



PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DE CHILE
ESCUELA DE INGENIERÍA

**EFFECTOS DE LA VARIABILIDAD DE
LA CAÍDA DE TENSIÓN DINÁMICA DE
LA FUENTE SÍSMICA EN LA
SIMULACIÓN DE TERREMOTOS
USANDO EL MÉTODO ESTOCÁSTICO**

SEBASTIÁN IGNACIO LUCO CIERO

Informe de Actividad de Graduación para optar al Grado de
Magíster en Ingeniería Estructural y Geotécnica

Profesor Supervisor:

JORGE CREMPIEN DE LA CARRERA

Santiago de Chile, enero, 2022.

A Bruno, Agustina y Catherine.

I, a universe of atoms, an atom in the universe.

Richard P. Feynman

AGRADECIMIENTOS

Agradezco profundamente todo el apoyo prestado por el profesor supervisor, don Jorge Crempien; como también a la coordinadora del Programa de Magister en Ingeniería Estructural y Geotécnica, señora Elena Cornejo por su infinita confianza, apoyo y paciencia con mi trabajo.

INDICE GENERAL

	Pág.
AGRADECIMIENTOS	iv
INDICE GENERAL.....	v
INDICE DE TABLAS	1
INDICE DE FIGURAS.....	2
RESUMEN.....	6
ABSTRACT	7
I INTRODUCCIÓN	8
I.1 Motivación.....	8
I.2 Objetivos.....	9
I.3 Metodología.....	9
I.4 Estructura del trabajo.....	10
II MÉTODO ESTOCÁSTICO DE SIMULACIÓN DE TERREMOTOS	11
II.1 Introducción.....	11
II.2 Simulación de procesos estocásticos	12
II.2.1 Generación de un proceso estocástico.....	12
II.2.2 Función de modulación	13
II.3 Modelo sismológico	15
II.3.1 La Fuente: Modelo ω^2 , esquina única	17

II.3.2	La Fuente: Modelo ω^2 , esquina doble	19
II.3.3	La Fuente: Modelo de barrera específica <i>SBM</i>	21
II.3.4	El Camino.....	28
II.3.5	El Sitio.....	30
II.3.6	Tipo de movimiento	34
II.3.7	Simulación de terremotos.....	35
III	CAÍDA DE TENSIÓN.....	36
III.1	Concepto	36
III.1.1	Campo de tensión estático macroscópico.....	36
III.1.2	Campo de tensión estático microscópico	38
III.1.3	Campo de tensión dinámico macroscópico.....	39
III.1.4	Campo de tensión dinámico microscópico.....	41
III.2	Caída de tensión estática.....	44
III.2.1	Métodos de determinación de $\Delta\sigma$	44
III.3	Caída de tensión dinámica	49
III.4	Variabilidad en la obtención de $\Delta\sigma$ y $\Delta\sigma_d$	50
IV	MODELACIÓN	53
IV.1	Modelo sismológico.....	53
IV.1.1	La Fuente.....	53
IV.1.2	El Camino.....	55

IV.1.3	El Sitio.....	55
IV.2	Caída de tensión.....	57
IV.2.1	Selección del vector de caídas de tensión	58
V	RESULTADOS Y DISCUSIÓN.....	60
V.1	Espectro de aceleraciones de Fourier	60
V.2	Acelerogramas simulados.....	64
V.3	Espectro de pseudoaceleraciones.....	68
V.4	Peak ground acceleration.....	71
VI	CONCLUSIONES	75
	BIBLIOGRAFÍA.....	77
	ANEXO A – CÓDIGOS MATLAB	79

INDICE DE TABLAS

	Pág.
Tabla III-1: Variabilidad observada del <i>PGA</i> y variabilidad inferida para la caída de tensión. Fuente: Cotton et al (2013).	51
Tabla III-2: Caída de tensión media y su variabilidad (en escala log natural) hallada mediante estudios espectrales (M_0 , f_c). Fuente: Cotton et al (2013).	52
Tabla IV-1 Casos de análisis a considerar según variabilidad. Fuente: Elaboración propia.	58
Tabla IV-2: Estudio del vector de caídas de tensión <i>input</i> . Fuente: Elaboración propia. ...	59
Tabla IV-3: Estudio de ajuste del vector aleatorio de caídas de tensión a una distribución normal. Fuente: Elaboración propia.	59
Tabla V-1 Niveles observados de las simulaciones para FAS, según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.	62
Tabla V-2 Niveles máximos de aceleración observados para las simulaciones , según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.	65
Tabla V-3 Niveles observados para PSA, según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.....	70
Tabla V-4 Niveles observados para PGA, según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.....	72

INDICE DE FIGURAS

	Pág.
Figura II-1: Modelación conceptual de un proceso estocástico. Fuente: Elaboración propia.	12
Figura II-2: Función de modulación Saragoni & Hart, 1974. Fuente: Boore (2003)......	15
Figura II-3: Esquema del modelo sismológico. Fuente: Elaboración propia.	16
Figura II-4: Espectro de amplitud de Fourier <i>FAS</i> de esquina única. Fuente: Boore (2003).	17
Figura II-5: Comparación del espectro de Fuente del modelo de frecuencia doble y del modelo de frecuencia única ($\Delta\sigma = 100\text{bar}$) para $M=5, 6$ y 7 . Fuente: Tang (2019).	20
Figura II-6: Modelo de Barrera Específica <i>SBM</i> . Fuente: Halldorsson & Papageorgiou (2005).	22
Figura II-7: Proporcionalidad en el <i>FAS</i> respecto a la caída de tensión y el área de ruptura. Fuente: Halldorsson & Papageorgiou (2005).	23
Figura II-8: Filtro paso bajo, mostrado para su forma de <i>filtro κ</i> y de <i>frecuencia máxima</i> <i>$f_{max} = f_m$</i> . Fuente: Tang (2019).	27
Figura II-9: Función de dispersión geométrica continua a tramos para $R_0 = 1$, $R_1 = 70$, $R_2 = 130$ y $p_1 = 0.5$. Fuente: Boore (2003).	29
Figura II-10: Distancias más comúnmente utilizadas en modelos de falla. Fuente: Elaboración propia.	30

- Figura II-11: Factor de atenuación para los efectos de Sitio, en su forma de *filtro* κ para varios tipos de suelo clasificados según $Vs30$. Fuente: Boore & Joyner (1997). 34
- Figura III-1: Variación temporal esquemática de la tensión estática macroscópica en un plano de falla. (a) Modelo de falla débil, (b) Modelo de falla fuerte. Fuente: Kanamori (1994). 37
- Figura III-2: Campo de tensiones estático cercano a la punta de una falla. Izquierda: geometría de una falla bidimensional de ancho $2a$ extendiéndose desde $-\infty$ a $+\infty$ formándose bajo una tensión de corte $\sigma_{zy} = \sigma_0$. Derecha: tensión de corte σ_{zy} antes (línea segmentada) y después (línea continua) de la formación de la grieta. Fuente: Kanamori (1994). 38
- Figura III-3: (a) Desplazamiento en el instante t como función de la distancia normal a la falla. La tensión en la falla es igual a la caída de tensión dinámica $\Delta\sigma d$. La perturbación se ha propagado a la distancia βt . (b) Movimiento de la partícula de un lado de la falla en función del tiempo cuando se aplica una tensión $\Delta\sigma d$ instantánea. Curva (1) falla de largo infinito. Curva (2) falla de largo finito. Curva (3) falla de largo finito con una tensión $\Delta\sigma d$ aplicada como propagación. Fuente: Kanamori (1994). 40
- Figura III-4: Propagación estable de falla. (a) Grieta propagándose en la dirección $+X$ a la velocidad Vr . (b) Tensión de corte σ_{yz} y velocidad de partícula uz , en función de la distancia. Fuente: Kanamori (1994). 42
- Figura III-5: (a) Relación entre el área de falla S y el momento sísmico $M0$, para grandes terremotos según Kanamori & Anderson (1975). (b) Relación entre momento sísmico $M0$

y área de la Fuente para terremotos pequeños y grandes según Abercrombie & Leary (1993). Fuente: Kanamori (1994).....	48
Figura V-1: Espectro de Aceleraciones de Fourier obtenido por el método SBM, para cada variabilidad de la caída de tensión Estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; Arriba-derecha: variabilidad de 0.5; Abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; Abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.	61
Figura V-2: Correlación entre el máximo valor del espectro de aceleraciones de Fourier contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.....	62
Figura V-3: Correlación entre la varianza y la media del máximo valor del espectro de aceleraciones de Fourier contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.....	63
Figura V-4: Correlación entre el máximo valor (absoluto) de aceleraciones del registro Simulado contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia. ...	65
Figura V-5: Correlación entre la varianza y la media del máximo valor de aceleraciones del registro simulado contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.	66
Figura V-6: Acelerogramas simulados mediante Método Estocástico, para cada variabilidad de la caída de tensión estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; arriba-derecha: variabilidad de 0.5; abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.	67
Figura V-7: Pseudoespectros de aceleraciones ($\xi=5\%$), para cada variabilidad de la caída de tensión estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; arriba-derecha: variabilidad de	

0.5; abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.	69
Figura V-8: Correlación entre el máximo PSA contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.....	70
Figura V-9: Correlación entre la varianza y la media del máximo PSA contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.	71
Figura V-10: Correlación entre el PGA contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.	72
Figura V-11: Correlación entre la varianza y la media del PGA contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.	73

RESUMEN

En ingeniería estructural cada día es más frecuente el uso de registros simulados para el diseño o verificación de sistemas estructurales. Para el logro de lo anterior, una opción es el uso del Método Estocástico, un método simple, poderoso y particularmente útil para simular los movimientos del suelo de alta frecuencia (generalmente $f > 0.1Hz$), los cuales, son de mayor interés para los ingenieros (Boore, 2003). Este método depende directamente de la caída de tensión dinámica seleccionada y su variabilidad, tensión que no presenta problemas con su valor medio, sino más bien, con su valor de variabilidad, que puede alcanzar una dispersión de al menos un factor de 30 (Cotton et al, 2013). Así, este trabajo estudia como distintos niveles de variabilidad de la caída de tensión dinámica afectan la variabilidad de los resultados de las simulaciones de terremotos obtenidas mediante el Método Estocástico. Los resultados de esta investigación conducen a que la variabilidad de la caída de tensión es un factor crítico que impulsa la variabilidad del movimiento del suelo simulado. En efecto, se muestra que la variabilidad tanto del espectro de Fourier, como registro de aceleraciones, espectro de pseudoaceleración y *PGA*, presentan relaciones lineales uno a uno con la variabilidad de la caída de tensión. Lo que, en un sentido práctico, conduce a la sobreestimación de sismos de diseño en estudios de riesgo sísmico con alto período de retorno y, por lo tanto, a diseños estructurales sobredimensionados.

ABSTRACT

In structural engineering, the use of simulated records for the design or verification of structural systems is more frequent every day. In order to achieve this, one option is the use of the Stochastic Method, a simple, powerful, and particularly useful method to simulate high frequency ground motions (generally $f > 0.1\text{Hz}$), which are of greater interest to engineers (Boore, 2003). This method depends directly on the selected dynamic stress drop and its variability. The stress drop does not present problems with its mean value, but its variability value, which can reach a scatter of at least a factor of 30 (Cotton et al, 2013). Thus, this work studies how different levels of variability of the dynamic stress drop affect the variability of the results of earthquake simulations obtained by using the Stochastic Method. The results of this research lead that the variability of the stress drop is a critical factor which drives the variability of the simulated ground movement. Indeed, it is shown that the variability of the Fourier spectrum, accelerations simulated records, pseudo-acceleration spectrum and PGA, shows linear relationships one to one with the variability of the stress drop. This leads, in a practical sense, to overrated design earthquakes in seismic risk studies with a high return period and, therefore, to oversized structural designs.

I INTRODUCCIÓN

I.1 Motivación

Chile se ubica sobre la placa Sudamericana la cual está en convergencia con la placa de Nazca, generando uno de los contactos de subducción más sísmicamente activos del mundo. En efecto, en los últimos años, se disponen de registros de terremotos potencialmente dañinos, incluyendo al menos tres con magnitud 8.0 o superior, a saber: Maule 2010, MW8.8; Iquique 2014, MW8.2; e Illapel 2015, MW8.4. No obstante lo anterior, la cantidad de registros de la red sismológica nacional es aún escasa para estimar movimientos del suelo.

Ante esto, una opción es el uso del Método Estocástico, el cual es un método simple, poderoso y particularmente útil para simular movimientos del suelo de alta frecuencia de mayor interés para los ingenieros, generalmente $f > 0.1\text{Hz}$. El cual consiste en combinar descripciones paramétricas o funcionales simples de los componentes del espectro de amplitud del movimiento del suelo (Fuente, Camino y Sitio), con un espectro de fase aleatorio modificado, de modo que, el movimiento se distribuya en una duración relacionada con la magnitud del terremoto y la distancia desde la Fuente (Boore, 2003).

Este método depende directamente de la caída de tensión dinámica seleccionada y su variabilidad, tensión que no presenta problemas con su valor medio, sino más bien, con su valor de variabilidad, que puede alcanzar una dispersión de al menos un factor de 30 (Cotton et al, 2013).

Así, el presente trabajo pretende responder a la pregunta de cómo la variabilidad de la caída de tensión dinámica afecta la simulación del movimiento del suelo obtenida mediante el Método Estocástico.

I.2 Objetivos

El objetivo principal del presente trabajo es estudiar cómo la variabilidad de la caída de tensión dinámica afecta la variabilidad de los resultados de las simulaciones de terremotos obtenidas mediante el Método Estocástico.

Además, se plantean los siguientes objetivos secundarios:

- a) Estudiar y conocer los elementos estocásticos y variables del modelo sismológico que definen el Método Estocástico de simulación de terremotos.
- b) Comprender el fenómeno físico subyacente bajo el concepto de caída de tensión.
- c) Reconocer los elementos que determinan la variabilidad de la caída de tensión.
- d) Implementar computacionalmente el Método Estocástico de simulación de movimiento del suelo, considerando variabilidad para la caída de tensión.

I.3 Metodología

Para el logro de los objetivos planteados, se sigue la siguiente estructura de trabajo:

- a) Se realiza una investigación bibliográfica, a fin de, estudiar y conocer el Método Estocástico de generación de terremotos, como también, el fenómeno físico subyacente al concepto de caída de tensión y así también poder determinar valores medios y de variabilidad para la caída de tensión dinámica.

- b) Implementar una rutina computacional que permita generar simulaciones de movimiento del suelo mediante el Método Estocástico, considerando variabilidad en la caída de tensión.
- c) Se presentan los resultados obtenidos de las simulaciones realizadas, analizando su variabilidad y entregando conclusiones.

I.4 Estructura del trabajo

Capítulo 1: Introducción, se presentan la motivación, objetivos, metodología y estructura del trabajo.

Capítulo 2 y 3: Configuran el marco teórico del trabajo, se muestra la información relevante extraída de la investigación y revisión bibliográfica realizada. Destacando el estudio del Método Estocástico de simulación de terremotos y la caída de tensión.

Capítulo 4: Modelación, se describen los parámetros que definen los modelos de simulación a implementar en el presente estudio.

Capítulo 5: Resultados y discusión, se exponen los resultados obtenidos y un análisis crítico de éstos.

Capítulo 6: Conclusión, se presentan las conclusiones en base a los objetivos planteados en el trabajo, según los resultados obtenidos y se sugieren líneas investigativas de prosecución.

II MÉTODO ESTOCÁSTICO DE SIMULACIÓN DE TERREMOTOS

II.1 Introducción

Existen diversos métodos de simulación que se pueden utilizar para generar movimientos de suelo sintéticos o simulados en un Sitio determinado. Todos ellos tienen como objeto simular las ondas de corte S, consideradas la más importante para el peligro sísmico. Estos no tienen por objeto generar acelerogramas sintéticos, que coincidan con los reales registrados al detalle, sino más bien, capturar las características generales, como la amplitud, de los acelerogramas reales registrados.

Los métodos se pueden clasificar en tres categorías: Método Determinista, o basado en la física mediante el uso de funciones de Green; Método Estocástico, basado en el uso de señales aleatorias de banda modulada por modelos sismológicos; y el Método Híbrido, el cual mediante anchos de banda combina la parte determinista para las bajas frecuencias y la parte estocástica para las altas frecuencias.

En el presente capítulo se revisará la teoría asociada a la simulación de terremotos mediante el Método Estocástico, el cual, se refiere a una técnica para describir la Fuente sísmica y la trayectoria o Camino utilizando una forma parcialmente estocástica, en lugar de una completamente determinista, Boore (2003). Está basado en la combinación de modelos sismológicos que contienen la física del proceso sísmico y de la propagación de ondas, los cuales definen en conjunto la amplitud espectral de Fourier de los movimientos del suelo, junto con la noción de ingeniería de que estos son básicamente aleatorios a altas frecuencias, Hanks y McGuire (1981).

II.2 Simulación de procesos estocásticos

II.2.1 Generación de un proceso estocástico

Un proceso estocástico PE se define como una variable aleatoria indexada en el tiempo, es decir, para cada instante t se puede definir una densidad de probabilidad $P(x)$ asociada a dicha variable. Lo anterior resulta en un conjunto infinito de densidades de probabilidad que describen a la variable aleatoria, por lo que resulta necesario caracterizarla mediante funciones determinísticas. Estas pueden ser funciones de densidad de probabilidad *PDF* determinísticas.

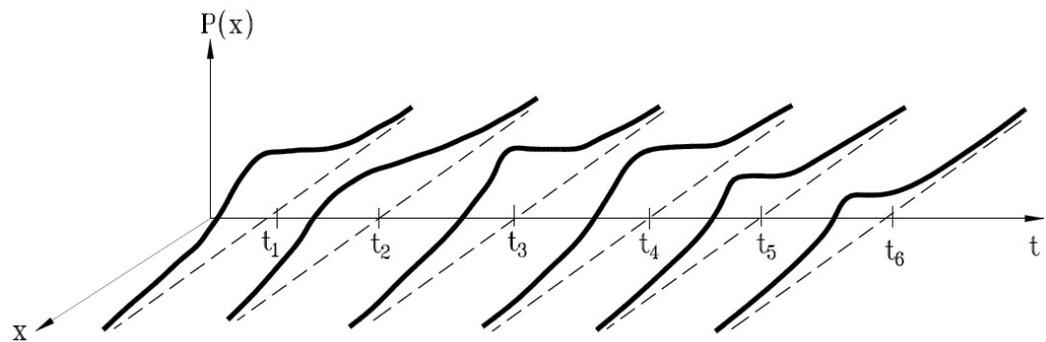


Figura II-1: Modelación conceptual de un proceso estocástico. Fuente: Elaboración propia.

Un PE es *estacionario* si sus propiedades de media y varianza permanecen constantes en el tiempo y, por tanto, su autocorrelación dependerá solo del delta de tiempo considerado. Se le considera *gaussiano* si la densidad de probabilidad de la variable aleatoria corresponde a una distribución normal. Para la simulación específica de terremotos, es deseable que el proceso estocástico $s_0(t)$ a utilizar sea del tipo *estacionario* y *gaussiano* estándar, es decir:

$$E[s_0(t)] = \mu_{s_0}(t) = 0$$

$$E[s_0^2(t)] = \sigma_{s_0}^2(t) = 1$$

De acuerdo con Shinozuka y Deodatis (1991) si se considera un PE *estacionario gaussiano* estándar $s_0(t)$, con función de densidad espectral de potencia *PSD*, por sus siglas en inglés, igual a $\Phi_{s_0s_0}(f)$; su simulación $s(t)$ puede expresarse genéricamente como una suma infinita de funciones armónicas desfasadas en forma aleatoria uniformemente distribuida, entre 0 y 2π , moduladas proporcionalmente en amplitud a la *PSD* del proceso simulado:

$$s(t) = \sqrt{2} \sum_{k=1}^m A_k \cdot \cos(2\pi f_k t + \theta_k)$$

Donde:

$$A_k = (2 \cdot \Phi_{s_0s_0}(f) \cdot \Delta f)^{1/2}$$

$$f_k = k \cdot \Delta f$$

II.2.2 Función de modulación

A fin de capturar la característica no estacionaria de un terremoto, al proceso estocástico $s(t)$ se le aplica una Función de Modulación $\psi(t)$. Esta deberá dar forma al PE según lo observado empíricamente para la serie de tiempo de aceleración del terremoto a simular. Al estudiar una serie de movimientos registrados, Saragoni y Hart

en 1974, determinaron que la siguiente función es una buena representación de la envolvente de las series de tiempo de aceleración:

$$\psi(t) = a \cdot \left(t/t_\eta\right)^b \exp \left[-c \cdot \left(t/t_\eta\right)\right]$$

Donde los parámetros a, b y c son determinados tal que $\psi(t)$ tenga un valor máximo unitario cuando $t = \epsilon \cdot t_\eta$, y $\psi(t) = \eta$ cuando $t = t_\eta$.

Las expresiones para a, b y c son como siguen:

$$a = (\exp(1)/\epsilon)^b$$

$$b = -\epsilon \cdot \ln(\eta) / [1 + \epsilon \cdot (\ln(\epsilon) - 1)]$$

$$c = b/\epsilon$$

El tiempo $t = t_\eta$ viene dado por: $t_\eta = f_{T_{gm}} \cdot T_{gm}$, donde T_{gm} es la duración del movimiento.

Al aplicar la función de modulación $\psi(t)$ a una simulación del PE estacionario gaussiano estándar $s(t)$, se obtiene una simulación $\mathcal{F}(t)$ de un proceso NO estacionario estocástico separable $\mathcal{F}_0(t)$.

$$\mathcal{F}(t) = \psi(t) \cdot s(t)$$

Al ser separable, se tiene:

$$E[\mathcal{F}(t)] = E[\psi(t) \cdot s(t)] = \psi(t) \cdot \mu_s(t) = 0$$

$$E[\mathcal{F}^2(t)] = E[\psi^2(t) \cdot s^2(t)] = \psi^2(t) \cdot \sigma_s^2(t) = \psi^2(t)$$

Y, al correlacionar automáticamente la función se obtiene en el dominio del tiempo:

$$R_{\mathcal{F}\mathcal{F}}(t_1, t_2) = E[\mathcal{F}(t_1) \mathcal{F}(t_2)] \rightarrow R_{\mathcal{F}\mathcal{F}}(t_1, t_2) = \psi(t_1) \cdot \psi(t_2) \cdot R_{SS}(t_1, t_2)$$

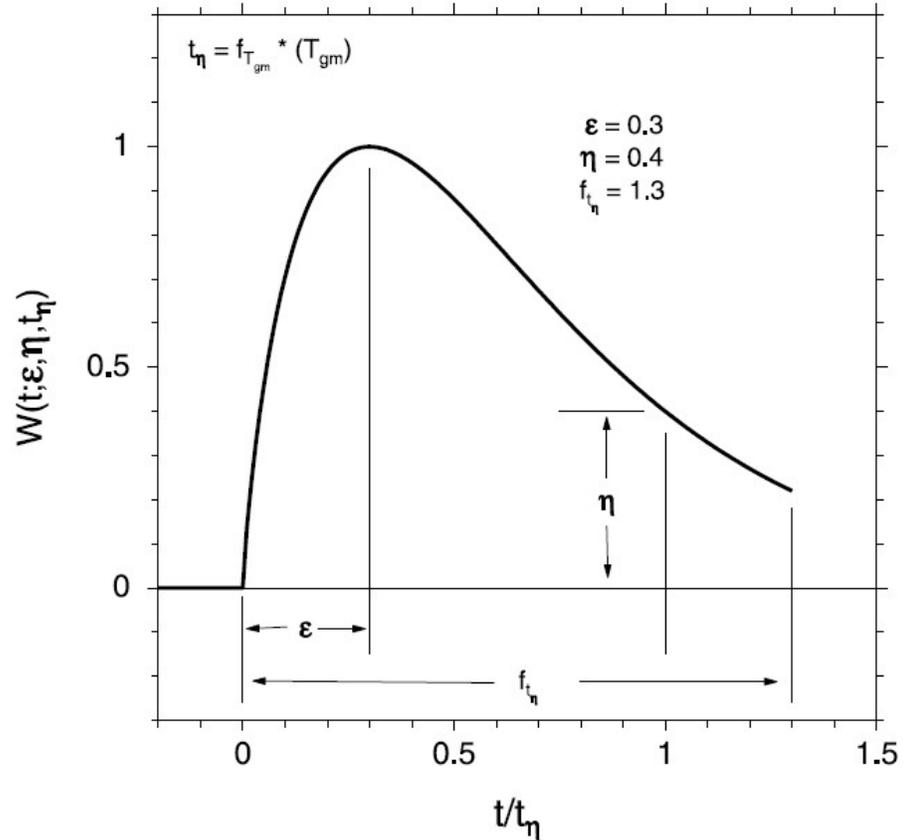


Figura II-2: Función de modulación Saragoni & Hart, 1974. Fuente: Boore (2003).

II.3 Modelo sismológico

Los modelos sismológicos se utilizan para definir el contenido de frecuencia de los movimientos del suelo en campo libre, en la forma del espectro de amplitud de Fourier *FAS*, por sus siglas en inglés. Al Método Estocástico asociado se le conoce como método de simulación basado en la Fuente. Así, la forma funcional básica de un modelo sismológico basado en la Fuente, se puede expresar como:

$$Y(M_0, r, f) = E(M_0, f) \cdot P(r, f) \cdot Z(f) \cdot H(f)$$

Donde $Y(M_0, r, f)$ es el *FAS* total del movimiento, $E(M_0, f)$ es el factor asociado a la Fuente, para la que existen varios modelos como por ejemplo el modelo ω^2 y modelo *Specific Barrier SBM*, por sus siglas en inglés. $P(r, f)$ es el factor relacionado con el Camino, que da cuenta de la dispersión geométrica, atenuación y dispersión intrínseca, mientras que, $Z(f)$ es el factor de Sitio que incorpora los efectos de la amplificación por gradientes de impedancia y amortiguamientos. Finalmente, $H(f)$ denota el tipo de movimiento del suelo para el cual se desea obtener el espectro de amplitud de Fourier, por ejemplo, desplazamiento, velocidad o aceleración; además, puede representar la respuesta de un oscilador de un grado de libertad a estudiar.

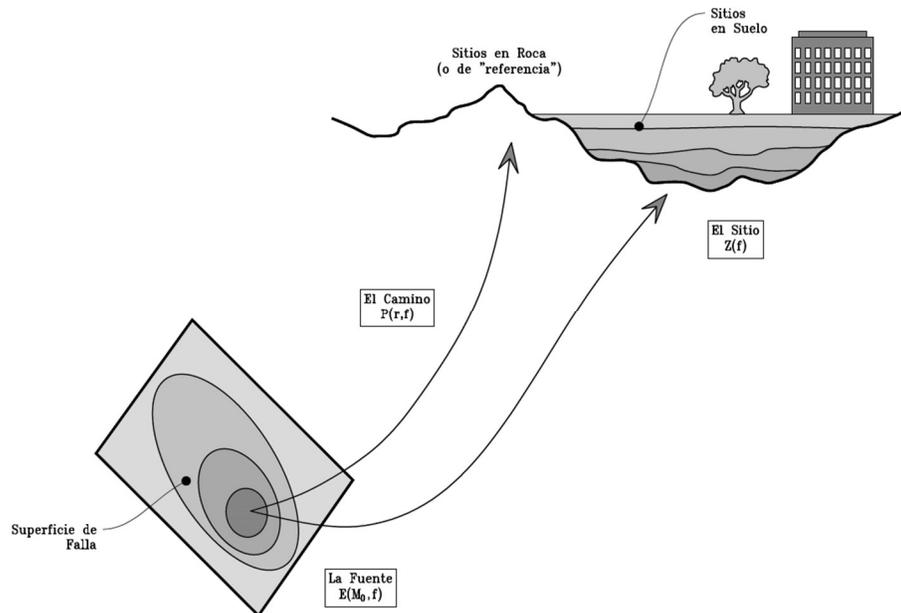


Figura II-3: Esquema del modelo sísmológico. Fuente: Elaboración propia.

II.3.1 La Fuente: Modelo ω^2 , esquina única

Keiiti Aki fue uno de los primeros sismólogos en derivar una expresión para el espectro de ondas sísmicas irradiadas por fallas complejas. Obtiene un modelo del espectro, al que denominó modelo ω^2 , usando supuestos sobre la forma de la función de autocorrelación del deslizamiento, como una función del espacio y el tiempo y, aplicando similitud, logra mostrar que para caída de tensión constante, el producto $M_0 \cdot f_0^3$ es invariante. Esta dependencia de la frecuencia de esquina f_0 sobre el momento sísmico M_0 determina una ley de escalamiento de la Fuente.

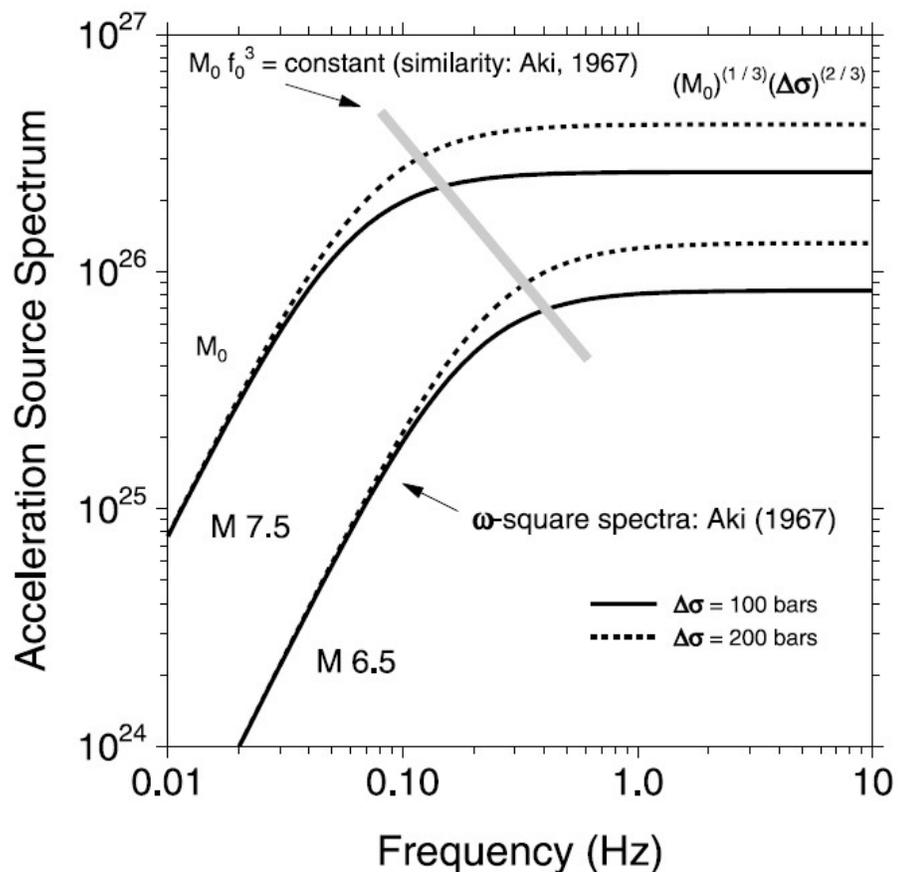


Figura II-4: Espectro de amplitud de Fourier *FAS* de esquina única. Fuente: Boore (2003).

El modelo de Fuente más comúnmente aceptado del espectro de Fourier de aceleración, es el Modelo de Frecuencia de Esquina Única de Brune (1970), que se define como:

$$E(M_0, f) = C \cdot M_0 \cdot S(M_0, f)$$

Donde $S(M_0, f)$ es el espectro de la Fuente, y representa la radiación de onda S de corte de campo lejano o *far field* promedio de las ondas sísmicas de la Fuente. Se define como:

$$S(M_0, f) = \frac{1}{1 + (f/f_c)^2}$$

C es el factor de escala de la corteza media definido por Atkinson (1993):

$$C = \frac{R_{\theta\phi} \cdot F \cdot V}{4\pi \cdot \rho_s \cdot \beta_s^3 \cdot R_0}$$

Aquí, $R_0 = 1\text{km}$; $R_{\theta\phi} = 0.55$, es el patrón de radiación promedio; $F = 2$, es el factor de amplificación de la superficie libre; $V = 0.71$, es el factor de partición de la componente horizontal; ρ_s, β_s , la densidad y la velocidad de onda de corte en la vecindad de la Fuente respectivamente.

El momento sísmico M_0 se puede expresar según Hanks y Kanamori (1979) en términos de la magnitud del momento como:

$$M = 0.67 \log(M_0) - 10.7$$

f_c es la frecuencia de esquina definida según el modelo de frecuencia única de Brune (1970):

$$f_c = 4.9 \cdot 10^6 \cdot \beta_s \cdot \left(\frac{\Delta\sigma}{M_0}\right)^{1/3}$$

Donde $\Delta\sigma$ es la caída de tensión.

II.3.2 La Fuente: Modelo ω^2 , esquina doble

Atkinson y Boore (1995) hallaron que el modelo de frecuencia de una sola esquina no puede describir con precisión los espectros de la Fuente a frecuencias relativamente bajas para terremotos de gran magnitud ($M > 6$) y propusieron un Modelo de Frecuencia de Doble Esquina para resolver este problema de la forma siguiente:

$$S(M_0, f) = \frac{1 - \varepsilon}{1 + (f/f_A)^2} \cdot \frac{\varepsilon}{1 + (f/f_B)^2}$$

Los parámetros en el modelo son funciones de la magnitud de momento dentro del rango $4 \leq M \leq 7$, y están definidos de la siguiente forma:

$$\log \varepsilon = 2.52 - 0.637M$$

$$\log f_A = 2.41 - 0.533M$$

$$\log f_B = 1.43 - 0.188M$$

El valor de f_B se puede relacionar con la caída de tensión, a través de la frecuencia de esquina única f_c , Boore et al. (2014):

$$f_B = \sqrt{(f_c^2 - (1 - \varepsilon) \cdot f_A^2) / \varepsilon}$$

Un modelo de Fuente puntual, como el modelo ω^2 , tiene la ventaja de ser simple, porque la Fuente se considera como un punto y sus predicciones son aceptables para altas frecuencias. Sin embargo, tiene diversas limitaciones en su aplicación, entre ellas, no contempla las ondas superficiales generadas, tampoco tiene en cuenta la variación del contenido de frecuencia en el tiempo y, si la Fuente del terremoto es lo suficientemente extensa como para que no pueda ser considerada como un "punto", entonces, a distancias cercanas se produce saturación.

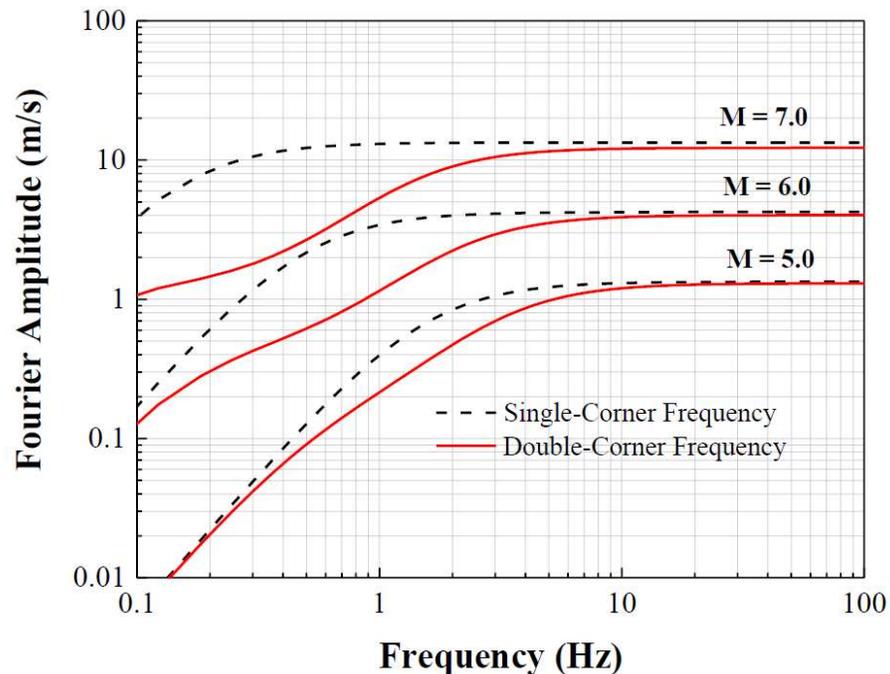


Figura II-5: Comparación del espectro de Fuente del modelo de frecuencia doble y del modelo de frecuencia única ($\Delta\sigma = 100\text{bar}$) para M=5, 6 y 7. Fuente: Tang (2019).

II.3.3 La Fuente: Modelo de barrera específica *SBM*

A fin de mejorar esta última limitación de los modelos de Fuente puntual, el Modelo de Barrera Específico o en inglés *Specific Barrier Model SBM*, propuesto y desarrollado por Papageorgiou y Aki (1983a, b), presenta una descripción cuantitativa de la heterogeneidad de la ruptura y es completamente consistente con las características sobresalientes de modelos teóricos más complejos de ruptura y espectros de Fuentes observados (Papageorgiou y Aki, 1985; Papageorgiou, 1988, 1997, 2003). Además, se aplica tanto en la región de falla cercana o *near fault* como también en la de campo lejano o *far field*, lo que permite simulaciones consistentes del movimiento del suelo en todo el rango de frecuencia y para todas las distancias de interés de ingeniería.

Según el modelo *SBM*, la falla sísmica puede visualizarse como un agregado de grietas circulares de igual radio ρ_0 , dentro una falla rectangular de longitud L y ancho W .

A medida que el frente de ruptura barre el plano de falla con velocidad de barrido V_r , se produce una caída de tensión $\Delta\sigma_L$, denominada caída de tensión local en cada grieta, la que va desde su centro y se extiende radialmente con una velocidad de expansión constante v . El deslizamiento se detiene abruptamente cuando el radio de grieta alcanza ρ_0 .

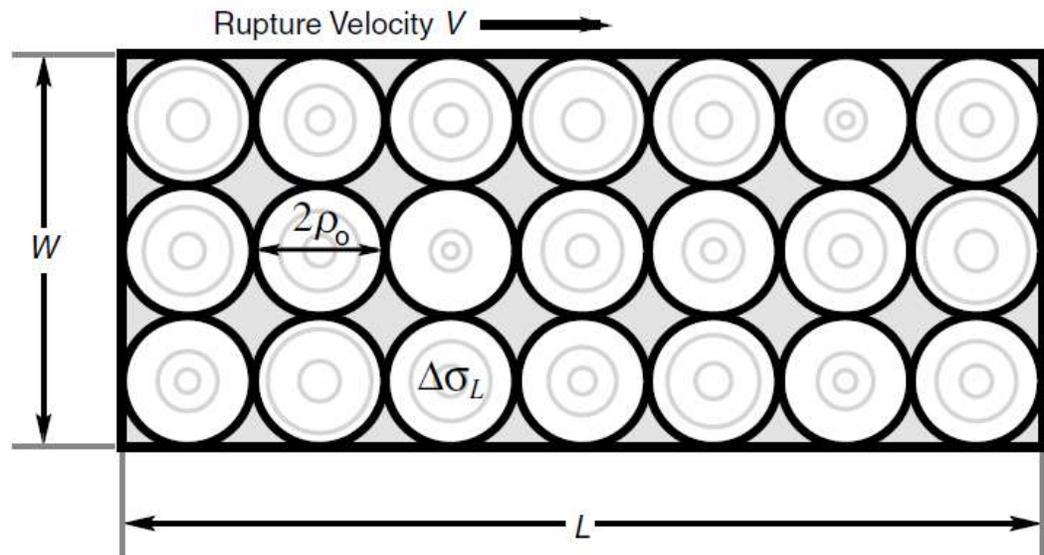


Figura II-6: Modelo de Barrera Específica *SBM*. Fuente: Halldorsson & Papageorgiou (2005).

El método *SBM* supone que los subeventos se rompen de forma aleatoria y estadísticamente independiente entre sí cuando un frente de ruptura barre todo el plano de la falla. Por esto, se considera que el modelo de barrera específica es un híbrido de modelos deterministas y estocásticos, Papageorgiou y Aki (1983a).

En el modelo de barrera específica la Fuente queda descrita de la siguiente forma:

$$E(M_0, f) = C \cdot S(M_0, f) \cdot D(f, f_{max})$$

Donde C nuevamente es el factor de escala de la corteza media, descrito en acápite II-3.1 del presente trabajo; $S(M_0, f)$ es el espectro de la Fuente y $D(f, f_{max})$ es un filtro de paso bajo, con una frecuencia de corte f_{max} .

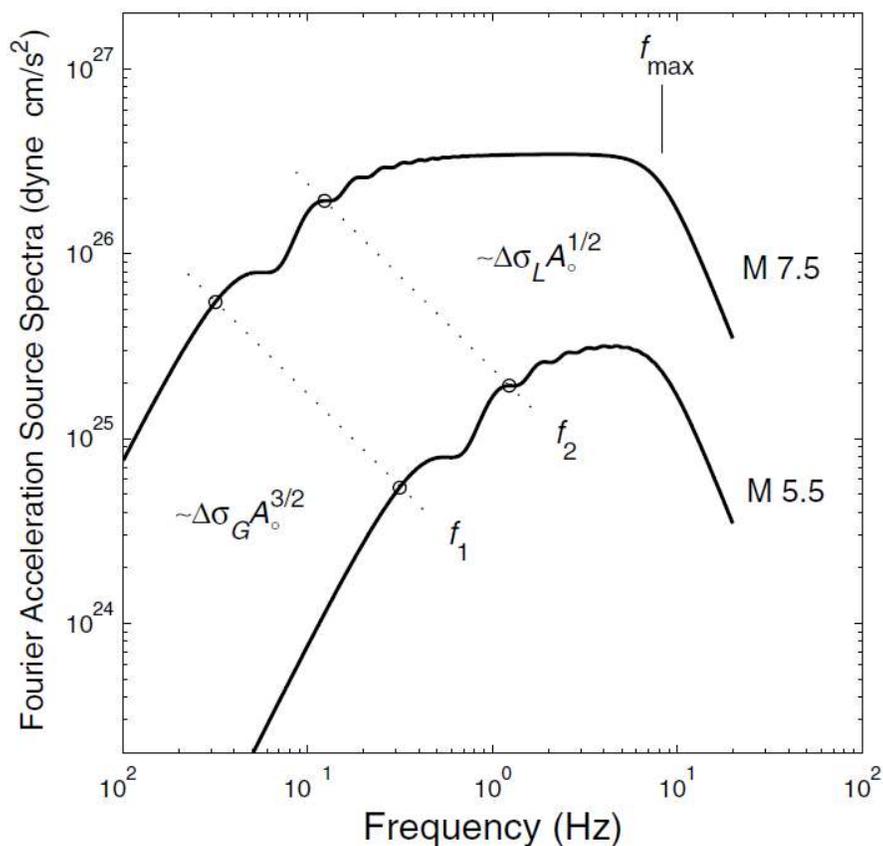


Figura II-7: Proporcionalidad en el *FAS* respecto a la caída de tensión y el área de ruptura. Fuente: Halldorsson & Papageorgiou (2005).

Papageorgiou y Aki (1985) establecieron una ley de escala para los espectros de Fuente de aceleración de onda S de campo lejano promedio para terremotos con momento sísmico que abarca el rango $10^{24} \leq M_0 \leq 10^{28}$ (dinas – cm), basado en los parámetros del modelo *SBM* obtenido por Papageorgiou y Aki (1983b). Ellos utilizaron expresiones matemáticas separadas para describir las amplitudes de baja y de alta frecuencia del espectro (Figura II-7).

Por el lado de las amplitudes espectrales, determinaron primeramente, que a altas frecuencias están controladas por la caída de tensión local $\Delta\sigma_L$ y la raíz cuadrada del área Fuente ($A_0^{1/2}$), mientras que, para bajas frecuencias son controladas por la caída de tensión global $\Delta\sigma_G$ ¹ y la raíz cuadrada del volumen de la Fuente ($A_0^{3/2}$).

Por el lado de las frecuencias, determinaron que las amplitudes espectrales de alta frecuencia, caracterizadas por la suma incoherente de radiación de ondas elásticas emitidas por cada grieta cuando se rompe, están restringidas a bajas frecuencias por la *frecuencia de esquina parche* f_2 y a altas frecuencias por f_{max} . Así también, determinaron que las amplitudes espectrales de baja frecuencia están restringidas por la frecuencia de esquina f_1 del modelo ω^2 y en frecuencias intermedias, entre f_1 y f_2 , las amplitudes espectrales se construían empíricamente.

Sin embargo, en 1988 los espectros fueron expresados por una sola relación matemática por Papageorgiou; basada en el trabajo de Joyner y Boore (1986) sobre el espectro de una Fuente sísmica compuesta por subeventos que se rompen aleatoria e independientemente en el tiempo, por lo que, el Espectro de la Fuente de Aceleración del modelo *SBM* queda expresado como:

$$S(M_0, f) = \sqrt{N \cdot \left[1 + (N - 1) \cdot \left(\frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T} \right)^2 \right]} \cdot (2\pi f)^2 \cdot \tilde{M}_{0i}(f)$$

¹ $\Delta\sigma_G$ se obtiene considerando un modelo de Fuente puntual, por ejemplo el modelo ω^2 , asumiendo que es constante en todo el plano de falla (Papageorgiou y Aki, 1983a).

Donde el número total de subeventos es N , la duración de la falla para toda la ruptura es T y $\tilde{M}_{0i}(f)$ es el espectro de desplazamiento de campo lejano del subevento i -ésimo. El número de subeventos N satisface la condición de que la suma de los momentos sísmicos de cada subevento es igual al momento sísmico total y la distribución de grietas en la falla principal está restringida por la geometría de la Fuente.

$$N = N_w \cdot N_L = \frac{W}{2\rho_0} \cdot \frac{L}{2\rho_0} = \frac{W \cdot L}{4\rho_0^2}$$

$$T = L/V_R$$

El espectro de ondas S de campo lejano irradiado desde cada subevento, modelado como una grieta circular simétrica, fue derivado por Sato e Hirasawa (1973). Papageorgiou (1988) lo expresó mediante un modelo ω^2 , con una frecuencia de esquina igual a f_2 y un momento sísmico para cada subevento igual a M_{0i} .

$$\tilde{M}_{0i}(f) = \frac{M_{0i}}{1 + (f/f_2)^2}$$

Donde $M_{0i} = (16/7) \cdot \Delta\sigma_L \rho_0^3$, y f_2 está relacionado al radio de falla ρ_0 mediante:

$$f_2 = \frac{C_s \beta_s}{2\pi\rho_0}$$

Donde β_s es la velocidad de la onda de corte en las proximidades de la Fuente, $C_s = 2.34$ (Brune, 1971).

La duración de la falla T es inversamente proporcional a la frecuencia de esquina f_1 , es decir, $T \propto C/f_1$, donde C es una constante dependiente del modelo (Brune, 1970; Savage, 1972; Sato e Hirasawa, 1973; Madariaga, 1976, 1977). Papageorgiou, 1988 propone usar $C = 0.47$.

Los resultados de estudios previos del movimiento fuerte del suelo para los grandes terremotos de California mostraron una dependencia sistemática de los parámetros del modelo SBM con la magnitud del terremoto. En particular, la caída de tensión local se mostró relativamente estable, entre 100 y 200 bar (Aki y Papageorgiou, 1988) y se determinó que el logaritmo del intervalo de barrera, $\log(2\rho_0)$, aumentaba linealmente con la magnitud del terremoto (Papageorgiou y Aki, 1983b, 1985; Aki, 1992).

$$\log(2\rho_0) = -2.58 + 0.5M_w$$

Debido a que el deslizamiento en cada subevento se escala de manera similar con la magnitud, entonces la deformación unitaria, $\Delta u/2\rho_0$, es constante con la magnitud; lo que, a su vez, implica que la caída de tensión local $\Delta\sigma_L$ es constante con la magnitud.

Por otra parte, la función $D(f, f_{max})$ es un filtro de paso bajo con una frecuencia de corte f_{max} , que da cuenta de la rápida caída de los niveles espectrales de aceleración por sobre esta frecuencia máxima (Hanks, 1979; Papageorgiou y Aki, 1983a, b; Papageorgiou, 1988, 2003). La función queda definida como:

$$D(f, f_{max}) = \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_{max})^{2S}}}$$

Donde S controla la tasa de caída por encima de f_{max} y generalmente se considera como $S = 4$ (Boore, 1983, 2003).

Alternativamente, Achenbach y Harris (1978) indican que la forma del deslizamiento en función de la distancia sobre la zona cohesiva controla la tasa de desintegración por encima de f_{max} , es decir, el parámetro S . Anderson y Hough (1984) sugirieron que el inicio de la desintegración espectral de alta frecuencia puede caracterizarse por una frecuencia f_E para la cual, los espectros comienzan a disminuir exponencialmente a una velocidad determinada por un parámetro de observación κ . La versión del filtro κ queda definida como:

$$D(f, \kappa) = \exp(-\pi\kappa f)$$

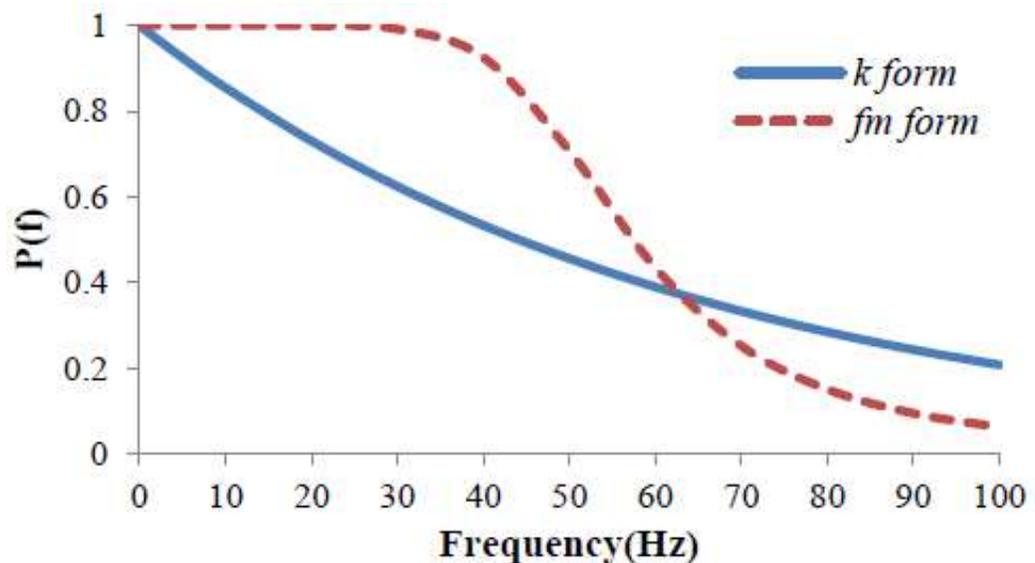


Figura II-8: Filtro paso bajo, mostrado para su forma de *filtro* κ y de *frecuencia*

máxima $f_{max} = fm$. Fuente: Tang (2019).

Este filtro se ha utilizado en el método estocástico para afectar la amplitud del espectro en todas las frecuencias, es decir $f_E = 0$. Si se desea, ambos filtros pueden combinarse en una misma aplicación (Boore et al., 1992; Boore, 2003).

II.3.4 El Camino

Este factor del modelo sismológico da cuenta del comportamiento de atenuación de la energía de las ondas sísmicas debido a la distancia recorrida, mediante los factores de dispersión geométrica $Z(R)$ y atenuación elástica $Q(f)$. La modelación de estos resulta difícil utilizando datos de registros debido al fuerte efecto de compensación entre ellos (Morozov 2008). Para abordarlos, se prefiere representar los efectos del Camino mediante funciones simples, de forma que el efecto viene dado por la multiplicación de sus componentes:

$$P(R, f) = Z(R) \cdot \exp(-\pi f R / Q(f) c_Q)$$

Donde c_Q es la velocidad sísmica usada en la determinación de $Q(f)$, mientras que, la función de dispersión geométrica $Z(R)$ viene dada por una función lineal continua a tramos:

$$Z(R) = \begin{cases} \frac{R_0}{R} & R \leq R_1 \\ Z(R_1) \left(\frac{R_1}{R}\right)^{p_1} & R_1 \leq R \leq R_2 \\ Z(R_n) \left(\frac{R_n}{R}\right)^{p_n} & R \leq R_n \end{cases}$$

En la práctica R se considera como la distancia más cercana a la superficie de ruptura r_{rup} , en lugar de la distancia hipocentral r_{hipo} . En algunas aplicaciones, puede ser apropiado incluir una pseudo-profundidad denominada profundidad no sismogénica h , de tal forma de hacer $R = \sqrt{R_{jb}^2 + h^2}$, donde R_{jb} es la distancia Joyner-Boore (Figura II-10).

El propósito de h es tener en cuenta la saturación de magnitud dependiente de la distancia para el movimiento fuerte del suelo, en las proximidades de una Fuente extendida. Al examinar la base física de tal dependencia, Andrews (2001) estableció que $\ln(h) = 0.515 + 0.259M_w$.

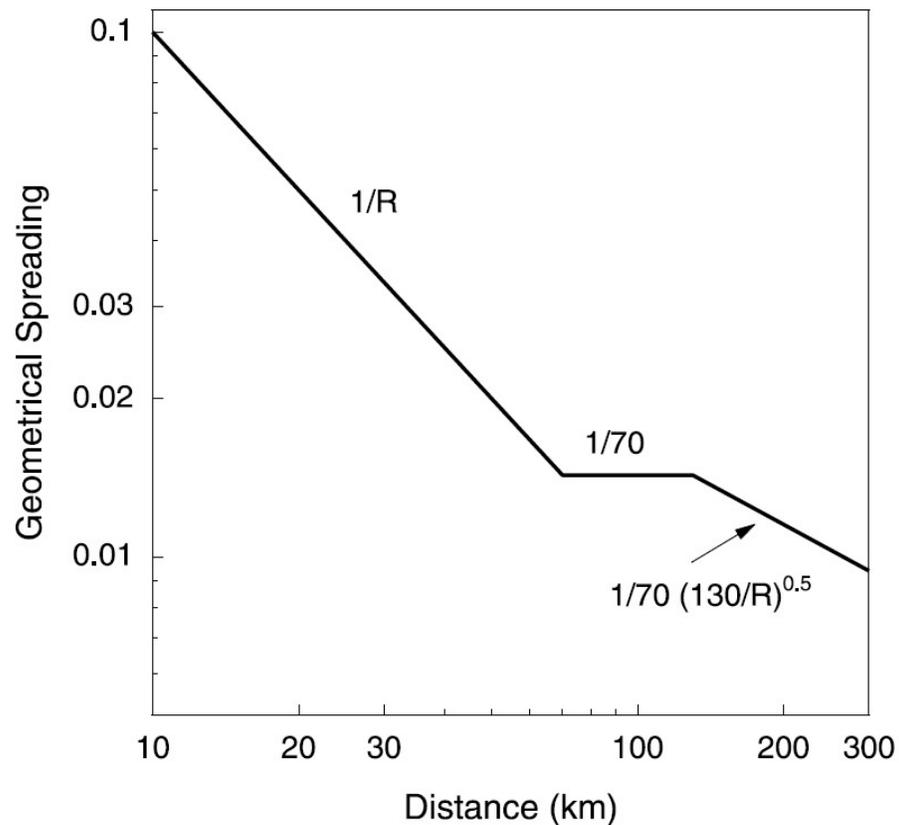


Figura II-9: Función de dispersión geométrica continua a tramos para $R_0 = 1$, $R_1 = 70$, $R_2 = 130$ y $p_1 = 0.5$. Fuente: Boore (2003).

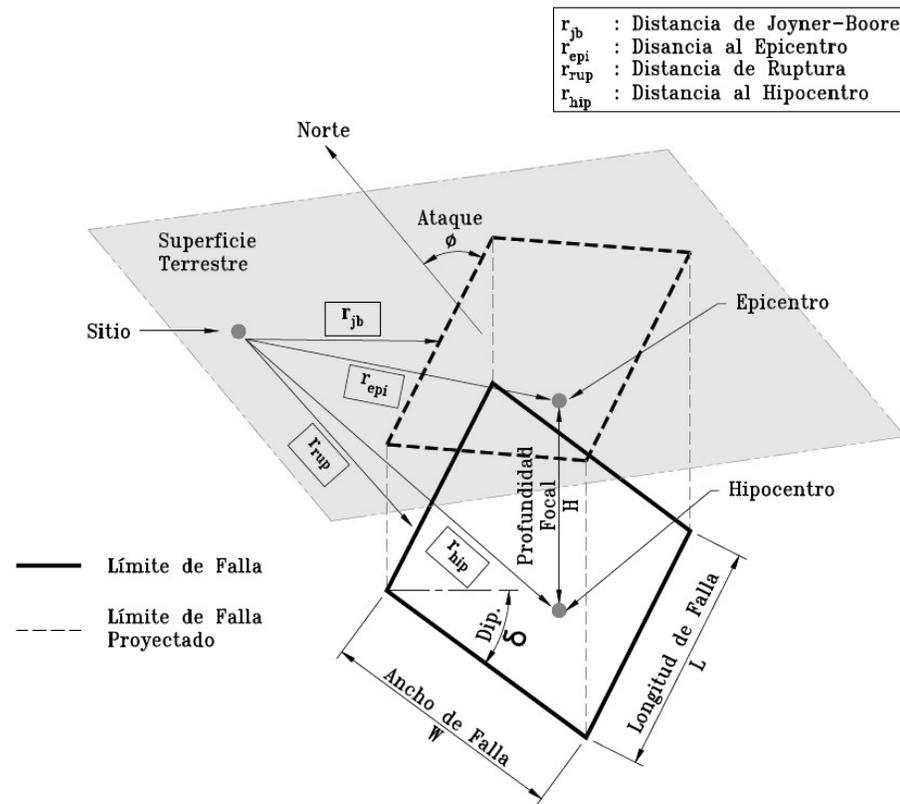


Figura II-10: Distancias más comúnmente utilizadas en modelos de falla. Fuente:

Elaboración propia.

II.3.5 El Sitio

En estricto rigor, la modificación de las ondas sísmicas originadas por las condiciones locales de Sitio, es parte de los efectos del Camino. Sin embargo, debido a que los efectos locales de Sitio son altamente independientes de la distancia viajada desde la Fuente, es conveniente separar los efectos del Camino y el Sitio. Excepto los efectos no lineales, pero estos pueden ser tratados como un paso de cálculo adicional y no agregarlos inmediatamente.

Existen tres métodos básicos para estimar los efectos de Sitio de acuerdo a Chen (2000): (i) el método del Sitio de referencia, que se basa en la comparación de los

movimientos registrados en el suelo con los de un Sitio de roca de referencia cercano, Borchardt (1970); (ii) el método H/V , que se basa en la suposición de que la componente vertical del movimiento del suelo no está significativamente influenciada por las condiciones locales del Sitio, por lo que, el valor H/V puede ser una estimación de la función de transferencia para los movimientos del suelo de componente horizontal, Lermo y Chávez-García (1993) y; (iii) el método de modelación teórico, basado en los perfiles de ondas sísmicas de superficie y la densidad, utilizando el enfoque de aproximación de un cuarto de longitud de onda QWA por sus siglas en inglés (Boore 2003a).

Para el método de modelación teórico basado en QWA , el efecto de Sitio se estudia en dos efectos separados: de amplificación $A(f)$ y atenuación $D(f)$.

$$Z(f) = A(f) \cdot D(f)$$

El primero es el resultado de la diferencia entre las condiciones geológicas del medio que propaga la onda de corte, es decir, efectos de amplificación debido al diferencial de impedancia sísmica entre la Fuente y la superficie. Este factor se expresa como sigue:

$$A(f) = \sqrt{\frac{Z(f)}{\bar{Z}(f)}}$$

Donde $Z(f) = \rho_0 \cdot \beta_0$ es la impedancia sísmica en la vecindad de la Fuente, mientras que, $\bar{Z}(f)$ es la impedancia sísmica media en superficie, la cual es un promedio ponderado por tiempo de viaje de la frecuencia estudiada:

$$\bar{Z}(f) = \int_0^{t(z(f))} \rho(z)\beta(z) dt \Big/ \int_0^{t(z(f))} dt$$

Sin embargo, en la práctica se obtienen tiempos de viaje $t(z(f))$ a partir de *downholes* como máximo de 100m de profundidad, lo cual, no barre todo el espectro de frecuencias de la señal sísmica; quedando la amplificación “ciega” a bajas frecuencias. Dado esto, se define la impedancia media y la frecuencia como función de la profundidad en vez del tiempo de viaje.

Denotando la impedancia media como la multiplicación de la densidad y la velocidad media:

$$\bar{Z}(f) = \bar{\rho} \cdot \bar{\beta}$$

Mediante un cambio de variable entre tiempo por profundidad, en el cual el tiempo es tomado como el área bajo la curva del inverso de la velocidad contra la profundidad, se puede mostrar que:

$$\bar{Z}(f) = \int_0^{z(f)} \rho(z) dz \Big/ \int_0^{z(f)} \frac{1}{\beta(z)} dz$$

Donde:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{z(f)} \int_0^{z(f)} \rho(z) dz$$

y,

$$\bar{\beta} = z(f) \cdot \frac{1}{\int_0^{z(f)} \frac{1}{\beta(z)} dz}$$

Considerando que la profundidad es equivalente a un cuarto de la longitud de onda,

$z = \left(\frac{1}{4}\right) \bar{\beta} / f$ se obtiene:

$$f(z) = \frac{1}{4} \int_0^{z(f)} \frac{1}{\beta(z)} dz$$

Por tanto, resultan expresiones de la impedancia sísmica para la profundidad z que se desee y es posible calcular la frecuencia asociada a dicha profundidad, formando así los pares coordenados del espectro de amplificación.

Si el estudio lo permite, se pueden desarrollar exploraciones geofísicas en campo a fin de obtener expresiones que relacionen velocidad de onda de corte y densidad en profundidad. Sin embargo, debido a que las simulaciones de los movimientos del suelo son requeridas generalmente en el diseño sísmico según los códigos de construcción, bastaría realizar simulaciones para un Sitio de roca o suelo representativo o genérico de acuerdo con dichos códigos.

Para tal fin, se podrían considerar estudios como el del artículo *Site Amplifications for Generic Rock Sites* de Boore & Joyner, 1997; el cual presenta la velocidad y densidad promedio contra la profundidad, así como también, la amplificación frente a la frecuencia, para dichos Sitios de suelo o roca genéricos.

Finalmente, el efecto de atenuación $D(f)$ se utiliza para modelar la pérdida de energía independiente de la trayectoria de la onda sísmica, la cual puede deberse a un efecto de Fuente (Papageorgiou & Aki 1983b) y fue revisado en detalle en el apartado anterior.

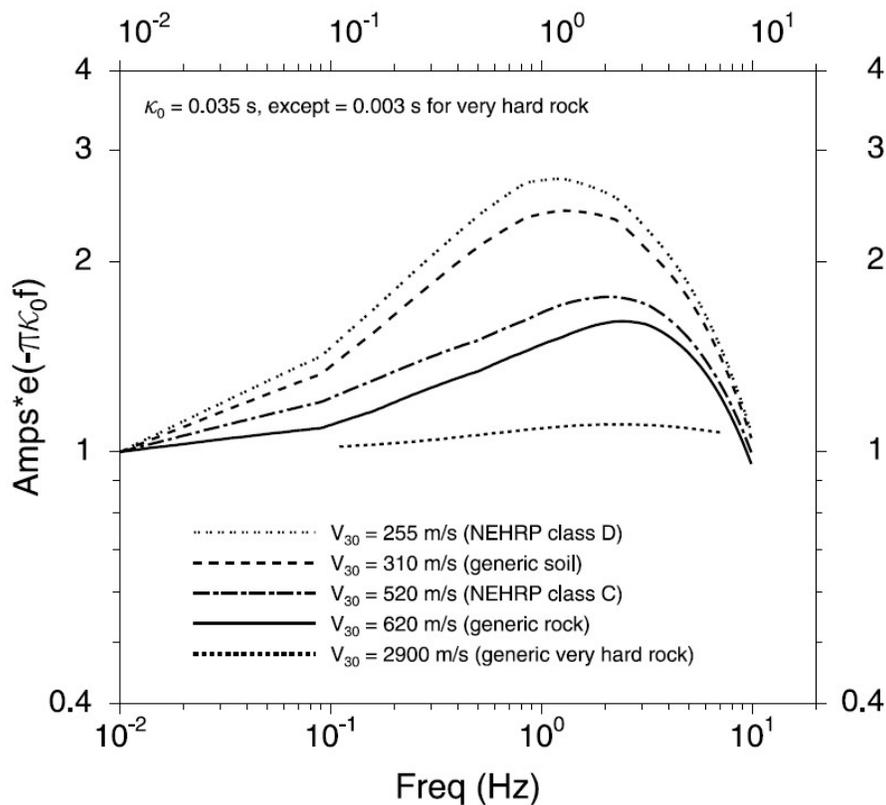


Figura II-11: Factor de atenuación para los efectos de Sitio, en su forma de *filtro* κ para varios tipos de suelo clasificados según V_{s30} . Fuente: Boore & Joyner (1997).

II.3.6 Tipo de movimiento

El tipo de movimiento del suelo para el cual se desea obtener el espectro de amplitud de Fourier se denota por $H(f)$.

$$H(f) = (2\pi fi)^n$$

Donde $i = \sqrt{-1}$ y para obtener desplazamiento, velocidad o aceleración n se toma como $n = 0, 1, 2$ respectivamente.

$H(f)$ también puede representar la respuesta de un oscilador de un grado de libertad con frecuencia natural igual a f_r , amortiguamiento ε_i y ganancia V , a partir del cual, se pueden derivar los espectros de respuesta o las magnitudes de Wood-Anderson,

$$H(f) = \frac{-Vf^2}{(f^2 - f_r^2) - 2ff_r\varepsilon_i}$$

Para el cálculo del espectro de respuesta $V = 1$, mientras que para el método *SBM* la expresión que define el espectro de la Fuente de aceleración, ya incorpora el factor $H(f)$ para $n = 2$, es decir, aceleración.

II.3.7 Simulación de terremotos

La simulación del movimiento del suelo se entiende como una simulación de un proceso estocástico estacionario gaussiano estándar, a la cual se le aplica una función de modulación, obteniendo una simulación de un proceso NO estacionario estocástico separable. Este proceso es alimentado por la física del terremoto, mediante el espectro de amplitud de Fourier total del movimiento, compuesto por los aportes de la Fuente, el Camino y el Sitio.

Medidas del movimiento del suelo, como la velocidad máxima, el desplazamiento máximo, la intensidad de Arias y las amplitudes espectrales de respuesta, se pueden calcular a partir de la aceleración simulada.

III CAÍDA DE TENSIÓN

III.1 Concepto

La distribución de la tensión en zonas cercanas a la falla varía en función del tiempo y del espacio en forma compleja. Durante el periodo intersísmico, tiempo que transcurre después de un sismo y antes del próximo, la tensión varía gradualmente en una escala de tiempo de décadas o siglos. Mientras que, durante el período cosísmico, tiempo que transcurre durante el sismo, la tensión cambia en unos pocos segundos o minutos.

Por una parte, la variación temporal de la tensión durante un período intersísmico puede ser considerada cuasi-estática y si esta variación de tensión se considera en una escala de varios kilómetros es denominada campo de tensiones estático macroscópico, en cambio, se denomina campo de tensiones estático microscópico al de tensiones a la escala de falla local.

Por otra parte, la variación temporal de la tensión durante un período cosísmico es rápida y va disminuyendo en la mayor parte del plano de falla, excepto cerca del borde, donde se producen concentraciones de esfuerzos. Así, a la tensión media en un período intersísmico se le designa como campo de tensiones dinámico macroscópico, en contraste, en un período cosísmico, se le llama campo de tensión dinámico microscópico.

III.1.1 Campo de tensión estático macroscópico

La Figura III-1 muestra esquemáticamente una historia en el tiempo de la tensión estática macroscópica para tres períodos intersísmicos. Luego de un sismo la tensión de corte en la falla aumenta monótonicamente desde σ_1 a σ_0 durante el período

intersísmico. Cuando la tensión se acerca a σ_0 , la falla se moviliza causando un sismo y cuando la tensión cae a σ_1 , un nuevo ciclo comienza. La diferencia de tensión $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_1$ se denomina caída de tensión estática y T_r es el período del ciclo.

Si la falla sísmica moviliza un campo de fricción dinámica σ_f , entonces, la ocurrencia repetida de sismos debería resultar en un flujo anómalo de calor a lo largo de la zona de falla. Sin embargo, debido a la ausencia de esta anomalía de flujo de calor, por ejemplo a en la falla de San Andrés, los autores sugieren un valor relativamente bajo de tensión σ_f de alrededor de 200 bares e incluso menores a 100 bares. No obstante lo anterior, la resistencia friccional de rocas medida en laboratorio sugiere que σ_f es más alto, mayor a 1000 bares.

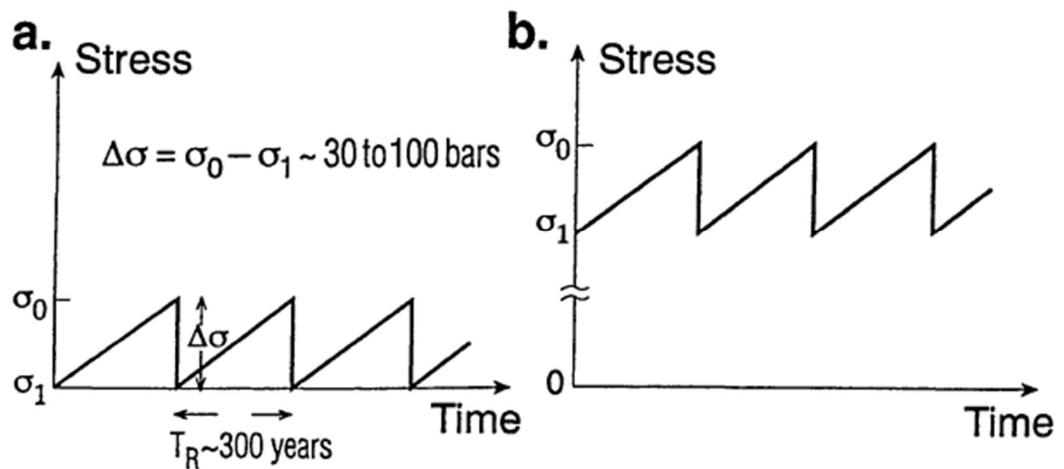


Figura III-1: Variación temporal esquemática de la tensión estática macroscópica en un plano de falla. (a) Modelo de falla débil, (b) Modelo de falla fuerte. Fuente:

Kanamori (1994).

III.1.2 Campo de tensión estático microscópico

La Figura III-2 muestra la distribución de tensión de corte cerca de la punta de una falla sísmica modelada como una línea infinitamente delgada en un medio elástico perfecto. Se observa que la tensión σ_{zy} es ilimitada en la punta y disminuye a una tasa de $1/\sqrt{r}$ a una distancia r de la punta.

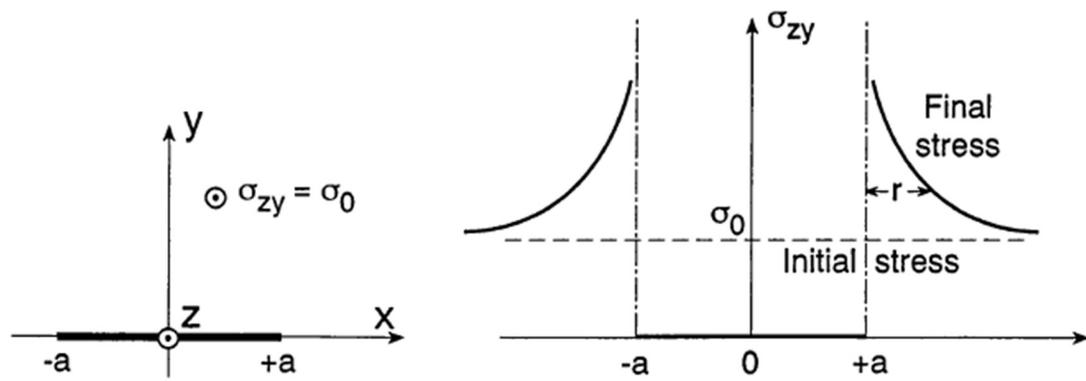


Figura III-2: Campo de tensiones estático cercano a la punta de una falla. Izquierda: geometría de una falla bidimensional de ancho $2a$ extendiéndose desde $-\infty$ a $+\infty$ formándose bajo una tensión de corte $\sigma_{zy} = \sigma_0$. Derecha: tensión de corte σ_{zy} antes (línea segmentada) y después (línea continua) de la formación de la grieta. Fuente:

Kanamori (1994).

Sin embargo, el estado tensional microscópico es mucho más complejo que la modelación anterior, debido, principalmente, a que el material cercano a la punta fluye a cierto nivel de tensión; la zona de falla es altamente no uniforme presentando zonas débiles locales o microfallas, donde ocurren concentraciones de tensiones. La tensión al momento de inicio de la ruptura a nivel macro es $\sigma_{zy} = \sigma_0$, pero no se corresponde con la tensión a nivel micro, las que pueden ser mucho mayores.

Según lo anterior, la distribución espacial de tensiones es mayormente controlada por la distribución de micro fallas, en las cuales, a medida que la punta de estas alcanza el umbral de activación y la fricción es favorable para deslizamiento inestable, la falla ocurre. No obstante lo anterior, se considera que el promedio de estas sobre una escala de kilómetros es cercano a la tensión de ruptura σ_0 .

III.1.3 Campo de tensión dinámico macroscópico

El comportamiento macroscópico del cambio en la tensión dinámica durante la falla puede ser descrito considerando que en $t = 0$, rompe instantáneamente bajo la tensión σ_0 . Luego, el desplazamiento de un punto justo al lado de la falla será como se muestra en la Figura III-3(a). El movimiento de falla es resistido por fricción dinámica durante el deslizamiento, tal que, el diferencial $\Delta\sigma_d = \sigma_0 - \sigma_f$ es la tensión efectiva que conduce el movimiento, denominada caída de tensión dinámica.

Según Brune (1970), $\Delta\sigma_d$ puede ser relacionado con la velocidad de la partícula \dot{U} y si al desplazamiento sobre la falla en el instante t se le denota como $u(t)$, entonces, la deformación instantánea será $u(t)/\beta t$ y si consideramos que esta deformación instantánea es causada por $\Delta\sigma_d$, entonces:

$$\Delta\sigma_d = \frac{\mu u(t)}{\beta t}$$

Obteniéndose lo descrito por la curva (1) de la Figura III-3(b):

$$u(t) = \frac{\Delta\sigma_d \beta t}{\mu} \quad \dot{u}(t) = \frac{\Delta\sigma_d}{\mu} \beta = \dot{U} = \text{constante}$$

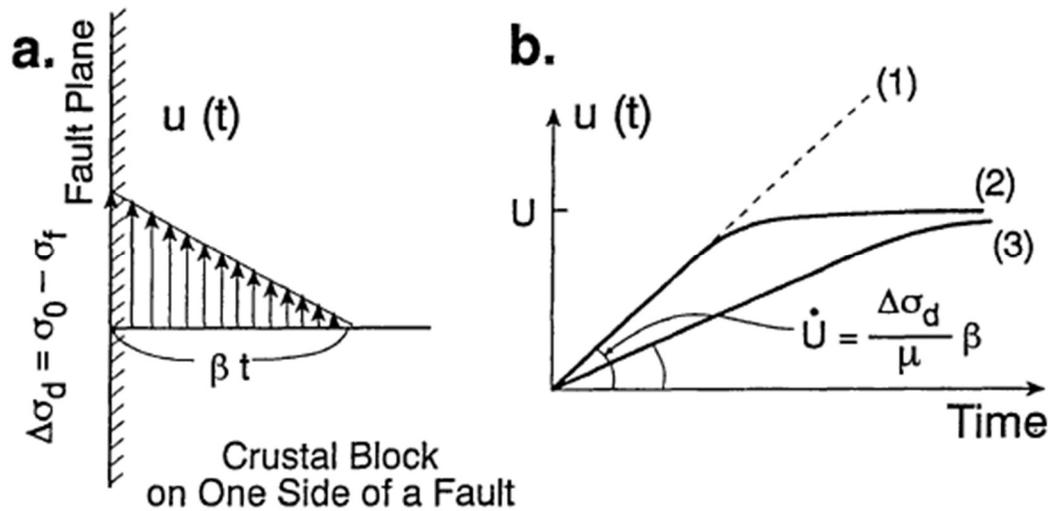


Figura III-3: (a) Desplazamiento en el instante t como función de la distancia normal a la falla. La tensión en la falla es igual a la caída de tensión dinámica $\Delta\sigma_d$. La perturbación se ha propagado a la distancia βt . (b) Movimiento de la partícula de un lado de la falla en función del tiempo cuando se aplica una tensión $\Delta\sigma_d$ instantánea. Curva (1) falla de largo infinito. Curva (2) falla de largo finito. Curva (3) falla de largo finito con una tensión $\Delta\sigma_d$ aplicada como propagación. Fuente: Kanamori (1994).

Debido a que la ruptura no es instantánea, sino que, se propaga con velocidad de ruptura finita V_r , la cual está alrededor del 70-80% de la velocidad de la onda de corte β , el movimiento macroscópico de la partícula es menor que el dado en la curva (1) de la Figura III-3.

El comportamiento macroscópico puede ser descrito por la función lineal de la curva (1), pero adicionando un factor de desaceleración de 2, como muestra la curva (3) de la misma Figura.

Si se denota al desplazamiento total y duración del deslizamiento como $D = 2U$ y T_r respectivamente, entonces, la velocidad media de la partícula es:

$$\langle \dot{U} \rangle = \frac{D}{2T_r}$$

Es decir,

$$\langle \dot{U} \rangle = \frac{1}{c_1} \left(\frac{\Delta\sigma_d}{\mu} \right) \beta$$

y,

$$\Delta\sigma_d = c_1 \left(\frac{\mu}{\beta} \right) \langle \dot{U} \rangle$$

Donde c_1 es una constante que está alrededor de 2.

III.1.4 Campo de tensión dinámico microscópico

En una zona de falla real la geometría de la falla es compleja, a causa de que la resistencia y las propiedades de los materiales son heterogéneas, por lo que, el campo de tensiones real es muy diferente del calculado mediante la teoría de grietas para una fisura simple en un medio elástico.

No obstante lo anterior, la teoría aún brinda información útil sobre la tensión y el movimiento de las partículas durante la falla. Se han realizado diversos estudios teóricos sobre la propagación de grietas, a saber: Kostrov (1966), Burridge (1969), Takeuchi & Kikuchi (1971), Kikuchi & Takeuchi (1971), Ida (1972), Richards (1976) y Madariaga (1976). En el presente trabajo, se revisa brevemente los resultados para la propagación de grietas en estado estacionario descrito por Freund (1979).

La geometría de la grieta considerada en dicho estudio se muestra en la Figura III-4, donde la falla se expande en el sentido $+X$ bajo tensión uniforme $\sigma_{yz} = \sigma_0$, propagándose a una velocidad constante $V_r < \beta$, lo que se considera una propagación estable. La superficie de falla se extiende desde $-a$ hasta $+a$, longitud sobre la cual la tensión es igual a la fricción dinámica σ_f .

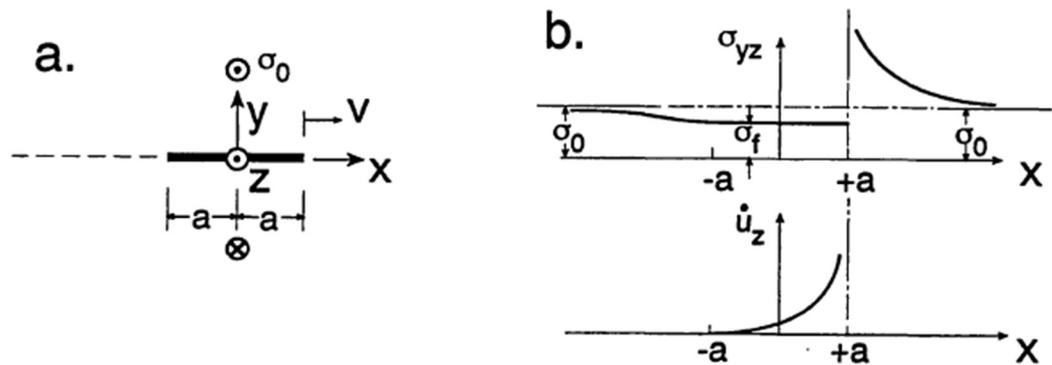


Figura III-4: Propagación estable de falla. (a) Grieta propagándose en la dirección $+X$ a la velocidad V_r . (b) Tensión de corte σ_{yz} y velocidad de partícula \dot{u}_z , en función de la distancia. Fuente: Kanamori (1994).

Considerando una singularidad del tipo $1/\sqrt{x-a}$ y siguiendo la Figura III-4, resulta:

$$\dot{u}_z = 0; \quad \sigma_{yz} = (\sigma_0 - \sigma_f) \left(\sqrt{\frac{x+a}{x-a}} - 1 \right) + \sigma_0; \quad \text{para } x > a$$

$$\dot{u}_z = \frac{V_r}{\mu} (\sigma_0 - \sigma_f) \sqrt{\frac{x+a}{x-a}}; \quad \sigma_{yz} = \sigma_f; \quad \text{para } -a < x < a$$

$$\dot{u}_z = 0; \quad \sigma_{yz} = (\sigma_0 - \sigma_f) \left(\sqrt{\frac{x+a}{x-a}} - 1 \right) + \sigma_0; \quad \text{para } x < -a$$

De la condición de no existencia de singularidad de tensión en el borde de salida: $x = -a$, se obtiene:

$$(\sigma_0 - \sigma_f) = \frac{\mu U}{2\pi a} \sqrt{1 - \left(\frac{V_r}{\beta}\right)^2}$$

Donde U es el desplazamiento total de un lado de la fisura y $\Delta\sigma_d = \sigma_0 - \sigma_f$ es la caída de tensión dinámica.

La expresión anterior, requiere poder determinar la historia temporal de la velocidad de las partículas a partir de observaciones sismológicas, pero en la práctica, solo se observa la convolución entre la función de deslizamiento local (Figura III-4(b)) con el efecto de propagación de la ruptura. Dado lo anterior, los sismólogos obtienen la velocidad promedio de las partículas y al aplicar las relaciones siguientes logran determinar la caída de tensión dinámica.

$$\langle \dot{U} \rangle = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} \dot{u}_z dx = \frac{\pi V_r}{2\mu} (\sigma_0 - \sigma_f)$$

De la cual,

$$(\sigma_0 - \sigma_f) = \Delta\sigma_d = \frac{2\mu}{\pi V_r} \langle \dot{U} \rangle \approx \left(\frac{\mu}{\beta}\right) \langle \dot{U} \rangle$$

Donde se asume $V_r = 0.7\beta$.

Lo anterior concuerda con la expresión para el cálculo de la caída de tensión dinámica macroscópica mostrada previamente, excepto por el factor c_1 .

Es importante destacar, que al interpretar la velocidad de la partícula en términos de la tensión dinámica $\Delta\sigma_d$, debe tenerse en cuenta, por una parte, que si se consideran todas las incertidumbres en la determinación de $\langle\dot{U}\rangle$ y las simplificaciones del modelo de propagación de grieta usado; esta gran incertidumbre dada por el factor c_1 , es inevitable. Por otra parte, V_r se supone constante, lo que, en un caso más realista de propagación espontánea de grietas, está determinado por las propiedades del material Kostrov (1966), Kikuchi y Takeuchi (1971), Burridge (1969), Richards (1976).

Pese a las restricciones y limitaciones anteriores, el modelo de propagación subsónica constante de grietas, actualmente es considerado razonable en aplicaciones prácticas.

III.2 Caída de tensión estática

Según lo revisado anteriormente, la caída de tensión estática $\Delta\sigma$ puede determinarse mediante la relación entre el desplazamiento U y una unidad de escala \tilde{L} sobre la que se produjo dicho desplazamiento. Esta unidad de escala puede ser la longitud de falla, el ancho de falla o la raíz cuadrada del área de falla \sqrt{S} , según la geometría que haya sido considerada.

III.2.1 Métodos de determinación de $\Delta\sigma$

Dado que las distribuciones de tensión y resistencia cerca de una falla no son uniformes, el deslizamiento y la caída de tensión son una función compleja en el espacio. En la mayoría de las aplicaciones, se usa la caída de tensión promedio, la que históricamente se ha estimado utilizando alguno de los siguientes métodos.

Método 1: A partir de D y E

La dislocación de grieta D y energía liberada E , se estiman a partir de datos geodésicos. Tsuboi (1933) y Chinnery (1964) usaron este método para concluir que las caídas de tensión de los terremotos son de alrededor de 30 bares y de 10 a 100 bares respectivamente.

Método 2: A partir de D y S

Cuando los datos geodésicos no están disponibles, la dislocación de grieta D se estima a partir la ruptura de la superficie, mientras que, el área de falla S es estimada desde el área de las réplicas. Las limitantes del método son, por una parte, la ruptura de la superficie no representa necesariamente el deslizamiento en profundidad, pues algunos terremotos no producen una ruptura de la superficie; por otra parte, para muchos terremotos las réplicas no ocurren en el área de gran deslizamiento, sino que, en las áreas circundantes. Y, además, existe ambigüedad con respecto a la identificación de las réplicas y el área de éstas que se define aproximadamente un día después del terremoto principal, lo que resulta arbitrario, Mogi (1968).

Método 3: A partir de M_0 y S

El área de falla S se estima del área de la réplica, la ruptura de la superficie o los datos geodésicos. El momento sísmico M_0 se puede determinar de forma fiable, a partir de ondas superficiales de período largo y ondas de cuerpo, utilizando los datos de las estaciones sísmicas. Cuando la geometría de la falla es fija, el momento sísmico es una cantidad escalar dada por $M_0 = \mu DS$, luego, teniendo M_0 y S se puede determinar D . Si se define la longitud de escala de la falla como $\tilde{L} = \sqrt{S}$, el cambio medio de deformación resulta $\varepsilon = c_1 D / \sqrt{S}$, donde c_1 es una constante determinada por la

geometría de la falla y, generalmente, es del orden de 1; por lo que, la caída de tensión es:

$$\Delta\sigma = \mu\varepsilon = \frac{c_1\mu D}{\sqrt{S}}$$

Método 4: A partir de M_0 y \tilde{L}

Este método se usa con frecuencia para terremotos relativamente pequeños, $M < 5$. El momento sísmico se puede determinar a partir de ondas de cuerpo y, debido a que, para estos pequeños terremotos la forma del plano de falla no se conoce, se emplea un modelo de falla circular simple con radio r . Si la Fuente es simple, el ancho de pulso τ es aproximadamente igual a r/V_r . Dado que, $V_r \approx 0.7\beta$, entonces $\tau = c_2r/\beta$, donde c_2 es una constante del orden de 1.

Otra forma de determinar la dimensión de origen es utilizar el espectro de frecuencia de las ondas sísmicas. Brune (1970) relacionó la frecuencia de esquina f_0 del espectro de ondas S con r . Si la Fuente es simple, el ancho del pulso τ se puede traducir a una frecuencia de esquina f_0 , pero si la Fuente es compleja, la interpretación de f_0 no es directa.

Método 5: A partir de datos sísmicos de alta resolución

La función de deslizamiento en el plano de falla se determina directamente de los datos, por lo que, depende de disponer de datos de alta calidad, tanto en campo cercano como lejano. La función de deslizamiento así obtenida, puede usarse para estimar no solo la caída de tensión promedio, sino también, la caída de tensión local.

Método 6: A partir de una combinación de los métodos anteriores

En general, se realizan determinaciones de las caídas de tensión mediante la combinación de los métodos antes descritos. La Figura III-5(a) muestra la relación entre M_0 y S para grandes terremotos (Kanamori & Anderson, 1975). En esta se observa que, en general, $\log S$ es proporcional a $(2/3) \log M_0$. Dado que $M_0 = \mu SD = c\Delta\sigma S^{2/3}$, la figura muestra que $\Delta\sigma$ es constante para un amplio rango de M_0 . Las líneas rectas corresponden a la tendencia de modelos de falla circular para $\Delta\sigma = 1, 10$ y 100 bares. Si bien el valor real de la caída de tensión depende de la geometría de la falla y otros aspectos, la tendencia general está establecida, la caída de tensión estática $\Delta\sigma$ varía de 10 a 100 bares para grandes terremotos.

Para determinar las dimensiones de la Fuente en terremotos más pequeños, es necesario usar ondas de mayor frecuencia, pero la fuerte atenuación y dispersión de las ondas de alta frecuencia dificultan la determinación de las dimensiones de la Fuente. Debido a esto, se ha cuestionado si la tendencia que se muestra en la Figura III-5(a) continúa hacia dimensiones de Fuente pequeñas. En este sentido, varios estudios indican que la tendencia se rompe para $r = 100$ m, sin embargo, un resultado reciente obtenido por Abercrombie & Leary (1993), a partir de observaciones *down-holes* de 2.5 km, cerca de Cajon Pass, California; sugiere que la tendencia continúa al menos, hasta $r = 10$ m, como se muestra en la Figura III-5(b) y que $\Delta\sigma$ promediada sobre una distancia de 100m o más, estaría dentro de un rango de entre 1 a 1000 bares, para un rango de $10^{16} < M_0 < 10^{30}$ (dinas – cm).

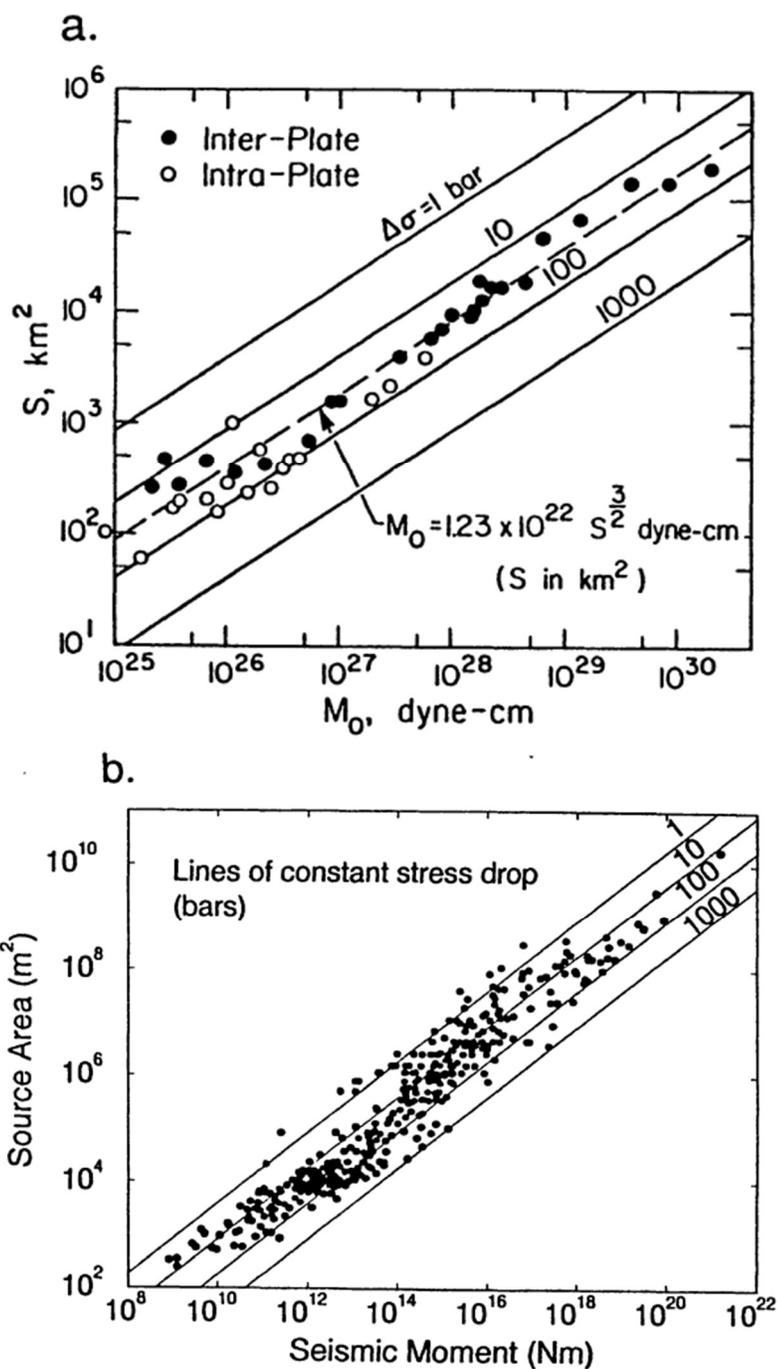


Figura III-5: (a) Relación entre el área de falla S y el momento sísmico M_0 , para grandes terremotos según Kanamori & Anderson (1975). (b) Relación entre momento sísmico M_0 y área de la Fuente para terremotos pequeños y grandes según Abercrombie & Leary (1993). Fuente: Kanamori (1994).

III.3 Caída de tensión dinámica

Anteriormente, se discutió que la caída de tensión dinámica $\Delta\sigma_d$ es la tensión que impulsa el movimiento de la falla y controla la velocidad de las partículas del movimiento de esta. La velocidad de partícula U es, por lo tanto, un parámetro principal de la Fuente sísmica que proporciona estimaciones de $\Delta\sigma_d$ a través de relaciones como:

$$\Delta\sigma_d = c_1 \left(\frac{\mu}{\beta}\right) \langle \dot{U} \rangle; \quad \text{o bien} \quad \Delta\sigma_d = \left(\frac{\mu}{\beta}\right) \langle \dot{U} \rangle$$

Velocidades máximas de movimiento del suelo registradas por instrumentos de movimiento fuerte proporcionan estimaciones aproximadas de la velocidad de las partículas del movimiento de fallas.

En este sentido, diversos autores han publicado sus resultados siguiendo variados métodos. Brune (1970) 1m/s; Heaton et al (1986) 1m/s; Kanamori (1972) 42 cm/s; Kanamori (1973) 1m/s; Abe (1974a) 50cm/s; Abe (1974b) 30cm/s; Abe (1975) 92cm/s. Estos resultados indican un rango de $\Delta\sigma_d$ de 40 a 200 bares, usando $c_1 = 2$, y de 20 a 100 bares, usando $c_1 = 1$.

Para terremotos más recientes, la distribución del deslizamiento y la velocidad de las partículas está determinada por inversión sísmica. Heaton (1990) estimó valores entre 12 y 40 bares para el $\Delta\sigma_d$ medio y de 22 a 84 bares para el $\Delta\sigma_d$ local.

Así, Quin (1990) y Miyatake (1992a,b) intentaron determinar $\Delta\sigma_d$ a partir de la historia del tiempo de deslizamiento estimada por inversión sísmica. Quin (1990) modeló el patrón dinámico de liberación de tensiones del terremoto de 1979 en el

Valle Imperial, California, utilizando la distribución de deslizamiento determinada por Archuleta (1984). Miyatake (1992a,b) aplicó los modelos de deslizamiento para el terremoto del Valle Imperial y varios terremotos japoneses determinados por Takeo (1988) y Takeo & Mikami (1987) y, estimó la caída de tensión estática $\Delta\sigma$. Asumiendo que $\Delta\sigma = \Delta\sigma_d$, calculó la función de deslizamiento local usando el método desarrollado por Mikumo et al (1987).

Miyatake (1992a,b) observó una buena concordancia entre la función de deslizamiento calculada y la determinada por la inversión sísmica, lo que lo llevó a concluir que $\Delta\sigma \approx \Delta\sigma_d$, dentro de un factor de 2. Lo cual está en sintonía con el resultado de Quin (1990). Sin embargo, es poco probable que $\Delta\sigma_d$ sea mucho mayor que 200 bares, debido a que la velocidad de las partículas observadas parece estar limitada a unos 2 m/s .

Finalmente, McGuire & Hanks (1980) y Hanks & McGuire (1981) relacionaron la aceleración de la raíz cuadrada media *RMS* con la caída de tensión. Estimaron que para muchos terremotos de California eran de aproximadamente de 100 bares. Esta estimación, obtenida del campo de ondas radiadas en lugar del campo estático, puede considerarse como una medida del promedio de $\Delta\sigma_d$.

En resumen, $\Delta\sigma_d$ varía en un rango de 20 a 200 bares que es, aproximadamente, lo mismo que para $\Delta\sigma$.

III.4 Variabilidad en la obtención de $\Delta\sigma$ y $\Delta\sigma_d$

Como ha quedado de manifiesto en los apartados anteriores, diferentes investigadores suelen obtener diferentes valores para la caída de tensión, incluso en una misma región. Cotton, Archuleta & Causse (2013), indican que la caída de tensión no

presenta problemas con su valor medio, sino más bien, con su valor de variabilidad, que puede alcanzar una dispersión de al menos un factor de 30; por lo que llaman precisamente a poner atención en esto.

En su trabajo, muestran que es posible inferir la variabilidad de la caída de tensión a partir de la variabilidad del *PGA* obtenida de estudios Ground Motion Prediction Equations *GMPE*. Indicando que esta variabilidad alcanza un valor de 0.5 en promedio, en escala log natural (Tabla III-1).

Por otra parte, enseñan que sísmicamente la caída de tensión puede determinarse mediante dos parámetros relacionados con la Fuente: el momento sísmico M_0 y la frecuencia de esquina f_c . Estas dos variables se obtienen del espectro de amplitud de Fourier de aceleración o de velocidad; espectro el cual es obtenido mediante inversión de registros de terremotos con magnitud conocida. La Tabla III-2 muestra que la variabilidad de la caída de tensión así obtenida, está comprendida entre 1.4 y 1.7 en escala logarítmica.

Tabla III-1: Variabilidad observada del *PGA* y variabilidad inferida para la caída de tensión. Fuente: Cotton et al (2013).

GMPE	Database	Observed Between-Event Variability $\sigma_{\ln(PGA)}$	Inferred Stress-Drop Variability $\sigma_{\ln(\Delta\tau)}$
Rodriguez-Marek <i>et al.</i> (2011)	Japan	0.49	0.59
Abrahamson and Silva (2008) (M 5)	NGA	0.42	0.50
Abrahamson and Silva (2008) (M 6)	NGA	0.36	0.43
Abrahamson and Silva (2008) (M 7)	NGA	0.35	0.42
Akkar and Bommer (2010)	Europe	0.23	0.28
Boore and Atkinson (2008)	NGA	0.26	0.31
Campbell and Bozorgnia (2008)	NGA	0.22	0.26
Chiou and Youngs (2008) (M 5)	NGA	0.34	0.41
Chiou and Youngs (2008) (M 6)	NGA	0.30	0.36
Chiou and Youngs (2008) (M 7)	NGA	0.26	0.31
Zhao <i>et al.</i> (2006)	Japan	0.40	0.48

Tabla III-2: Caída de tensión media y su variabilidad (en escala log natural) hallada mediante estudios espectrales (M_0 , f_c). Fuente: Cotton et al (2013).

Source Study	Region	Mean Brune's Stress Drop ($\Delta\tau$) (MPa)	Stress-Drop Variability $\ln(\Delta\tau)$	No. Earthquakes
Allmann and Shearer (2009)	Interplate $5.5 \leq M \leq 8$	0.84*	1.67	799
Allmann and Shearer (2009)	Intraplate $5.5 \leq M \leq 8$	1.50*	1.46	61
Oth <i>et al.</i> (2010)	Japan (crustal) $2.7 \leq M_{JMA} \leq 8$	1.1	1.38	1951
Rietbrock <i>et al.</i> (2012)	United Kingdom	1.8	1.38	273
Edwards and Fah (2012)	Switzerland (foreland)	0.2	1.83	161
Edwards and Fah (2012)	Switzerland (alpine)	0.12	1.43	351
Shearer <i>et al.</i> (2006)	Southern California $1.6 \leq M_L \leq 3.1$	0.52*	1.52	64,800
Margaris and Hatzidimitriou (2002)	Greece $5.2 \leq M \leq 6.9$	6.3	0.57	18

*Published results are given for a velocity at the source equal to 3.9 km/s and the Madariaga (1976) corner frequency/source radius ($k = 0.21$). The published values have been divided by 3.95 to be consistent with Brune's (1971) corner frequency/source radius ($k = 0.37$) and a shear-wave velocity at the source equal to 3.5 km/s.

De los valores de variabilidad de las tablas anteriores, se observa que la caída de tensión determinada a partir de la medición de la frecuencia de esquina y el momento sísmico, tiene una variabilidad promedio aproximada de 3 a 4 veces mayor que la variabilidad inferida a partir de la variabilidad implícita en los *GMPE*.

De acuerdo con Cotton et al (2013), la incertidumbre en la caída de tensión está dominada principalmente por la incertidumbre en el cálculo de la frecuencia de esquina mediante espectros de Fourier, los cuales son obtenidos a partir de inversión de registros.

IV MODELACIÓN

IV.1 Modelo sísmológico

Para el presente trabajo se considera la metodología de simulación de terremotos mediante el Método Estocástico, adoptando para la Fuente el Modelo de Barrera Específica, *Specific Barrier Model SBM*, desarrollado por Papageorgiou y Aki (1983a, b). Específicamente, se generan simulaciones de movimiento del suelo para sismos del tipo intraplaca, de magnitud M_w 7.5.

IV.1.1 La Fuente

Para la Fuente se adopta el modelo de Barrera Específica *SBM*, considerando los siguientes parámetros para la definición del factor de escala de la corteza media C :

- $R_0 = 1km$ es una distancia de referencia,
- $R_{\theta\phi} = 0.55$ es el patrón de radiación promedio,
- $F = 2$ es el factor de amplificación de la superficie libre,
- $V = 0.71$ es el factor de partición de los dos componentes horizontales,
- $\rho_s = 2.8$ es la densidad en la vecindad de la Fuente,
- $\beta_s = 3.8$ es la velocidad de onda de corte en la vecindad de la Fuente.

Por otra parte, para el espectro de la Fuente $S(M_0, f)$, se considera una magnitud M_w 7.5, lo que implica que el radio de falla unitario es igual a (Halldorsson & Papageorgiou, 2005):

$$\rho_0 = \frac{10^{(-2.58+0.5 \cdot 7.5)}}{2} = 7.396km$$

Para el tamaño y cantidad de eventos del plano de falla se usan las relaciones de Coppersmith (1994) y el factor que relaciona la frecuencia de esquina y el radio de la Fuente k es seleccionado siguiendo a Sato e Hirasawa (1973):

$$\frac{V_R}{\beta_s} = 0.9$$

Por lo que, $C_s = 1.85$, lo que significa que el factor que relaciona la frecuencia de esquina y el radio de la Fuente es:

$$k = \frac{1.85}{2\pi} = 0.29$$

Los valores adoptados para la caída de tensión son discutidos en el capítulo IV.2, mientras que, los parámetros que definen los filtros de pasos bajos, que en el modelo *SBM* se aplican a la Fuente, adoptan los siguientes valores:

$$f_{max} = 100 \text{ Hz}$$

$$\kappa = 0$$

Los que equivalen a omitir este filtro en sismos intraplaca, según se muestra en la calibración para el modelo *SBM* en Halldorsson & Papageorgiou (2005).

IV.1.2 El Camino

Para la atenuación elástica, se considera la velocidad sísmica c_Q igual a la velocidad de la onda de corte en la vecindad de la Fuente y la función Q de atenuación, según la calibración del modelo *SBM* de Halldorsson & Papageorgiou (2005) para sismo intraplaca:

$$Q(f) = 680f^{0.36}$$

La función de dispersión geométrica $Z(R)$ viene dada por una función lineal continua a tramos, con $R_0 = 1$, $R_1 = 70$, $R_2 = 130$, $p_1 = 0.0$ y $p_2 = 0.5$, según la calibración del modelo *SBM* de Halldorsson & Papageorgiou (2005) para sismo intraplaca:

$$Z(R) = \begin{cases} \frac{R_0}{R} & R \leq R_1 \\ Z(R_1) \left(\frac{R_1}{R}\right)^{p_1} & R_1 \leq R \leq R_2 \\ Z(R_n) \left(\frac{R_n}{R}\right)^{p_n} & R \leq R_n \end{cases}$$

La distancia R corresponde a la distancia hipocentral r_{hypo} , adoptándose en este trabajo un valor de 50km.

IV.1.3 El Sitio

Debido a que en el modelo *SBM*, el filtro de paso bajo se aplica en la Fuente, no se vuelve a considerar en el Sitio. Los efectos de amplificación no son considerados, dado que, para efectos del estudio interesa la respuesta a nivel de roca genérica o de referencia.

IV.2 Caída de tensión

Para estudiar como la caída de tensión y su variabilidad afectan los resultados de las simulaciones de movimiento del suelo, aplicando el método de simulación estocástico, se define este parámetro como una variable aleatoria de distribución log-normal:

$$\Delta\tau \sim \text{logNormal}(\mu_{\ln(\Delta\tau)}, \sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2)$$

Es decir, el logaritmo de la caída de tensión $\Delta\tau$ sigue una distribución normal con media $\mu_{\ln(\Delta\tau)}$ y varianza $\sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2$, presentando estas las siguientes propiedades:

$$\mu_{\Delta\tau} = e^{\left(\mu_{\ln(\Delta\tau)} + \frac{\sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2}{2}\right)}$$

$$\sigma_{\Delta\tau}^2 = \left(e^{\sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2} - 1\right) e^{(2\mu_{\ln(\Delta\tau)} + \sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2)}$$

Para este estudio, se considera una media para la caída de tensión igual a 180bar correspondientes al valor de calibración del modelo *SBM* de Halldorsson & Papageorgiou (2005) para sismos intraplaca y cuatro casos de desviación estándar:

- a) *Caso 1*: igual a 0.1; a fin de considerar un caso de variabilidad pequeña.
- b) *Caso 2*: igual a 0.5; como lo obtiene Cotton et al (2013); inferida a partir de la variabilidad del *PGA* de análisis *GMPE*.
- c) *Caso 3*: igual a 1.1; obtenida como el promedio entre *Caso 2* y *Caso 4*.
- d) *Caso 4*: igual a 1.7; como lo obtiene Cotton et al (2013); hallada a partir de estudios espectrales ($M0, f_c$).

Tabla IV-1 Casos de análisis a considerar según variabilidad. Fuente: Elaboración propia.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
$\mu_{\ln(\Delta\tau)}$	5.19	5.07	4.59	3.75
$\sigma_{\ln(\Delta\tau)}^2$	0.01	0.25	1.21	2.89
$\sigma_{\ln(\Delta\tau)}$	0.1	0.5	1.1	1.7
$\mu_{\Delta\tau}$	180	180	180	180
$\sigma_{\Delta\tau}^2$	325.63	9,202.42	76,252.90	550,583.23
$\sigma_{\Delta\tau}$	18.05	95.93	276.14	742.01

IV.2.1 Selección del vector de caídas de tensión

Para cada uno de los casos a estudiar, se define un vector *input* que contiene 200 valores aleatorios de caída de tensión con distribución log-normal, vector al cual, se le realiza un estudio del ajuste a dicha distribución. Este consiste en generar 100 vectores aleatorios con distribución normal con media y varianza para cada caso estudiado. A estos 100 vectores se les calcula su media y varianza, se les mide el error relativo respecto al valor de media y varianza teórico del caso en estudio; y se obtiene un vector de error medio igual a la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de los errores de la varianza $\%\Delta\sigma$ y la media $\%\Delta\mu$; y se elige el vector con menor error medio $\Delta\%$, para ser usado en el estudio.

Tabla IV-2: Estudio del vector de caídas de tensión *input*. Fuente: Elaboración propia.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
μ teórico	5.19	5.07	4.59	3.75
σ teórico	0.1	0.5	1.1	1.7
μ obtenido	5.18962	5.05607	4.59110	3.74701
σ obtenido	0.09990	0.50036	1.10011	1.70158
$\% \Delta \mu$	0.0073%	0.2747%	0.0241%	0.0798%
$\% \Delta \sigma$	0.0967%	0.0713%	0.0096%	0.0927%
$\% \Delta = \text{SRSS}(\% \Delta \sigma, \% \Delta \mu)$	0.0970%	0.2838%	0.0259%	0.1223%

Se observa que en todos los casos el error medio $\% \Delta$ es menor al 0.2% y los vectores se ajustan a una distribución normal con 95% de intervalo de confianza, por lo que, los vectores *input* son válidos para el estudio.

Tabla IV-3: Estudio de ajuste del vector aleatorio de caídas de tensión a una distribución normal. Fuente: Elaboración propia.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
μ teórico	5.19	5.07	4.59	3.75
σ teórico	0.1	0.5	1.1	1.7
μ dist. Normal (95%)	5.18962	5.05607	4.59110	3.74701
σ dist. Normal (95%)	0.09990	0.50036	1.10011	1.70158

V RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos, primeramente, los espectros de Fourier de Aceleraciones *FAS* para las 200 simulaciones realizadas por cada uno de los cuatro niveles de variabilidad estudiados.

Medidas del movimiento del suelo, como la aceleración máxima, espectro de pseudoaceleración y PGA son calculadas a partir de los espectros obtenidos presentando sus resultados. Además, se incorpora un análisis de correlación entre la caída de tensión dinámica y estas variables.

V.1 Espectro de aceleraciones de Fourier

Se presentan las familias de espectros de aceleraciones de Fourier obtenidos para cada uno de los distintos niveles de variabilidad de caída de tensión estudiados.

A nivel cualitativo se observa que se ha logrado generar la doble frecuencia de esquina que considera el modelo *SBM* y que estas son invariantes para todos los casos de variabilidad estudiados, debido a que el valor medio en las modelaciones es constante (Figura V-1). Así, se tiene que la variabilidad de la caída de tensión es la que causa el escalamiento del nivel de *FAS* para cada simulación, es decir, a mayor nivel de variabilidad de la caída de tensión, mayor es el rango y coeficiente de variación de los valores del *FAS*.

En efecto, para variabilidad de 1.7 en la caída de tensión, se obtiene en la meseta de altas frecuencias un *FAS* máximo de 985.3 y un mínimo de 0.14, lo que implica, un rango de 985.16 y un coeficiente de variación de 22.54. Mientras que, para variabilidad de 0.1 resulta un *FAS* máximo y mínimo de 57.5 y 31.2 respetivamente,

estableciéndose un rango de 26.30 y un coeficiente de variación de solo 0.62 (Tabla V-1).

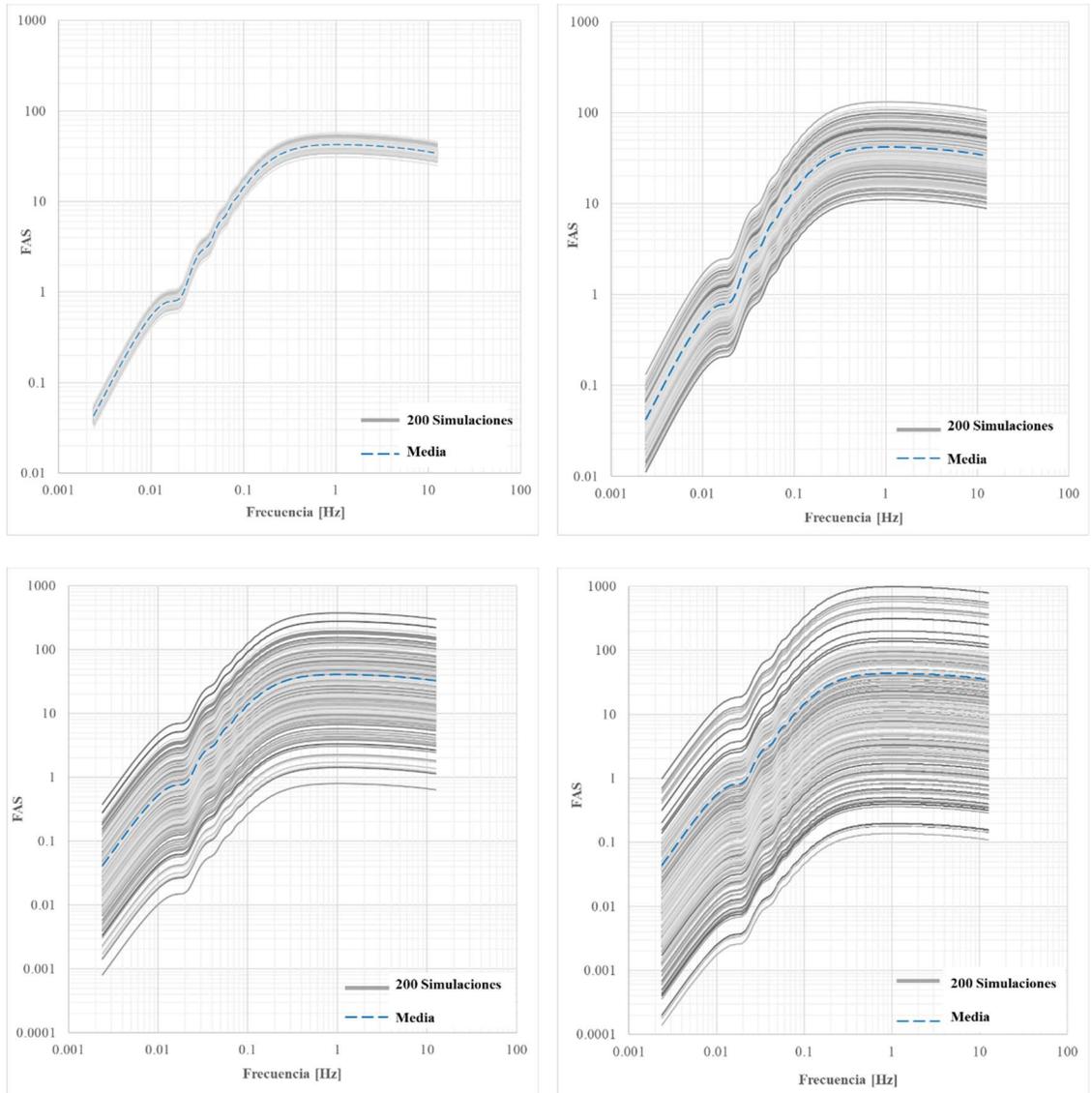


Figura V-1: Espectro de Aceleraciones de Fourier obtenido por el método SBM, para cada variabilidad de la caída de tensión Estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; Arriba-derecha: variabilidad de 0.5; Abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; Abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.

Tabla V-1 Niveles observados de las simulaciones para FAS, según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.

<i>FAS</i>	$\sigma(\ln \Delta\tau)$			
	0.1	0.5	1.1	1.7
Máximo	57.5	131.5	374.9	985.3
Mínimo	31.2	11.1	0.8	0.14
Media	42.6	41.9	40.9	43.7
Rango	26.30	120.40	374.10	985.16
Coefficiente de variación	0.62	2.87	9.15	22.54

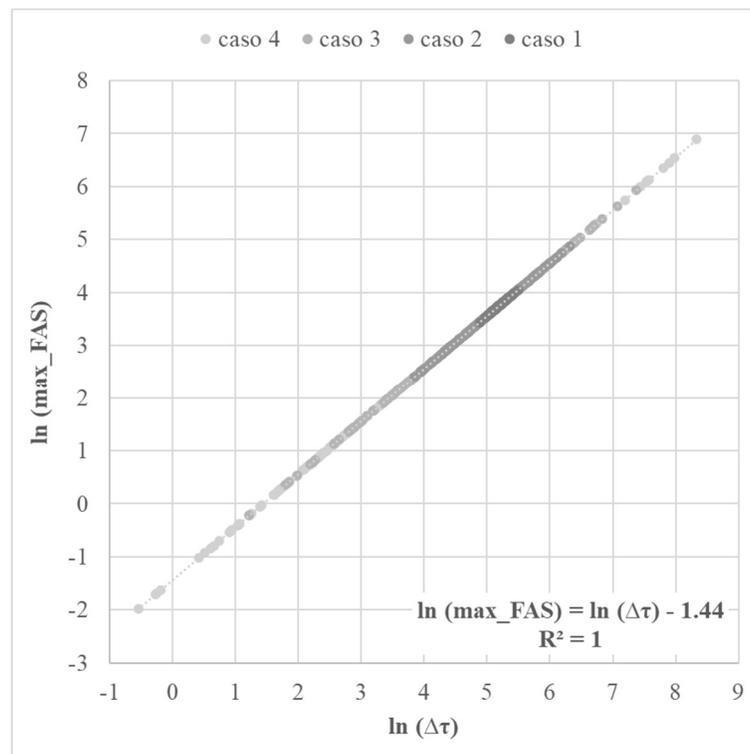


Figura V-2: Correlación entre el máximo valor del espectro de aceleraciones de Fourier contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

De la Figura V-2 se observa que se obtiene una correlación lineal ($R=1$) a escala logarítmica, entre el máximo valor del espectro de aceleraciones de Fourier y la caída de tensión.

Si se analizan los resultados de la variabilidad de los máximos valores de *FAS* obtenidos, contra la variabilidad de la caída de tensión; se advierte una correlación lineal ($R=1$) entre ambas variables para todos los casos estudiados.

De forma similar, el análisis de los valores medios muestra correlaciones lineales ($R=1$) contra la caída de tensión a escala logarítmica.

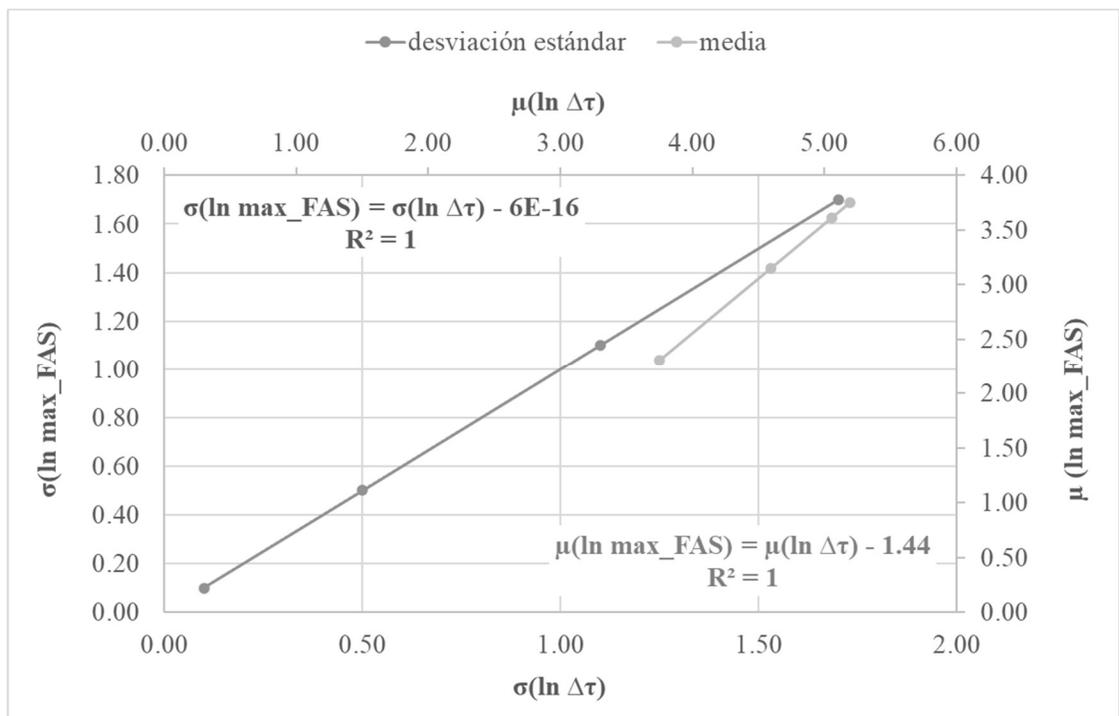


Figura V-3: Correlación entre la varianza y la media del máximo valor del espectro de aceleraciones de Fourier contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

V.2 Acelerogramas simulados

A partir de los espectros de aceleración de Fourier se generan familias de acelerogramas simulados o sintéticos, para los cuatro distintos niveles de variabilidad de caída de tensión estudiados.

Por una parte, se observa que los acelerogramas sintéticos para todos los casos, independiente de su nivel de variabilidad de la caída de tensión, muestran que su aspecto se corresponde a la función de modulación de Saragoni-Hart utilizada en la modelación y que, la duración del movimiento fuerte es la misma en todos los casos.

Por otra parte, el escalamiento del espectro de aceleraciones de Fourier, debido a la variabilidad en la caída de tensión, provoca un escalamiento en la amplitud del registro simulado. Apreciándose que, a mayor nivel de variabilidad de la caída de tensión, mayor es la amplitud de las aceleraciones obtenidas en el registro simulado. Así es como, en la Tabla V-2 se observa que para una variabilidad de 1.7 en la caída de tensión, resulta una aceleración máxima de 2253.5 cm/s^2 , mientras que, para una variabilidad de 0.1, se obtiene una aceleración máxima de 135.5 cm/s^2 ; lo que implica una diferencia de casi 17 veces entre ambos.

Teniendo en cuenta que, para variabilidad 1.7 y 0.1 se obtienen valores máximos de *FAS* de 985.3 y 57.5, respectivamente, resulta que también se obtiene una diferencia de 17 veces entre ambos, por lo que se puede concluir que; un escalamiento en el nivel de *FAS* impacta proporcionalmente el nivel de escalamiento del registro simulado.

Tabla V-2 Niveles máximos de aceleración observados para las simulaciones , según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.

Aceleraciones [cm/s ²]	$\sigma(\ln \Delta\tau)$			
	0.1	0.5	1.1	1.7
Máximo (absoluto)	135.5	257.6	792.5	2253.4

Si se analizan los resultados del máximo valor, en valor absoluto, de la aceleración en el registro simulado contra la caída de tensión, se advierte una fuerte correlación lineal ($R=0.9966$) entre el logaritmo de ambas variables para todos los casos estudiados.

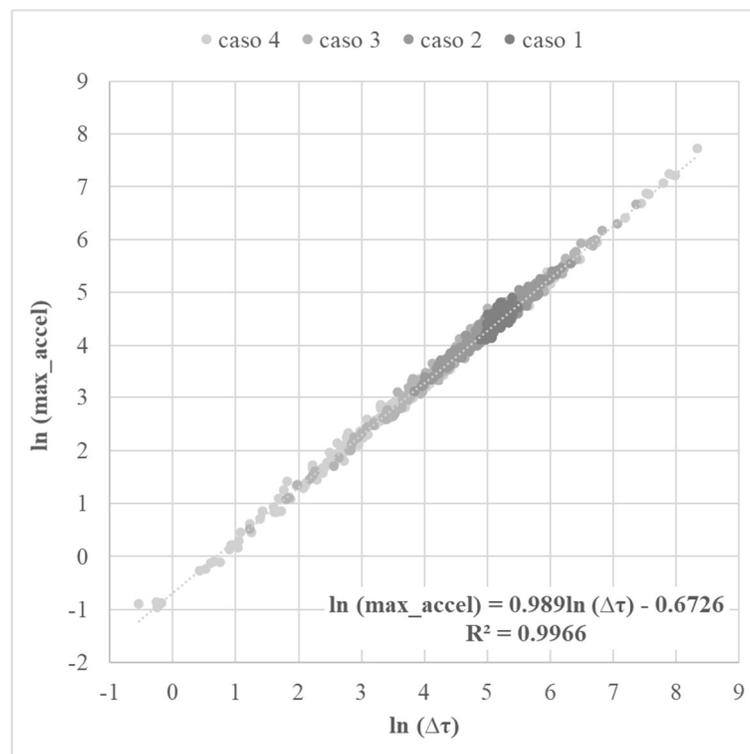


Figura V-4: Correlación entre el máximo valor (absoluto) de aceleraciones del registro Simulado contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

De forma similar, si se analiza la correlación entre la variabilidad y media de los máximos de los registros de aceleraciones simulados, contra la variabilidad y media de la caída de tensión; se obtienen correlaciones lineales, $R=0.9995$, para la varianza y $R=1$ para la media.

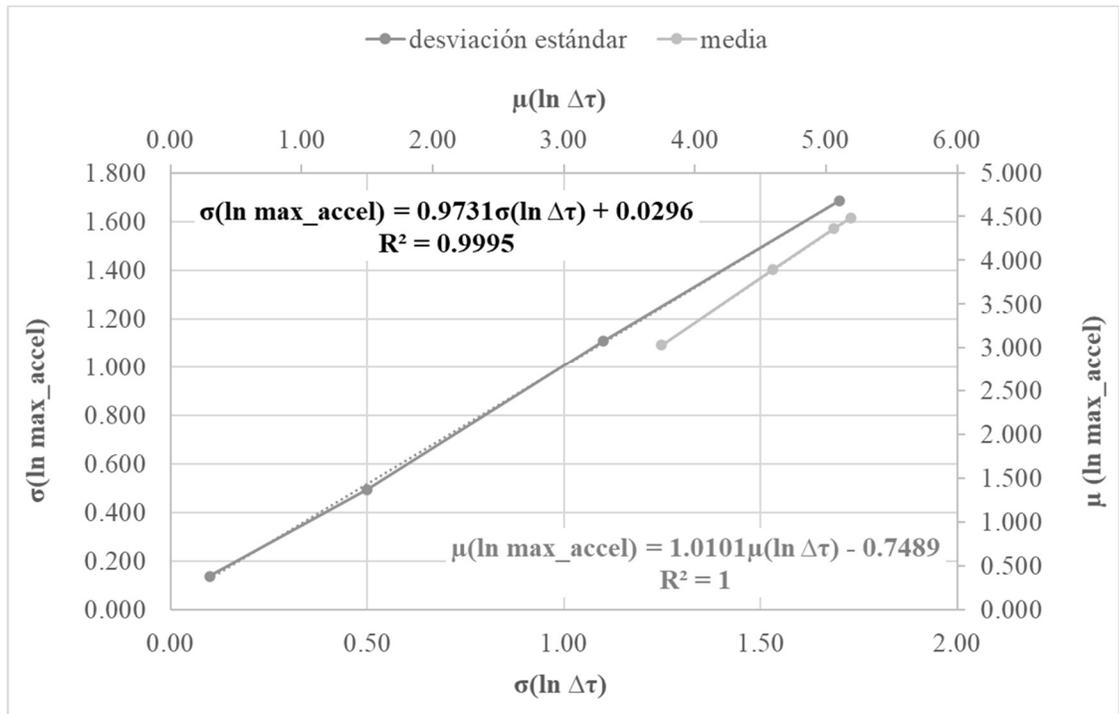


Figura V-5: Correlación entre la varianza y la media del máximo valor de aceleraciones del registro simulado contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

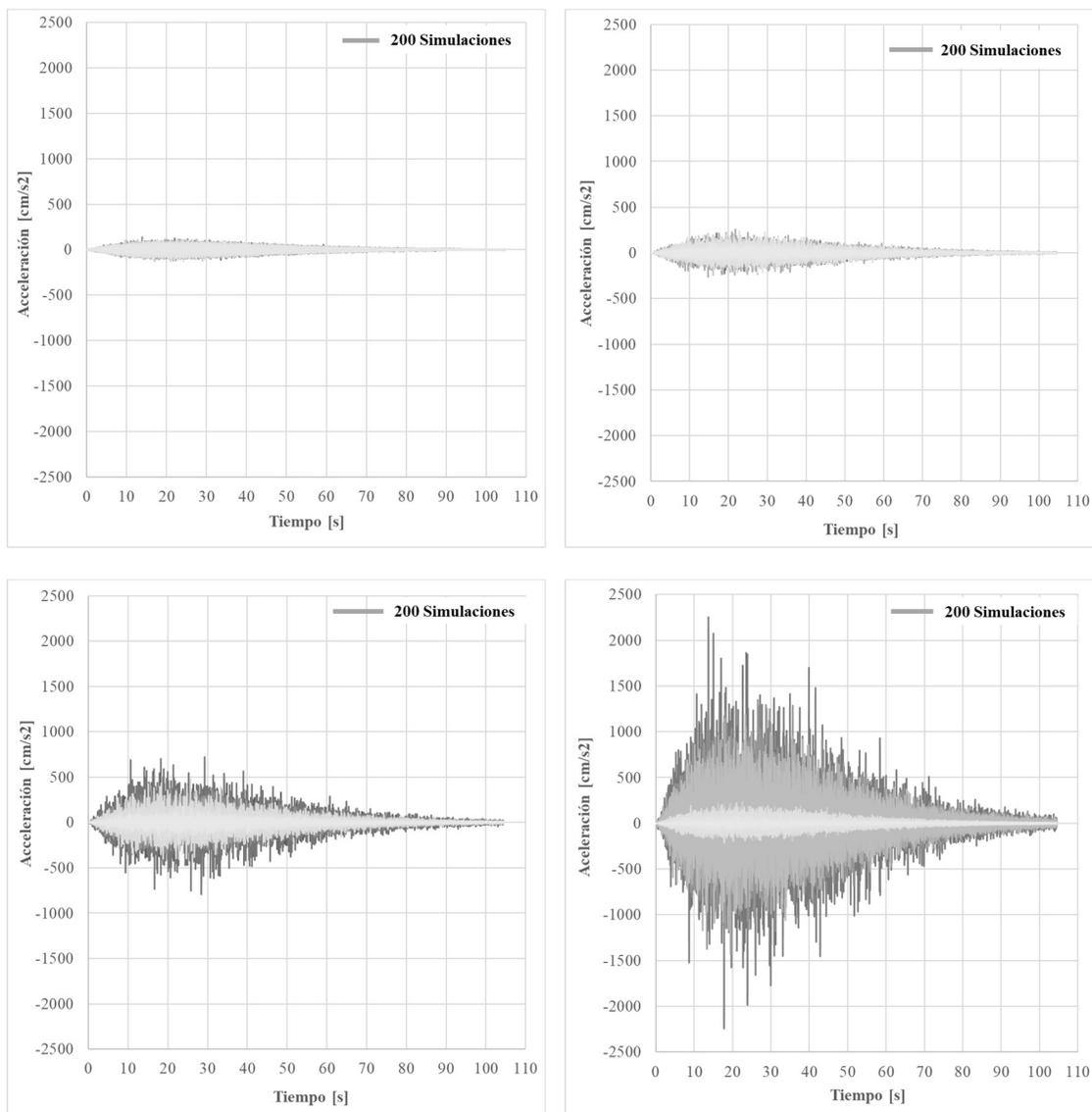


Figura V-6: Acelerogramas simulados mediante Método Estocástico, para cada variabilidad de la caída de tensión estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; arriba-derecha: variabilidad de 0.5; abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.

V.3 Espectro de pseudoaceleraciones

Los registros sintéticos o simulados se procesan para obtener el espectro de pseudoaceleraciones *PSA* al 5% de amortiguamiento.

Se observa que su valor medio es constante para todos los niveles de variabilidad estudiados, esto incluye al valor medio del *PGA*; lo cual es esperable debido a que el valor medio de la caída de tensión es constante, mientras que, los valores máximos del *PSA* se escalan en función del aumento de la variabilidad. En efecto, en la Tabla V-3 se observa que para variabilidad de 1.7 en la caída de tensión se tiene una *PSA* máxima 5010 cm/s^2 y un mínimo de 0.70 cm/s^2 , lo que implica un rango de 5009.3 y un coeficiente de variación de 24.2; siendo un coeficiente de variación del mismo orden de magnitud que los obtenidos para los niveles de espectro de Fourier de aceleraciones.

Además, se observa que los valores máximos de pseudoaceleraciones son obtenidos para todos los casos de variabilidad para un período similar, en este caso, en la vecindad de 0.07s.

Al revisar los resultados del máximo valor que alcanza la pseudoaceleración en el espectro, contra la caída de tensión se obtiene correlación lineal ($R=0.9967$) entre el logaritmo de ambas variables para todos los casos estudiados (Figura V-8).

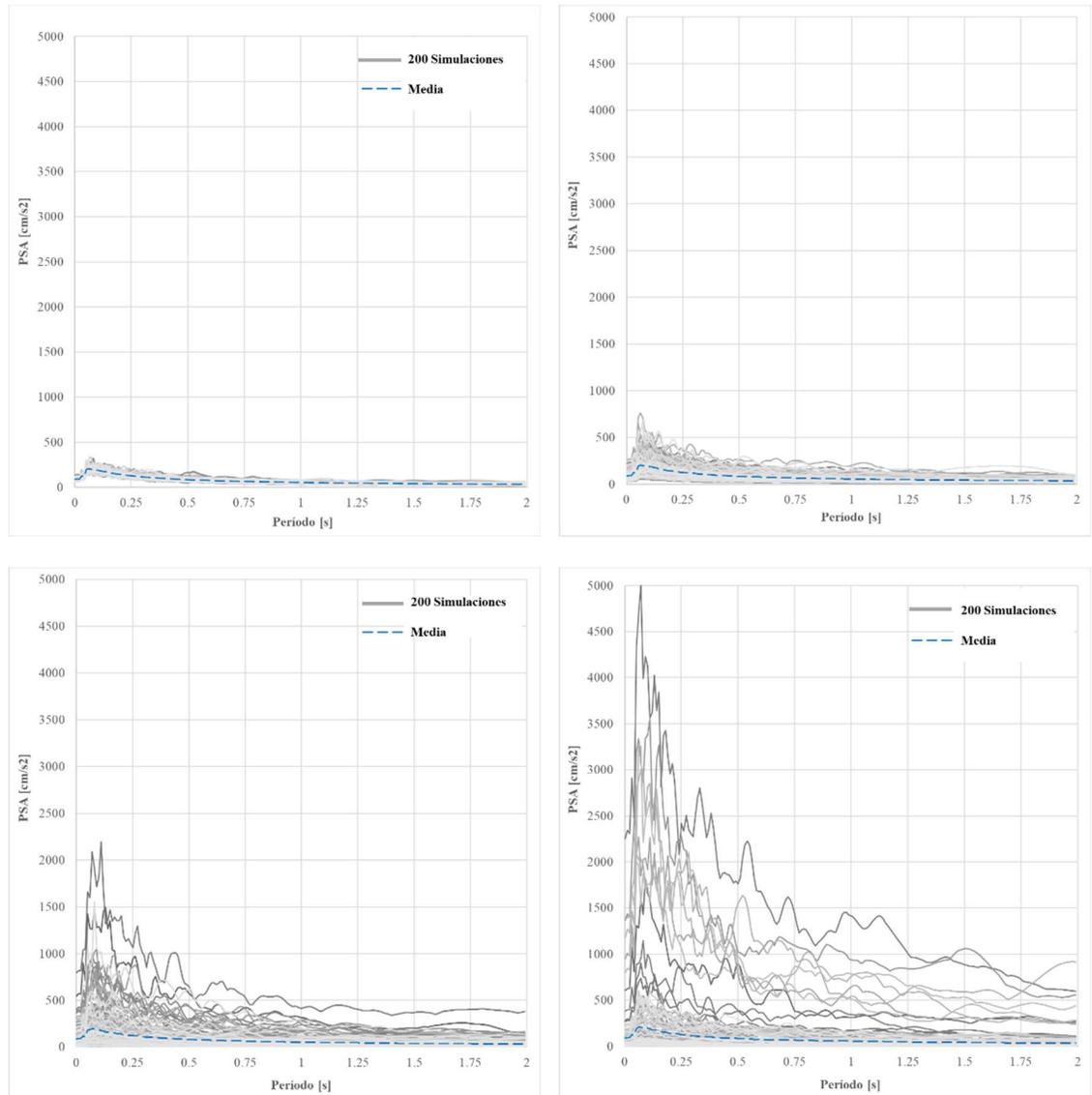


Figura V-7: Pseudoespectros de aceleraciones ($\xi=5\%$), para cada variabilidad de la caída de tensión estudiada. Arriba-izquierda: variabilidad de 0.1; arriba-derecha: variabilidad de 0.5; abajo-izquierda: variabilidad de 1.1; abajo-derecha: variabilidad de 1.7. Fuente: Elaboración propia.

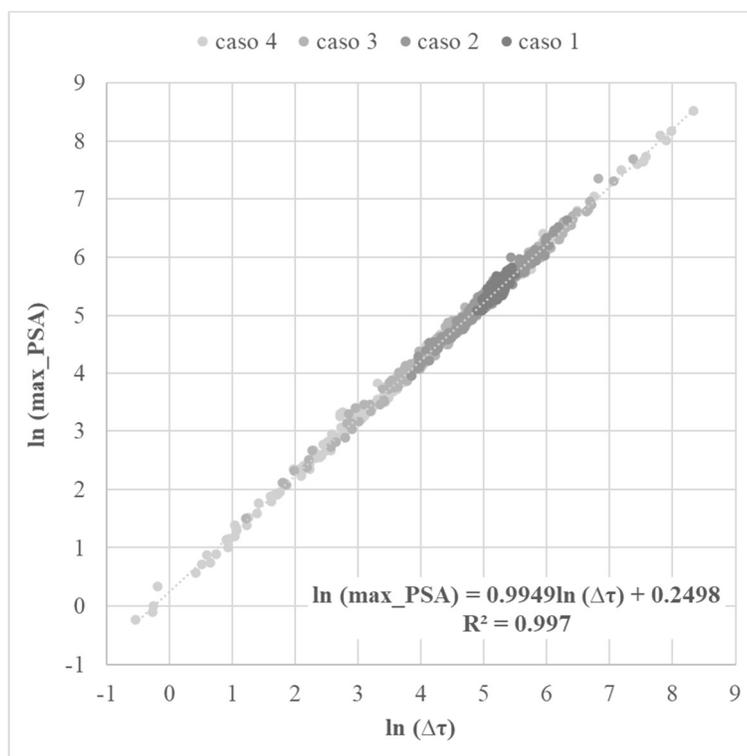


Figura V-8: Correlación entre el máximo PSA contra la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

Tabla V-3 Niveles observados para PSA, según nivel de variabilidad. Fuente: Elaboración propia.

<i>PSA</i> [cm/s ²]	$\sigma(\ln \Delta\tau)$			
	0.1	0.5	1.1	1.7
Máximo (@T=0.07s)	337.5	760.4	2195.1	5010.0
Mínimo (@T=0.07s)	145.6	49.1	3.3	0.7
Media (@T=0.07s)	199.7	200.5	176.8	206.9
Rango	191.9	711.3	2191.8	5009.3
Coefficiente de variación	1.0	3.5	12.4	24.2

Para la varianza (σ) y la media (μ) de los máximos *PSA*, se obtienen correlaciones lineales, $R=1$, contra la caída de tensión.

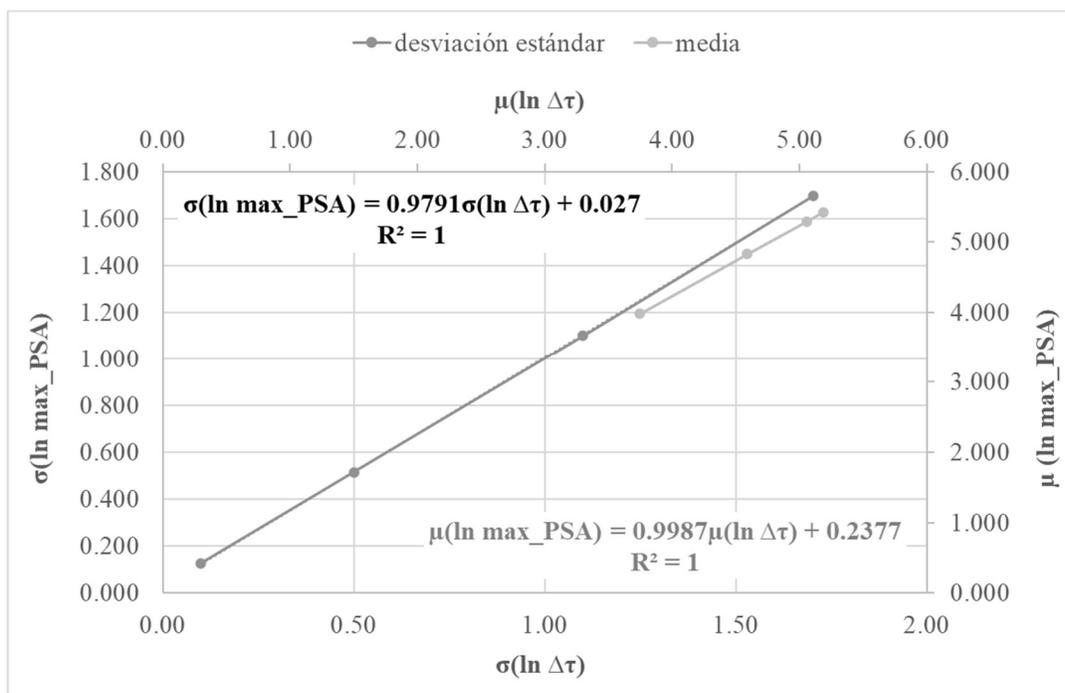


Figura V-9: Correlación entre la varianza y la media del máximo PSA contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

V.4 Peak ground acceleration

De los espectros de pseudoaceleraciones *PSA* al 5% de amortiguamiento se extraen los valores del *Peak Ground Acceleration PGA*, que corresponden al valor de aceleración del espectro *PSA* para período T igual cero.

Se observa que los valores máximos del *PGA* se escalan en función del aumento de la variabilidad, por ejemplo, para variabilidad de 1.7 se tiene un *PGA* máximo 2251.8 cm/s^2 y un mínimo de 0.40 cm/s^2 , lo que implica un rango de 2251.4 y un coeficiente de variación de 25; es decir, los valores de coeficiente de variación son del mismo

orden de magnitud que los obtenidos para los niveles de espectro de Fourier de aceleraciones.

Tabla V-4 Niveles observados para PGA, según nivel de variabilidad. Fuente:

Elaboración propia.

PGA [cm/s ²]	$\sigma(\ln \Delta\tau)$			
	0.1	0.5	1.1	1.7
Máximo (@T=0.0s)	135.4	257.4	792.0	2251.8
Mínimo (@T=0.0s)	60.4	22.6	1.7	0.4
Media	89.8	88.1	86.2	90.1
Rango	75.0	234.8	790.3	2251.4
Coefficiente de variación	0.8	2.7	9.2	25.0

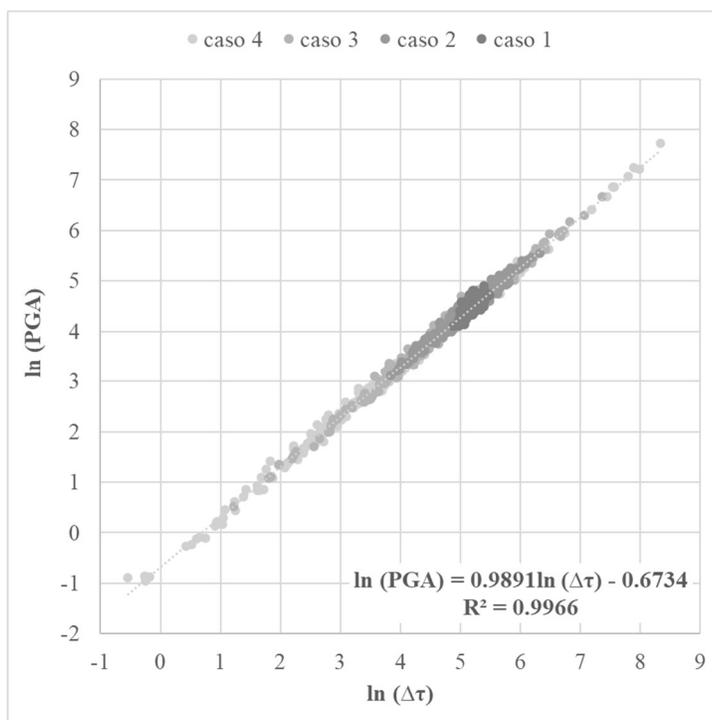


Figura V-10: Correlación entre el PGA contra la caída de tensión, para todos los casos.

Fuente: Elaboración propia.

Los resultados obtenidos del *PGA* presentan una fuerte correlación lineal, $R=0.9966$, contra la caída de tensión $\Delta\tau$ para todos los casos estudiados (Figura V-10).

Si se consideran la varianza y la media del *PGA*, se obtienen las correlaciones lineales, $R=0.995$ para la varianza, y $R=1$ para la media, contra la caída de tensión.

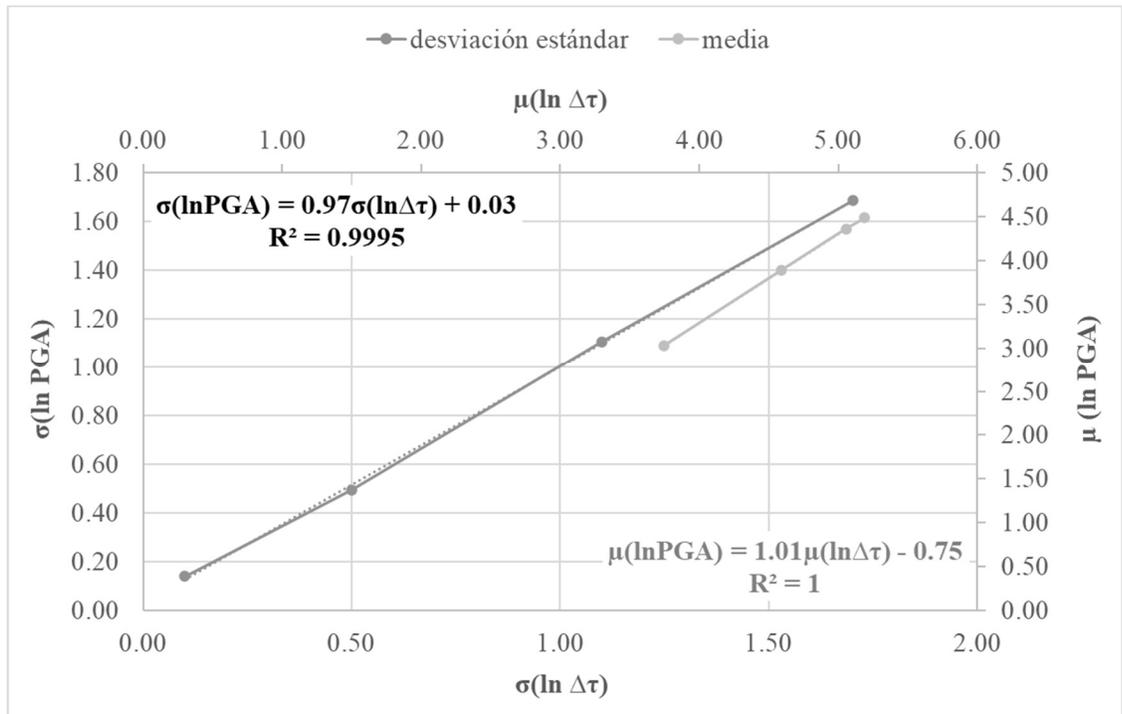


Figura V-11: Correlación entre la varianza y la media del PGA contra la varianza y la media de la caída de tensión, para todos los casos. Fuente: Elaboración propia.

Para el caso particular de la relación entre variabilidades de *PGA* y caída de tensión obtenidos, resulta:

$$\sigma_{\ln(PGA)} = 0.97\sigma_{\ln(\Delta\tau)} + 0.03$$

Simplificadamente, podría considerarse como:

$$\sigma_{\ln(PGA)} = 1.0\sigma_{\ln(\Delta\tau)}$$

Lo cual, no está de acuerdo con la variabilidad inferida por Cotton et al (2013) igual a:

$$\sigma_{\ln(PGA)} = \frac{5}{6} \sigma_{\ln(\Delta\tau)}$$

La diferencia encontrada puede deberse al factor que relaciona la frecuencia de esquina y el radio de la Fuente. Para el cual, en el presente trabajo se ha considerado la velocidad de onda de corte en la vecindad de la Fuente como $\beta_s = 3.8$ y la recomendación de Sato e Hirasawa (1973):

$$\frac{V_R}{\beta_s} = 0.9$$

Por lo que, $C_s = 1.85$, lo que significa que el factor que relaciona la frecuencia de esquina y el radio de la Fuente usado es:

$$k = \frac{1.85}{2\pi} = 0.29$$

Mientras que Cotton et al (2013) usa $C_s = 1.85$ según Brune (1970), lo que implica que:

$$k = \frac{2.34}{2\pi} = 0.37$$

VI CONCLUSIONES

Para concluir el presente trabajo, se ha logrado comprender tanto los procesos estocásticos, como también, las distintas variables del modelo sismológico, que en su conjunto, definen el Método Estocástico de simulación de terremotos; a partir de lo cual se logró generar un código computacional capaz de realizar simulaciones de terremotos utilizando el Modelo *Specific Barrier SBM*.

De la revisión bibliográfica efectuada al concepto de caída de tensión, se concluye que la caída de tensión dinámica $\Delta\sigma_d$ es la que impulsa el movimiento de la falla y controla la velocidad de las partículas del movimiento de esta. Por lo que, se concluye que la velocidad de partícula $\langle\dot{U}\rangle$, es un parámetro principal de la Fuente sísmica que proporciona estimaciones de $\Delta\sigma_d$.

Además, los altos niveles de variabilidad observados en la determinación de la caída de tensión, mediante la frecuencia de esquina y el momento sísmico (Cotton et al, 2013) pueden explicarse principalmente por tres causas. Por una parte, si se consideran todas las incertidumbres en la determinación de $\langle\dot{U}\rangle$, por otra parte, las simplificaciones del modelo de propagación de grieta usado; y, finalmente, las suposiciones que se hacen al calcular las inversiones sismológicas, como por ejemplo, los efectos de la Fuente (modelo de falla simplificados), el Camino y el Sitio.

De la aplicación de distintos niveles de variabilidad para la caída de tensión en simulaciones de terremotos realizadas mediante el Método Estocástico, se concluye primeramente, que se logró verificar que los espectros de aceleraciones de Fourier presentan frecuencias de esquina invariantes, debido a que la posición de estas está

determinada por el valor medio de la caída de tensión, el cual permaneció constante para todos los casos.

En segundo lugar, se logró comprobar que la variabilidad de la caída de tensión determina la fuerza de la radiación de alta frecuencia en las simulaciones, la posición de la frecuencia de esquina y la altura de la meseta de alta frecuencia en el espectro de aceleración de amplitud de Fourier. En efecto, a mayor nivel de variabilidad de la caída de tensión, mayor es el rango y coeficiente de variación de los valores del *FAS*.

En tercer lugar, las distintas medidas del movimiento del suelo calculadas a partir de los espectros de Fourier simulados, como la aceleración máxima, espectros de pseudoaceleración y *PGA*; presentan valores de escalamiento del mismo orden que sus *FAS* de origen.

Adicionalmente, se destaca el hecho de que la desviación estándar, tanto de valor máximo del espectro de aceleraciones de Fourier como de las distintas medidas del movimiento del suelo calculadas, presentan relaciones lineales *prácticamente* 1 a 1 con la desviación estándar de la caída de tensión.

Finalmente, todos los resultados obtenidos conducen a la conclusión de que la variabilidad de la caída de tensión es un factor crítico que impulsa la variabilidad del movimiento del suelo simulado; lo que, en un sentido práctico, conduce a sobreestimación de sismos de diseño. Lo anterior, sucede, por ejemplo, en estudios de riesgo sísmico con altos períodos de retorno, lo que puede ser investigado específicamente en estudios futuros.

BIBLIOGRAFÍA

BOORE, D. (2003) Simulation of Ground Motion Using the Stochastic Method. *Pure and Applied Geophysics, Vol. 160, 635-676.*

BOORE, D. & JOYNER, W. (1997) Site Amplifications for Generic Rock Sites. *Bulletin of The Seismological Society of America, Vol. 87, N° 2, 327-341.*

COTTON, F. & ARCHULETA, R. & CAUSSE, M. (2013) What is Sigma of the Stress Drop? *Seismological Research Letters Vol. 84, N°1, 42-48.*

HALLDORSSON, B. & MAVROEIDIS, G. & ASCE, A & PAPAGEORGIOU, A. & ASCE, M. (2010) Near-Fault and Far-Field Strong Ground-Motion Simulation for Earthquake Engineering Applications Using the Specific Barrier Model. *Journal of Structural Engineering Vol. 137, N°3, 433-444.*

HALLDORSSON, B. & PAPAGEORGIOU, A. (2005) Calibration of the Specific Barrier Model to Earthquakes of Different Tectonic Regions. *Bulletin of The Seismological Society of America, Vol. 95, N°4, 1276-1300.*

HANKS, T. & MCGUIRE, R. (1981) The Character of High-Frequency Strong Ground Motion. *Bulletin of the Seismological Society of America Vol. 71, N°6, 2071-2095.*

KANAMORI, H. (1994). Mechanics of earthquakes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences, Vol. 22, N°1, 207-237.*

SHINOZUKA, M. & DEODATIS, G. (1991) Simulation of Stochastic Processes by Spectral Representation. *Applied Mechanics Reviews Vol. 44, N°4, 191-204.*

TANG, Y. (2019). *Seismic Hazard Analysis and Management for Low-to-moderate Seismicity Regions Based on Ground Motion Simulation*. Ph.D thesis, Department of Infrastructure Engineering, The University of Melbourne.

TANG, Y. & LAM, N. & LUMANTARNA, E. & TSANG, H. (2016) Generation of Synthetic Earthquake Accelerograms based on Up-to-date Seismological Ground Motion Models. *Australian Earthquake Engineering Society 2016 Conference, Nov. 25-27, Melbourne, Vic.*

ANEXO A – CÓDIGOS MATLAB

GENERACIÓN DEL INPUT PARA ESTUDIO DE AJUSTE

```
pd = makedist('Lognormal','mu',3.75,'sigma',1.7);
% rng('default'); % For reproducibility
n=100;
x = random(pd,200,n);
mean(x)

logx = log(x);

% histfit(logx)

pd_normal=zeros(200,n);
for i=1:n
    pd_normal = fitdist(logx(:,i),'Normal')
end
```

PRUEBA DE AJUSTE DEL INPUT SELECCIONADO

```
%Prueba de ajuste del input

%se cargan los inputs generados con el menor error, y se les hace
%un "distribution fit"

caso1=xlsread('input','caso1','AT11:AT210');
caso2=xlsread('input','caso2','AO11:AO210');
caso3=xlsread('input','caso3','BW11:BW210');
caso4=xlsread('input','caso4','BU11:BU210');

%Graficamos histogramas
figure
histfit(caso1)
grid on;
title('Histograma Caso 1');

figure
histfit(caso2)
grid on;
title('Histograma Caso 2');

figure
histfit(caso3)
grid on;
title('Histograma Caso 3');

figure
histfit(caso4)
grid on;
```

```

title('Histograma Caso 4');

%Obtenemos parámetros de la distribución Normal
pd_normal1 = fitdist(caso1,'Normal')
pd_normal2 = fitdist(caso2,'Normal')
pd_normal3 = fitdist(caso3,'Normal')
pd_normal4 = fitdist(caso4,'Normal')

```

CÓDIGO PRINCIPAL

```

%% Simulación terremotos metodo estocástico + Specific barrier model
clc;
clear all;
close all;

R=50; %distancia hipocentral

Mw=7.5; %magnitud
r0=10^(-2.58+0.5*Mw)/2; %radio de fallas circulares unitarias (subeventos
% (ec-9) Halldorsson, 2005.

% wells coppersmith 1994
A=10^((Mw-4.07)/0.98); %area de plano de falla
L=10^((Mw-5.08)/1.16); %largo del plano de falla

N=A/((2*r0)^2); %cantidad de subeventos

Vr=2.66; %velocidad de ruptura

T=L/Vr; %duración de ruptura
Ts=T; %source duration

Tp=0.16*(R-10); %path duration

Td=Ts+Tp; %duracion total
Tw=2*Td; %duracion para analisis en frecuencia

dt=0.02;
t=0:dt:Tw; %time domain in s

% funcion de modulación (Saragoni & Hart)
ep=0.2;
eta=0.05;
b=(-ep*log(eta))/(1+ep*(log(ep)-1));
c=b/(ep*Tw);
a=(2.71/(ep*Tw))^b;

w=zeros(1,length(t));
for k=1:length(t)
    w(k)=a*t(k)^b*exp(-c*t(k));
end

```

```

figure
plot(t,w)
grid on
title('Función de Modulación Saragoni-Hart');

fs=1/(2*dt);
df=fs/(2*length(t));           %frequency domain in Hz
f=df:df:fs/2;

% valores clásicos
Rtf=0.55;
V=0.71;
F=2;
bs=3.8;
rs=2.8;

C=(Rtf*F*V)/(4*pi*rs*bs^3);   %frequency independent factor

Cs=1.85;
f2=(Cs*bs)/(2*pi*r0);

%%
%Cálculo valores aleatorios de Caída de tensión "DsL" con distribución
lognormal
%Leemos el vector aleatorio logaritmo de DsL con distribución normal.
LOGDsL=xlsread('input','caso1','AT11:AT210');
%Graficamos histograma
histfit(LOGDsL)
%Obtenemos parámetros de la distribución Normal
pd_normal = fitdist(LOGDsL,'Normal')

% Generamos el vector aleatorio de Caída de tensión "DsL" con
distribución lognormal
DsL=exp(LOGDsL');

%%
%calculo del source spectrum

Moi=(16/7).*DsL*r0^3;   %subevent seismic moment

K=zeros(length(DsL),length(f));   %Moi gorro "far-field displacement
spectrum"
S=zeros(length(DsL),length(f));   %S(Mo,f) "acceleration source spectrum"
for n=1:length(DsL)
for j=1:length(f)
K(n,j)=Moi(n)/(1+(f(j)/f2)^2);
S(n,j)=(2*pi*f(j))^2*sqrt(N*(1+(N-1)*(sin(pi*f(j)*T))/(pi*f(j)*T)
)^2)*K(n,j);
end
end

%cutoff frequency for site effects
fmax=100;

```

```

ko=0.0;
D1=zeros(1,length(f)); %kappa0 filter, Hanks 1982 y Boore 2003
D2=zeros(1,length(f)); %fmax filter, Anderson & Hough 1984 y Boore 2003
for j=1:length(f)
    D1(j)=exp(-pi*ko*f(j));
    D2(j)=1/(sqrt(1+(f(j)/fmax)^8));
end
D=D1.*D2;

E=zeros(length(DsL),length(f));
for n=1:length(DsL)
    E(n,:)=D.*S(n,:)*10*C; %10 es factor de escala para las unidades
    usadas
end

figure
loglog(f,D);
grid on;
title('Low-Pass Cutoff Filter');

filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'freq vs D';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[f;D],sheet,xlRange);

figure
loglog(f,E);
grid on;
title('Source FAS');

filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'freq vs E';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[f;E],sheet,xlRange);

%%
%path effects
Cq=3.8; %km/s

R0=1; %valor de referencia (km)
R1=70; %distancias de estudio (km)
R2=130; %distancias de estudio (km)
p=[0 0.5]; %exponentes

if R<=R1
    Z=R0/R;
elseif R<=R2
    Z=(R0/R1)*(R1/R)^p(1);
else
    Z=(R0/R1)*(R1/R2)^p(1)*(R2/R)^p(2);
end

Q=zeros(1,length(f));
for j=1:length(f)

```

```

        Q(j)=680*f(j)^0.36;
end

P=Z*exp((-pi*f*R)./(Q*Cq));

figure
loglog(f,P)
grid on
title('Path Effects');

filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'freq vs P';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[f;P],sheet,xlRange);

%for j=1:length(f)
%    I(j)=1/(-2*pi*f(j));
%end

Y=zeros(length(DsL),length(f));
for n=1:length(DsL)
    Y(n,:)=E(n,:).*P;
end

figure
loglog(f,Y);
grid on;
title('Fourier Acceleration Spectra FAS');

filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'freq vs Y';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[f;Y],sheet,xlRange);

%%
%Simulation of Strong Ground Motion

Ia=0;
for k=1:length(t)

    Ia=Ia+w(k)*dt;
end

dw=df*2*pi;
ww=f*2*pi;    %definition of the frequency domain in rad/s

YY=zeros(length(t),length(f));
Ym=zeros(length(DsL),length(t));
for n=1:length(DsL)
for j=1:length(t)
    for k=1:length(f)
        YY(j,k)=sqrt(1/(pi*Ia)*abs(Y(n,k))^2*dw) ...
            *(randn*cos(ww(k)*t(j))+randn*sin(ww(k)*t(j)));
    end
end
end

```

```

        end
        Ym(n,j)=sum(YY(j,:));           %accelerogram simulation of Ym in cm/s^2
    end
end

aa=zeros(length(DsL),length(t));
for n=1:length(DsL)
    aa(n,:)=w.*Ym(n,:);
end

%Se almacenan los resultados (para no correrlo cada vez)
filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 't vs aa';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[t;aa],sheet,xlRange);

%Se grafican los resultados
figure
hold on;
plot(t,aa);
grid on;
title('Simulaciones');
xlabel('Tiempo t (seg)');
ylabel('Aceleraciones del Suelo (cm/s^2)');

%%
% Se calculan las PSA asociadas a cada registro simulado
T=[0.001:0.01:2.5];
umax=zeros(length(DsL),length(T));
PSA=zeros(length(DsL),length(T));
om=zeros(1,length(T));
xsi=0.05;

for i=1:length(DsL)
    for j=1:length(T)
        umax(i,j)=exacta(t,aa(i,:),T(j),xsi);
        om(j)=2*pi/T(j);
        PSA(i,j)=umax(i,j)*om(j)^2;
    end
end

%Se almacenan los resultados (para no correrlo cada vez)
filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'T vs PSA';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[T;PSA],sheet,xlRange);

%Se grafican los resultados
figure
hold on;
plot(T,PSA);
grid on;
title('Espectro Elastico de Aceleracion (xsi=5%)');
xlabel('Período T (seg)');

```

```
ylabel('Pseudo-Aceleración PSA (cm/s^2)');

%Considerando que el PGA es la PSA para T=0.001s:
PGA=PSA(:,1);

%Se almacenan los resultados (para no correrlo cada vez)
filename = 'caso1.xlsx';
sheet = 'DsL vs PGA';
xlRange = 'A1';
xlswrite(filename,[DsL;PGA],sheet,xlRange);

figure
hold on;
grid on;
plot(PGA);
title('PGA');
```