) en el artículo citado anteriormente. Como veremos en el modelo numérico siguiente, la introducción de una fricción que depende

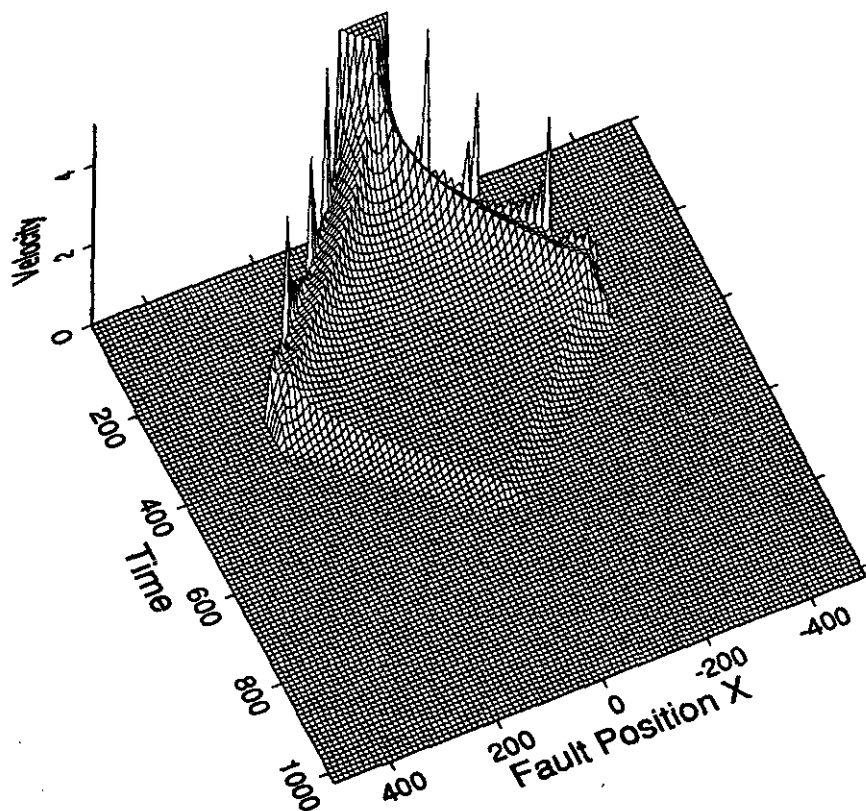


Figura 14: Velocidad de deslizamiento en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene una aspereza en el esfuerzo inicial como se presenta en el primer caso de la figura 9. La ruptura de la aspereza se produce instantáneamente y luego se propaga dinámicamente a lo largo de la falla. La fricción dinámica es independiente de la velocidad de deslizamiento.

de la frecuencia va acentuar aún más la concentración de la velocidad en estos pulsos, pero el fenómeno fundamental que genera estos pulsos de corta duración es la concentración de los esfuerzos iniciales en la aspereza.

El campo de esfuerzos para el modelo de una aspereza se presenta en la figura 15. Inmediatamente después de la ruptura de la aspereza el esfuerzo en la aspereza se reduce T_k , la fricción dinámica, provocando una caída de esfuerzos $\Delta T \approx T_u - T_k$. En la figura la fricción dinámica T_k se ha supuesto igual a cero. El esfuerzo en el interior de la parte rota de la falla es constante durante todo el proceso y sólo varía después del arribo de las fases de parada que producen la cicatrización de la falla. En el exterior del frente de ruptura se observan claramente las concentraciones de esfuerzos

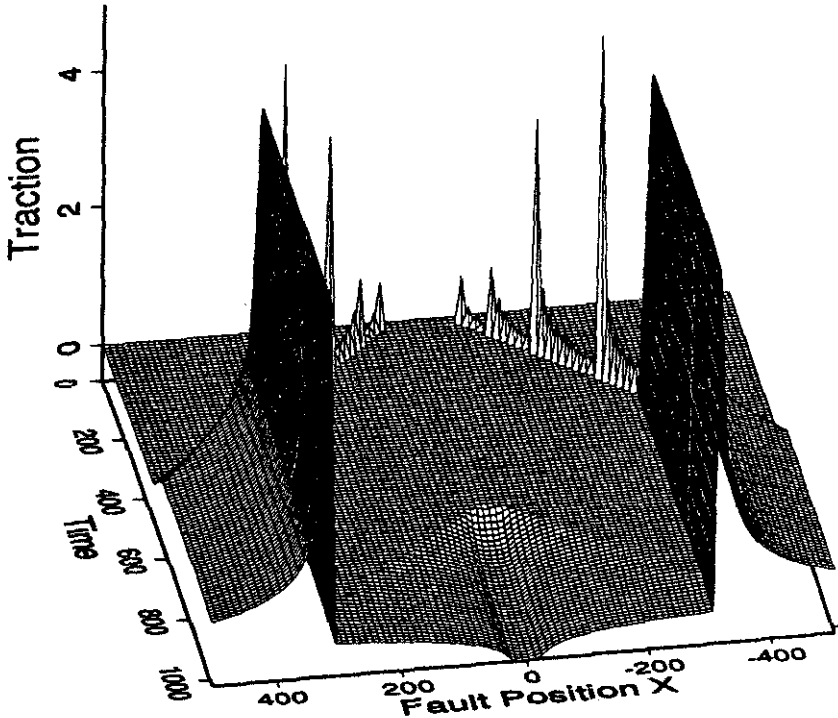


Figura 15: Esfuerzo en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene una aspereza en el esfuerzo inicial como se presenta en el primer caso de la figura 9. La ruptura de la aspereza se produce instantáneamente y luego se propaga dinámicamente a lo largo de la falla. La fricción dinámica es independiente de la velocidad de deslizamiento.

aunque aparecen muy variables debido al modo de representación a tres dimensiones. Un contraste evidente aparece entre esta figura y la figura 13, correspondiente al caso cargado uniformemente, la concentración de esfuerzos para la aspereza disminuye después de la ruptura inicial, en cambio en el caso uniforme la concentración no cesa de aumentar con el tiempo, acentuando así la inestabilidad del frente de ruptura. Es por lo tanto mucho más simple detener un frente de ruptura en el caso de una aspereza que en aquél de una falla uniformemente cargada .

Ruptura de una aspereza aislada con fricción que depende de la velocidad

Resolvemos numéricamente el mismo problema que en la sección anterior, pero suponiendo que la fricción es del tipo (17), es decir que aumenta ligeramente a medida que la velocidad de deslizamiento disminuye.

Rate-Dependent Friction Law

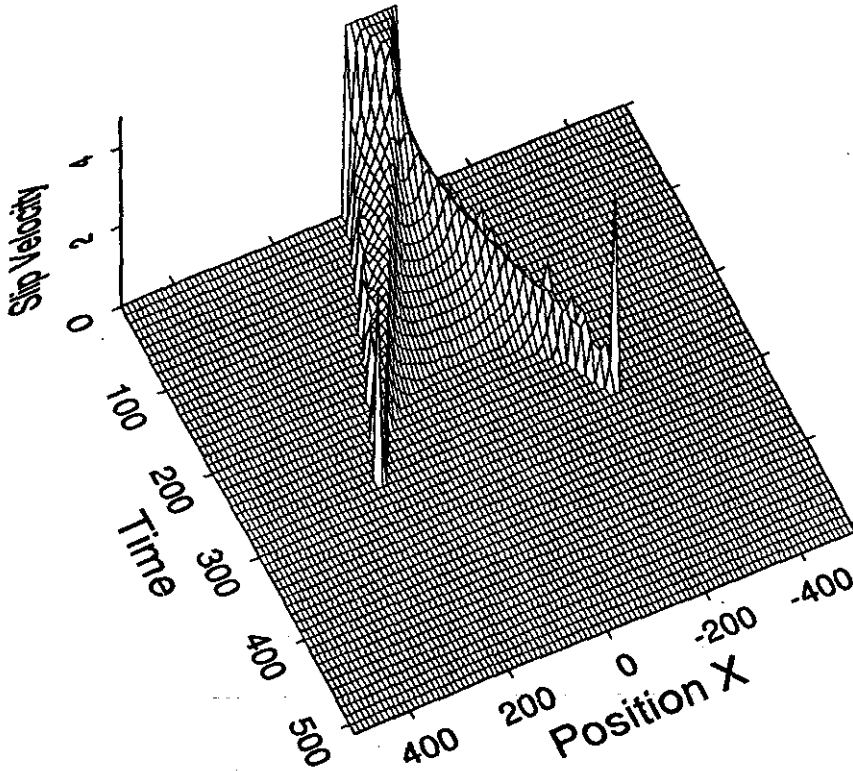


Figura 16: Velocidad de deslizamiento en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene una aspereza en el esfuerzo inicial como se presenta en el primer caso de la figura 9. La ruptura de la aspereza se produce instantáneamente y luego se propaga dinámicamente. La fricción dinámica depende de la velocidad de deslizamiento según la ley de fricción modificada (17).

El resultado para la velocidad de deslizamiento se presenta en la figura 16, donde se aprecia un cambio fundamental con respecto al caso con fricción cinemática constante. La cicatrización de la falla, es decir el fin del deslizamiento en el interior de ésta, comienza en el centro de la aspereza y luego se propaga con velocidad supersónica en ambas direcciones a lo largo de la falla. Como puede verse en la figura 16 la traza del frente de cicatrización es una especie de hipérbola cuyo centro coincide con el de la aspereza. El frente de cicatrización se extiende a lo largo de la falla con una velocidad aparente supersónica, por lo cual al cabo de un cierto tiempo ter-

Rate-Dependent Friction Law

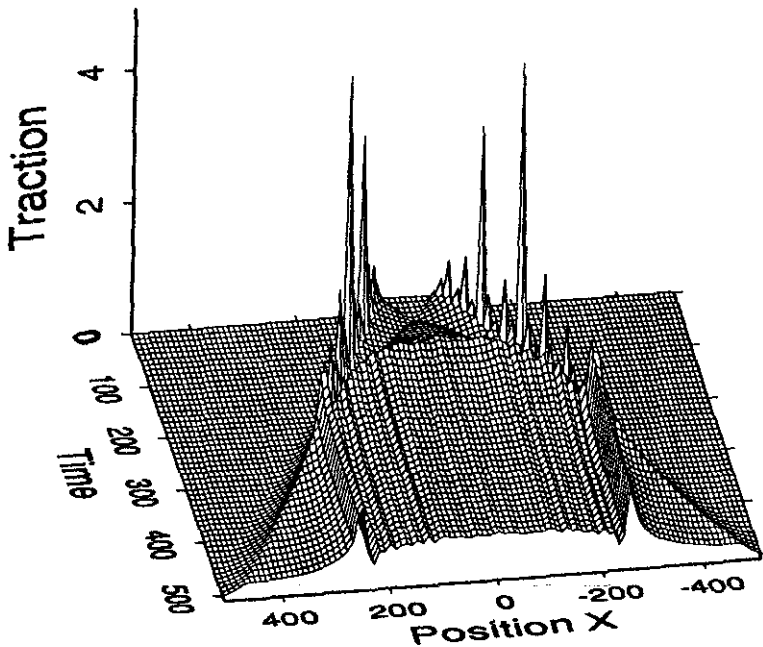


Figura 17: Esfuerzo en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene una aspereza en el esfuerzo inicial como se presenta en el primer caso de la figura 9. La ruptura de la aspereza se produce instantáneamente y luego se propaga dinámicamente. La fricción dinámica depende de la velocidad de deslizamiento según la ley de fricción modificada (17).

mina por alcanzar al frente de ruptura. Cuando el frente de cicatrización se acerca al frente de ruptura el pulso de velocidad de deslizamiento se hace cada vez más estrecho y finalmente se reduce a cero con lo cual la ruptura deja de propagarse. Todo aumento de la fricción con la reducción de la velocidad de deslizamiento produce este fenómeno de cicatrización prematura del deslizamiento y por lo tanto de la detención espontánea del frente de ruptura. La distancia hasta la cual se propaga el frente de ruptura depende completamente de los detalles de la ley de fricción, lo que muestra que en un modelo geoméricamente homogéneo la ley de fricción puede jugar un rol esencial en la estabilización de la ruptura.

La figura 17 muestra el campo de esfuerzos en función del espacio y el tiempo para el mismo modelo anterior. Hay una diferencia fundamental

entre este campo de esfuerzos y el de la figura 15, el caso en que la fricción es constante. En efecto, el esfuerzo en el interior de la cae inicialmente a un valor muy bajo y luego aumenta a medida que la velocidad de deslizamiento disminuye. En el centro de la falla el esfuerzo pasa por un máximo en el momento de la cicatrización, o sea cuando el deslizamiento se detiene. La fase de cicatrización que vimos en la figura 17, se manifiesta en los esfuerzos como un máximo cuya arista superior coincide con el momento en que el deslizamiento se detiene en un punto de la falla. Después de la detención del deslizamiento los esfuerzos cambian a causa de una redistribución debida a las interacciones elásticas a distancia. En la figura el esfuerzo final presenta algunas oscilaciones de origen numérico y que son debidas al uso de una malla para el cálculo numérico. La detención del deslizamiento en un punto de la malla no se propaga continuamente sino por saltos de una malla a la siguiente; ésto produce ondas que propagan pequeñas oscilaciones. En un artículo reciente (Cochard y Madariaga, 1994) hemos analizado estas oscilaciones y hemos demostrado que no tiene una incidencia mayor en la solución. Como el deslizamiento se detiene desde el centro de la falla hacia los bordes, el estado final de esfuerzos es mayor cerca del centro y no casi constante como en el caso de la fricción constante. Cuando la ruptura se detiene espontaneamente, una concentración de esfuerzos aparece frente a la falla, cuya típica forma en raíz cuadrada inversa se observa perfectamente en la figura.

Finalmente, como se aprecia comparando las figuras 14 y 16, la velocidad de deslizamiento está aún más concentrada detrás del frente de ruptura que en el caso de la ley de fricción constante. Como se ve de nuestros resultados, este tipo de fricción aumenta la concentración de la velocidad y reduce el ancho de los pulsos, pero lo que genera los pulsos de Heaton en primera instancia es la presencia de asperezas.

8. MODELIZACION DE LA RUPTURA DE UNA FALLA CON DOS ASPEREZAS

Un modelo más complejo que nos servirá para ilustrar otras propiedades de los modelos con fricción dinámica es una falla completamente homogénea cuyo esfuerzo inicial posee dos fuertes concentraciones como se muestra en el segundo modelo de la figura 11. La primera aspereza está lista para romperse ($T_0 = T_u$), y la segunda solo ligeramente bajo de la tensión de ruptura. En el calculo numérico se utilizaron 100 elementos en la aspereza inicial y 50 en la segunda, ambas asperezas están separadas por una zona de 100 elementos; la malla contaba con un total de 1024 elementos. Con el fin de limitar la ruptura en el caso de roce dinámico constante, se pusieron dos barreras infranqueables a una distancia de 500 elementos del centro de la malla. Los resultados son adimensionalizados como en el caso an-

Classical Friction Law

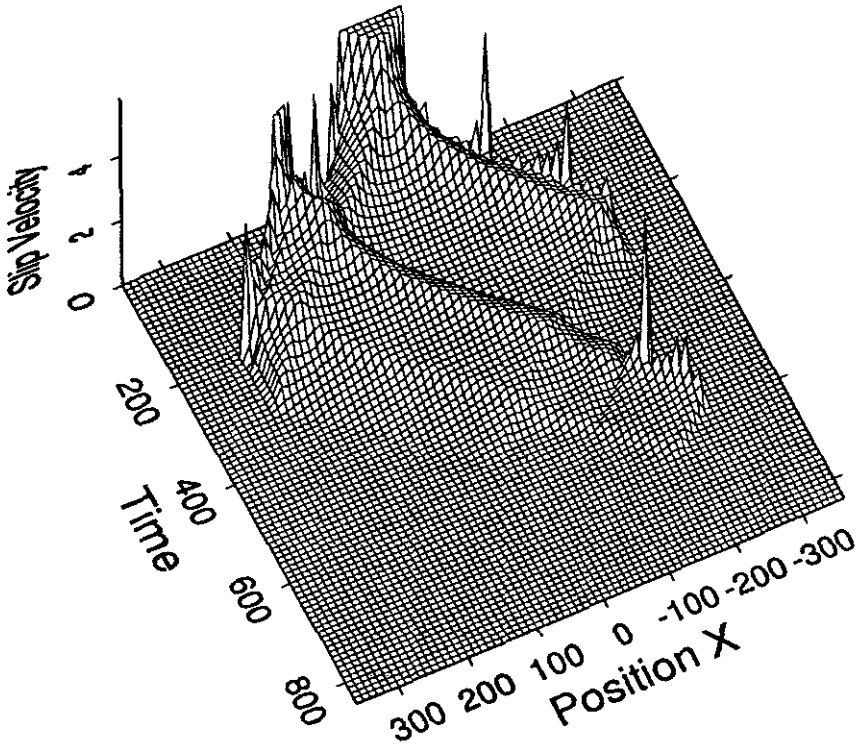


Figura 18: Velocidad de deslizamiento en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene dos asperezas en el esfuerzo inicial como se presenta en el segundo caso de la figura 9. La ruptura de la primera aspereza se produce instantáneamente y luego la ruptura se propaga dinámicamente. La fricción dinámica es independiente de la velocidad de deslizamiento.

terior. Los esfuerzos son normalizados por T_u el roce estático igual al esfuerzo inicial en la primera barrera. El deslizamiento por $T_u/\mu L$ donde L es la dimensión de la primera barrera y la velocidad de deslizamiento por $T_u/\mu\beta$.

Fricción constante

En el primer modelo se supuso una fricción dinámica constante en toda la falla. Los resultados para la velocidad de deslizamiento se muestran en la figura 18 y los esfuerzos correspondientes en la figura 19. Como se aprecia de estos resultados, el principal resultado de la ruptura de las as-

Classical Friction Law

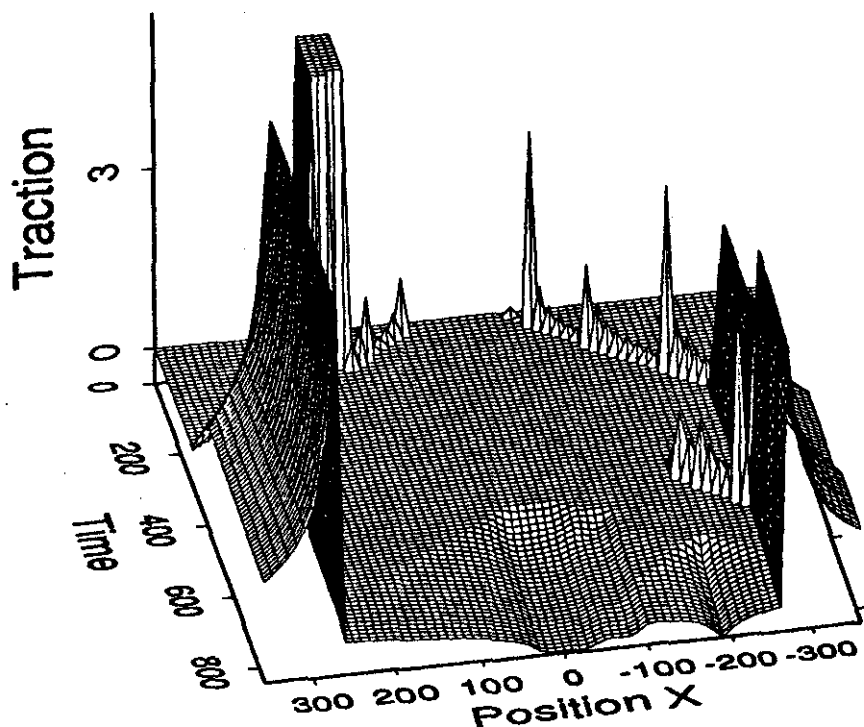


Figura 19: Esfuerzo en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene dos asperezas en el esfuerzo inicial como se presenta en el segundo caso de la figura 9. La ruptura de la primera aspereza se produce instantaneamente y luego la ruptura se propaga dinámicamente. La fricción dinámica es independiente de la velocidad de deslizamiento.

perezas es una transferencia de esfuerzos desde las asperezas hacia los bordes de la falla, más allá de las barreras irrompibles. Este efecto de transferencia de esfuerzos es amplificado por el “overshoot” o sobre-deslizamiento que se produce cerca del centro de la falla. Este sobredeslizamiento se ve perfectamente en la figura 17 en la forma de dos estrechos canales en forma de V. La duración total del deslizamiento es extremadamente larga con respecto a la dimensión de las asperezas ya que está en realidad determinada por la llegada de las fases de parada emitidas cuando la ruptura se detiene en las barreras. Estas fases de parada producen un salto discontinuo de velocidad de deslizamiento en la falla. Como en este modelo la cicatri-

zación se produce cuando la velocidad de deslizamiento cambia de signo, la detención del deslizamiento depende de detalles del campo de esfuerzos, pero no es en ningún caso suficiente para producir heterogeneidad en la falla.

Una observación interesante es que la ruptura de la segunda aspereza produce un pulso de velocidad que atraviesa toda la falla y reinicializa el movimiento cerca de la cota $x = -200$. Por lo tanto aun para leyes de fricción simples la introducción de la heterogeneidad de los esfuerzos provoca fenómenos nuevos no incluidos en los modelos clásicos de ruptura.

Fricción dependiente de la velocidad

En la simulación siguiente se estudió nuevamente el modelo con dos asperezas, pero en esta ocasión se adoptó la ley de fricción (17) con $T_{sp}/\mu = 1.8$ y $V_x = 1.5\beta T_{sp}/\mu$. La variación de la velocidad de deslizamiento y el campo de esfuerzos en función de la posición sobre el plane de falla y del tiempo aparecen en las figuras 20 y 21, respectivamente.

La diferencia principal entre esta simulación y la anterior con fricción constante es que la detención de la ruptura es espontanea y se debe solamente a la fricción. Las fases de cicatrización son claramente visibles en la figura 20. Cuando la cicatrización que se propaga a velocidad supersónica alcanza al frente de ruptura, éste se detiene de modo que la ruptura queda delimitada naturalmente en el interior de la falla. Otra importante diferencia con la figura 18 es que la duración del deslizamiento en un punto no depende ni de la dimensión de las asperezas ni de la falla total, sino que es controlado por la interacción entre los pulsos de velocidad generados por las asperezas. Esto puede dar lugar a situaciones muy complejas como se observa en la figura cuando la segunda aspereza se rompe. Un pulso de deslizamiento se origina en la segunda aspereza y cruza toda la falla rompiendo zonas que ya habían cicatrizado. El deslizamiento en esa parte de la falla consiste entonces en dos pulsos sucesivos, provenientes de cada una de la asperezas.

Debido a la interferencia entre el deslizamiento provocado por la ruptura de cada una de estas asperezas, el campo de esfuerzos final una vez que la falla hubo cicatrizado es muy complejo.

Los esfuerzos inicialmente concentrados en las asperezas han sido transferidos a varios sitios de la falla. Dos concentraciones de esfuerzos aparecen en cerca de $x = 50$ y de $x = -100$ debido a la detención de los pulsos de ruptura emitidos por la fractura de cada una de las asperezas. El campo de esfuerzos es en general más débil en la dirección de la segunda aspereza, por lo que parece que la redistribución de esfuerzos se hace preferentemente hacia las regiones menos cargadas de la falla. Los detalles de esta transferencia de carga son fuertemente dependientes de los detalles de la ley de fricción así como del estado de esfuerzos iniciales. Este es el principal punto que queríamos establecer en este artículo.

Rate-Dependent Friction Law

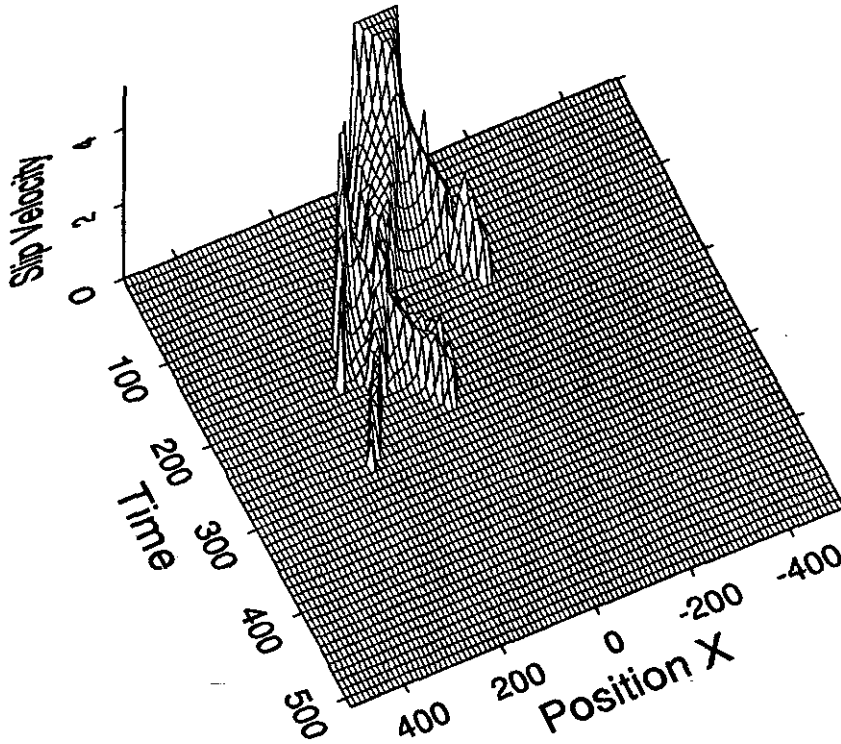


Figura 20: Velocidad de deslizamiento en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene dos asperezas en el esfuerzo inicial como se presenta en el segundo caso de la figura 9. La ruptura de la primera aspereza se produce instantaneamente y luego la ruptura se propaga dinámicamente. La fricción dinámica depende de la velocidad de deslizamiento según la ley de fricción modificada (17).

9. CONCLUSION

A partir de la solución numérica de modelos de falla muy simples hemos establecido que la ruptura sísmica en presencia de leyes de roce que dependen de la velocidad de deslizamiento presentan una serie de propiedades nuevas. Con respecto al modelo usual con fricción uniforme, la diferencia principal es que la cicatrización es inestable, de modo que el deslizamiento en el interior de la falla se puede producir de manera espontanea sin esperar la llegada de fases de parada provenientes de barreras u otras heterogeneidades

Rate-Dependent Friction Law

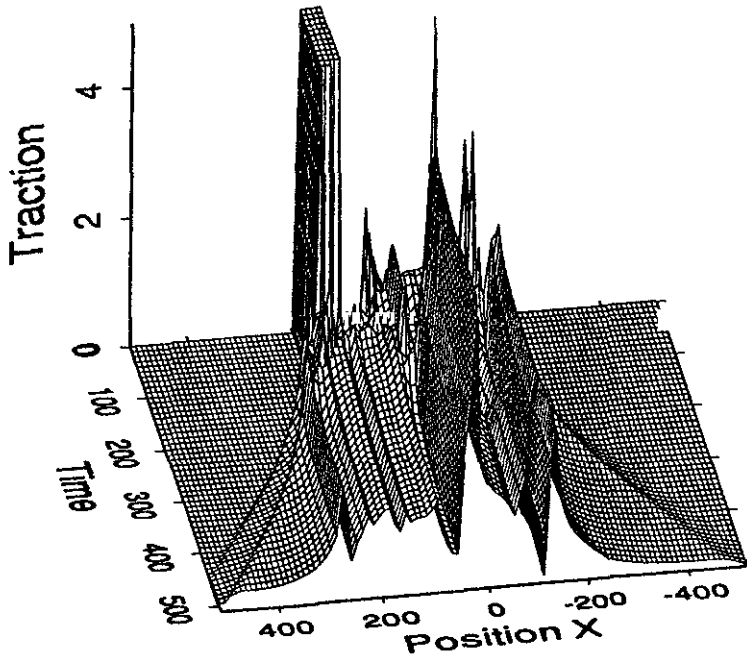


Figura 21: Esfuerzo en función de la posición y el tiempo para una falla que contiene dos asperezas en el esfuerzo inicial como se presenta en el segundo caso de la figura 9. La ruptura de la primera aspereza se produce instantáneamente y luego la ruptura se propaga dinámicamente. La fricción dinámica depende de la velocidad de deslizamiento según la ley de fricción modificada (17).

geométricas. El proceso de cicatrización se propaga a partir del punto de iniciación con velocidad aparente supersónica. Esta velocidad supersónica no debe extrañar puesto que se trata de procesos no-lineales locales y no de la propagación de una onda elástica lineal de tipo S. Este tipo de resultados fueron obtenidos originalmente por Cochard y Madariaga (1994) usando la ley de fricción (14) utilizada por Carlson y Langer (1989). Esta ley es muy inestable en el momento de la cicatrización por lo que la hemos reemplazado por otra menos inestable (17) sin que se modifiquen las conclusiones principales de nuestro estudio numérico. La ventaja evidente de la nueva ley de fricción es que se reducen las inestabilidades numéricas provocadas por la cicatrización demasiado inestable en el caso de la ley de fricción de Carlson y Langer.

Naturalmente otros fenómenos pueden igualmente intervenir en la cicatrización provocando inestabilidad y detención prematura del deslizamiento. Creemos sin embargo que los resultados presentados aquí son robustos y no dependen de los detalles del proceso de cicatrización, pero esto merece ciertamente un estudio más detallado en el futuro.

El único elemento incompleto en nuestro modelo es la falta de escala de longitud de la fricción. La introducción de un modelo de aliviamiento de tensiones cerca del frente de ruptura requiere un gran número de elementos de malla, por lo que es mucho más costoso en tiempo de cálculo de ordenador. Gracias a la utilización de un ordenador paralelo de tipo CM-5 hemos recientemente logrado modelar una ley de aliviamiento de tensiones. Los resultados son demasiado prematuros para ser presentados en el presente artículo.

El estudio del problema de la ruptura en presencia de una sola aspereza nos ha permitido demostrar un mecanismo simple de detención de la ruptura en el interior de una falla sin acción de barreras u otro tipo de discontinuidad geométrica. La detención de la ruptura se produce a causa de las fases de cicatrización supersónicas. Estas fases reducen la caída de esfuerzos en el interior de la falla produciendo lo que Brune (1970) llamó caída parcial de esfuerzos. La reducción de la caída de esfuerzos provoca una reducción correspondiente de las concentraciones de esfuerzos cerca del frente de ruptura. Más importante aun, como las fases de cicatrización se desplazan supersónicamente, éstas pueden alcanzar el frente de ruptura y detenerlo mucho antes que sea detenido por una barrera natural de la falla. Uno de los problemas más agudos de los modelos de fractura de tipo Kostrov encuentra así una solución natural: la cicatrización interfiere con la propagación del frente de ruptura y logra detener la ruptura de manera completamente natural.

De la solución del problema más complejo de una falla con dos asperezas que interactúan de manera muy no-lineal se encuentra que la ruptura de cada una de ellas, provoca, la propagación de pulsos de ruptura del tipo propuesto por Heaton (1990). Estos pulsos no son provocados por la ley de fricción solamente, sino principalmente por la heterogeneidad de los esfuerzos iniciales en la falla. Dependiendo de detalles de la ley de fricción y de la distribución de los esfuerzos los pulsos de ruptura pueden atravesar toda la falla, detenerse en medio de ésta, o incluso reforzarse mutuamente provocando la ruptura de zonas descargadas de todo esfuerzo inicial. El rol protagónico en este modelo proviene de las asperezas y es reforzado por la ley de fricción dependiente de la velocidad de deslizamiento. Este importante rol dinámico de las asperezas aparecía ya en los estudios de Kostrov y Das, pero son puestos en relieve por la ley de roce adoptada en el presente trabajo. Lo que se debe retener es que una parte de la física de la ruptura sísmica no había sido claramente revelado a causa del uso casi sistemático, excepto en el caso de algunos trabajos de Das o de Okubo, de un esfuerzo inicial uniforme.

Debe insistirse que los resultados presentados en este artículo fueron obtenidos con modelos de falla que no poseen ninguna heterogeneidad en sus propiedades físicas o geométricas. Toda heterogeneidad que aparece se debe a la distribución inicial de esfuerzos y a la ley de roce no-lineal. Es claro que en fallas planas en tres dimensiones o si se toman en consideración heterogeneidades geométricas el desarrollo natural de la heterogeneidad no hará sino que reforzarse. Pero esto es ya tema de futuros trabajos.

Agradecimientos. Este trabajo fué financiado por la Comunidad Europea dentro de su programa SCIENCE, proyecto SCI-0176-C (SMA) PUBLICATION IPGP N. 1327

BIBLIOGRAFIA

- AKI, K., 1967: Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, 73, 5359-5376.
- AKI, K., 1987: Magnitude-frequency relation for small earthquakes: a clue to the origin of f_{max} of large earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 92, 1349-1355.
- AKI, K., and P. G. RICHARDS, 1980: *Quantitative Seismology*, W. H. Freeman, New York.
- ANDERSON, J. G., 311—318: Implications of attenuation for studies of earthquake source, in *Earthquake Source Mechanics*, Geophysical Monographs, A.G.U., Washington, D. C., 37, 1986.
- ANDREWS, D.J., 1985: Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75, 1-21.
- BAK, P., and C. TANG, 1989: Earthquakes as a self-organized critical phenomenon, *J. Geophys. Res.*, 94, 15635-15637.
- BARENBLATT, G.I., 1964: on some general concepts of the mathematical theory of brittle fracture, *J. app. Math. Mech*, 28~ 778-792.
- BRUNE, J.N., 1970: Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 75, 4997-5009.
- BURRIDGE, R., 1969: The numerical solution of certain integral equations with non-integrable kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave diffraction, *Phil. trans. R. Soc.*, A265, 363-381.
- BURRIDGE, R., 1973: Admissible speeds for plane-strain self-similar shear cracks with friction but lacking cohesion, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 35, 439-455.
- BURRIDGE, R., and L. KNOPOFF, 1964: Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, 1,875-1,888.
- BURRIDGE, R., and L. KNOPOFF, 1967: Model and theoretical seismicity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 57, 341-371.
- CAMPOS, J., R. MADARIAGA, J. NABELEK, B. BUCHKIN, and A. DESCHAMPS, 1994: Faulting process of the 20 June 1990 earthquake from broad band records, *Geophys. J. Int.*, in press.

- COTTON, F., and M. CAMPILLO, 1994: Frequency domain inversion of strong motions: Application to the 1992 Landers earthquake., *Pure Appl. Geophys.*, in press, .
- CAO, T., and K. AKI, 1986: Seismicity simulation with a rate- and state-dependent friction law, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 487-513.
- CARLSON, J.M., and J. S. LANGER, 1989: Mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, 40, 6470-6484.
- COCHARD, A., and R. MADARIAGA, 1994: Dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pure Appl. Geophys.*, in press.
- COHEE, B. P., and C. BEROZA, 1994: Slip distribution of the 1992 Landers earthquake and its implications for earthquake source mechanics, *Bull. Seism. Soc. Am.*, submitted.
- COMPTE, D., A. EISENBERG, E. LORCA, M. PARDO, L. PONCE, R. SARAGONI, K. SINGH, and G. SUÁREZ, 1986: The 1985 central Chile earthquake: A repeat of previous great earthquakes in the region?, *Science*, 233, 449-453.
- DAS, S., and K. AKI, 1977a: A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 50, 643-668.
- DAS, S., and K. AKI, 1977b: Fault plane with barriers: a versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.*, 82, 5658-5670.
- DAS, S., and K. KOSTROV, 1988: An investigation of the complexity of the earthquake source time function using dynamic faulting models, *J. Geophys. Res.*, 93, 8035-8050.
- DAY, S.M., 1982: Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: rectangular faults with fixed rupture velocity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 705-727.
- DIETERICH, J. H., 1972: Time-dependent friction as a possible mechanism for aftershocks, *J. Geophys. Res.*, 77, 3771-3781.
- DIETERICH, J. H., 1978: Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 790-806.
- HASKELL, N. A., 1964: Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, 1,811-1,841.
- HEATON, T. H., 1990: Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 64, 1-20.
- IDA, Y., and K. AKI, 1972: Seismic source time function of propagating longitudinal-shear cracks, *J. Geophys. Res.*, 77, 2034-2044.
- KANAMORI, H., and G. S. STEWART, 1978: Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976, *J. Geophys. Res.*, 83, 3,427-3,434.
- KEILIS-BOROK, V. L., 1959: on the estimation of the displacement in an earthquake source and of source dimensions, *Ann. Geophys.*, 12, 205-214.
- KOLLER, M.G., M. BONNET, and R. MADARIAGA, 1992: Modeling of dynamical crack propagation using regularized time-domain boundary integral equation, *Wave Motion*, 16, 339-366.

- KOSTROV, B. V., 1964: Self-similar problems of propagation of shear cracks, *J. app. Math. Mech.*, 28, 1077-1087.
- KOSTROV, B. V., 1966: Unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *J. app. Math. Mech.*, 30, 1241-1248.
- KOSTROV, B. V., 1975: On the crack propagation with variable velocity, *Int. J. of Fracture*, 11, 47-56.
- KOSTROV, B. V., and S. DAS, 1989: *Principles of Earthquake Source Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, U. K. .
- KOSTROV, B. V., L. V. NIKITIN, and L. M. FLITMAN, 1969: The mechanics of brittle fracture, *MTT*, 4,112-125.
- MADARIAGA, R., 1976: Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66, 639-666.
- MADARIAGA, R., 1979: on the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, 84, 2243-2250.
- MADARIAGA, R., 1983: High frequency radiation from dynamic earthquake fault models. *Annales Geophysicae*, 1, 17-23.
- MARUYAMA, T., 1963: on the force equivalents of dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism. *Bull. Earthquake. Res. Inst., Tokyo University*, 41, 467-486.
- MIKUMO, T., and T. MIYATAKE, 1983: Numerical modeling of space and time variations of seismic activity before major earthquakes, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 74, 559-583.
- OKUBO, P. G., 1989: Dynamic rupture modeling with laboratory-derived constitutive relations, *J. Geophys. Res.*, 94, 12,321-12,335.
- RICE, J. R., 1993: Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, 88, 9885-9907.
- RICE, J. R., and A. L. RUINA, 1983: Stability of steady frictional slipping, *Journal of Applied Mechanics*, 50, 343-349.
- REID, H. F., 1910: The mechanics of the earthquake, in: *The California earthquake of April 18, 1906*, Report of the State Investigation Commission, Vol. 2, edited by Carnegie Institute of Washington (Washington D.C.), 1-192.
- SCHWARTZ, D., and K. COPPERSMITH, 1984: Fault behavior and characteristic earthquakes: Examples from the Wasacht and San Andreas fault zones, *J. Geophys. Res.*, 89, 5,681-5,698.
- SORNETTE, D., and A. SORNETTE, 1989: Self-organized criticality and earthquakes, *Europhys. Let.*, 9,197-202.
- VIRIEUX, J., and R. MADARIAGA, 1982: Dynamic faulting by a finite difference method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 345-369.
- WALD, D. J., and T. H. HEATON, 1994: Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California earthquake, submitted.