

003826
2ej-



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**LA RESPUESTA SISMICA RESONANTE
DEL VALLE DE MEXICO**

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS

(F I S I C A)

P R E S E N T A

JOSE LUIS MATEOS TRIGOS

MEXICO, D. F.

1992



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

CONTENIDO

1. INTRODUCCION	1
2. LA RESPUESTA SISMICA DEL VALLE DE MEXICO	4
2.1 El Sismo del 19 de Septiembre de 1985	4
2.2 El Sismo del 25 de Abril de 1989	16
3. RESPUESTA SISMICA EN ESTRATOS SEDIMENTARIOS	27
3.1 Ondas Elásticas en Sismología	27
3.2 Respuesta Unidimensional	30
4. RESPUESTA SISMICA EN VALLES SEDIMENTARIOS	37
4.1 Respuesta en Dos y Tres Dimensiones	37
4.1.1 Resultados experimentales	37
4.1.2 Modelos en dos dimensiones	40
4.1.3 Modelos en tres dimensiones	47
4.2 Aplicaciones al Valle de México	49
5. ONDAS P EVANESCENTES EN EL VALLE DE MEXICO	57
5.1 Generación de Ondas P Evanescentes	57
5.2 Ondas P Evanescentes en Medios Estratificados	62
5.3 Resultados Numéricos	68

6. MODELO DE ATRAPAMIENTO DE ONDAS P HORIZONTALES	89
6.1 Ondas P Horizontales en Irregularidades Laterales	89
6.2 Formulación Matemática	92
6.3 Resultados Numéricos	102
7. DISCUSION Y CONCLUSIONES	111
REFERENCIAS	116
APENDICE I	129
APENDICE II	141

1. INTRODUCCION

Sin lugar a dudas, el sismo del 19 de septiembre de 1985 ha sido el desastre natural más catastrófico en la historia de México. En la Ciudad de México cientos de edificios se colapsaron totalmente o resultaron dañados gravemente. Como consecuencia de esta devastación, miles de personas perdieron la vida y muchas más quedaron sin hogar.

El sismo se originó en la zona de subducción de la costa de Michoacán, a más de 300 km de la Ciudad de México. Naturalmente, una de las causas de esta catástrofe está asociada a la gran magnitud del evento ($M_s = 8.1$); sin embargo, otras ciudades como Guadalajara, Morelia y Toluca, a pesar de encontrarse más cerca de la zona epicentral, no sufrieron daño alguno. Este hecho, por lo tanto, nos indica que el factor más importante a considerar es el efecto local de sitio producido por la estructura geológica del Valle de México.

El subsuelo de la Ciudad de México se ha dividido en tres zonas: la zona de lomas, caracterizada por suelos duros y compactos; la zona de transición, compuesta por depósitos aluviales y lacustres; y la zona del lago, constituida por arcillas lacustres con un gran contenido de agua. Es en esta última zona donde se concentraron la gran mayoría de los daños del sismo del 19 de septiembre de 1985.

Durante este sismo pocos acelerógrafos estaban instalados en el valle. A pesar de esto, fue posible caracterizar la peculiar

respuesta sísmica del Valle de México. En la zona del lago se registró una gran amplificación de la aceleración con respecto a las zonas de lomas y de transición, así como una respuesta altamente monocromática. Se observó una gran prolongación del movimiento fuerte del suelo con algunas codas caracterizadas por pulsaciones. Además, los mapas de daño mostraron una gran variabilidad espacial dentro de la zona lacustre.

Tal fenomenología no es exclusiva del sismo del 19 de septiembre de 1985, ya que se ha observado con anterioridad, así como también en sismos más recientes. Por ejemplo, durante el sismo del 25 de abril de 1989 ($M_s = 6.9$) nuevamente se manifestó la respuesta resonante del Valle de México. En esta ocasión el número de registros de movimiento fuerte fue mucho mayor, gracias al funcionamiento de la nueva red de acelerógrafos que actualmente está en operación en la Ciudad de México.

A partir de estas observaciones, es claro que la respuesta del Valle de México tiene un carácter resonante. Por otro lado, el análisis unidimensional de la respuesta sísmica, empleado tradicionalmente, no es capaz de explicar aspectos tan importantes como la duración del movimiento fuerte. Debido a esto, y a raíz del sismo de Michoacán, se han llevado a cabo diversos estudios que toman en cuenta los efectos laterales del Valle de México.

En este trabajo se estudiará la generación de ondas P horizontales, así como las resonancias laterales que estas ondas pueden producir al quedar confinadas en la zona del lago. Esto podría ayudar a entender algunas características de la fenomenología que se observa sistemáticamente en la Ciudad de México.

En el capítulo 2 se presentan con más detalle los hechos observados durante los sismos del 19 de septiembre de 1985 y del 25 de abril de 1989. En el capítulo 3 se discute la respuesta

unidimensional y en el capítulo 4 se hace una revisión de los diferentes modelos que se emplean actualmente para estudiar la respuesta sísmica de valles sedimentarios. En el capítulo 5 se estudia la generación de ondas P horizontales y en el capítulo 6 se presenta el modelo de atrapamiento de estas ondas en el Valle de México. En el último capítulo se presentan algunas conclusiones.

2. LA RESPUESTA SISMICA DEL VALLE DE MEXICO

2.1 El sismo del 19 de septiembre de 1985

México se encuentra ubicado en una de las regiones con mayor actividad sísmica en el mundo. Los sismos más importantes se originan en la Trinchera Mesoamericana, la cual se extiende desde la boca del Golfo de California hasta Panamá, a lo largo de la costa del Pacífico. En el extremo sur del Golfo, la placa de Rivera es subducida bajo la placa Norteamericana, y desde Colima hasta Panamá, la placa subducida es la placa de Cocos (Nava, 1987).

En el noroeste de México existe un sistema de fallas transformadas que van desde la boca del Golfo de California hasta el Valle de Mexicali, uniendo centros extensionales y presentando sismicidad, con mecanismos de falla principalmente transcurrentes. Este sistema de fallas, continuación del sistema de fallas de San Andrés, es el que ha dado lugar a la creación del Golfo de California debido al movimiento de la península de Baja California y el sur de California rumbo al noroeste con relación al continente (Moore y Buffington, 1968).

Otros sistemas de fallas transformadas en México son: la falla de Tamayo, que separa parte de la placa de Rivera de la Norteamericana; la falla de Rivera, que separa la placa de Rivera de la placa del Pacífico; algunas fallas pequeñas y la falla de Orozco, que unen desplazamientos de la dorsal del Pacífico

Oriental y separan la placa de Cocos de la del Pacífico. Rozando el extremo sur de Chiapas, en Guatemala, se encuentra el sistema de fallas Chixoy-Polochic y Motagua, a través del cual se mueven las placas de Cocos y del Caribe (Nava, 1987).

El sismo del 19 de septiembre de 1985 se originó a lo largo de una parte de la frontera entre la placa de Cocos y la placa Norteamericana, identificada anteriormente como la brecha de Michoacán, en la zona de subducción de México. La fuente consistió cuando menos de dos subeventos con una separación temporal de 27 segundos y una separación espacial de 80 km aproximadamente (UNAM Seismology Group, 1986); ambos subeventos se ubicaron a una profundidad de 17 km. La magnitud del sismo fue $M_s = 8.1$ (Eissler et al., 1986; UNAM Seismology Group, 1986). La posible existencia de un tercer subevento ha sido propuesta por Houston y Kanamori (1986), así como por Mendoza y Hartzell (1988).

El terremoto rompió en primer lugar la parte norte de la brecha de Michoacán, se propagó hacia el sureste a través de la zona de ruptura del sismo de Playa Azul de 1981 ($M_s = 7.3$; UNAM Seismology Group, 1986) y finalmente rompió la parte sur de la brecha (ver fig. 1). Por otro lado, la gran réplica del 20 de septiembre de 1985 inició su ruptura cerca de donde terminó el evento del día anterior, propagándose hacia el sureste. Este sismo se originó a una profundidad de 20 km y su magnitud fue $M_s = 7.6$ (Singh et al., 1988a).

En este momento cabe preguntarse cuál fue la causa del daño sin precedente ocurrido durante el terremoto del 19 de septiembre de 1985 en la Ciudad de México. Desde luego que el origen de esta catástrofe está asociado a la gran magnitud del evento ($M_s = 8.1$). Sin embargo, el factor esencial para explicar el daño es el efecto local de sitio producido por la estructura geológica del Valle de México. En efecto, aunque la Ciudad de México se encuentra ubicada

Red de acelerógrafos de Guerrero

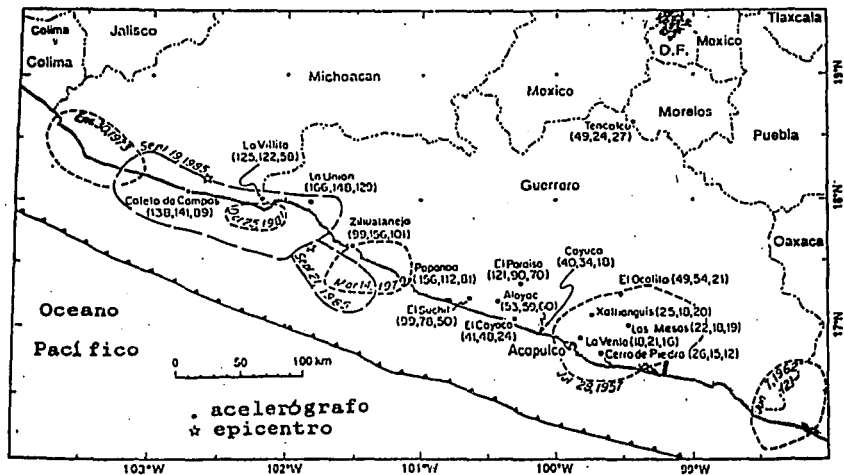


Fig. 1 Mapa parcial de México donde se indica la zona de ruptura para diversos sismos ocurridos en la costa del Pacífico. Los números entre paréntesis corresponden a las aceleraciones máximas (cm/s^2) en las tres componentes de movimiento (norte-sur, este-oeste, vertical). Adaptada de Anderson et al. (1986).

a más de 300 km del epicentro y otras ciudades como Guadalajara, Morelia y Toluca se encuentran más cercanas, estas últimas no sufrieron ningún daño de consideración. Además de en la Ciudad de México en Ciudad Guzmán, que comparte con ésta una geología similar y está ubicada muy cerca del epicentro, hubo daños y pérdidas de vidas humanas. Ya que la distribución de los daños está relacionada directamente con la geología del Valle de México, a continuación haremos una breve descripción de ésta.

El Valle de México está localizado en el centro de una zona volcánica en donde han ocurrido erupciones a lo largo de las diferentes épocas geológicas que, como resultado, han depositado grandes cantidades de toba, lava y brecha. Se trata de una cuenca sedimentaria cerrada, que por costumbre se le llama indistintamente cuenca o valle de México. Gran parte de la superficie de la cuenca, que abarca un área de 9200 km² aproximadamente, estuvo cubierta por lagos someros hasta fines del siglo pasado. Este medio ambiente lacustre dio lugar al desarrollo de colonias importantes de microorganismos de diferentes especies y a la sedimentación de grandes cantidades de materia orgánica y de partículas finas de ceniza volcánica que pasaron a formar los depósitos de arcilla que actualmente existen en gran parte de la Ciudad de México (Romo y Jaime, 1987).

La Ciudad de México se ha dividido en tres zonas: la zona de lomas, la zona de transición y la zona del lago (Rosenblueth et al., 1958; Marsal y Mazari, 1959). Tal zonificación (fig. 2) se basa en las características mecánicas del subsuelo. Cuando ocurrió el sismo del 28 de julio de 1957 estaba en vigor un reglamento que databa de 1942 (Fundación ICA, 1988). Después de este sismo se emitieron unas normas de emergencia en las cuales se tomaba en cuenta el tipo de suelo. Los suelos se consideraban blandos o de fondo del lago, de transición y firmes o de lomeríos (Rosenblueth

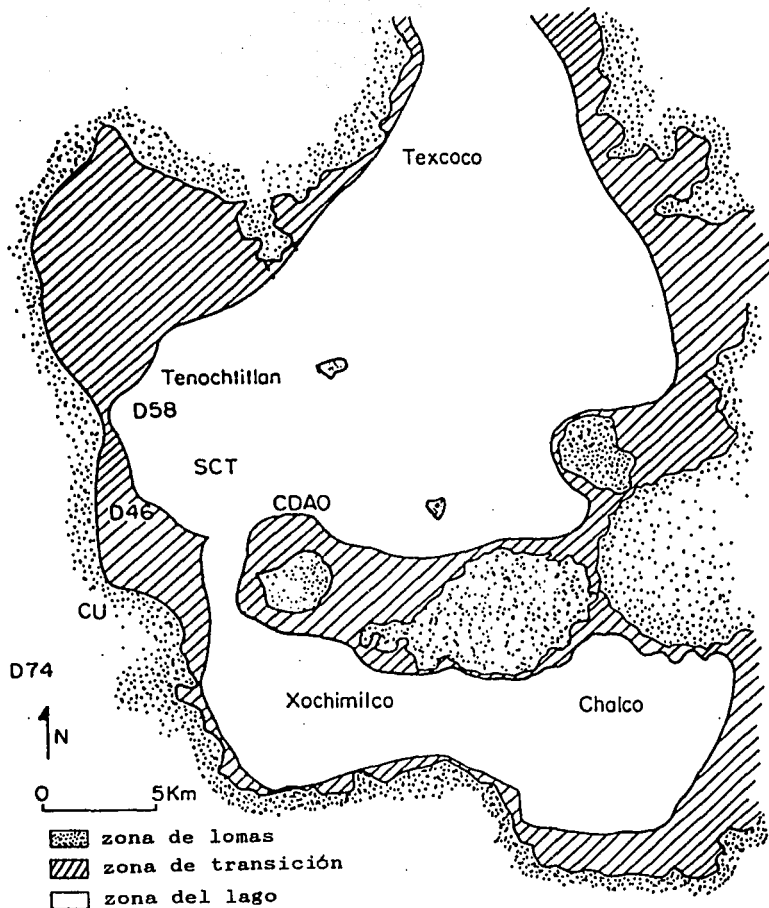


Fig. 2 Mapa geológico del Valle de México indicando las tres diferentes zonas: zona de lomas, zona de transición y zona del lago.

et al., 1958).

Posteriormente, se elaboró el reglamento de 1966 que sustituyó a las normas de emergencia de 1957. En este reglamento los tipos de suelo se redujeron a dos, incorporando la zona de transición al suelo blando. A fines de 1976 fue aprobada una nueva versión del reglamento en la cual se volvió a zonificar el Distrito Federal en tres tipos de suelo: blando, de transición y firme. Se consideraba terreno blando cuando el espesor de los estratos compresibles era mayor de 20 m, de transición con espesores compresibles variando entre 3 y 20 m, y firme para estratos con espesores menores de 3 m (Fundación ICA, 1988).

A raíz de los sismos de septiembre de 1985 surgen unas normas de emergencia y posteriormente el actual reglamento de 1987. Se hicieron diversas modificaciones; sin embargo, la clasificación del suelo en tres zonas permaneció vigente (Fundación ICA, 1988; Rosenblueth et al., 1989). A continuación haremos una breve descripción de cada una de estas zonas. Para mayor detalle véase Jaime (1987) y Romo y Jaime (1987).

Zona de lomas: En la parte oeste de la ciudad está caracterizada por suelos duros y compactos compuestos principalmente por arenas limosas con un alto contenido de gravas y por tobas muy cementadas. En la parte sur de la ciudad se encuentran principalmente derrames de lava con espesores de aproximadamente 20 metros sobreyaciendo formaciones parecidas a las de la parte oeste.

Zona de transición: Esta zona se ubica entre la zona de lago y la de lomas. Se caracteriza por la variabilidad de sus perfiles estratigráficos. Presenta secuencias de estratos compactos de materiales limosos y arenosos, así como capas de arcilla blanda.

Zona del lago: El perfil estratigráfico en esta zona está compuesto por una capa dura superficial de rellenos artificiales,

aluviales y eólicos, seguida por un estrato de arcilla blanda con intercalaciones de capas delgadas de arena, limo arenoso, vidrio volcánico y fósiles. Debajo de este estrato de arcilla se encuentra la primera capa dura, que es un estrato de arena limosa débilmente cementado. Inmediatamente después está la formación arcillosa inferior formada por arcilla de mayor consistencia que en la formación arcillosa superior. Finalmente, se encuentran los depósitos profundos que están constituidos por secuencias de capas de arenas limosas y tobas con un alto grado de cementación.

De acuerdo con los mapas de la ciudad que muestran la distribución de daño severo y colapso total, vemos que casi todo el daño se encontró confinado dentro de la zona del lago. La mayoría de los edificios dañados tenían entre 6 y 15 pisos (Beck y Hall, 1986; Hall y Beck, 1986). De estos mismos mapas puede apreciarse otro hecho que es interesante: la distribución de los daños o colapsos totales dentro de la zona del lago no es uniforme sino que presenta una gran variabilidad espacial. Es notable el hecho de que zonas enteras de la ciudad con edificios colapsados o dañados gravemente se alternan con zonas en las cuales se observan edificios similares que sufrieron poco daño (Flores et al., 1987). Este tipo de patrón de daño se ha hecho notar también por otros autores (Cluff, 1985; Hall y Beck, 1986; Degg, 1987). En la figura 3, se muestra la distribución de los edificios que sufrieron colapso total y daños severos en la zona del lago. Puede apreciarse que, efectivamente, dicha distribución no es uniforme, aun cuando la mayoría de los daños se encuentran en el mismo tipo de suelo.

Aunque estudiar la distribución de daños es de utilidad, la información física más valiosa está contenida en los acelerogramas y en sus correspondientes espectros de Fourier o de respuesta. En el momento del sismo se encontraban en funcionamiento algunos

acelerógrafos de movimiento fuerte en los tres tipos de suelo discutidos anteriormente, así como en el sitio Madín, ubicado este último en un volcán andesítico con raíces profundas (Ordaz y Singh, 1992). En la zona de lomas se obtuvieron acelerogramas en las direcciones norte-sur (NS), este-oeste (EO) y vertical (V) en dos estaciones ubicadas en la Ciudad Universitaria (CUIP y CUMV), así como en la estación Tacubaya (TACY). En la zona de transición se obtuvo un registro en la estación Viveros (SXVI) y, en la zona del lago, un registro de aceleración en el sitio de la Secretaría de Comunicaciones y Transportes (SCT1), dos en la Central de Abastos (CDAO y CDAF), dos en Tláhuac (TLHD y TLHB) y uno en el lago de Texcoco (TXSO).

Con la excepción de TXSO, TLHD y TLHB, todos los sitios estaban equipados con unidades digitales de movimiento fuerte que registraron los sismos de septiembre de 1985. En las estaciones SCT1, TXSO, TLHD y TLHB no se obtuvo registro durante el sismo del 20 de septiembre de 1985 debido a fallas en los aparatos (Anderson et al., 1986; Singh et al., 1988a).

En la figura 4 se muestra la componente EO de la aceleración durante el sismo del 19 de septiembre de 1985 en los diferentes sitios indicados en la figura 1, tanto en la costa del Pacífico como cerca y dentro del Valle de México. R_1 indica la distancia más corta entre el área de ruptura y el sitio en cuestión. Esta figura muestra claramente una serie de características que nos permiten entender la gran destrucción que sufrió la Ciudad de México durante el sismo del 19 de septiembre. En primer lugar observamos la diferencia en la aceleración máxima entre los sitios en la zona de lomas (CUIP, CUMV y TACY) y aquellos ubicados en la zona del lago (SCT1, CDAF, CDAO, TLHD, TLHB y TXSO). En la zona de lomas la aceleración horizontal máxima es del orden de 0.04 g, siendo g la aceleración de la gravedad. En la zona del lago la

componente E-O de la aceleración (19 sept. 1985)

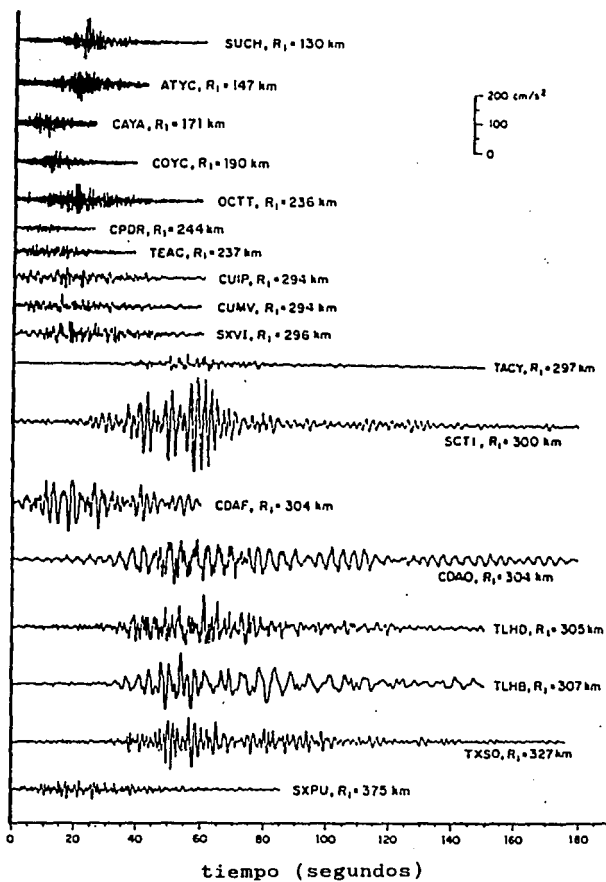


Fig. 4 Componente este-oeste de la aceleración, obtenida durante el sismo del 19 de septiembre de 1985, en algunos de los sitios indicados en la fig. 1. Adaptada de Singh et al. (1988a).

variación es mayor, con una aceleración máxima aproximada de 0.2 g en el sitio SCT1 (Beck y Hall, 1986).

Otra diferencia fundamental que se puede observar en la figura 4 es la duración de los acelerogramas en las diferentes zonas, siendo de aproximadamente un minuto en las zonas de lomas y de transición, y de 3 minutos en la zona del lago. Podemos observar también que las codas en algunos sitios, como SCT1, CDAO y TXSO, muestran un fenómeno de pulsación.

Finalmente, otra diferencia esencial entre los registros de aceleración en las diferentes zonas es el contenido de frecuencias. Se puede apreciar que las señales en la zona del lago son mucho más monocromáticas que las señales en la zona de lomas o la zona de transición, teniendo estas últimas un gran contenido de frecuencias. Este aspecto se puede observar más claramente, desde luego, en los correspondientes espectros de Fourier o de respuesta. Para tal fin, en la figura 5 mostramos los espectros de respuesta de aceleración promedio para los sitios SCT1 y CUIP (Adaptada de Romo y Jaime, 1987). Esta figura, que habla por sí misma, muestra claramente la diferencia en la respuesta de ambos sitios. Mientras que en la zona de lomas muchas frecuencias están representadas, en el sitio ubicado en la zona del lago existe una frecuencia dominante alrededor de 0.5 Hz, o bien, un período de 2 segundos.

De lo observado en las figuras 4 y 5 es claro que está presente un fenómeno local de resonancia que nos permite entender la gran amplificación, así como el espectro de respuesta en la zona del lago. Más adelante analizaremos este fenómeno con detalle.

Cabe preguntarse si toda la fenomenología observada durante el sismo del 19 de septiembre es particular para este evento o si, por el contrario, se ha observado también durante otros sismos en

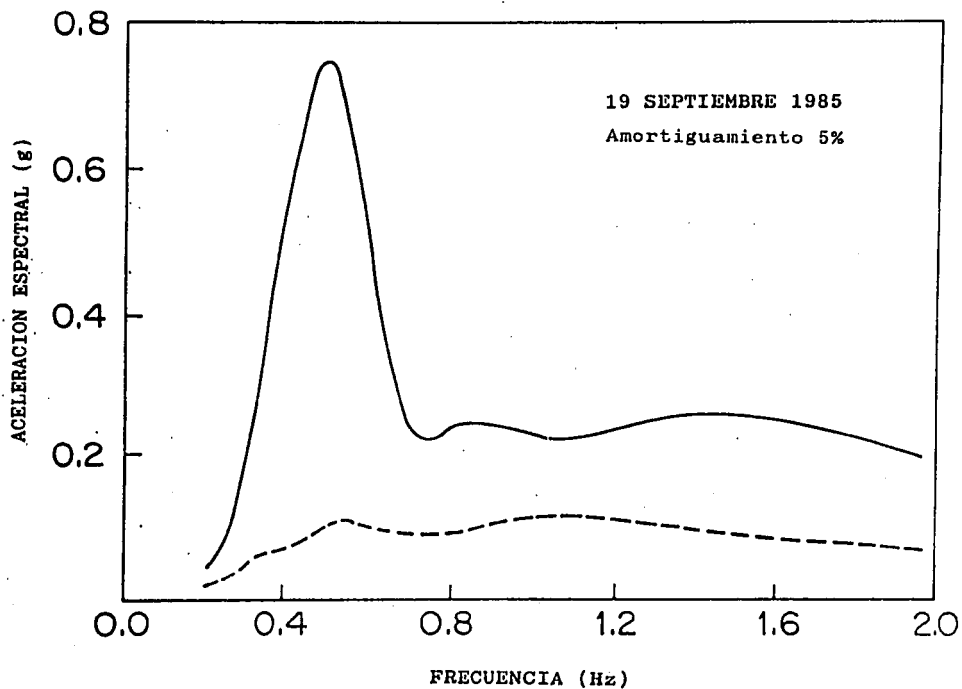


Fig. 5 Espectros de respuesta de aceleración promedio suavizados obtenidos en dos sitios del Valle de México durante el sismo del 19 de septiembre de 1985. La línea continua corresponde a un sitio en la zona lacustre (SCT) y la línea punteada a un sitio en la zona de lomas (CU). Ambos sitios se encuentran indicados en la fig. 2.

el pasado. Como es bien sabido, la amplificación del movimiento fuerte en la zona del lago se ha presentado en sismos anteriores, mostrando de hecho la misma fenomenología observada durante los sismos de septiembre de 1985 (Rosenblueth, 1953, 1960; Zeevaert, 1964; Herrera et al., 1965; Faccioli y Reséndiz, 1976). A pesar de esto, aún existen cuestiones de suma importancia que no se han podido esclarecer y que actualmente dan lugar a diversas polémicas en lo que podría considerarse como uno de los problemas de frontera en la sismología de movimiento fuerte: la respuesta sísmica del Valle de México.

2.2 El sismo del 25 de abril de 1989

A raíz del sismo del 19 de septiembre de 1985, se instaló en la Ciudad de México una red de acelerógrafos con el objeto de obtener una mayor cantidad de registros del movimiento fuerte del suelo. La implantación de esta red ha sido posible gracias a la colaboración de diversas instituciones: el Instituto de Ingeniería de la Universidad Nacional Autónoma de México (IIUNAM), el Centro de Instrumentación y Registro Sísmico de la Fundación Javier Barros Sierra (CIRES), la Fundación de Ingenieros Civiles Asociados (FICA) y el Centro Nacional para la Prevención de Desastres (CENAPRED). Como resultado de este esfuerzo, actualmente la Ciudad de México es una de las zonas mejor instrumentadas del mundo, lo cual permite realizar estudios de microzonificación más detallados.

Desde 1986 a la fecha, la red ha registrado diversos sismos moderados y algunos de magnitud considerable, de los cuales el más importante ha sido el sismo del 25 de abril de 1989 con magnitud $M_s = 6.9$. El epicentro se localizó aproximadamente a 300 km al sur

de la Ciudad de México, cerca de Acapulco, a una profundidad de 17.3 km (Castro et al., 1990).

En los registros obtenidos para este sismo en las tres zonas de la Ciudad de México, nuevamente observamos la fenomenología de los sismos de septiembre de 1985. En la zona del lago se registró una gran amplificación de la aceleración con respecto a las zonas de lomas y de transición, así como una respuesta marcadamente monocromática que se refleja claramente en los espectros de Fourier correspondientes. Por otro lado, una vez más se observó una gran duración con codas caracterizadas por pulsaciones y una gran variabilidad espacial en el movimiento fuerte del suelo.

En la figura 6 mostramos acelerogramas obtenidos por el CIRES durante el sismo del 25 de abril de 1989 en diferentes sitios del Valle de México (Contreras et al., 1989). Para cada uno de éstos se registraron las tres componentes de movimiento: norte-sur (N), este-oeste (E) y vertical (V). En el sitio D74, ubicado en la zona de lomas, se observa que las tres componentes tienen aproximadamente la misma duración. En el sitio D46, localizado en la zona de transición, vemos que las dos componentes horizontales presentan valores de aceleración mayores que la componente vertical de la aceleración. Finalmente en el sitio D58, ubicado en la zona del lago, vemos que después de un cierto tiempo, del orden de un minuto, la componente vertical es despreciable con respecto a las horizontales. Es evidente que el movimiento fuerte dentro del Valle de México es predominantemente horizontal.

A fin de ilustrar más claramente las diferencias existentes entre las tres zonas del valle, en la fig. 7 se muestra en la misma escala las componentes este-oeste para los mismos tres sitios de la fig. 6. Vemos claramente que las diferencias en cuanto a duración son notables, principalmente entre la zona del lago y las otras dos. Por otro lado, podemos observar que el

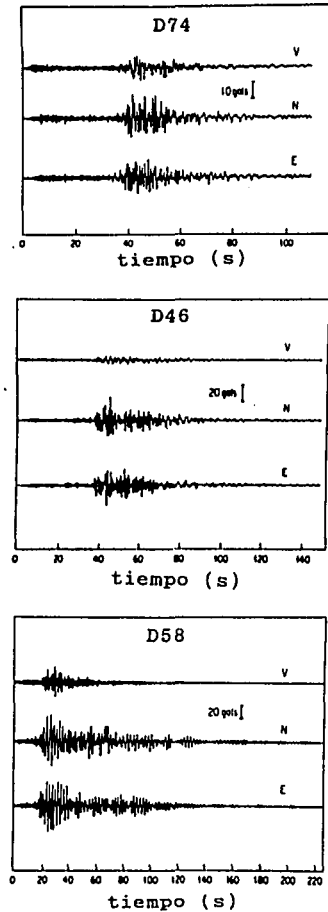


Fig. 6 Acelerogramas obtenidos durante el sismo del 25 de abril de 1989. Los sitios D74 (zona de lomas), D46 (zona de transición) y D58 (zona del lago) están indicados en la fig. 2.

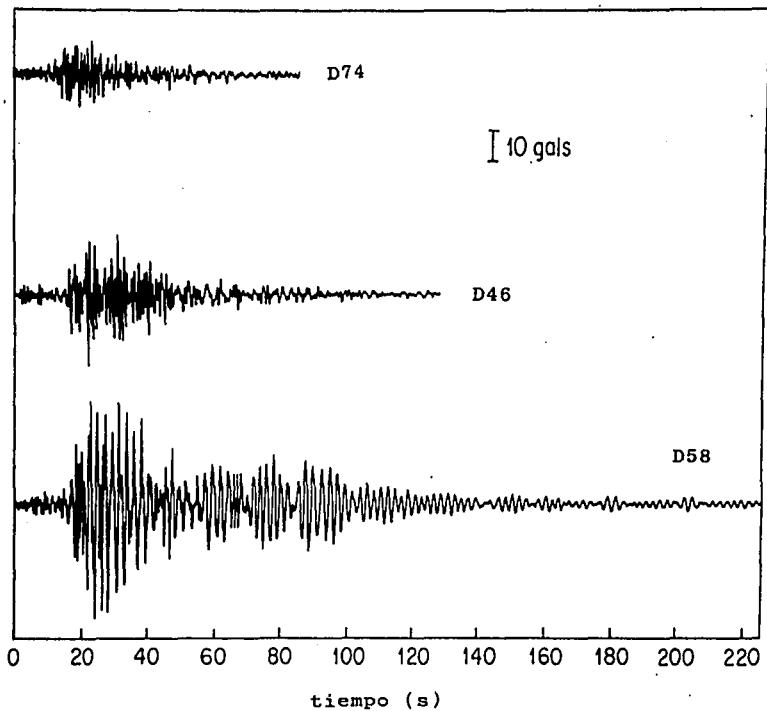


Fig. 7 Componente este-oeste de la aceleración, obtenida durante el sismo del 25 de abril de 1989, para los tres sitios D74, D46 y D58 mostrados en la fig. 2. Claramente se observa la amplificación y la gran duración del movimiento fuerte en la zona del lago respecto a las otras dos zonas.

ZONA DEL LAGO (E-59)

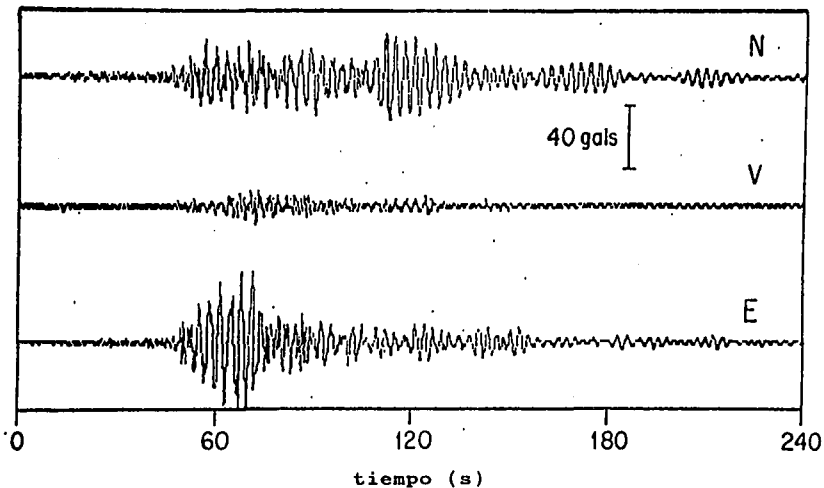


Fig. 8 Las tres componentes de la aceleración, durante el sismo del 25 de abril de 1989, para el sitio E-59 en la zona del lago. Cabe hacer notar una vez más la gran prolongación del movimiento fuerte y las pulsaciones en la coda de las componentes horizontales. En la componente norte-sur (N), la aceleración alcanza su valor máximo después de 100 segundos.

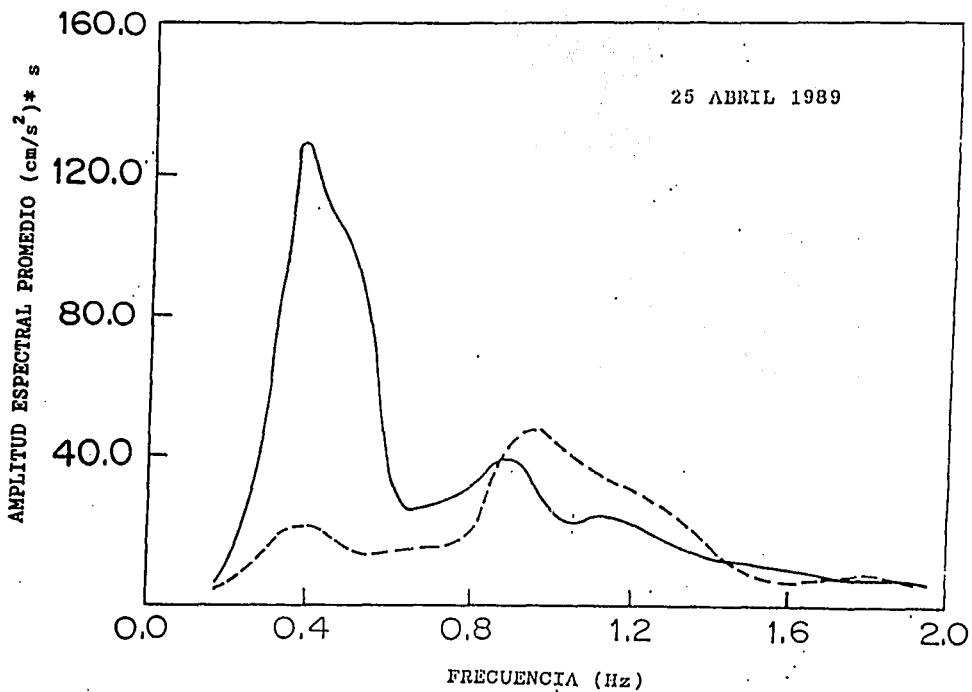


Fig. 9 Espectros suavizados de amplitudes de Fourier promedio de los acelerogramas registrados durante el sismo del 25 de abril de 1989. La línea continua corresponde a la zona del lago y la línea discontinua a la zona de transición.

Acercaciones en el valle de México (N-S) 89.04.25

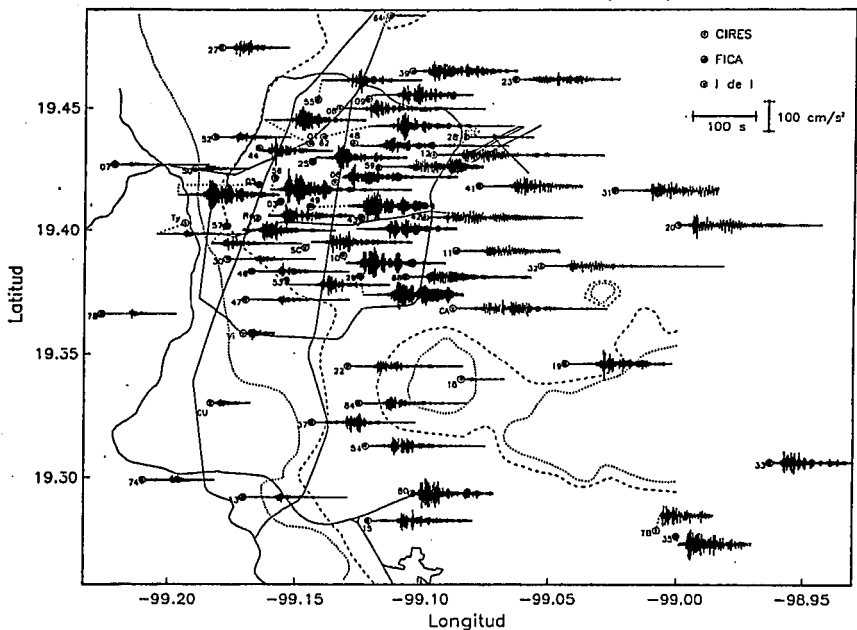


Fig. 10 Acercaciones (N-S) en el Valle de México durante el sismo del 25 de abril de 1989. Se puede observar claramente la diferencia de la respuesta sísmica en las diferentes zonas. Tomada de Pérez-Rocha (1991).

Diagramas de polarización (NS-EW) 89.04.25

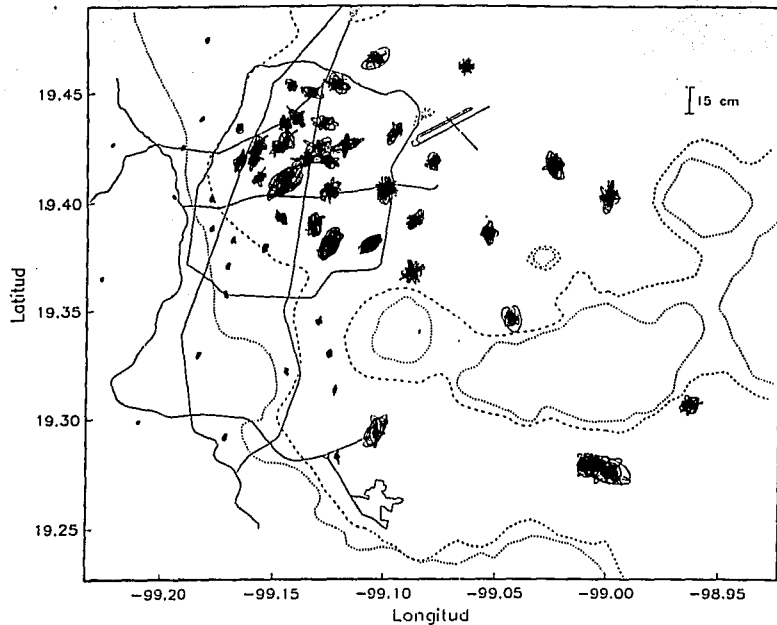


Fig. 12 Diagramas de polarización del desplazamiento u odogramas obtenidos durante el sismo del 25 de abril de 1989. Se puede observar claramente la variabilidad espacial del movimiento fuerte del suelo. Tomada de Pérez-Rocha (1991).

acelerograma en la zona lacustre tiene un carácter diferente al de los otros dos acelerogramas. En primer lugar su duración es enorme, alrededor de 4 minutos, y en segundo lugar la señal es mucho más monocromática con una coda caracterizada por pulsos. Otro ejemplo de esto puede observarse en la fig. 8, en donde se muestran las tres componentes de aceleración en un sitio de la zona lacustre para el sismo del 25 de abril de 1989 (Fundación ICA, 1989). Cabe hacer notar la gran duración del movimiento fuerte y las pulsaciones en la coda de las componentes horizontales. En la componente NS, la aceleración es máxima después de 100 segundos. Como ya hemos mencionado, el mismo tipo de observaciones es válido para los acelerogramas obtenidos durante los sismos de septiembre de 1985.

Para complementar la información del sismo del 25 de abril de 1989, en la fig. 9 se muestran los espectros de amplitudes de Fourier promedio de los acelerogramas registrados en la zona del lago (línea continua) y en la zona de transición (línea punteada). Los promedios se calcularon a partir de los datos obtenidos por la Fundación ICA (1989) usando las dos componentes horizontales para 13 estaciones en la zona del lago y 4 estaciones en la zona de transición (Mateos et al., 1992a). Observamos un pico espectral centrado alrededor de 0.4 Hz, que refleja el carácter resonante de la respuesta en la zona del lago.

Finalmente, a fin de presentar en forma global los datos recabados durante el sismo del 25 de abril de 1989, en las figs. 10 y 11 se muestran las aceleraciones NS y EO, respectivamente, obtenidas en distintos puntos de la cuenca. Estos acelerogramas se registraron usando la nueva red de acelerógrafos del Valle de México. En la fig. 12 se ilustran los correspondientes diagramas de polarización del desplazamiento u odogramas. En estas tres figuras se puede apreciar claramente la gran variabilidad espacial

del movimiento fuerte del suelo.

3. RESPUESTA SISMICA EN ESTRATOS SEDIMENTARIOS

A partir de la fenomenología expuesta anteriormente, es claro que la respuesta sísmica del Valle de México está dominada por efectos de sitio locales, es decir, por el efecto producido por las ondas sísmicas al incidir sobre esta compleja estructura geológica. Antes de tratar de entender el efecto de las ondas sísmicas en un sistema tan complejo, debemos revisar brevemente los diferentes tipos de ondas que pueden propagarse en medios elásticos.

3.1 Ondas elásticas en sismología

En un medio elástico se pueden propagar dos tipos de ondas de cuerpo: longitudinales y transversales. Las ondas longitudinales se propagan con velocidad mayor que las transversales; por lo tanto, cuando ambos tipos de ondas se generan durante un sismo, las primeras en llegar a un sitio determinado son las ondas longitudinales, y las ondas transversales llegan en segundo lugar. Por esta razón a la onda longitudinal en sismología se la denomina onda P (primaria) y a la transversal se la llama onda S (secundaria). Si λ y μ son las constantes de Lamé de la elasticidad y ρ es la densidad de masa del medio, la velocidad de la onda P, que denotaremos como α , está dada por $\alpha = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$ y la velocidad de la onda S, que denotaremos como β , por

$$\beta = (\mu/\rho)^{1/2}.$$

Además de las ondas de cuerpo, en la superficie libre de un sólido elástico pueden propagarse varios tipos de ondas superficiales, de las cuales las más importantes en sismología son las ondas de Rayleigh y las ondas de Love.

Las ondas de Rayleigh se pueden propagar en la superficie libre de un semiespacio elástico homogéneo. Su velocidad de propagación C_R es ligeramente menor que la velocidad de las ondas S ($C_R \approx 0.9\beta$) y no depende de la frecuencia en el caso de propagarse en un semiespacio homogéneo. Sin embargo, si las propiedades del medio dependen de la profundidad, entonces la velocidad será una función de la frecuencia, es decir, las ondas serán dispersivas. Las trayectorias de las partículas del medio en la superficie libre describen una elipse al paso de las ondas de Rayleigh, por lo cual el movimiento tiene componentes tanto en la dirección horizontal como en la vertical.

A diferencia de las ondas de Rayleigh, las ondas de Love no pueden propagarse en la superficie plana de un semiespacio elástico homogéneo. Pueden existir en general en un medio verticalmente inhomogéneo, siendo el caso más simple el de un estrato homogéneo sobre un semiespacio también homogéneo con una velocidad de onda S mayor que la velocidad de esta onda en el estrato. El movimiento producido por una onda de Love es puramente horizontal y, al igual que la onda de Rayleigh, decae exponencialmente con la profundidad.

Para una descripción detallada del tipo de ondas que se presentan en sismología véase, por ejemplo, Aki y Richards (1980) o Bullen y Bolt (1985).

Regresemos ahora a estudiar algunas propiedades de las ondas de cuerpo en presencia de una interface. Cuando una onda, ya sea P o S, se encuentra con una superficie de discontinuidad que separa

dos medios elásticos con diferentes propiedades, parte de la energía incidente se refleja y otra parte se refracta produciéndose adicionalmente en la interface la conversión de un tipo de onda al otro. Supongamos que tenemos una interface plana entre dos semiespacios elásticos y en la cual incide una onda plana con un ángulo de incidencia respecto a la normal a la interface. Dicha normal y la dirección de la onda incidente definen el plano de incidencia. Si la onda incidente es del tipo S podemos definir dos direcciones de polarización para esta onda transversal. Si está polarizada en el plano de incidencia decimos que se trata de una onda SV y si lo está transversalmente al plano de incidencia le llamamos onda SH. Por otro lado, si la onda incidente es una onda longitudinal P, el movimiento está localizado en el plano de incidencia. Por lo tanto, los tres tipos de ondas de cuerpo SH, SV y P son mutuamente ortogonales.

El caso más simple ocurre cuando la onda incidente es del tipo SH. Si suponemos que la interface es horizontal y que el plano de incidencia es vertical, el movimiento resultante será siempre horizontal, independientemente del ángulo de incidencia, ya que el movimiento debe ser transversal al plano vertical. El ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión y el ángulo de la onda refractada en el segundo medio está relacionado con el ángulo de incidencia a través de la ley de Snell. En este caso no hay conversión y las ondas reflejadas y refractadas son del tipo SH únicamente. Si el segundo medio no está presente, la interface es entonces la superficie libre, por lo tanto, sólo tendremos onda incidente y reflejada. Si éste es el caso, la amplitud del movimiento en la superficie libre es igual a dos veces la amplitud dada por la onda incidente, es decir, tendremos una amplificación igual a 2 simplemente por que hay una superficie libre.

Por otro lado, si la onda incidente es P o SV e incide

oblicuamente habrá conversión en la interface horizontal que separa los dos medios elásticos. En ambos casos tendremos una onda P y una onda SV reflejadas, así como ondas P y SV refractadas. Sin embargo, si la incidencia es vertical no habrá conversión, es decir, una onda P que incide verticalmente sobre una interface plana da lugar a una onda P reflejada y a una onda P transmitida, mas no a una onda SV. Análogamente, una onda SV con incidencia vertical produce únicamente una onda SV transmitida y una reflejada. Por otro lado, bajo incidencia vertical, la amplificación de la amplitud del movimiento en el caso de una superficie libre es otra vez igual a 2, tanto para ondas P como SV. Sin embargo, para una incidencia arbitraria la amplificación será una función del ángulo de incidencia, pudiendo ser mayor o menor que dos, dependiendo del tipo de onda y del ángulo. Un caso de especial importancia es el de la incidencia de ondas SV sobre una superficie libre debido al papel que desempeña en el movimiento la onda P reflejada.

En el siguiente capítulo analizaremos esto con mucho más detalle.

3.2 Respuesta unidimensional

En la sección anterior, analizamos lo que podría considerarse como el efecto de sitio más simple, consistente en una amplificación debida a la mera presencia de una superficie libre.

Cuando consideramos en vez de un semiespacio elástico homogéneo uno verticalmente inhomogéneo, por ejemplo un medio estratificado, la situación cambia por completo. El caso más sencillo que ilustra este cambio es el de un estrato homogéneo sobre un semiespacio elástico también homogéneo. Supongamos que la

densidad y la velocidad de la onda S en el estrato están dadas respectivamente por ρ_1 y β_1 , y que en el semiespacio por ρ_2 y β_2 . El espesor del estrato lo denotaremos por h . Si tomamos el eje z en la dirección vertical apuntando hacia abajo y el plano $z = 0$ como la superficie libre entonces el estrato estará limitado por los planos $z = 0$ y $z = h$ y el semiespacio ocupará la región $z > h$.

Supongamos que incide verticalmente a este sistema una onda SH con una amplitud de desplazamiento que tomaremos como la unidad. Como ahora tenemos una longitud característica, dada por el espesor del estrato, el desplazamiento en la superficie libre dependerá de la frecuencia de la onda incidente. Para ciertas frecuencias características, dadas por $\nu_n = n\beta/4h$ ($n = 1, 3, 5, \dots$), la respuesta será resonante. Por ejemplo, el modo fundamental con $n = 1$ se excita cuando el espesor del estrato h es igual a un cuarto de longitud de onda. Dichas frecuencias surgen a partir de las restricciones impuestas por las condiciones a la frontera, que en este caso son: continuidad del desplazamiento y del esfuerzo en la interface $z = h$, y esfuerzo nulo en la superficie libre $z = 0$ (Aki y Richards, 1980).

En la figura 13, se muestra la amplificación del desplazamiento horizontal en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional definida como $\eta = 4h\nu/\beta$. Claramente se observan los picos correspondientes a las frecuencias de resonancia $\eta = 1, 3, 5, \dots$. Por el contrario, para $\eta = 0, 2, 4, \dots$ la amplificación es simplemente el factor 2 debido a la superficie libre. La amplificación máxima en los picos de resonancia tiene un valor igual a dos veces el contraste de impedancia entre los dos medios, donde dicho contraste está dado por $\rho_2\beta_2 / \rho_1\beta_1$ y es mayor que uno si $\rho_2\beta_2 > \rho_1\beta_1$. Por lo tanto, mientras mayor sea el contraste entre el estrato y el semiespacio elástico, mayor será la amplificación en resonancia. En este caso de incidencia

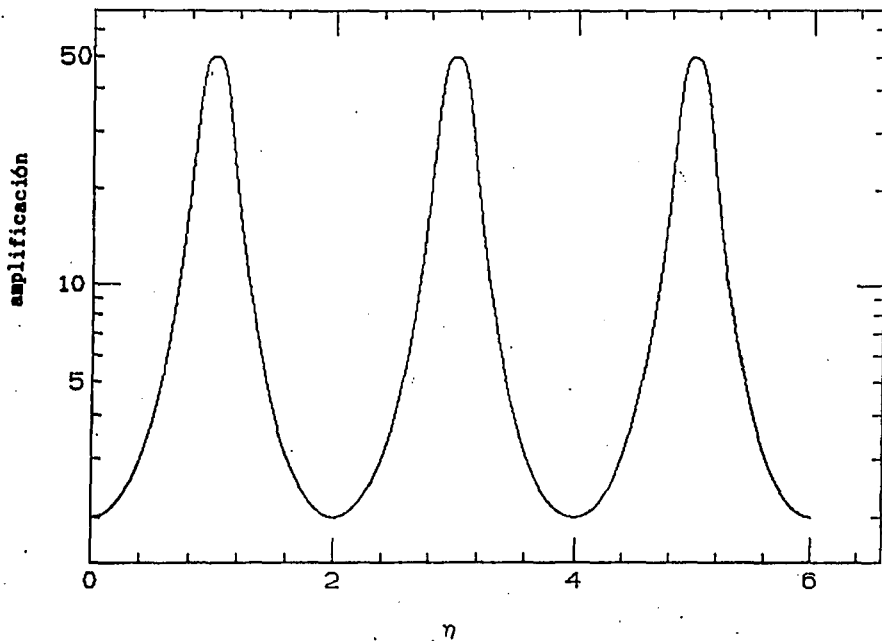


Fig. 13 Amplificación del desplazamiento horizontal como función de la frecuencia adimensional η , evaluado en la superficie libre de un estrato sobre un semiespacio elástico. El contraste de impedancia es igual a 25.

vertical de ondas SH la amplificación del desplazamiento horizontal está dada por la expresión (Aki, 1988)

$$|v(\omega)| = 2 \left[\cos^2(\omega h/\beta) + (\rho_1 \beta_1 / \rho_2 \beta_2)^2 \sin^2(\omega h/\beta) \right]^{-1/2} \quad (3.1)$$

En el caso de incidencia vertical de ondas SV el resultado es el mismo que el obtenido con la incidencia vertical de ondas SH. Sólo cambia la dirección del movimiento horizontal, de tal forma que ahora se encuentra en el plano de incidencia. Para ondas P el factor de amplificación es muy similar al de las ondas S, aunque naturalmente el desplazamiento será puramente vertical (Burridge, 1980). Sin embargo, en este último caso las frecuencias de resonancia cambian considerablemente ya que hay que tomar en cuenta el cambio en la velocidad. Como $\alpha > \beta$, las eigenfrecuencias son mayores que las correspondientes al caso de ondas S.

Por otro lado, cuando la incidencia de la onda SH no es vertical, la amplificación en resonancia disminuye al aumentar el ángulo de incidencia. Para incidencia no vertical de ondas P o SV la situación es más complicada debido a la conversión de un tipo de onda en otro (Burridge, 1980; Shearer y Orcutt, 1987). El caso más interesante ocurre con la incidencia de ondas SV debido a la enorme amplificación que se obtiene bajo ciertas condiciones. Este caso, debido a su importancia, lo analizaremos con todo detalle en el capítulo 5.

El modelo unidimensional puede considerar, desde luego, un número arbitrario de estratos. Para una gran cantidad de estratos, que permite modelar variaciones continuas en un medio verticalmente inhomogéneo, se han desarrollado técnicas matriciales que simplifican considerablemente el análisis y que al mismo tiempo permiten hacer un tratamiento numérico del problema. Este método matricial, debido a Thomson (1950) y refinado por

Haskell (1953), es el más usado en sismología, tanto para calcular la dispersión de ondas superficiales en medios estratificados como para analizar la propagación de ondas SH (Haskell, 1960) y ondas P-SV (Haskell, 1962). Los detalles de este método serán expuestos cuando estudiemos la generación de ondas P evanescentes en el siguiente capítulo.

El modelo unidimensional se ha utilizado para explicar la enorme amplificación que sufren las ondas sísmicas al incidir sobre la estructura estratigráfica en el Valle de México, consistente en una serie de capas con diferentes propiedades elásticas y ubicadas a diferentes profundidades.

Haciendo de lado pequeñas variaciones, la velocidad de las ondas sísmicas en los estratos más superficiales es menor que en las capas más profundas. En las arcillas correspondientes a la zona del lago, la velocidad de la onda S varía entre 40 y 120 m/s, y la velocidad de la onda P entre 1400 y 1600 m/s. El espesor de este estrato de arcilla lacustre varía entre 0 y poco más de 100 m dependiendo de la ubicación en la zona del lago (ver, por ejemplo, Romo y Jaime, 1987). Debajo de esta capa de arcillas muy blandas se encuentran los depósitos aluviales con velocidades de onda S entre 400 y 1500 m/s y velocidades de onda P entre 2000 y 3500 m/s aproximadamente. La profundidad de estos sedimentos aluviales no se ha determinado con precisión. Sin embargo, se estima que es del orden de 1000 m (Rosenblueth et al., 1958; Zeevaert, 1964). Finalmente, debajo de los depositos aluviales se encuentran calizas con velocidades aun mayores, del orden de 3 km/s para la onda S y de 5 km/s para la onda P.

Tomando en cuenta esta estratigrafía se ha calculado, mucho antes de 1985, la respuesta sísmica en el Valle de México haciendo uso del modelo unidimensional de propagación de ondas (Rosenblueth, 1953, 1960; Zeevaert, 1964; Herrera y Rosenblueth,

1965; Herrera et al., 1965; Faccioli y Reséndiz, 1976). Este modelo explica satisfactoriamente las frecuencias de resonancia que se observaron en los espectros de respuesta o de Fourier durante los sismos de septiembre de 1985 en diferentes sitios de la zona del lago (Romo y Seed, 1986; Romo y Jaime, 1987; Ordaz et al., 1988; Romo et al., 1988; Seed et al., 1988; Singh et al., 1988a,b). Por ejemplo, si tomamos una velocidad β de onda S de 80 m/s y una profundidad h de 40 m para la arcilla de la zona del lago, entonces, la frecuencia de resonancia correspondiente al modo fundamental es $\nu = \beta/4h = 0.5$ Hz, que es precisamente la frecuencia observada en la estación SCT (Singh et al., 1988a).

Sin embargo, la gran amplificación espectral y la enorme duración observada en SCT y en las demás estaciones ubicadas en la zona del lago no pueden explicarse considerando únicamente el modelo unidimensional, como han señalado diversos autores (Flores et al., 1987; Sánchez-Sesma et al., 1988b; Kawase y Aki, 1989; Seligman et al., 1989). Aun cuando es posible simular los espectros de respuesta observados usando este modelo, es muy difícil simular las características de las señales en el dominio del tiempo, como han mostrado Sánchez-Sesma et al. (1988b) y Kawase y Aki (1989) usando un registro obtenido en la zona de lomas como señal de entrada. Es decir, un gran contraste de impedancia entre el estrato blando correspondiente a la arcilla y los depósitos aluviales da lugar a una gran amplitud en el dominio del tiempo, pero no da lugar a una gran duración. Además, como han hecho notar Kawase y Aki (1989) y Santoyo et al. (1989), los factores de amplificación obtenidos por Seed et al. (1988) son menores que los observados, aun cuando los perfiles estratigráficos se tomaron para dar el mejor ajuste posible de la frecuencia de resonancia.

En el modelo unidimensional se supone que los estratos son

infinitos en la dirección horizontal. Sin embargo, el Valle de México está constituido por estratos que son finitos lateralmente. Por lo tanto, para entender su respuesta sísmica se deben tomar en cuenta los efectos producidos por los bordes que limitan a este valle. En la siguiente sección analizaremos los esfuerzos que se han hecho en esta dirección.

4. RESPUESTA SISMICA EN VALLES SEDIMENTARIOS

4.1 Respuesta en dos y tres dimensiones

A continuación vamos a hacer una breve revisión de los diferentes métodos que se han empleado para estudiar el movimiento fuerte del suelo tomando en cuenta los efectos laterales producidos por la irregularidad de los estratos que conforman los valles sedimentarios. En primer lugar, describiremos algunos hechos experimentales para después revisar los modelos en dos y tres dimensiones. No se pretende hacer una revisión exhaustiva del problema de efectos de sitio en general, sino únicamente señalar algunos de los métodos más usuales para abordar el problema de la respuesta sísmica en valles sedimentarios. Para una revisión de los efectos de sitio ver Sánchez-Sesma (1987), Aki (1988) y Levander (1990).

4.1.1 Resultados experimentales

King y Tucker (1984) estudiaron el valle sedimentario de Chusal en la región de Garm en la Union Soviética. Estos autores encontraron que la respuesta sísmica depende fuertemente de la frecuencia y de la ubicación dentro del valle, y débilmente del azimut y del ángulo de incidencia de la señal de entrada. Los cocientes espectrales de Fourier entre sitios dentro de valle y sitios en roca mostraron amplificaciones del orden de 10. La amplificación depende fuertemente de la frecuencia y de la

distancia a la orilla del valle. La diferencia en el movimiento fuerte entre sitios en la orilla y en el centro del valle alcanza un factor de cinco, aun cuando la separación entre ellos es menor que 100 m.

Cuando instrumentaron el valle a lo largo de una sección transversal, King y Tucker (1984) encontraron que el pico espectral entre 2 y 3 Hz crece suavemente al ir de la orilla al centro del valle. La amplitud, mas no la frecuencia de este pico, cambia con la posición dentro del valle. Como estos autores señalan, con el modelo unidimensional se puede obtener el comportamiento promedio en el centro del valle. Este modelo predice que la frecuencia del modo fundamental se incrementa al disminuir el espesor de los sedimentos al acercarse a la orilla. Sin embargo, ellos observaron que la frecuencia del modo fundamental de los sedimentos en el valle de Chusal no depende significativamente del espesor de éstos. Esto implica, como han hecho notar King y Tucker, que la frecuencia fundamental de resonancia involucra los sedimentos a todo lo largo del valle y no únicamente la columna vertical del suelo debajo de cada sitio.

Por otro lado, Tucker y King (1984) estudiaron experimentalmente la respuesta sísmica en tres valles en la región de Garm para comparar la respuesta entre el movimiento débil y fuerte. Para el valle de Chusal en particular, encontraron que no existe diferencia en el efecto de sitio en un rango de aceleración pico entre 10^{-5} g y 0.2 g.

Los resultados obtenidos por King y Tucker pueden entenderse fácilmente si suponemos que el valle sedimentario, al ser excitado por una señal sísmica, entra en resonancia. Si este es el caso, la frecuencia será la misma en todos los sitios del valle, independientemente de la profundidad, pero la amplitud variará dependiendo del modo normal que haya sido excitado.

Este tipo de variabilidad espacial en la respuesta sísmica de valles sedimentarios puede inferirse a partir de la distribución de daños, como la que se ha observado en el Valle de México, así como también en la observada en otros depósitos aluviales. Por ejemplo, el 26 de julio de 1963, un sismo destructivo de magnitud 6.0 causó severos daños en la ciudad de Skopje, Yugoslavia. El patrón resultante variaba drásticamente, alternando áreas sin daños graves con zonas completamente destruidas (Poceski, 1969). Otro ejemplo es el sismo del 29 de julio de 1967, que provocó daños en la ciudad de Caracas (Rial, 1984; Papageorgiou y Kim, 1991). Esta gran variabilidad no puede explicarse a menos que se tomen en cuenta los efectos laterales producidos por la geometría de los valles de Skopje y de Caracas.

Otro caso importante en que se observaron grandes diferencias en el movimiento fuerte del suelo para sitios cercanos entre sí lo ofrece el sismo de San Fernando, California, ocurrido el 9 de febrero de 1971 (Drake y Mal, 1972; Hudson, 1972; Hanks, 1975; Heaton, 1982; Liu y Heaton, 1984). Como han hecho notar Vidale y Helmberger (1988), es imposible ajustar los datos del sismo de San Fernando con un modelo de estratos planos; por ejemplo, dos sitios ubicados a menos de medio kilómetro de distancia entre sí presentaron valores de amplificación considerablemente diferentes, aun cuando la profundidad del aluvión debajo de cada sitio es aproximadamente la misma (Hudson, 1972).

La respuesta sísmica del Valle de San Fernando durante el sismo del 9 de febrero de 1971 y la del Valle de Skopje el 26 de julio de 1963, estuvieron influenciadas no solamente por el efecto local de sitio sino también por el proceso de ruptura de la fuente debido a la cercanía de ésta. A diferencia de estos dos casos, la respuesta del Valle de México está determinada fundamentalmente

por el efecto local, ya que la fuente de los sismos importantes que afectan a este valle se encuentra ubicada en la zona de subducción en las costas del Pacífico a más de 300 kilómetros de distancia, es decir, a distancias telesísmicas.

4.1.2 Modelos en dos dimensiones

Aki y Larner (1970) introdujeron un método que permite calcular la dispersión de ondas elásticas por un estrato de forma irregular en contacto con un semiespacio elástico para el caso de ondas planas del tipo SH incidentes desde el semiespacio. El campo dispersado se describe como una superposición de ondas planas, incluyendo ondas inhomogéneas, que se propagan en diferentes direcciones. Los coeficientes de la expansión se determinan a partir de las condiciones a la frontera: continuidad del desplazamiento y del esfuerzo en la interface entre el estrato y el semiespacio; esfuerzo nulo en la superficie libre.

El principio de este método fue introducido por Rayleigh en 1907 en su estudio de la dispersión de ondas planas por rejillas de difracción. Aki y Larner (1970) suponen que la interface sobre la cual inciden las ondas es periódica, lo cual permite discretizar la componente horizontal del número de onda y transformar las ecuaciones integrales que se obtienen en ecuaciones algebraicas. Una de las limitaciones del método original radica en que la representación resultante no es adecuada para el caso de interfaces con pendientes pronunciadas. Sin embargo, Rayleigh supuso que la representación es correcta aun en este caso, dando lugar a lo que se conoce como la hipótesis de Rayleigh. Esta dificultad ha sido corregida por Bouchon (1985) y Campillo y Bouchon (1985). Recientemente, Sánchez-Sesma et al. (1989) han hecho notar que la hipótesis de Rayleigh funciona correctamente y que las fallas del método son de origen numérico.

Aki y Larner (1970) han aplicado este método de número de onda discreto al problema del movimiento fuerte en valles sedimentarios en dos dimensiones. El valle se considera como una inclusión elástica bidimensional en un semiespacio elástico vertical. Debido a la periodicidad que exige el método, se considera en realidad un conjunto periódico de inclusiones o valles con una distancia de separación mucho mayor que la anchura de cada inclusión, de tal forma que no existan perturbaciones en el campo elástico calculado debido a la presencia de inclusiones vecinas. Ya que la interface no es plana, a diferencia del modelo unidimensional, se generan interferencias laterales que son tan importantes como las interferencias verticales. De hecho, como señalan Aki y Larner (1970), estas interferencias laterales se hacen más significativas, y el atrapamiento de energía es mayor, cuando la dirección de las ondas incidentes se acerca a la horizontal.

El método de número de onda discreto de Aki-Larner ha sido aplicado por Bouchon (1973) y Bard (1982) al estudio de la dispersión de ondas elásticas por topografías irregulares en dos dimensiones. Haciendo una extensión del método, Bouchon y Aki (1977a,b) han estudiado el campo generado por la fuente sísmica en un medio estratificado. La extensión al dominio del tiempo ha sido hecha por Bard y Bouchon (1980a,b; 1985) para estudiar la respuesta sísmica de valles sedimentarios ante la incidencia de ondas SH, P y SV. Bard y Gariel (1986), generalizando la técnica de Aki-Larner, han estudiado el caso de ondas SH en valles verticalmente inhomogéneos. Este método ha sido usado también por Bouchon (1979) y Campillo (1983) para modelar el campo radiado por fuentes sísmicas y su aplicación a eventos reales.

Se ha analizado el problema de la dispersión de ondas elásticas por irregularidades laterales y en particular la

respuesta de valles sedimentarios, utilizando otros métodos numéricos y algunos métodos analíticos para el caso de geometrías simples. Uno de los primeros estudios analíticos lo llevó a cabo Trifunac (1971) al estudiar la respuesta de valles semicirculares y posteriormente para valles semielípticos (Wong y Trifunac, 1974), ante la incidencia de ondas SH. Aun en estos casos relativamente simples se encuentran patrones complicados de amplificación del movimiento a lo largo de la superficie libre, así como ondas cuasiestacionarias generadas por la interferencia dentro del valle.

Otros métodos que se han utilizado extensamente son: el método de diferencias finitas (Boore et al., 1971; Harmsen y Harding, 1981; Flores et al., 1987; Zahradnick y Hron, 1987; Vidale y Helmberger, 1988; Moczo, 1989; Seligman et al., 1989; Yamanaka et al., 1989; Novaro et al., 1990) y el de elemento finito (Lysmer y Drake, 1972). Los métodos de frontera se han aplicado por Sánchez-Sesma y Esquivel (1979), Dravinsky (1983), Dravinsky y Mossessian (1987), y Bravo et al. (1988). Para una discusión de estos métodos, véase la revisión hecha por Sánchez-Sesma (1987).

Para estudiar el movimiento del suelo en valles aluviales bidimensionales también se ha empleado el método de rayos. Jackson (1971) y Rial (1984) han analizado el enfocamiento de rayos sísmicos en el caso de valles sedimentarios a fin de entender el patrón de daños ocasionado durante el sismo de Skopje, Yugoslavia en 1963 y el sismo de Caracas, Venezuela en 1967, respectivamente. Hong y Helmberger (1978), usando también la teoría de rayos, así como Nowack y Aki (1984), usando haces Gaussianos, han generado sismogramas sintéticos en la superficie libre de valles sedimentarios y los han comparado con sismogramas obtenidos con otros métodos numéricos. Por otro lado, Sánchez-Sesma et al.

(1988a) han calculado, en forma aproximada, la respuesta sísmica en valles con forma triangular, usando familias completas de rayos para el caso de ondas SH incidentes.

Bard y Bouchon llevaron a cabo un estudio extensivo del problema de la respuesta sísmica en valles sedimentarios en una serie de trabajos que debido a su importancia a continuación revisaremos brevemente; la aplicación de estos resultados la haremos más adelante.

Bard y Bouchon (1980a) aplicaron el método de Aki-Larner, extendiéndolo al dominio del tiempo, para investigar la dispersión de ondas planas del tipo SH por valles sedimentarios bidimensionales. Mostraron que en el caso de valles poco profundos el efecto más importante inducido por la curvatura del borde del valle es la generación y el atrapamiento de ondas de Love. En presencia de grandes contrastes de impedancia entre el valle y el medio circundante, estas ondas superficiales pueden reflejarse varias veces en la frontera del valle, dando como resultado una mayor duración del movimiento dentro de éste. Por otro lado, la amplificación resultante, que puede llegar a ser de un orden de magnitud, depende fuertemente de la posición dentro del valle.

Posteriormente, Bard y Bouchon (1980b) extendieron su estudio de valles sedimentarios al caso de ondas incidentes del tipo P y SV y encontraron nuevamente la generación de ondas superficiales, aunque en este caso se trata de ondas de Rayleigh. En la fig. 14, tomada de Bard y Bouchon (1980b), se muestra la respuesta sísmica del valle ante la incidencia vertical de un pulso de Ricker de ondas planas con período característico de 5.08 segundos. La forma del pulso incidente se puede observar en la parte inferior de la figura y la forma del valle en la superior. Debido a su simetría bilateral, únicamente se ilustra la mitad de éste.

Como se ilustra en la fig. 14, la semianchura del valle es de

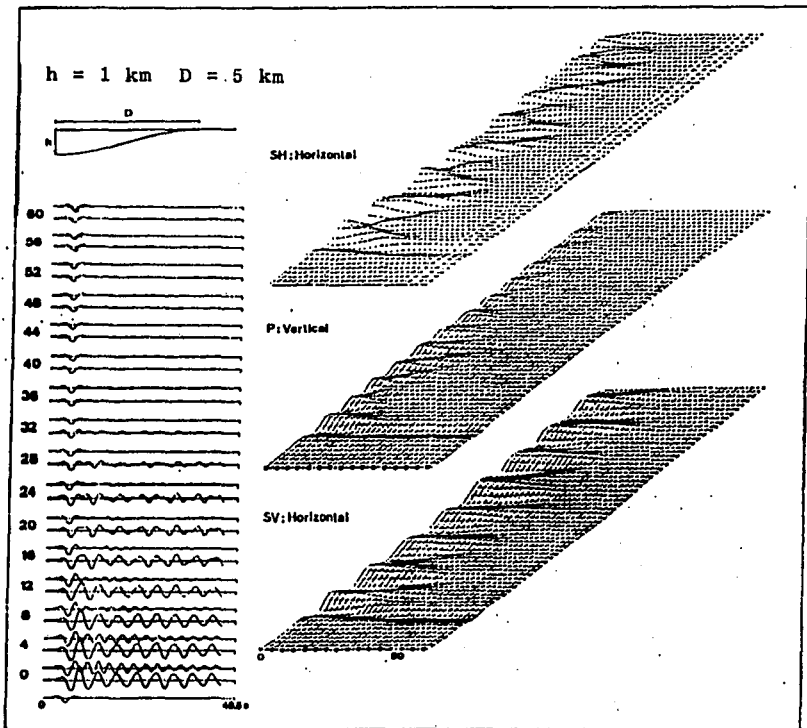


Fig. 14 Respuesta sísmica de un valle sedimentario ante la incidencia vertical de ondas SH, P y SV. Adaptada de Bard y Bouchon (1980b).

5 km y su profundidad es 1 km; se trata de un valle aluvial profundo con un cociente de profundidad a semianchura de 0.2. La densidad y las velocidades de onda S y P en el valle son: 2.0 gr/cm³, 0.7 km/s y 1.4 km/s, respectivamente. Para el semiespacio elástico que rodea al valle estos valores son: 3.3 gr/cm³, 3.5 km/s y 6.06 km/s. El contraste de impedancia es entonces de 8.25. En la parte izquierda de la figura se muestran los sismogramas sintéticos obtenidos en diferentes puntos de la superficie libre para el caso de incidencia de ondas SV, comenzando en la parte inferior de la figura con el centro del valle, hasta llegar en la parte superior a puntos en la orilla del valle. En la parte derecha de la figura se ilustran los patrones espacio-temporales de la respuesta para incidencia de ondas SV, P y SH.

El diagrama en la parte inferior derecha, correspondiente a las ondas SV, muestra características que difieren de la mayoría de los resultados obtenidos por Bard y Bouchon (1980a,b). Después de unas cuantas oscilaciones, correspondientes a las reflexiones en la dirección vertical y a la propagación de ondas de Rayleigh generadas en los bordes, el valle sedimentario comienza a moverse en fase con una sola frecuencia estacionaria y con una amplitud cuatro veces mayor respecto a la onda incidente. Claramente se ha establecido un patrón resonante que da como resultado una gran duración del movimiento dentro del valle, demasiado grande como para poder explicarse con la resonancia vertical asociada al modelo unidimensional de estratos planos. Este patrón resonante no está presente en los diagramas correspondientes a la incidencia de ondas P y SH, donde únicamente se observa la propagación de ondas superficiales. Es decir, esta resonancia bidimensional, que involucra a todo el valle, se excita ante la incidencia de ondas SV.

Haciendo el análisis de la dispersión de las ondas

involucradas en este patrón resonante, Bard y Bouchon (1980b) muestran que se trata de ondas P generadas por conversión a partir de las ondas SV incidentes. Por esta razón, concluyen que este nuevo patrón de resonancia lateral se establece debido al atrapamiento de ondas P que se propagan horizontalmente dentro del valle.

Los resultados obtenidos por Bard y Bouchon (1980b) nos recuerdan los resultados experimentales obtenidos por King y Tucker (1984) en los valles sedimentarios de la región de Garm, que mencionamos al inicio de este capítulo. De hecho, en un trabajo más reciente, Bard y Bouchon (1985) estudian con mucho más detalle estas resonancias bidimensionales, así como los experimentos y observaciones de King y Tucker (1984).

Bard y Bouchon (1985) han extendido su análisis de la respuesta sísmica al caso de valles sedimentarios profundos ante la incidencia de ondas SH, SV y P. Sus resultados numéricos muestran la existencia y la importancia de los patrones de resonancia bidimensional en el problema del movimiento fuerte del suelo. Este patrón resonante, que involucra a todo el valle, da como resultado una gran amplificación y una considerable prolongación del movimiento dentro del valle. La existencia de estas resonancias bidimensionales está controlada por dos parámetros: el contraste de velocidades y el cociente entre la semianchura y la profundidad del valle.

Cuando el valle sedimentario se encuentra en resonancia, la frecuencia de oscilación es la misma en todos los puntos, independientemente de la profundidad. Por otro lado, en el modo fundamental, la amplificación es máxima en el centro del valle y decae conforme uno se acerca a la orilla de éste. Finalmente, la frecuencia de resonancia es independiente del ángulo de incidencia de la señal de entrada, así como del contraste de impedancia.

Todos estos resultados, obtenidos por Bard y Bouchon (1985), están en total acuerdo, al menos cualitativamente, con los resultados experimentales de King y Tucker (1984).

La física de estas resonancias bidimensionales puede entenderse fácilmente con ayuda del modelo simplificado discutido por Bard y Bouchon (1985), que consiste en una inclusión elástica rectangular en un semiplano rígido. Las frecuencias de resonancia y los modos normales de vibración de dicha inclusión están determinados por las siguientes condiciones a la frontera: desplazamiento nulo en la interface entre la inclusión y el medio rígido; y esfuerzo nulo en la superficie libre.

Con este modelo simplificado puede estimarse la frecuencia fundamental para valles de cualquier forma, siempre y cuando se tome la anchura de la inclusión rectangular como una anchura efectiva que dependerá de la geometría particular de cada valle. Esta frecuencia fundamental difiere de la obtenida con el modelo unidimensional, ya que en este caso tenemos no sólo resonancias verticales, sino también resonancias horizontales o laterales.

Una discusión más amplia del trabajo de Bard y Bouchon (1985) puede encontrarse en la sección 3 del apéndice I, en donde se presenta nuestro artículo publicado en la revista "Geophysical Journal International" (Seligman et al., 1989). Más adelante revisaremos brevemente los principales resultados de este artículo.

4.1.3 Modelos en tres dimensiones

Recientemente se han generalizado algunos de los métodos discutidos anteriormente a fin de estudiar la respuesta sísmica en valles sedimentarios en tres dimensiones.

Sánchez-Sesma (1983), Tong y Furibayashi (1988), y Sánchez-Sesma et al. (1989), han aplicado los métodos de frontera para

estudiar la dispersión de ondas elásticas por irregularidades superficiales con simetría axial en tres dimensiones. Por otro lado, Lee (1984) ha calculado, en forma analítica, la difracción de ondas planas P, SV y SH en cuencas aluviales semiesféricas con ayuda del método de separación de variables.

Usando técnicas de rayos, Lee y Langston (1983) han estudiado la propagación de ondas elásticas en cuencas axisimétricas en tres dimensiones. Debido al enfocamiento geométrico y al surgimiento de caústicas tridimensionales, las amplitudes y la forma de los sismogramas sintéticos varían sustancialmente de un sitio a otro dentro del valle. Resultados similares han sido obtenidos por Rial (1989) en elipsoides tridimensionales. Cabe hacer notar que la aplicación de las técnicas de rayos se encuentra limitada a altas frecuencias.

Más recientemente han surgido estudios de cuencas sedimentarias tridimensionales en donde no está presente la simetría axial, aunque la geometría de éstas sigue siendo relativamente simple. Horike et al. (1990) han extendido el método de Aki-Larner a tres dimensiones y lo han aplicado, para el caso de incidencia de ondas S, a cuencas de tipo cosenoidal y trapecoidal. Estos autores encuentran que, análogamente al caso bidimensional, se generan ondas superficiales en la periferia y ondas de cuerpo que se propagan en forma oblicua dentro de la cuenca. Muestran también que las amplitudes y la duración del movimiento sísmico en tres dimensiones no puede reproducirse usando modelos en dos dimensiones. Por otro lado, Mossessian y Dravinsky (1990a,b), usando métodos integrales de frontera, han estudiado la amplificación de ondas en cuencas tridimensionales de geometría arbitraria, ante la incidencia de ondas planas del tipo SH, SV, P y Rayleigh.

Ohuri et al. (1990), al comparar sus cálculos

tridimensionales en cuencas circulares y elípticas con los cálculos en una y dos dimensiones, llegan a las siguientes conclusiones: i) la frecuencia fundamental de resonancia y la amplificación máxima aumentan con el número de dimensiones; ii) el tiempo de duración de los sismogramas sintéticos también aumenta al pasar de una y dos dimensiones a tres.

4.2 Aplicaciones al Valle de México

Una vez hecha esta breve revisión de la respuesta sísmica en valles sedimentarios regresemos al problema específico de la respuesta del Valle de México. Como ya hemos mencionado, a raíz del sismo de Michoacán del 19 de septiembre de 1985, diversos investigadores se han interesado en estudiar la peculiar respuesta sísmica de este valle. A continuación analizaremos algunos trabajos que se han realizado recientemente para tratar de entender la fenomenología descrita en el capítulo 2.

Bard et al. (1988) han investigado los efectos de amplificación en el Valle de México usando modelos bidimensionales y los han comparado con los resultados del modelo unidimensional. Después de dar una descripción de la geología de la cuenca, señalan el hecho de que los modelos tridimensionales serían más apropiados en este caso. En su análisis, donde únicamente consideran ondas SH con incidencia vertical, utilizan la versión modificada del método de Aki-Larner presentada por Bard y Gariel (1986). Con la finalidad de aislar los efectos del valle sedimentario, estudian primeramente un valle en el cual el estrato superior de arcilla lacustre no está presente. Como señalan Bard et al. (1988), la información concerniente a la profundidad de los depósitos sedimentarios es escasa y la incertidumbre en el valor

de la velocidad de las ondas sísmicas es muy grande. Por lo tanto, analizan diversos valores para la profundidad y la velocidad de las ondas, mostrando que la amplificación producida por los sedimentos profundos está entre 3 y 7.

Después de tomar en cuenta el efecto combinado de los sedimentos profundos y el estrato de arcilla lacustre, muestran que la amplificación promedio es aproximadamente 10. Algunos de los efectos laterales que encuentran son: generación de ondas superficiales con velocidades extremadamente bajas, menores de 20 m/s, y que únicamente se propagan distancias menores a un kilómetro. Por lo tanto, estos efectos están confinados a las orillas de la zona lacustre del Valle de México.

Por otro lado, Bard et al. (1988) analizan los efectos locales a pequeña escala, tomando en cuenta irregularidades locales en la interface entre el estrato de arcilla y los depósitos sedimentarios. En este caso, encuentran un incremento en la duración de los sismogramas sintéticos, así como una amplificación del orden del 100%, para los sitios ubicados encima de estas irregularidades. Ambos efectos se deben al atrapamiento local de ondas superficiales. Sin embargo, como estos autores señalan, ninguno de estos modelos bidimensionales explica satisfactoriamente la gran duración observada en estaciones como CDAO durante el sismo de Michoacán. A partir de sus resultados se puede concluir que, para efectos de microzonificación, el modelo unidimensional no es suficiente y que hay que tomar en cuenta el acoplamiento entre los depósitos sedimentarios y los estratos de arcilla lacustre del Valle de México.

En un estudio reciente, Kawase y Aki (1989) investigaron la respuesta de cuencas sedimentarias ante la incidencia de ondas SH, SV, P y Rayleigh, con la finalidad de explicar la gran prolongación en el tiempo del movimiento fuerte observado en la

Ciudad de México durante el sismo de Michoacán de 1985. En primer lugar, como ya se ha mencionado, estos autores mostraron que el modelo unidimensional no es suficiente para entender la gran duración y la amplificación espectral obtenida durante este sismo. Posteriormente, estudiaron el efecto producido por una cuenca bidimensional relativamente grande y profunda, de 10 km de ancho por 1 km de profundidad, y un contraste moderado, de 2.5, para las velocidades de onda S. Encontraron que esta estructura sedimentaria profunda da como resultado un incremento en la duración de 20 segundos como máximo. La respuesta, además, presenta una envolvente que decae monotónicamente, lo cual no se ajusta a los registros observados en la Ciudad de México.

Por otro lado, Kawase y Aki (1989) estudiaron el efecto de acoplar un estrato blando colocado encima de la cuenca sedimentaria. Este estrato, que simula a la arcilla lacustre, ocupa la mitad de la superficie de la cuenca. En este caso, la duración se incrementa considerablemente, siendo mayor a 80 segundos, debido a la presencia de ondas superficiales muy lentas que se propagan lateralmente dentro del estrato blando. Estos resultados teóricos sugieren, como lo señalan Kawase y Aki (1989), que la gran duración observada en la Ciudad de México es debida a una fuerte interacción entre los estratos superficiales blandos y la estructura sedimentaria profunda. De esta forma pueden entenderse registros como el de CDAO. Sin embargo, la diferencia en la duración entre este sitio y CDAF, ubicado aproximadamente a un kilómetro de distancia, es muy difícil de explicar.

Otros estudios recientes del sismo de Michoacán consideran, además de los efectos de sitio, los efectos debidos a la fuente sísmica y a la propagación de las ondas (Campillo et al., 1988, 1989). Por otro lado, Lomnitz (1990) ha analizado la posible presencia de ondas de gravedad en la zona del lago, a fin de

entender la gran cantidad de daños ocasionados por este sismo.

Con el objeto de explicar la gran variabilidad espacial de los daños en la zona del lago provocados por el sismo de Michoacán, Flores et al. (1987) propusieron la existencia de un patrón de resonancia lateral generado a partir de la interferencia de ondas P horizontales. La porción de la zona lacustre que estudiaron (fig. 15) tiene una longitud característica del orden de 10 km, y comprende la región en donde ocurrió un gran porcentaje de los daños. Debido a las dimensiones de esta región, únicamente aquellas ondas sísmicas con velocidades de propagación mayores a 1 km/s son capaces de establecer un patrón estacionario durante el movimiento fuerte del suelo.

Como ya hemos mencionado, la velocidad de las ondas S en la zona lacustre del Valle de México es aproximadamente 40 m/s. Por lo tanto, recorrer una distancia de 10 km requiere del orden de 250 segundos (más de cuatro minutos). Las ondas superficiales, por otro lado, son más lentas (≈ 20 m/s) y el tiempo de recorrido es aun mayor (500 segundos). Sin embargo, para establecer un patrón de resonancia lateral es necesario recorrer varias veces la zona lacustre. Por lo tanto, la velocidad de las ondas S y de las ondas superficiales en la zona del lago es demasiado baja como para establecer dicho patrón. Sin embargo, ondas P propagandose horizontalmente con una velocidad de 1.5 km/s recorren una distancia de 10 km en menos de 7 segundos. Por lo tanto, estas ondas P horizontales son capaces de resonar lateralmente y en consecuencia establecer un patrón estacionario con nodos y antinodos.

Flores et al. (1987) calcularon los modos normales de vibración, correspondientes a la región de la zona lacustre que se ilustra en la fig. 15, usando la velocidad $\alpha = 1.5$ km/s y fronteras realistas. La elección de dichas fronteras se discute en

la sección 2 del apéndice I (Seligman et al., 1989). Debido a las dimensiones de esta región, las eigenfrecuencias centradas alrededor de 0.5 Hz corresponden a modos normales de vibración altos y, por lo tanto, el número de antinodos y líneas nodales es elevado. En la fig. 16 se muestra uno de los modos normales cuya eigenfrecuencia es cercana a 0.5 Hz. Claramente puede distinguirse una gran variabilidad en el patrón espacial de movimiento fuerte debido al establecimiento de resonancias laterales en la zona del lago. La cantidad de antinodos está determinada fundamentalmente por la frecuencia y la posición de éstos por la geometría de la interfaz que separa a la zona del lago de la zona de transición. Cabe hacer notar que, a diferencia de todos los estudios relacionados con la respuesta sísmica en valles sedimentarios, Flores et al. (1987) son capaces de considerar una geometría arbitraria en el plano horizontal.

Para calcular las eigenfrecuencias y las eigenfunciones de un dominio bidimensional con una forma arbitraria, Flores et al. (1987) resolvieron en forma numérica la ecuación de Helmholtz con condiciones a la frontera de Dirichlet, usando el método de diferencias finitas y el método de potencias. Los detalles de este método pueden encontrarse en el apéndice II (Novaro et al., 1990).

En este modelo se calcula la respuesta resonante tomando en consideración únicamente el atrapamiento de ondas P horizontales, ya que las ondas S y las ondas superficiales son muy lentas para establecer una resonancia lateral, como ya se ha discutido. Esta respuesta resonante debe entenderse como un efecto adicional; es decir, además de la resonancia vertical debida a las ondas S y a la generación de ondas superficiales en los bordes, debe tomarse en cuenta la resonancia lateral producida por las ondas P.

Seligman et al. (1989) han extendido los resultados obtenidos por Flores et al. (1987) al considerar la interacción de los

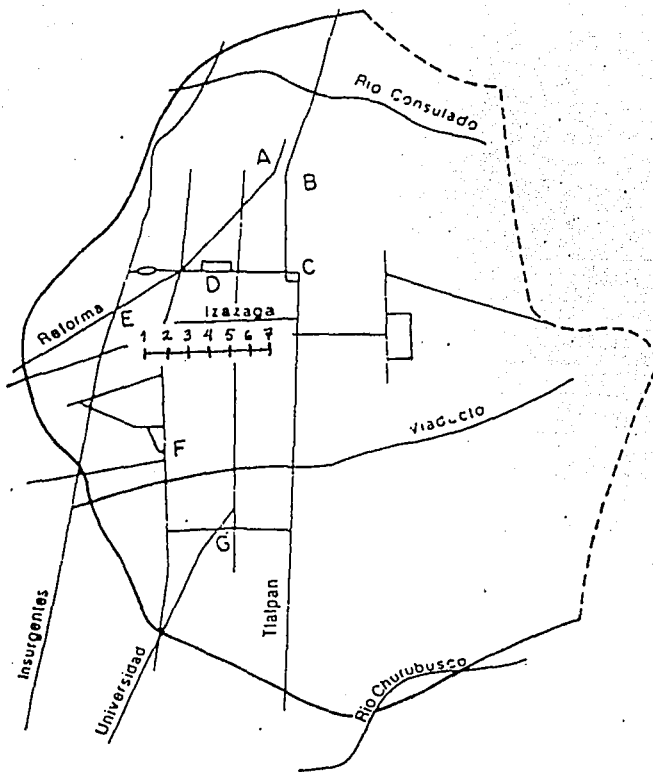


Fig. 15 Mapa de la zona lacustre del Valle de México correspondiente al antiguo lago de Tenochtitlan que se ilustra en la fig. 2. Adaptada de Flores et al. (1987).

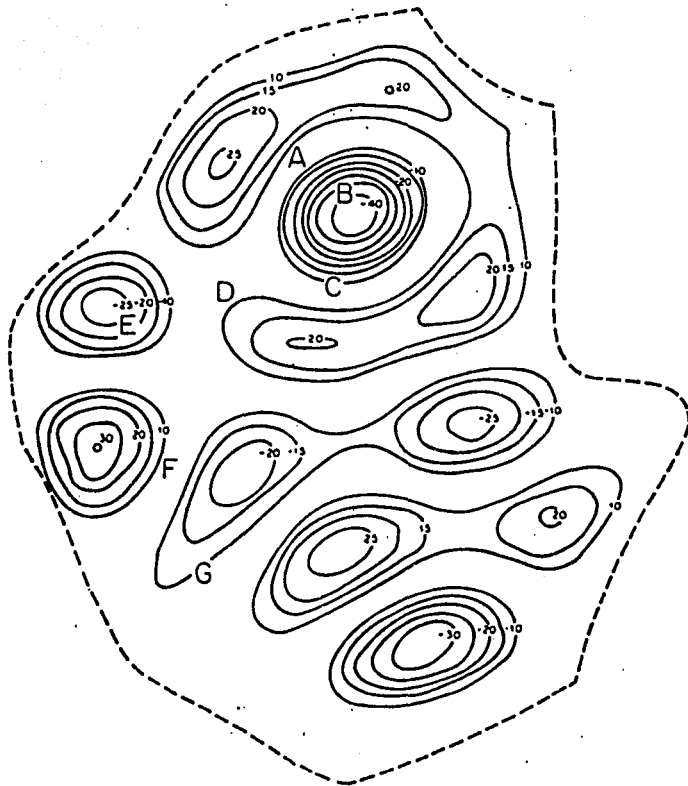


Fig. 16 Patrón de resonancia cercano a la frecuencia de 0.5 Hz, correspondiente a la porción de la zona del lago de la fig. 15. Adaptada de Flores et al. (1987).

depósitos sedimentarios y la zona lacustre del Valle de México. Seligman et al. (1989) desarrollaron un modelo en dos pasos basado en los resultados obtenidos por Bard y Bouchon (1980a,b; 1985). Como un primer paso, las ondas sísmicas, al alcanzar la estructura sedimentaria del Valle de México, generan una respuesta resonante que involucra el movimiento de todo el valle con una misma frecuencia (ver la fig. 14). Esta respuesta resonante surge en valles profundos, como el Valle de México, y está caracterizada por el surgimiento de ondas P horizontales (Bard y Bouchon, 1980b). Como un segundo paso, estas ondas P se atrapan eficientemente en la zona lacustre y establecen un patrón resonante que presenta una gran variabilidad espacial (Flores et al., 1987).

A diferencia de este último trabajo, Seligman et al. (1989) calcularon la superposición de siete eigenfunciones cuyas frecuencias se encuentran alrededor de 0.5 Hz. El patrón resultante muestra, desde luego, el mismo tipo de variación en el movimiento fuerte del suelo que el encontrado por Flores et al. (1987). Para una descripción más detallada, en el apéndice I se reproduce integralmente el artículo de Seligman et al. (1989).

Debido a que nuestro trabajo está basado en la propagación de ondas P horizontales, en el siguiente capítulo analizaremos en detalle, usando la teoría de la elasticidad, la generación de este tipo de ondas en el Valle de México.

5. ONDAS P EVANESCENTES EN EL VALLE DE MEXICO

Hasta aquí hemos analizado las características más importantes de la respuesta sísmica del Valle de México, observada durante los sismos del 19 de septiembre de 1985 y del 25 de abril de 1989. Por otro lado, hemos hecho una revisión de los diferentes modelos que se han utilizado para entender dicha respuesta. A continuación estudiaremos con más detalle la generación de ondas P evanescentes en el Valle de México y en el siguiente capítulo analizaremos las consecuencias del atrapamiento de estas ondas en la zona del lago.

5.1 Generación de ondas P evanescentes

Como vimos en el capítulo 3, cuando una onda SV que se propaga en un semiespacio elástico incide sobre la superficie libre de este semiespacio, además de la onda SV reflejada se genera una onda P. De acuerdo con la ley de Snell, el ángulo de reflexión de la onda SV es igual al ángulo de incidencia, pero el ángulo de reflexión de la onda P es mayor debido a que la velocidad α de estas ondas es mayor que la velocidad β de las ondas SV. La expresión que relaciona estos dos ángulos es

$$(1/\beta) \text{ sen } \theta = (1/\alpha) \text{ sen } \theta', \quad (5.1)$$

donde θ y θ' son los ángulos de reflexión de las ondas SV y P, respectivamente, tomados a partir de la normal a la superficie libre.

De la ec. (5.1) es claro que existe un ángulo crítico, que denotaremos por θ_c , para el cual $\theta' = \pi/2$. Dicho ángulo crítico está dado por

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}(\beta/\alpha). \quad (5.2)$$

Cuando $\theta = \theta_c$, hay una gran conversión de ondas SV a ondas P que se propagan horizontalmente a lo largo de la superficie libre. A estas ondas se las conoce como SP o P superficiales (Aki, 1988).

Para ángulos de incidencia mayores que θ_c la onda SV continúa propagándose como onda de cuerpo. Sin embargo, la onda P se convierte en una onda evanescente o inhomogénea. Esta onda se propaga paralelamente a la superficie libre con velocidad α y con una amplitud que decae exponencialmente al alejarse de dicha superficie.

En la fig. 17, se muestra la amplificación del desplazamiento en la superficie libre de un semiespacio elástico homogéneo, como función del ángulo de incidencia θ , para el caso de ondas planas monocromáticas del tipo SV. La línea continua representa la componente horizontal y la línea discontinua la componente vertical del movimiento. La densidad del semiespacio es $\rho = 2.9 \text{ g/cm}^3$, y las velocidades de las ondas S y P son: $\beta = 3.0 \text{ km/s}$ y $\alpha = 5.2 \text{ km/s}$, respectivamente. El ángulo crítico es en este caso $\theta_c = 35.2^\circ$. Para incidencia vertical ($\theta = 0$), la amplificación es igual a dos y todo el movimiento es horizontal. Alrededor del ángulo crítico, o sea para $\theta \simeq \theta_c$, la amplificación horizontal alcanza un valor de aproximadamente 5 y la componente vertical en cambio es muy pequeña. Esta amplificación predominantemente

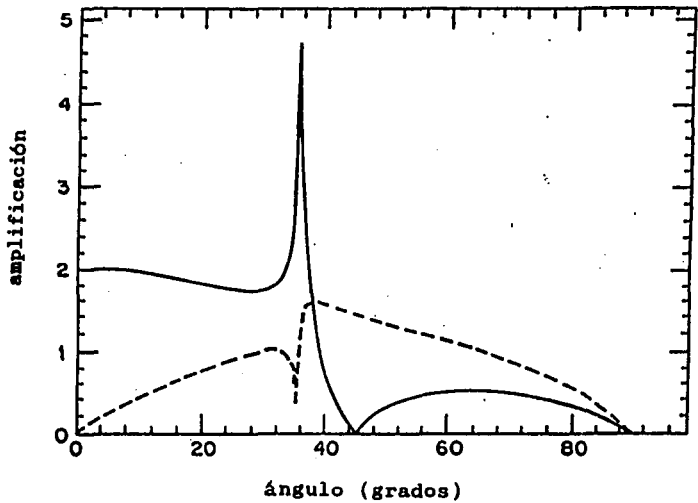


Fig. 17 Amplificación del desplazamiento en la superficie libre de un semiespacio elástico homogéneo, como función del ángulo de incidencia, para el caso de ondas planas del tipo SV. La línea continua representa la componente horizontal y la línea punteada la componente vertical.

horizontal alrededor del ángulo crítico está asociada al surgimiento de la onda SP o P superficial. Recientemente, Kawase y Aki (1990) han propuesto que el patrón de daños observado durante el sismo de Whittier Narrows, California (1 de octubre de 1987) puede entenderse a partir de la amplificación resultante de la incidencia crítica de ondas SV.

La onda SP fue descrita originalmente por Nakano (1925) y ha sido estudiada posteriormente, para el caso de fuentes puntuales en un semiespacio elástico, por Lapwood (1949), Pekeris y Lifson (1957), Gilbert y Knopoff (1961), Gilbert y Laster (1962), Chapman (1972), Johnson (1974) y Kawasaki et al. (1973, 1975). Más recientemente, Anderson (1976) y Bouchon (1978) han generalizado el estudio de esta onda al caso de fuentes extendidas. Evans (1984), Booth y Crampin (1985) y Crampin (1990) han analizado la distorsión producida por la onda SP en los diagramas de polarización superficiales en la zona epicentral.

Bouchon (1978) ha obtenido sismogramas sintéticos para el problema de una fuente extendida inmersa en un semiespacio elástico homogéneo. En estos sismogramas son claramente identificables las distintas fases P, S y SP. Para distancias mayores que la distancia crítica, el arribo de la onda SP es el más prominente y la onda S directa resulta pequeña en comparación. Este comportamiento se manifiesta en la componente horizontal del movimiento y, como es de esperarse, no se presenta en la componente vertical, ya que la onda SP es una onda longitudinal que se propaga horizontalmente. Como hace notar Bouchon (1978), es sorprendente el hecho de que prácticamente no se ha reportado ninguna observación de la fase SP en sismogramas. Una explicación posible de esto sería la interpretación errónea de la onda SP como una onda S directa.

La onda P superficial, por su naturaleza, es muy sensible a

contrastes de impedancia y a la presencia de otras interfaces en el medio. Bouchon (1978) ha estudiado el efecto producido por un estrato superficial en dos casos: un estrato con una velocidad de onda P mayor que la velocidad de la onda S en el semiespacio y el caso en que esta condición no se cumple. En el primero pueden existir dos ondas P superficiales, una que se propaga a lo largo de la superficie libre y la otra en la interfase estrato-semiespacio. Cuando la velocidad de la onda P en el estrato es menor que la velocidad de la onda S en el semiespacio, únicamente la onda SP interfacial está permitida. Esta onda, sin embargo, puede observarse en la componente horizontal del movimiento en la superficie libre si el estrato es poco profundo.

Booth y Crampin (1985) han obtenido resultados similares a los encontrados por Bouchon (1978) y han mostrado que la amplitud de la onda SP se incrementa al propagarse en un estrato superficial suave, debido a la interferencia constructiva y a la reverberación dentro del estrato, dando como resultado que la onda SP sea la fase dominante en los sismogramas.

Burridge et al. (1980), así como Shearer y Orcutt (1987), han calculado la amplificación del desplazamiento en la superficie libre debida a la presencia de un estrato para el caso de ondas planas del tipo SV. Encontraron que para ángulos mayores que el ángulo crítico la amplificación como función de la frecuencia presenta picos muy grandes alrededor de la frecuencia fundamental $\beta/4h$, donde β y h representan la velocidad de la onda S y la profundidad del estrato, respectivamente.

En la siguiente sección vamos a extender los resultados mencionados anteriormente al caso de dos estratos sobre un semiespacio elástico, considerando valores realistas para las velocidades de las ondas sísmicas en el Valle de México. Los cálculos muestran una enorme amplificación, que puede alcanzar

valores del orden de mil en la componente horizontal del movimiento, para ángulos de incidencia mayores que el ángulo crítico. Esta amplificación está relacionada con la generación de ondas P evanescentes que se propagan horizontalmente en las interfaces con una frecuencia cercana a la frecuencia de resonancia de la onda S en los estratos.

5.2 Ondas P evanescentes en medios estratificados

Consideremos la propagación de ondas sísmicas planas que inciden en el medio elástico estratificado que se muestra en la fig. 18. Sea $z = 0$ la superficie libre, $z = h$ la interface entre los dos estratos y $z = H$ la interface entre el estrato intermedio y el semiespacio elástico. Las cantidades ρ_i , β_i y α_i denotan la densidad, la velocidad de onda S y la velocidad de onda P en el i -ésimo estrato, respectivamente. Tanto los estratos como el semiespacio se consideran como medios elásticos homogéneos. A continuación vamos a considerar únicamente la incidencia de ondas planas del tipo SV, ya que estamos interesados en estudiar las ondas P evanescentes que surgen en este caso. A fin de calcular el campo de desplazamiento se utilizará el método matricial del propagador para el caso de ondas de cuerpo. Los detalles de este método pueden encontrarse en Aki y Richards (1980).

Una onda plana armónica del tipo SV con amplitud unitaria incide con un ángulo θ respecto al eje Z, el cual se toma verticalmente apuntando hacia abajo, como se muestra en la figura 18. El vector de desplazamiento-esfuerzo f , para el caso P-SV, está dado por $(u, w, \tau_{zx}, \tau_{zz})^T$, donde u y w representan las componentes horizontal y vertical del desplazamiento, respectivamente; τ_{zx} , τ_{zz} son componentes del tensor de esfuerzos.

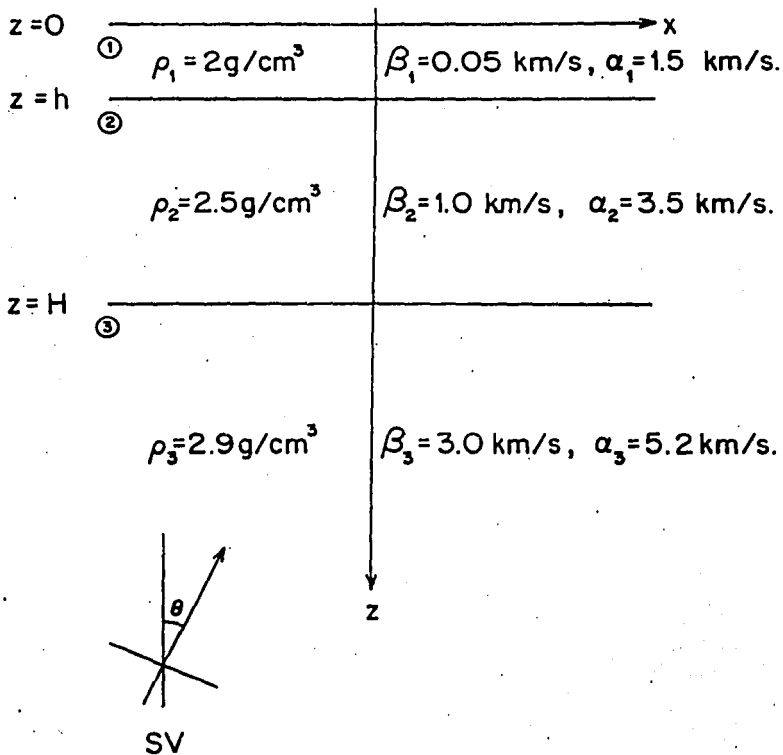


Fig. 18 Medio elástico estratificado mostrando los valores de las velocidades de las ondas S y P correspondientes a la estratigrafía de la Ciudad de México.

El superíndice T indica la transpuesta del vector renglón.

Las condiciones a la frontera para este problema implican continuidad del desplazamiento y del esfuerzo en las interfaces $z = h$ y $z = H$. Por lo tanto, el vector f es continuo a lo largo de dichas interfaces. Por otro lado, las componentes del tensor de esfuerzos deben ser nulas en la superficie libre; entonces, el vector f en $z = 0$ es $f(0) = (u(0), w(0), 0, 0)^T$.

Para calcular el desplazamiento en la superficie libre, utilizaremos un vector constante, que llamaremos w_3 , que contiene las amplitudes de la onda incidente y de las ondas reflejadas en el semiespacio (medio 3). De acuerdo con Aki y Richards (1980), tenemos que

$$w_3 = F_3^{-1}(H) P(H, h) P(h, 0) f(0), \quad (5.3)$$

donde $P(h, 0)$ es el propagador en el primer estrato ($0 \leq z \leq h$), $P(H, h)$ es el propagador en el segundo estrato ($h \leq z \leq H$) y $F_3^{-1}(H)$ es el inverso de la matriz de estrato, evaluada con los parámetros correspondientes al semiespacio ($z > H$). El propagador puede expresarse en términos de la matriz F como $P(h, 0) = F_1(h)F_1^{-1}(0)$, donde el subíndice 1 indica que está evaluada en el primer estrato, y $P(H, h) = F_2(H)F_2^{-1}(h)$, donde ahora el subíndice 2 indica que se evalúa en el segundo estrato. Tanto la matriz F como su inversa están dadas por Aki y Richards (1980, pág. 166) para el caso P-SV. Ya que únicamente estamos considerando ondas SV incidentes con amplitud 1, el vector w_3 puede escribirse como $w_3 = (R_{SP}, R_{SS}, 0, 1)^T$, donde R_{SP} y R_{SS} son las amplitudes de las ondas P y SV reflejadas en el semiespacio, respectivamente.

A partir de la ec. (5.3) se pueden obtener los desplazamientos $u(0)$ y $w(0)$ en la superficie libre. Estos desplazamientos pueden calcularse también para una profundidad

arbitraria z , dado $f(0)$, usando las propiedades del propagador, esto es

$$f(z) = P(z,0) f(0), \quad (5.4)$$

donde $P(z,0)$ propaga el vector f de la superficie libre a una profundidad z .

Antes de discutir los resultados numéricos para el caso de medios estratificados, analizaremos algunas propiedades de las ondas P evanescentes en un semiespacio elástico homogéneo. La lentitud horizontal de la onda SV incidente es $p = (1/\beta)\sin \theta$, donde θ es el ángulo de incidencia (fig. 18). Cuando θ es menor que el ángulo crítico θ_c ($\sin \theta_c = \beta/\alpha$), la forma funcional de la onda P reflejada es

$$(\alpha p, 0, (1-\alpha^2 p^2)^{1/2}) R_{SP} \exp(i\omega(\alpha^{-2} p^2)^{1/2} z) \exp(i\omega(px-t)). \quad (5.5)$$

Por lo tanto, se propaga como onda de cuerpo tanto en la dirección x como en la dirección z . Cuando $\theta = \theta_c$, tenemos que $\alpha p = 1$ y la expresión (5.5) toma la forma

$$(1, 0, 0) R_{SP} \exp(i\omega(px-t)), \quad (5.6)$$

es decir, el movimiento producido por la onda P es puramente horizontal, ya que la componente vertical, dada por $(1-\alpha^2 p^2)^{1/2} R_{SP}$ se anula.

Cuando $\theta > \theta_c$, tenemos que $\alpha p > 1$ y la expresión (5.5) se convierte en

$$(\alpha p, 0, i(\alpha^2 p^2 - 1)^{1/2}) R_{SP} \exp(-\omega(p^2 - \alpha^{-2})^{1/2} z) \exp(i\omega(px-t)). \quad (5.7)$$

En este caso, ocurre un corrimiento de fase que cambia la polarización de la onda de una polarización lineal a una elíptica. Además, la amplitud de la onda decae exponencialmente a lo largo del eje z como $\exp(-z/z_0)$, donde $z_0 = (\omega^2(p^2 - \alpha^2))^{-1/2}$ es la profundidad a la cual la amplitud es e^{-1} veces su valor en la superficie libre. Por lo tanto, la onda P evanescente se propaga únicamente a lo largo de la superficie libre y tanto la amplitud como la energía se concentran en esta. La profundidad z_0 puede escribirse como (Mateos et al., 1992b)

$$z_0 = \frac{\lambda_\alpha (\beta/\alpha)}{2\pi (\sin^2 \theta - (\beta/\alpha)^2)^{1/2}}, \quad (5.8)$$

donde $\lambda_\alpha = \alpha/\nu$ es la longitud de onda asociada a la onda P. Entonces, de acuerdo con la ec. (5.8), z_0 se escala con λ_α y depende del cociente de velocidades β/α y del ángulo de incidencia θ , definido en el intervalo $[\theta_c, \pi/2]$.

Hemos estudiado hasta ahora algunas propiedades de las ondas P evanescentes en un semiespacio elástico homogéneo. A continuación vamos a analizar algunas condiciones que deben cumplirse a fin de que las ondas P evanescentes surjan en un medio estratificado como el indicado en la figura 18. Consideremos primeramente el caso de un estrato, es decir, tomamos $h = 0$ en la figura 18 y consideramos únicamente el segundo estrato (medio 2) sobre un semiespacio (medio 3). Suponemos que se trata de un estrato suave, en el sentido de que $\beta_2 < \beta_3$ y $\alpha_2 < \alpha_3$. El ángulo crítico en el estrato es tal que $\sin \theta_{c2} = \beta_2/\alpha_2$ y en el semiespacio $\sin \theta_{c3} = \beta_3/\alpha_3$.

Si el ángulo de incidencia de la onda SV en el semiespacio es igual al ángulo crítico θ_{c3} , el ángulo de la onda SV refractada en el estrato será menor que θ_{c2} , ya que $\alpha_2 < \alpha_3$. En este caso, por lo

tanto, tendremos únicamente una onda SP horizontal en la interface. A fin de generar también una onda SP horizontal en la superficie libre, debemos de considerar ángulos de incidencia mayores que θ_{c3} . El ángulo, que denotaremos como θ_{23} , para el cual tanto una onda SP superficial como una onda SP en la interface es generada es tal que $\sin\theta_{23} = \beta_2/\alpha_3$. A este ángulo lo llamaremos supercrítico. Ya que $\alpha_2 < \alpha_3$, tenemos que $\theta_{23} > \theta_{c3}$. Si suponemos que $\beta_3 < \alpha_2$, entonces θ_{23} es real y está en el intervalo $(\theta_{c3}, \pi/2]$. Por el contrario, si $\beta_3 > \alpha_2$, entonces $\sin\theta_{23}$ es mayor que uno y únicamente estará presente una onda SP en la interface.

En resumen, si $\beta_3 < \alpha_2$ tendremos dos ángulos particulares θ_{c3} y θ_{23} en el semiespacio. Estos dos ángulos definen tres intervalos de incidencia: 1) $\theta \in [0, \theta_{c3})$, en donde no se generan ondas SP; 2) $\theta \in [\theta_{c3}, \theta_{23})$, en donde se obtienen únicamente ondas SP en la interface; y 3) $\theta \in [\theta_{23}, \pi/2]$, en donde se generan ondas SP tanto en la interface como en la superficie libre.

Consideremos ahora el caso de dos estratos sobre un semiespacio (fig. 18). Suponemos que el estrato más superficial es aun más suave que el segundo estrato, es decir, $\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$, y $\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3$. Podemos generalizar fácilmente los resultados obtenidos para el caso de un solo estrato. Naturalmente, existen en este caso dos ángulos supercríticos adicionales: θ_{13} , tal que $\sin\theta_{13} = \beta_3/\alpha_1$ en el semiespacio, y un ángulo θ_{12} , tal que $\sin\theta_{12} = \beta_2/\alpha_1$ en el segundo estrato. Si $\beta_3 < \alpha_1$ tendremos tres ángulos especiales $\theta_{c3} < \theta_{23} < \theta_{13} < \pi/2$ y, por lo tanto, cuatro intervalos de incidencia en el semiespacio. En este caso, se pueden generar ondas P horizontales en la superficie y en las dos interfaces. Por el contrario, si $\beta_3 > \alpha_1$, no pueden generarse ondas P horizontales en la superficie libre (Mateos et al., 1992b).

En la siguiente sección presentaremos los resultados numéricos correspondientes a los valores realistas encontrados en

la estratigrafía subyacente en la Ciudad de México.

5.3 Resultados numéricos

Vamos a presentar ahora algunos resultados numéricos para el caso de ondas SV que inciden sobre un sistema de dos estratos, tomando en cuenta los valores realistas de las velocidades de las ondas sísmicas en el Valle de México (fig. 18). El estrato más superficial corresponde a la arcilla lacustre de la zona del lago, con una profundidad de $h = 0.05$ km. Los valores correspondientes del coeficiente de Poisson σ_1 y del ángulo crítico son $\sigma_1 = 0.499$ y $\theta_{c1} = 1.9^\circ$, respectivamente. Para el segundo estrato tomamos los valores típicos de un estrato aluvial: profundidad $H = 1.0$ km, coeficiente de Poisson $\sigma_2 = 0.456$ y un ángulo crítico $\theta_{c2} = 16.6^\circ$. Finalmente, tomamos un semiespacio de roca con $\sigma_3 = 0.25$ y un ángulo crítico $\theta_{c3} = 35.2^\circ$.

Consideraremos únicamente la incidencia de ondas SV con amplitud 1 y definiremos una frecuencia adimensional $\eta = 4H\nu/\beta_2$, donde ν es la frecuencia de la onda incidente. Debemos hacer notar que $H/\beta_2 = h/\beta_1$ para los valores que hemos escogido. Por tanto, la frecuencia adimensional puede escribirse también como $\eta = 4h\nu/\beta_1$. Esto implica que las frecuencias de resonancia en ambos estratos coinciden. Con objeto de analizar la respuesta sísmica cuando esta condición no se cumple, mostraremos al final de esta sección algunos resultados para diferentes velocidades de onda S en el estrato de arcilla lacustre.

A continuación presentaremos la amplificación del desplazamiento como función del ángulo de incidencia y de la frecuencia. Esta amplificación es en general una cantidad compleja; sin embargo, nos limitaremos a analizar su amplitud. En todas las

figuras que mostraremos, la curva continua corresponde a la componente horizontal del desplazamiento $u(0)$ y la curva discontinua a la componente vertical $w(0)$, ambas evaluadas en la superficie libre. Con excepción de la figura 28, los valores usados en el cálculo están indicados en la figura 18.

En la fig. 19a se muestran los desplazamientos $u(0)$ y $w(0)$ como función del ángulo de incidencia para el caso de un estrato de sedimentos aluviales (medio 2) sobre un semiespacio de roca (medio 3) para $\eta = 0$. Como la frecuencia es nula, el estrato no produce ningún efecto sobre la respuesta y obtenemos, por lo tanto, una amplificación idéntica al caso del semiespacio elástico que discutimos anteriormente (fig. 17), es decir, una amplificación del orden de 5 alrededor del ángulo crítico para la componente horizontal. En la fig. 19b se muestra la amplificación del desplazamiento para $\eta = 0.75$. En este caso, la presencia del estrato modifica la respuesta en la superficie, dando una amplificación del orden de 12 para un ángulo de incidencia mayor al ángulo crítico.

En la fig. 20 se muestra la amplificación para $\eta = 1$, que corresponde a la frecuencia de resonancia del modo fundamental de la onda SV en el estrato. Aun cuando el ángulo crítico en el semiespacio es el mismo que antes (35.2°) y que el ángulo crítico en el estrato es 16.6° , observamos una enorme amplificación de aproximadamente 2500 alrededor de $\theta = 54^\circ$. Debemos hacer notar que el ángulo supercrítico es, en este caso, $\theta_{23} = 59^\circ$. Por lo tanto, esta enorme amplificación está relacionada con θ_{23} y no con los otros ángulos. Esto es natural, ya que θ_{23} es el ángulo en el cual se generan ondas SP en la superficie libre, que es donde estamos evaluando la respuesta.

Mostramos ahora en la fig. 21 los desplazamientos horizontal y vertical, como función del ángulo de incidencia, para un estrato

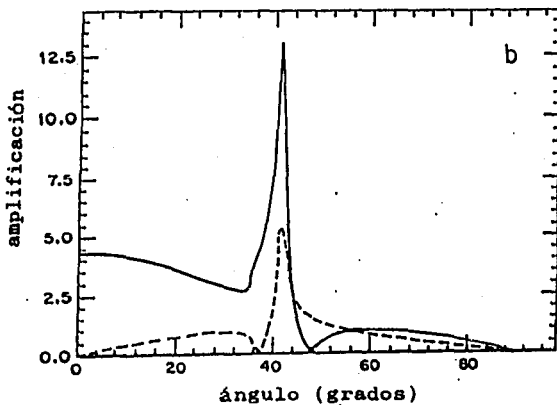
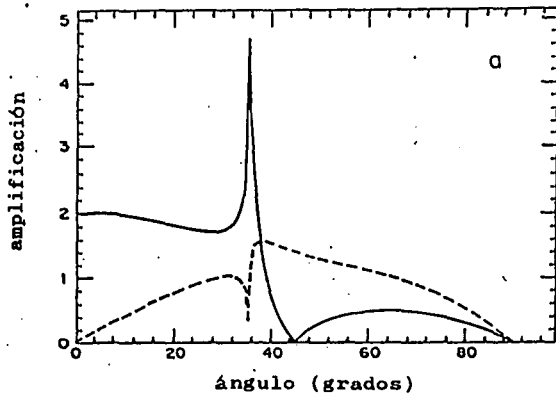


Fig 19 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función del ángulo de incidencia, para un estrato sedimentario sobre un semiespacio de roca. La frecuencia adimensional toma los valores a) $\eta = 0$ y b) $\eta = 0.75$.

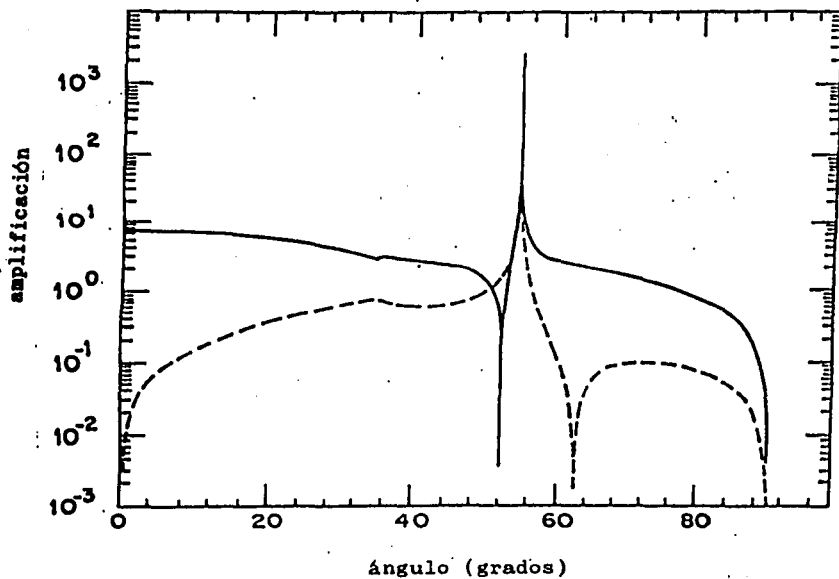


Fig. 20 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función del ángulo de incidencia, para un estrato sedimentario sobre un semiespacio de roca. La frecuencia adimensional es en este caso $\eta = 1$.

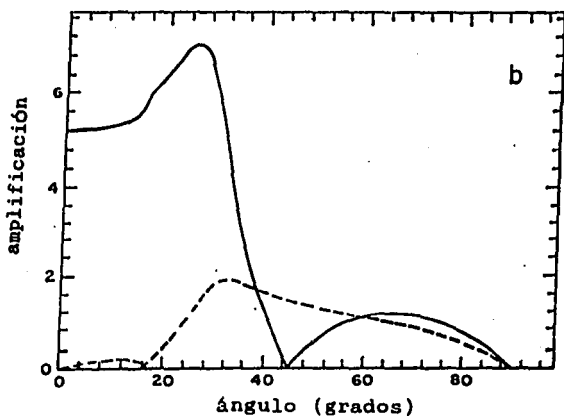
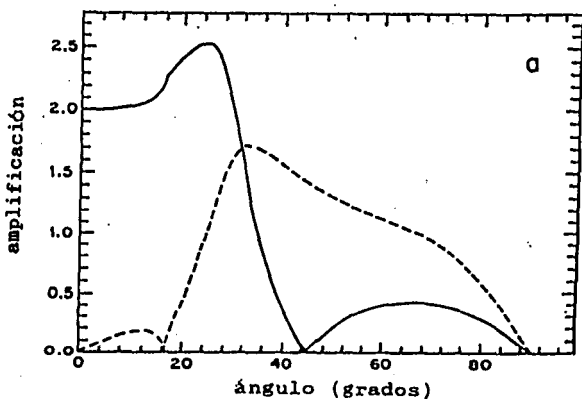


Fig. 21 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función del ángulo de incidencia, para un estrato de arcilla sobre un semiespacio de sedimentos. La frecuencia adimensional es a) $\eta = 0$ y b) $\eta = 0.75$.

de arcilla lacustre (medio 1) sobre un semiespacio de sedimentos aluviales con un ángulo crítico $\theta_{c2} = 16.6^\circ$. En la fig. 21a hemos tomado $\eta = 0$; por lo tanto, la amplificación corresponde al caso de un semiespacio de sedimentos aluviales con las velocidades indicadas en el medio 2 de la fig. 18. Aun cuando se puede observar un pico alrededor de $\theta = 24^\circ$, este pico es sólo un poco mayor que la amplificación de dos producida por la superficie libre. De hecho, el valor pico en un semiespacio elástico homogéneo disminuye al aumentar el coeficiente de Poisson (Aki, 1988).

En la fig. 21b mostramos lo mismo que en la fig. 21a, pero usando $\eta = 0.75$. En este caso, la frecuencia adimensional está definida como $\eta = 4h\nu/\beta_1$, donde h es la profundidad del estrato de arcilla y β_1 es la velocidad de onda S. Vemos que se obtiene una situación muy similar a la respuesta de la fig. 21a. En la fig. 22, sin embargo, tomamos el caso resonante $\eta = 1$, para el cual se obtiene una amplificación del orden de 7000 para un ángulo alrededor de 45° . Nuevamente este ángulo está muy cerca del ángulo supercrítico, que en este caso es $\theta_{12} = 41.8^\circ$, para el cual las ondas SP pueden presentarse en la superficie libre. El ángulo crítico $\theta_{c2} = 16.6^\circ$ se manifiesta únicamente en la componente vertical (línea discontinua).

Vamos a analizar ahora la amplificación del desplazamiento como función de la frecuencia normalizada η para diferentes ángulos de incidencia de ondas SV. Primeramente consideraremos el caso de un estrato de sedimentos aluviales sobre un semiespacio de roca. En la fig. 23a vemos que para incidencia vertical ($\theta = 0$) se obtienen picos para $\eta = 1, 3, 5, \dots$ cuyo valor es igual a dos veces el contraste de impedancia. Este tipo de espectro se mantiene sin modificaciones apreciables para un rango de ángulos de incidencia, desde $\theta = 0$ hasta $\theta \simeq \theta_{c3}$. Para ángulos mayores que el crítico, el

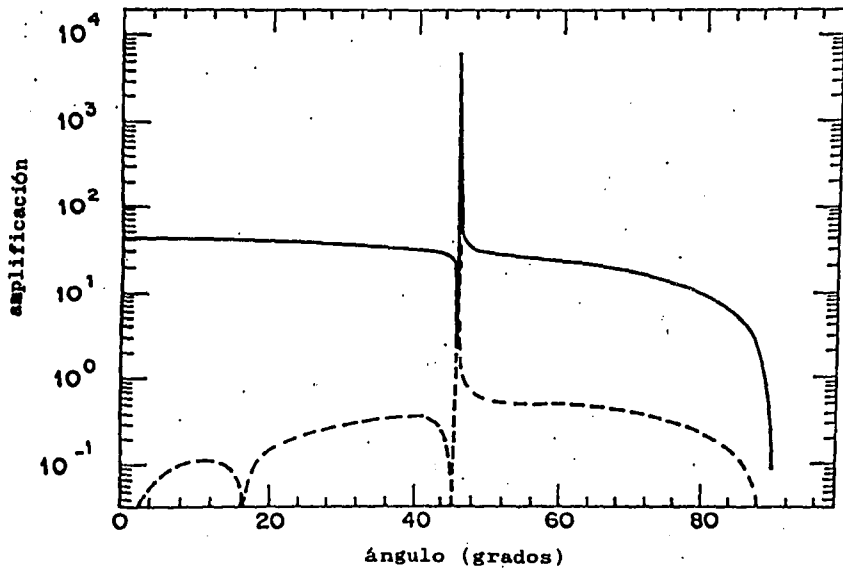


Fig. 22 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función del ángulo de incidencia, para un estrato de arcilla sobre un semiespacio de sedimentos. La frecuencia adimensional es $\eta = 1$ (caso resonante).

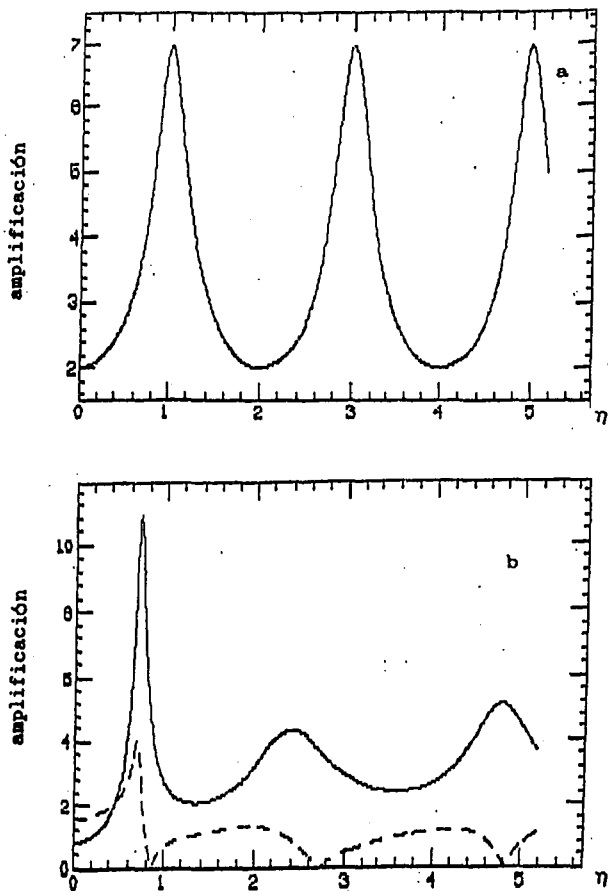


Fig. 23 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para un estrato sedimentario sobre un semiespacio de roca. Los ángulos de incidencia son: a) $\theta = 0^\circ$ y b) $\theta = 40^\circ$.

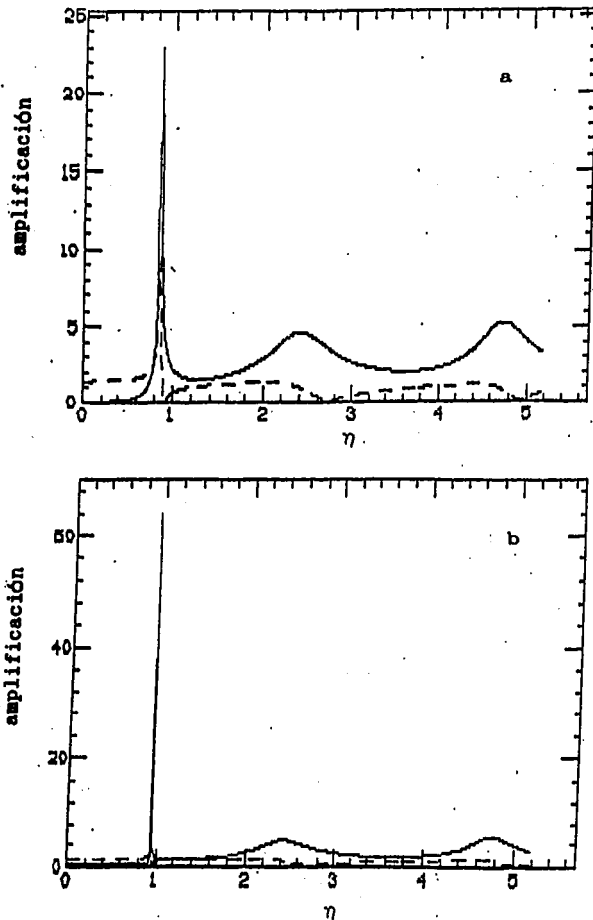


Fig. 24 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para un estrato sedimentario sobre un semiespacio de roca. Los ángulos de incidencia son: a) 45° y b) 50° .

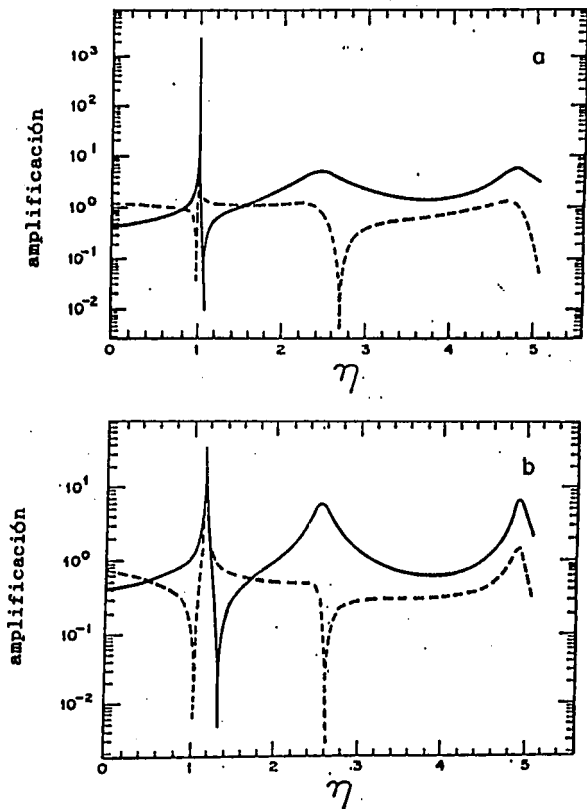


Fig. 25 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para un estrato sedimentario sobre un semiespacio de roca. Los ángulos de incidencia son: a) 54.5° y b) 75° .

pico alrededor de $\eta = 1$, correspondiente al estado fundamental de resonancia, es mayor que los picos asociados con eigenfrecuencias más altas. Este comportamiento puede apreciarse claramente en las figuras 23b, 24a y 24b, que corresponden a ángulos de incidencia $\theta = 40^\circ$, 45° y 50° , respectivamente.

Para ciertos ángulos muy particulares pueden obtenerse amplificaciones enormes. En la fig. 25a se muestra que para un ángulo $\theta = 54.5^\circ$, el valor del pico centrado en $\eta = 1$ alcanza una amplificación de 2500. Este valor corresponde al obtenido anteriormente en la fig. 20. Para valores de θ mayores que 54.5° este pico disminuye al aumentar el ángulo de incidencia, pero el pico alrededor de $\eta = 1$ es siempre mayor que los picos restantes centrados en $\eta = 3, 5, \dots$. Para ilustrar esto, en la fig. 25b se muestra la amplificación para $\theta = 75^\circ$.

En resumen, para el caso de un estrato de sedimentos aluviales sobre un semiespacio de roca hemos obtenido que, usando los valores correspondientes al Valle de México, para ángulos de incidencia mayores que el ángulo crítico (35.2°) el modo fundamental centrado en $\eta = 1$ se excita más eficientemente que los modos para $\eta = 3, 5, \dots$. Además, para $\theta = 54.5^\circ$ la amplificación puede alcanzar el valor de 2500. Esta enorme amplificación se obtiene únicamente para la componente horizontal, siendo la componente vertical prácticamente despreciable en comparación. A fin de entender esto, debemos recordar que el ángulo supercrítico para el cual se generan ondas P horizontales en la superficie libre es $\theta_{23} = 59^\circ$, es decir, muy cercano al valor para el cual se obtienen las máximas amplificaciones (ver Mateos et al., 1992b).

Veamos ahora qué sucede para el caso de un estrato de arcilla lacustre sobre un semiespacio de sedimentos aluviales. Una vez más, para incidencia vertical obtenemos picos con un valor igual a dos veces el contraste de impedancia, centrados en $\eta = 1, 3, 5, \dots$

Este comportamiento se mantiene hasta alcanzar un ángulo de incidencia alrededor de 40° , aun cuando $\theta_{c2} = 16.6^\circ$. Como vimos en la fig. 22, se obtiene una amplificación de 7000 para $\eta = 1$ y un ángulo de 46° (ver fig. 26a). Nuevamente, este ángulo está relacionado con $\theta_{12} = 41.8^\circ$. En este caso, sin embargo, se obtienen otros picos con valores muy grandes para modos superiores en $\eta = 3, 5, \dots$, como puede apreciarse en la fig. 26b para $\theta = 75^\circ$.

Vamos a presentar los resultados correspondientes al caso de dos estratos sobre un semiespacio, usando los valores mostrados en la fig. 18. En la fig. 27 se muestran las amplificaciones de las componentes horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) del desplazamiento en la superficie como función de la frecuencia adimensional η , para diferentes ángulos de incidencia. Para incidencia vertical (fig. 27a) los picos de resonancia centrados en $\eta = 1, 3, 5, \dots$ tienen un valor igual a dos veces el contraste de impedancia entre los dos estratos. Para ángulos de incidencia mayores que el crítico (35.2°) los picos empiezan a crecer en amplitud, como se puede apreciar en la fig. 27b ($\theta = 40^\circ$). Debido al acoplamiento entre los dos estratos, ocurre un desdoblamiento que separa ligeramente los picos de resonancia alrededor de $\eta = 1$. Para $\theta = 50^\circ$, uno de los picos correspondiente al modo fundamental ($\eta = 1$) alcanza un valor del orden de 7000, siendo los demás picos mucho menores en comparación (fig. 27c). En la fig. 27d se muestra el caso $\theta = 60^\circ$, para el cual los picos alrededor de $\eta = 1$ han disminuido en amplitud. Sin embargo, uno de ellos vuelve a alcanzar valores aproximadamente de 7000 para $\theta = 70^\circ$ (ver fig. 27e). Finalmente, en la fig. 27f se muestra el caso $\theta = 80^\circ$, para el cual nuevamente se presenta una disminución en los valores de amplificación.

Una vez más, el modo fundamental domina sobre los otros modos del sistema para un intervalo muy amplio de ángulos de incidencia

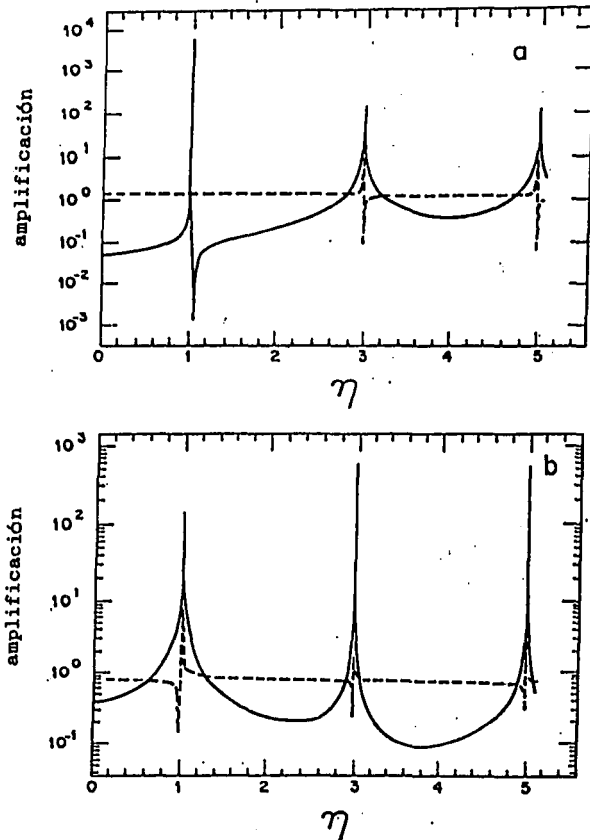


Fig. 26 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para un estrato de arcilla sobre un semiespacio de sedimentos. Los ángulos de incidencia son: a) 46° y b) 75° .

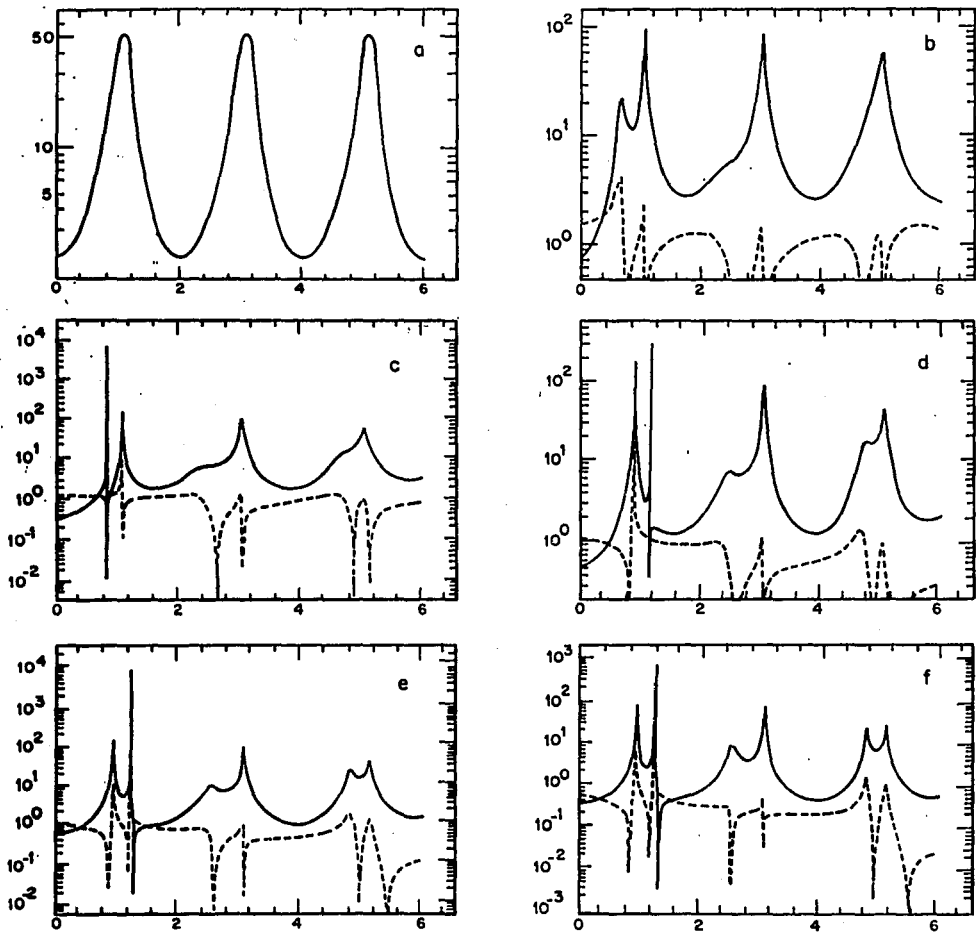


Fig. 27 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y del vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para la estratigrafía mostrada en la fig. 18. Los ángulos de incidencia son: a) 0°, b) 40°, c) 50°, d) 60°, e) 70° y f) 80°.

superiores al crítico. En este caso no surge la onda SP en la superficie libre, ya que la velocidad de la onda S en la roca ($\beta_2 = 3.0$ km/s) es mayor que la velocidad de onda P en el estrato de arcilla ($\alpha_1 = 1.5$ km/s). Sin embargo, la onda SP en la interface entre la arcilla y el estrato aluvial puede producir una gran amplificación en la superficie, como se había mencionado anteriormente (Bouchon, 1978), debido a que la arcilla en el Valle de México tiene poco espesor (≈ 50 m). Finalmente, es necesario mencionar nuevamente que la componente vertical (línea punteada) es despreciable en comparación con la componente horizontal.

En la fig. 28 se muestran las amplificaciones como función de la frecuencia adimensional $\eta = 4H\nu/\beta_2$ para un ángulo de incidencia de 53.4° . Hemos recorrido la frecuencia de resonancia del estrato arcilloso al tomar un valor diferente para la velocidad de onda S ($\beta_1 = 0.08$ km/s en vez de 0.05 km/s) a fin de mostrar que, aun cuando las frecuencias de resonancia de los dos estratos no coinciden, las enormes amplificaciones del orden de 7000 siguen estando presentes. En la fig. 28 se aprecian claramente los picos de resonancia en $\eta = 1$ y en $\eta = 1.6$, correspondientes a la frecuencia fundamental del estrato aluvial y del estrato arcilloso, respectivamente.

Hasta ahora no hemos considerado el efecto producido por el amortiguamiento. A fin de analizar dicho efecto usaremos nuevamente los valores mostrados en la fig. 18, pero considerando valores finitos para el factor de calidad Q en el estrato de arcilla. Para el estrato aluvial y el semiespacio de roca usaremos un factor de calidad infinito.

En la fig. 29 se muestran las amplificaciones de las componentes horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) del desplazamiento en la superficie libre, como función de η , para cuatro ángulos de incidencia. En este caso

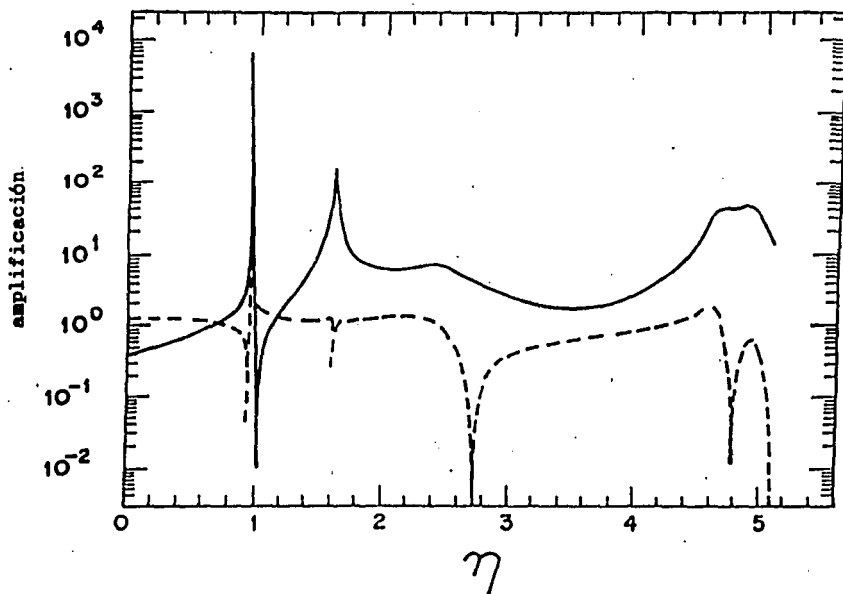


Fig. 28 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional $\eta = 4H\nu/\beta_2$ para un ángulo de incidencia de 53.4° . En este caso, el valor de la velocidad de ondas en el estrato de arcilla de la fig. 18 se ha tomado como $\beta_1 = 0.08$ km/s.

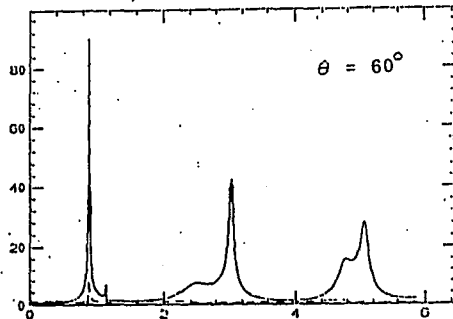
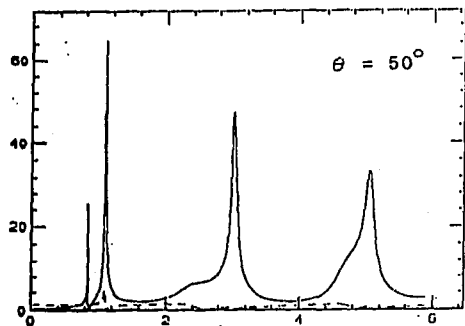
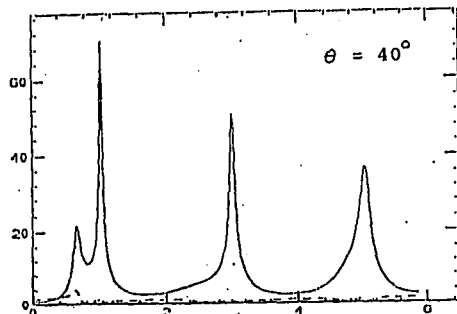
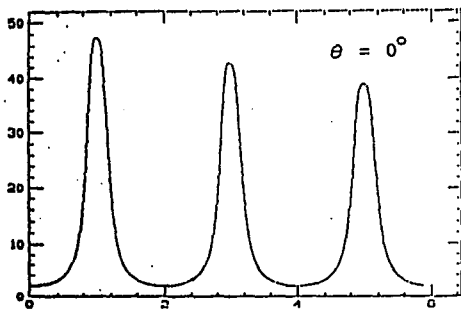


Fig. 29 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y del vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para la estratigrafía mostrada en la fig. 18. El factor de calidad es $Q = 100$ (amortiguamiento 0.5%).

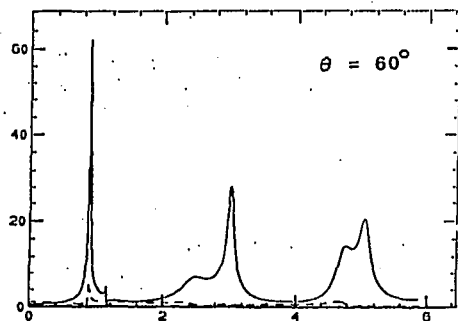
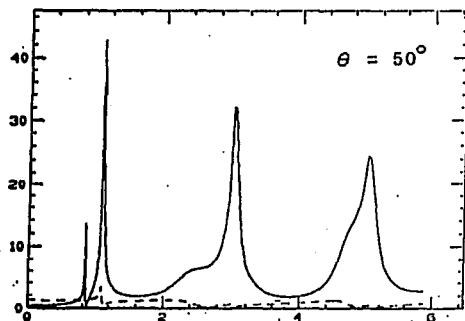
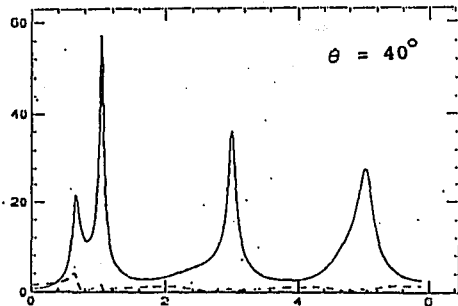
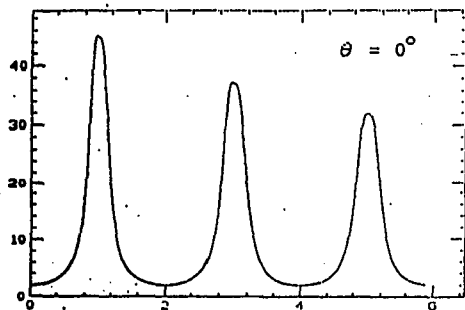


Fig. 30 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y del vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η , para la estratigrafía mostrada en la fig. 18. El factor de calidad es $Q = 50$ (amortiguamiento 1%).

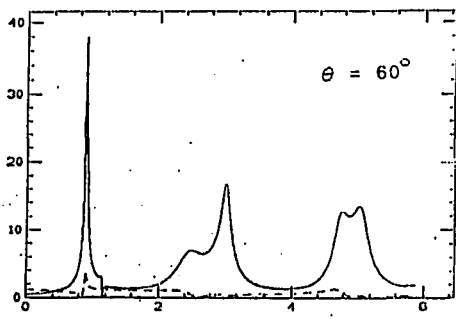
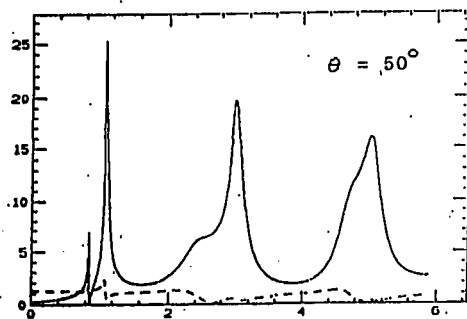
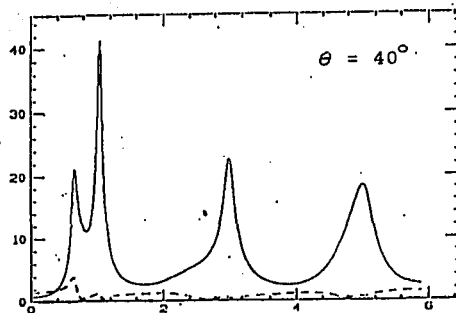
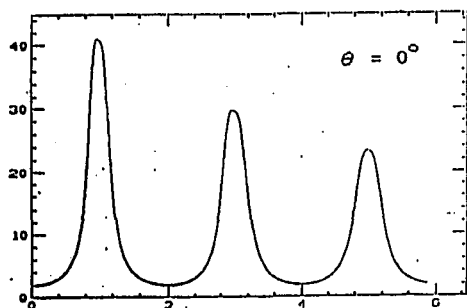


Fig. 31 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y del vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η . El factor de calidad es en este caso $Q = 25$ (amortiguamiento 2%).

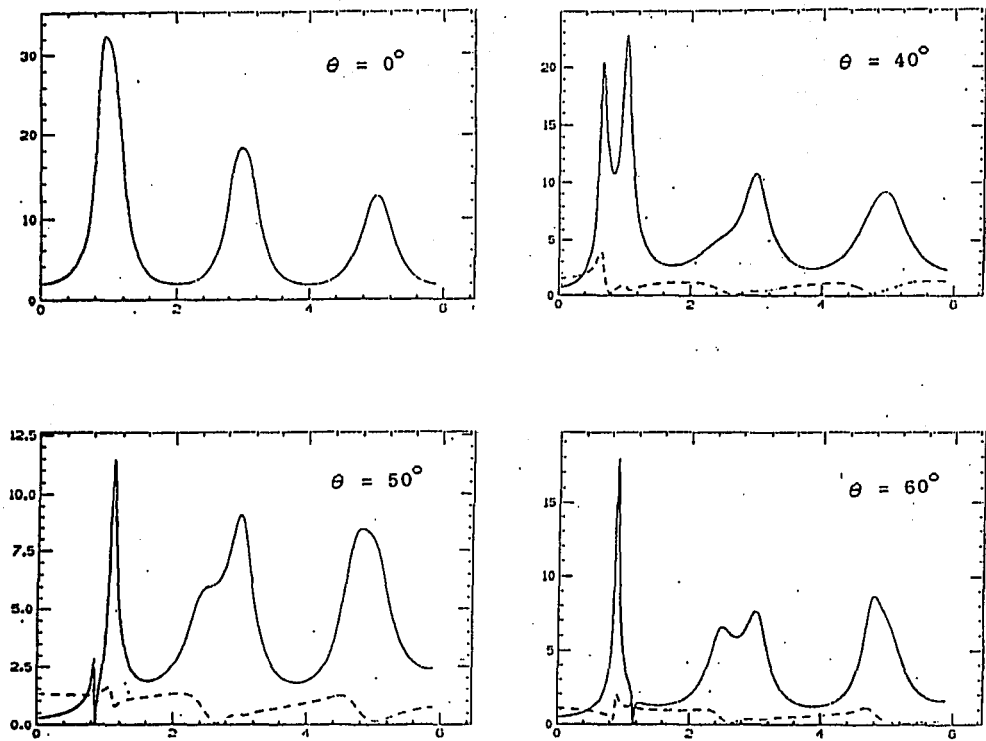


Fig. 32 Amplificación del desplazamiento horizontal (línea continua) y del vertical (línea discontinua) en la superficie libre, como función de la frecuencia adimensional η . El factor de calidad es en este caso $Q = 10$ (amortiguamiento 5%).

usamos $Q = 100$, que corresponde a un amortiguamiento de 0.5%. Vemos que las enormes amplificaciones obtenidas en la fig. 27 no se observan en este caso. Sin embargo, para los ángulos $\theta = 40^\circ$, 50° y 60° , la amplificación alrededor de $\eta = 1$ es mayor que la amplificación a incidencia vertical ($\theta = 0^\circ$), siendo aproximadamente el doble para $\theta = 60^\circ$.

En la fig. 30 se muestran las amplificaciones del desplazamiento para $Q = 50$ (amortiguamiento de 1%). En este caso vemos que para $\theta = 40^\circ$ y 60° la amplificación alrededor de $\eta = 1$ es mayor que la correspondiente a incidencia vertical. Finalmente, en las figs. 31 y 32 se ilustran los casos para $Q = 25$ y $Q = 10$, respectivamente.

En el siguiente capítulo estudiaremos las consecuencias de los resultados aquí expuestos para el problema de la respuesta sísmica en el Valle de México.

6. MODELO DE ATRAPAMIENTO DE ONDAS P HORIZONTALES

6.1 Ondas P horizontales en irregularidades laterales

En el capítulo anterior estudiamos la generación de ondas P horizontales que se propagan a lo largo de la superficie plana de un semiespacio elástico homogéneo. En el caso de un medio estratificado estas ondas pueden propagarse también a lo largo de la interface plana entre dos estratos. Sin embargo, el Valle de México está constituido por estratos lateralmente finitos, es decir, por estratos con interfaces curvas. Como es de esperarse, aun cuando se encuentren presentes irregularidades laterales, se generan ondas P evanescentes que se propagan horizontalmente, como se discute a continuación.

Bard (1982), así como Gaffet y Bouchon (1989), han estudiado la difracción de ondas SV y P producida por la curvatura de la topografía superficial en dos dimensiones. Para el caso P-SV, las ondas difractadas son ondas de Rayleigh y ondas P horizontales. Ante la incidencia de ondas P, la fase principal es la onda de Rayleigh; sin embargo, para ondas incidentes SV, la onda P horizontal es la más importante debido a su gran amplitud. Como ha mostrado Bard (1982), el caso más espectacular es el de incidencia de ondas SV con un ángulo de incidencia igual al crítico. En este caso, la amplificación del campo dispersado alcanza un orden de magnitud, debido a la dispersión de ondas P horizontales. Si la topografía presenta pendientes grandes, puede establecerse un

patrón de resonancia lateral, haciendo que toda la estructura topográfica oscile en fase. Este tipo de resultados, como hemos discutido en el capítulo 4, fueron obtenidos por Bard y Bouchon (1980b, 1985) para valles sedimentarios.

Kawase (1988) ha estudiado la respuesta de un cañon semicircular ante la incidencia de ondas SV, P y Rayleigh. Para ondas SV con un ángulo de incidencia igual al crítico ha encontrado una gran amplitud en el movimiento horizontal dentro del cañon, debido a la generación de ondas P evanescentes que se propagan horizontalmente. Por otro lado, Bouchon y Aki (1977b) han analizado la respuesta sísmica de valles sedimentarios para el caso P-SV, y encontraron que las ondas que más se amplifican debido a la presencia del valle son las ondas de Rayleigh y las ondas evanescentes.

Las ondas SP pueden generarse en las irregularidades laterales de la superficie y, ocasionalmente, pueden enfocarse hacia un sitio particular. Este tipo de fenómeno puede ocurrir también en una topografía horizontal si las irregularidades de las interfaces debajo de la superficie refractan las ondas S de tal forma que localmente el ángulo de incidencia en la superficie sea el apropiado para la generación de ondas SP (Crampin, 1990). Un ejemplo de esto puede ser un valle sedimentario con una superficie plana y una interface irregular que separa los depósitos aluviales de la roca. En este caso, las ondas P horizontales pueden generarse para cualquier ángulo de incidencia.

A pesar de la gran amplitud horizontal asociada a la onda SP, parece ser que los sismogramas mostrados en la fig. 33 son los primeros sismogramas para los cuales se ha identificado la onda SP. En la fig. 33 se muestran ondas SP sucesivas, identificadas como SP_1 y SP_2 , que aparentemente se han generado en las orillas de un valle ubicado cerca del epicentro de un sismo pequeño en

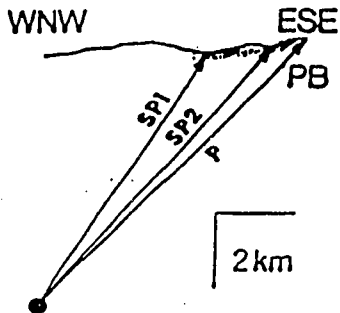
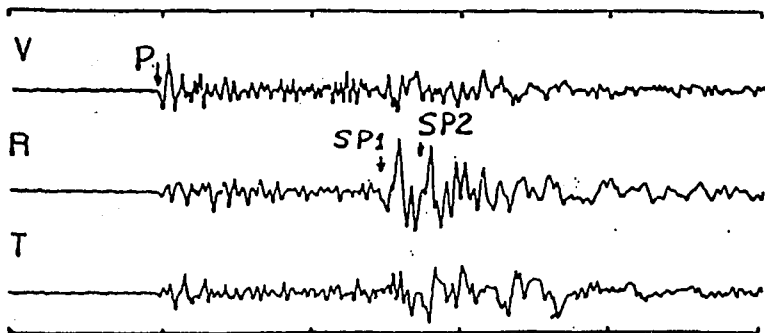


Fig. 33 Ondas SP sucesivas, identificadas como SP_1 y SP_2 , generadas en las orillas de un valle sedimentario. Adaptada de Crampin (1990).

Turquía (Crampin, 1990).

Finalmente, Gaffet y Bouchon (1991) han investigado la respuesta de valles sedimentarios ante excitaciones del tipo P-SV. Para un valle de tipo cosenoidal estos autores han encontrado que ante la excitación producida por ondas P planas con incidencia vertical, además del arribo de la onda P directa, se distinguen dos tipos diferentes de ondas: ondas de Rayleigh y ondas P horizontales. Estas últimas se propagan con la velocidad de onda P dentro del valle y presentan una componente predominantemente horizontal. Estas ondas se generan en las orillas del valle y tienen una amplitud comparable a la amplitud de la onda de Rayleigh. Gaffet y Bouchon (1991) han estudiado además la respuesta ante explosiones puntuales, tanto dentro como fuera del valle. En este caso, nuevamente surgen ondas de Rayleigh y ondas P horizontales claramente identificables y que se propagan en la superficie del valle.

Todos estos estudios muestran la generación de ondas P horizontales en irregularidades topográficas y en valles sedimentarios. Sin embargo, en ellos no se ha puesto suficiente énfasis en el papel que estas ondas pueden desempeñar en el problema del movimiento fuerte del suelo.

En la siguiente sección, por lo tanto, estudiaremos en detalle el efecto resonante producido por las ondas P horizontales al propagarse lateralmente dentro de la zona lacustre del Valle de México.

6.2 Formulación matemática

Como vimos en el capítulo anterior, en la arcilla lacustre del Valle de México se generan ondas P que se propagan

horizontalmente con una velocidad $\alpha = 1.5$ km/s. Como ya hemos mencionado, debido al contraste de impedancia estas ondas pueden reflejarse en las orillas de la zona lacustre y atraparse, produciendo así un patrón de resonancia en esta zona.

Flores et al. (1987) y Seligman et al. (1989) han calculado los patrones de resonancia estacionarios que corresponden a los modos normales de vibración en la zona del lago. En este trabajo vamos a extender estas ideas al tomar en cuenta la dinámica y la dependencia temporal de la respuesta resonante en el Valle de México (Mateos et al., 1992a).

Las ecuaciones de Navier para un medio elástico homogéneo son

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{f} + (\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}), \quad (6.1)$$

donde ρ es la densidad de masa, λ y μ son las constantes de Lamé, \mathbf{u} es el vector de desplazamiento y \mathbf{f} es una fuerza por unidad de volumen.

De acuerdo con el teorema de Lamé (Aki y Richards, 1980), el desplazamiento \mathbf{u} y la fuerza \mathbf{f} pueden expresarse en términos de potenciales como

$$\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \vec{\psi}, \quad (6.2a)$$

$$\mathbf{f} = \nabla\bar{\Phi} + \nabla \times \Psi, \quad (6.2b)$$

donde ambos potenciales vectoriales cumplen con la condición $\nabla \cdot \vec{\psi} = 0$ y $\nabla \cdot \Psi = 0$. Como es bien conocido, las ecuaciones (6.1) se satisfacen si

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = - \frac{\bar{\xi}}{\rho \alpha^2}, \quad (6.3a)$$

y

$$\nabla^2 \vec{\psi} - \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = - \frac{\Psi}{\rho \beta^2}, \quad (6.3b)$$

donde α es la velocidad de la onda P y β es la velocidad de la onda S en el medio. Dado que estamos interesados principalmente en la propagación de las ondas P horizontales, a continuación centraremos nuestra atención en la ecuación de ondas (6.3a) que satisface el potencial de desplazamiento ϕ .

Para resolver esta ecuación usamos el método de la función de Green (Morse y Feshbach, 1953). La solución es

$$\begin{aligned} \phi(r, t) = & \int_0^t dt' \int_R dr' G(r, t; r', t') q(r', t') + \\ & \frac{1}{4\pi} \int_0^t dt' \int_{\partial R} dS' \cdot (G \nabla' \phi - \phi \nabla' G) - \\ & \frac{1}{4\pi \alpha^2} \int_R dr' \left[\phi^0(r') (\partial G / \partial t) \Big|_{t'=0} - v^0(r') G \Big|_{t'=0} \right], \quad (6.4) \end{aligned}$$

donde $q = (1/4\pi)(\bar{\xi}/\rho \alpha^2)$. La función de Green $G(r, t; r', t')$ satisface la ecuación.

$$\nabla^2 G - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = - 4\pi \delta(r-r') \delta(t-t') \quad (6.5)$$

y ϕ^0 , v^0 representan las condiciones iniciales en $t = 0$ del potencial de desplazamiento ϕ y de su derivada $\partial\phi/\partial t$, respectivamente. Dado que el movimiento es nulo antes del arribo de las ondas sísmicas, tenemos que ϕ y $\partial\phi/\partial t$ son cero en $t = 0$, es decir, $\phi^0 = 0$, $v^0 = 0$. Por lo tanto, la tercera integral del lado derecho de la ec. (6.4) se anula.

Para obtener la función de Green completa $G(r, t; r', t')$ usamos la función de Green $G_k(r; r')$ independiente del tiempo de la ecuación de Helmholtz, que está relacionada con $G(r, t; r', t')$ a través de (Morse y Feshbach, 1953)

$$G(r, t; r', t') = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\omega}^{\omega} G_k(r; r') e^{-ik\alpha(t-t')} dk, \quad (6.6)$$

donde $k = \omega/\alpha$. La función $G_k(r; r')$ satisface

$$\nabla^2 G_k(r; r') + k^2 G_k(r; r') = -4\pi \delta(r-r'). \quad (6.7)$$

Podemos hacer un desarrollo de $G_k(r; r')$ en términos de las eigenfunciones $\phi_n(r)$ de la ecuación de Helmholtz. Estas eigenfunciones están dadas por

$$\nabla^2 \phi_n + k_n^2 \phi_n = 0, \quad (6.8)$$

donde $k_n^2 = \omega_n^2 / \alpha^2$ son los eigenvalores correspondientes. La expansión es

$$G_k(r; r') = 4\pi \sum_n \frac{\phi_n(r)\phi_n(r')}{k_n^2 - k^2}. \quad (6.9)$$

Usando las ecs. (6.6) y (6.9), después de integrar, obtenemos la

función de Green

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = 4\pi\alpha^2 \sum_n (1/\omega_n) \sin[\omega_n(t-t')] \theta(t-t') \phi_n(\mathbf{r}) \phi_n(\mathbf{r}'), \quad (6.10)$$

donde $\theta(t-t')$ es la función de Heaviside.

Sustituyendo la ec. (6.10) obtenemos el potencial de desplazamiento en la forma

$$\phi(\mathbf{r}, t) = 4\pi\alpha^2 \sum_n \frac{\phi_n(\mathbf{r})}{\omega_n} \int_0^t \theta(t-t') \sin[\omega_n(t-t')] \times \int_R \phi_n(\mathbf{r}') q(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' + \tilde{\phi}, \quad (6.11)$$

donde $\tilde{\phi}$ representa a la segunda integral en el lado derecho de la ec. (6.4), la cual depende de las condiciones a la frontera dadas más adelante.

Para determinar la función q debemos recordar que la aceleración externa $\mathbf{a} = \mathbf{f}/\rho$ que actúa sobre el sistema puede escribirse, de acuerdo con la ec. (6.2b), como

$$\mathbf{a} = (1/\rho)(\nabla\tilde{\phi} + \nabla \times \Psi). \quad (6.12)$$

Por otro lado, en el capítulo 5 calculamos el desplazamiento $\mathbf{u} = (u, 0, w)$, donde u es la componente horizontal (eje X) y w es la componente vertical (eje Z). Dado que hemos considerado únicamente el caso de ondas planas monocromáticas, la dependencia en x y t está dada por $\exp(i\omega(px-t))$, donde $\omega = 2\pi\nu$. Por lo tanto, la aceleración correspondiente es simplemente $\mathbf{a} = -\omega^2 \mathbf{u}$. Explícitamente, tenemos que

$$a_x(x, z, t) = -\omega^2 u(z; \omega, \theta) e^{i(\omega x p - t)} \quad (6.13a)$$

y

$$a_z(x, z, t) = -\omega^2 w(z; \omega, \theta) e^{i(\omega x p - t)}, \quad (6.13b)$$

donde $p = (1/\beta)\sin \theta$. Los desplazamientos $u(z; \omega, \theta)$ y $w(z; \omega, \theta)$ son los que hemos calculado en el capítulo anterior.

La ec. (6.13) corresponde a la aceleración producida por la incidencia de ondas SV sobre el medio estratificado que se muestra en la fig. 18, como función de la profundidad z , la frecuencia ω y el ángulo de incidencia θ . Esta es precisamente la aceleración externa que actúa sobre la zona del lago si tomamos z en el intervalo $[0, h]$, donde $h \simeq 50$ m es la profundidad del estrato de arcilla.

De acuerdo con los resultados obtenidos en el capítulo anterior, la amplificación del desplazamiento es altamente monocromática y está centrada en la frecuencia correspondiente al modo fundamental de resonancia de las ondas S en la zona del lago (ver figs. 27-32). Por otro lado, alrededor de esta frecuencia la componente horizontal del movimiento en la zona del lago es mucho mayor que la componente vertical ($|u| \gg |w|$). Esto puede apreciarse en las figs. 27-32, en donde la línea continua corresponde a la componente horizontal $|u|$ y la línea discontinua a la componente vertical $|w|$. Dado que $|a_x| = \omega^2 |u|$ y $|a_z| = \omega^2 |w|$, tenemos que $|a_x| \gg |a_z|$, es decir, la componente vertical de la aceleración en el estrato de arcilla es muy pequeña comparada con la componente horizontal. Finalmente, como vimos en el capítulo 5, la enorme amplificación alrededor de $\eta = 1$ está asociada a la generación de ondas P horizontales que se propagan en el estrato de arcilla del Valle de México.

Debido a esto, a continuación estudiaremos únicamente la propagación de ondas P horizontales en la zona del lago, ya que el efecto producido por las ondas S ya ha sido tomado en cuenta en parte al considerar la resonancia producida por estas ondas en la estratigrafía mostrada en la fig. 18. Además, las resonancias laterales en la zona del lago que vamos a analizar a continuación pueden producirse únicamente debido a la propagación de ondas P horizontales, ya que las ondas restantes son muy lentas para producir dichas resonancias, como se ha discutido ya a lo largo de este trabajo (Flores et al., 1987; Seligman et al., 1989; Mateos et al., 1992a,b).

Por otro lado, dado que $\alpha = 1.5$ km/s, la longitud de onda λ_α para una frecuencia de 0.5 Hz es del orden de 3 km, es decir, es mucho mayor que $h \approx 50$ m ($\lambda_\alpha \gg h$). Por lo tanto, para que exista una dependencia en profundidad se requiere una frecuencia del orden de 10 Hz; podemos considerar entonces el problema como bidimensional y calcular las eigenfunciones $\phi_n(x,y)$ para un dominio R en el plano XY.

Además, ya que $h \ll L$, donde L es una longitud característica horizontal de la zona del lago (≈ 10 km), la pérdida de energía a través de la frontera lateral es pequeña en comparación con el flujo de energía a través de la interfaz entre la arcilla y los depósitos aluviales. Por otro lado, ya que el contraste de impedancia para las ondas P entre estas dos zonas es del orden de 5, el coeficiente de reflexión es aproximadamente 0.7. Por lo tanto, es una buena aproximación usar condiciones a la frontera homogéneas de Neumann para el potencial de desplazamiento: $(\nabla\phi) \cdot n = 0$ en ∂R , donde R es el dominio correspondiente a la zona del lago y n es un vector unitario normal a la frontera ∂R . Como la función de Green cumple con el mismo tipo de condición a la frontera, la segunda integral en el lado derecho de la ec. (6.4)

es igual a cero y, por lo tanto, $\tilde{\phi} = 0$ en la ec. (6.11).

A fin de obtener el potencial de desplazamiento ϕ de la ec. (6.11), debemos determinar finalmente la forma de q . De acuerdo con la discusión anterior, $|a_x| \gg |a_z|$, por lo cual consideraremos únicamente la componente horizontal a_x de la aceleración. Por otro lado, supondremos que la aceleración es derivable únicamente del potencial Φ , es decir, $a = (1/\rho)\nabla\Phi$. Entonces, $a_x = (1/\rho)(\partial\Phi/\partial x)$. Pero a_x está dada por la ec. (6.13a); entonces

$$\Phi = (i\omega\rho/p) u(z;\omega,\theta) e^{i\omega(px-l)}. \quad (6.14)$$

Pero ya que la función q está definida por

$$q = (1/4\pi)(\Phi/\rho\alpha^2), \quad (6.15)$$

tenemos que

$$q = (1/4\pi\alpha^2)(i\omega/p) u(z;\omega,\theta) e^{i\omega(px-l)}. \quad (6.16a)$$

Estudiemos más de cerca la función q que aparece en la ec. (6.16a). En primer lugar, dado que estamos interesados en analizar el patrón de resonancia en el plano horizontal, hacemos la sustitución $x \rightarrow x\cos\gamma + y\sin\gamma$, que nos permite elegir una dirección arbitraria en el plano XY. Por otro lado, a fin de tomar en cuenta una señal finita en el tiempo, introducimos otro parámetro τ que indica la duración de la excitación externa haciendo $\exp(-i\omega t) \rightarrow \exp(-t/\tau)\exp(-i\omega t)$. El efecto de variar estos dos parámetros, γ y τ , lo estudiaremos en la siguiente sección. La ec. (6.16a) se convierte entonces en

$$q = (1/4\pi\alpha^2)(i\omega/p) u(z;\omega,\theta) e^{i\omega p(x\cos\gamma + y\sin\gamma)} e^{-t/\tau} e^{-i\omega t}. \quad (6.16b)$$

Ahora bien, esta función puede separarse en una parte espacial y una parte temporal en la forma

$$q(x, y, z, t) = q_1(x, y, z) q_2(t), \quad (6.17)$$

donde

$$q_1(x, y, z) = (1/4\pi\alpha^2)(i\omega/\rho) u(z; \omega, \theta) e^{i\omega\rho(x\cos\gamma + y\sin\gamma)} \quad (6.18a)$$

y

$$q_2(t) = e^{-t/\tau} e^{-i\omega t}, \quad (6.18b)$$

La expresión final para el potencial de desplazamiento ϕ toma la forma

$$\phi(x, y, z_0, t) = (\omega/\rho) u(z_0; \omega, \theta) \sum_n I_n(t) C_n(t) e^{-\omega_n t/2\alpha} \phi_n(x, y), \quad (6.19)$$

donde

$$I_n = (i/\omega_n) \iint_R \phi_n(x', y') e^{i\omega\rho(x'\cos\gamma + y'\sin\gamma)} dx' dy' \quad (6.20)$$

y

$$C_n(t) = \int_0^t \theta(t-t') \sin[\omega_n(t-t')] e^{-t'/\tau} e^{-i\omega t'} dt'. \quad (6.21)$$

En la ec. (6.19) hemos introducido el factor de calidad Q para tomar en cuenta el decaimiento temporal. Hemos tomado además el valor $z=z_0$, donde z_0 corresponde a cierto valor entre la superficie libre y la interface entre la arcilla y los depósitos aluviales.

Para poder calcular el potencial ϕ , debemos conocer las eigenfunciones $\phi_n(x, y)$ de la ecuación de Helmholtz (6.8) con

condiciones a la frontera de Neumann para un dominio bidimensional R. Naturalmente, para una geometría simple el problema es separable y la solución puede obtenerse en forma analítica. Sin embargo, para una geometría arbitraria el problema debe tratarse en forma numérica. Para resolver la ec. (6.8) usamos el método de diferencias finitas y posteriormente aplicamos el método de potencias inverso para resolver el problema de eigenvalores. Los detalles de este método pueden encontrarse en el apéndice II (Novaro et al., 1990).

En resumen, hemos formulado un modelo para estudiar los patrones de resonancia lateral producidos por las ondas P horizontales en la zona lacustre del Valle de México. Antes de presentar los resultados numéricos debemos mencionar las limitaciones de este modelo. En primer lugar, estamos considerando únicamente el atrapamiento de las ondas P, sin tomar en cuenta la propagación horizontal de las ondas S o de las ondas superficiales. Como ya se ha mencionado, esta aproximación se basa en el hecho de que tanto las ondas S como las ondas superficiales son muy lentas en la arcilla del Valle de México y, por esta razón, no pueden establecer un patrón de resonancia lateral. Sin embargo, estas ondas se encuentran presentes en la respuesta sísmica y, por lo tanto, debemos considerar al atrapamiento de las ondas P horizontales como un efecto complementario al producido por las ondas S y las ondas superficiales. En segundo lugar, estamos usando un modelo en dos dimensiones. Sin embargo, esta es una buena aproximación, ya que la longitud de onda asociada a la onda P es del orden de tres kilómetros ($\lambda_{\alpha} \simeq 3$ km) en la arcilla del Valle de México, para una frecuencia de 0.5 Hz. Esta longitud de onda es del mismo orden de magnitud que las dimensiones laterales de la zona del lago ($L \simeq 10$ km); sin embargo, es mucho mayor que la profundidad del estrato de arcilla ($h \simeq 50$ m). Por lo

tanto, para fines del estudio de la propagación de las ondas P, podemos considerar a la zona lacustre como bidimensional.

A partir de la ec. (6.19), podemos calcular las dos componentes horizontales del desplazamiento, de la velocidad y de la aceleración en cada punto del dominio R. De esta forma podemos obtener acelerogramas sintéticos y sus correspondientes espectros de Fourier en la zona lacustre del Valle de México.

6.3 Resultados numéricos

En esta sección presentaremos algunos resultados numéricos tomando en cuenta la geometría correspondiente a la zona del lago del Valle de México. Para definir el dominio R de la sección anterior usamos la geometría que se muestra en la fig. 15, correspondiente al antiguo lago de Tenochtitlan (Flores et al., 1987). Esta misma geometría ha sido analizada por Seligman et al. (1989), en donde se discute con más detalle (ver apéndice I).

A continuación haremos un estudio de los diferentes parámetros que aparecen en este modelo. De acuerdo con los resultados obtenidos en el capítulo anterior, vemos que la respuesta en la zona del lago que estamos analizando es esencialmente monocromática, con una frecuencia centrada alrededor de 0.4 Hz. Por lo tanto, la frecuencia de la señal externa en la ec. (6.20) la tomaremos como $\nu = \omega/2\pi = 0.4$ Hz. Por otro lado, para determinar el parámetro $p = (1/\beta)\sin \theta$ tomaremos la velocidad de la onda S correspondiente a los depósitos aluviales del Valle de México ($\beta_2 = 1.0$ km/s) y un ángulo $\theta = \theta_{c2} = 16.6^\circ$, que corresponde al ángulo supercrítico θ_{23} en roca. Elegimos este ángulo, ya que en este caso, como vimos en el capítulo 5, se

genera una onda P horizontal (SP) en la interface entre la arcilla y los depósitos aluviales. Naturalmente, tomaremos la velocidad de la onda P en la arcilla de la Ciudad de México ($\alpha = 1.5$ km/s). Finalmente, usaremos el valor $Q = 50$, que corresponde a valores similares a los encontrados en la literatura (p. ej. Bard et al., 1988). A lo largo de esta sección mantendremos constantes estas cantidades y haremos un estudio de los parámetros restantes.

Primeramente, estudiemos el efecto producido por la duración de la señal externa, controlada por el parámetro τ . En la fig. 34 se muestran los espectros de amplitudes de Fourier de la componente norte-sur de la aceleración (a_y) en un sitio dentro de la zona del lago, para diferentes valores de τ : 1, 20 y 40 segundos. Para $\tau = 1$ s, el espectro muestra una serie de picos correspondientes a las diferentes eigenfrecuencias en la zona del lago. La lista de tales eigenfrecuencias se muestra en la tabla 1. En este caso la señal externa no tiene la duración suficiente para excitar alguna frecuencia, como puede apreciarse en el espectro. Para $\tau = 20$ s el espectro ha desarrollado un pico alrededor de 0.4 Hz correspondiente a la señal externa. Finalmente, para $\tau = 40$ s el pico espectral centrado en 0.4 Hz es aun mayor. Para la componente este-oeste (a_x), así como para otros sitios en la zona del lago, el resultado es esencialmente el mismo.

Este resultado establece que al prolongarse la señal externa, el espectro de aceleración se vuelve más monocromático; de hecho, la altura del pico espectral crece linealmente con el tiempo (ver fig. 34). El pico espectral de esta figura involucra varios eigenmodos cercanos a 0.4 Hz, ya que, como puede verse en la tabla 1, alrededor de esta frecuencia la densidad de eigenfrecuencias es grande (la separación promedio entre dos eigenfrecuencias es 0.01 Hz). Esto implica que los patrones de resonancia resultantes corresponderán a una superposición de estos eigenmodos.

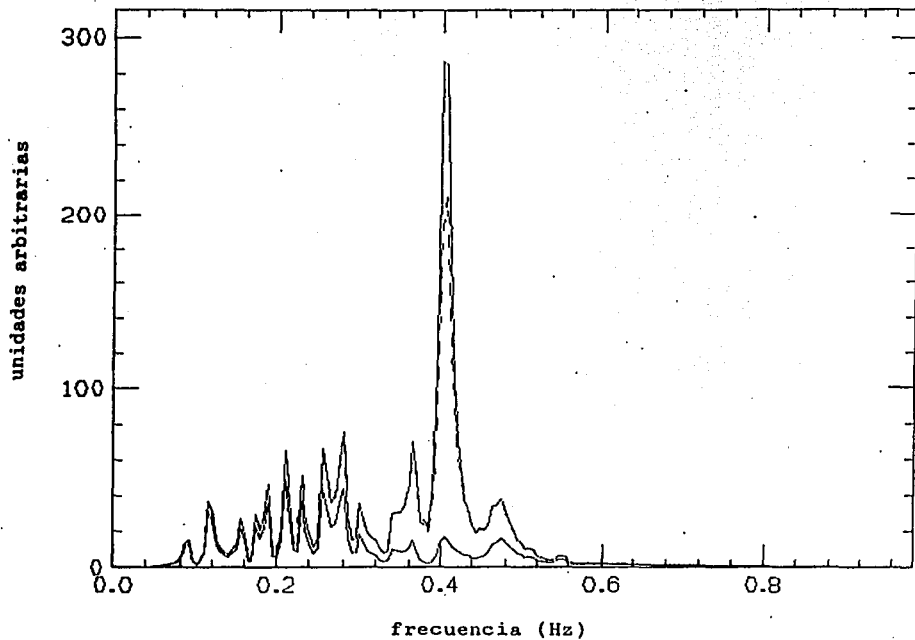


Fig. 34 Espectros de amplitudes de Fourier de la componente NS de la aceleración para un sitio en la zona del lago. La curva continua gruesa corresponde a $\tau = 40$ s, la curva discontinua a $\tau = 20$ s y la curva continua delgada a $\tau = 1$ s.

TABLA 1
EIGENFRECUENCIAS PARA LA ZONA DEL LAGO

n	ν_n	n	ν_n
1	0.070	26	0.402
2	0.089	27	0.407
3	0.117	28	0.425
4	0.145	29	0.432
5	0.157	30	0.438
6	0.174	31	0.444
7	0.189	32	0.450
8	0.211	33	0.458
9	0.227	34	0.466
10	0.229	35	0.473
11	0.254	36	0.475
12	0.263	37	0.491
13	0.278	38	0.503
14	0.280	39	0.504
15	0.300	40	0.507
16	0.309	41	0.516
17	0.318	42	0.521
18	0.324	43	0.529
19	0.339	44	0.535
20	0.356	45	0.543
21	0.361	46	0.546
22	0.367	47	0.557
23	0.379	48	0.560
24	0.380	49	0.566
25	0.399		

En la fig. 35 se muestran nuevamente los espectros de amplitudes de Fourier (componentes norte-sur) para $\tau = 40$ s en la zona del lago. En este caso los dos espectros corresponden a dos valores del ángulo γ (45° y 90°). Como puede apreciarse en la figura, ambos espectros son muy similares, principalmente alrededor de 0.4 Hz, es decir, la respuesta está controlada fundamentalmente por la frecuencia, independientemente de la dirección en la cual se excita la zona del lago.

En la fig. 36 mostramos la evolución en el tiempo de los patrones de resonancia para diferentes ángulos. La geometría que usamos corresponde a la zona del lago en la fig. 15. En la fig. 36 se muestran las curvas de nivel del potencial de desplazamiento ϕ para tres instantes diferentes ($t = 1.5$ s, 35 s y 50 s) y tres ángulos ($\gamma = 0^\circ$, 45° y 90°). En esta figura nuevamente $\tau = 40$ s. Vemos que para tiempos pequeños ($t = 1.5$ s) las curvas de nivel son perpendiculares a la dirección de excitación, es decir, difieren mucho entre sí. Sin embargo, al transcurrir el tiempo las ondas P horizontales, al propagarse en esta región, comienzan a sentir los efectos laterales y eventualmente establecen un patrón resonante, el cual está dominado por la frecuencia y por la geometría de la zona lacustre, habiéndose perdido así la información inicial referente a la dirección.

Los patrones resultantes para tiempos largos ($t > \tau$) presentan el mismo tipo de variabilidad espacial y es difícil saber el ángulo γ a partir del cual han sido generados. En otros términos, el sistema ha perdido memoria de la dirección inicial. La variabilidad en el plano horizontal se debe al hecho de que la frecuencia de 0.4 Hz corresponde a eigenmodos altamente excitados en el espectro.

Finalmente, en la fig. 37 mostramos un conjunto de acelerogramas sintéticos calculados en siete sitios diferentes en

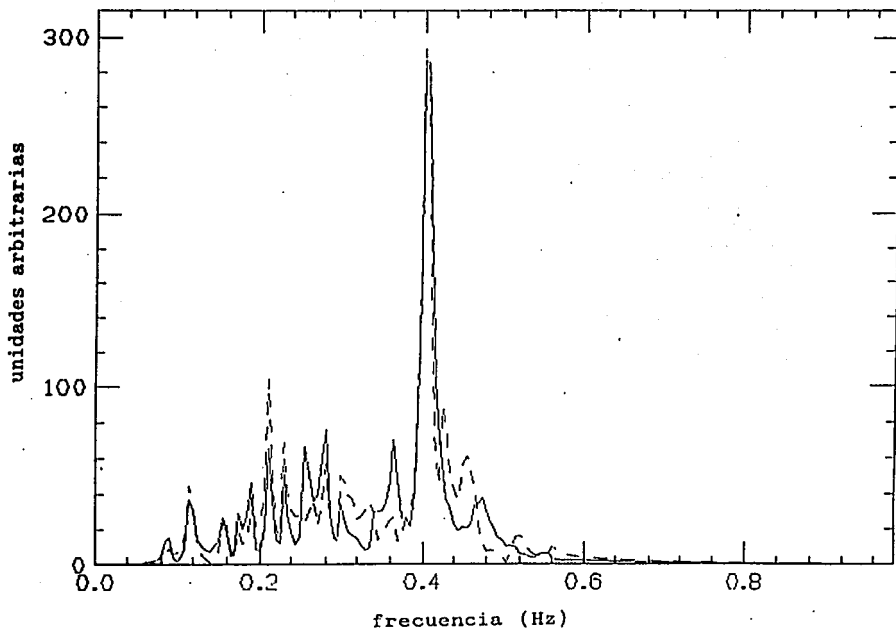


Fig. 35 Espectros de amplitudes de Fourier de la componente NS de la aceleración para un sitio en la zona del lago. La curva continua corresponde a $\gamma = 45^\circ$ y la curva discontinua a $\gamma = 90^\circ$.

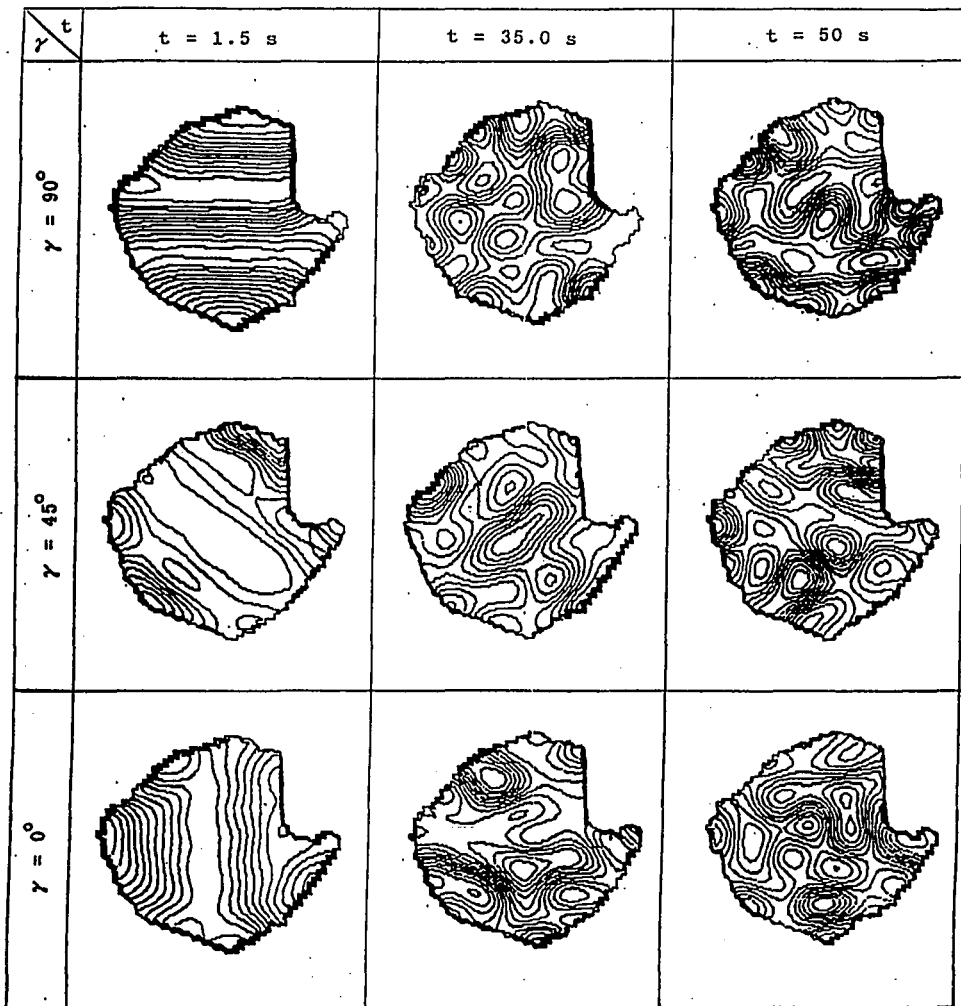


Fig. 36 Evolución temporal de los patrones de resonancia lateral para diferentes ángulos.

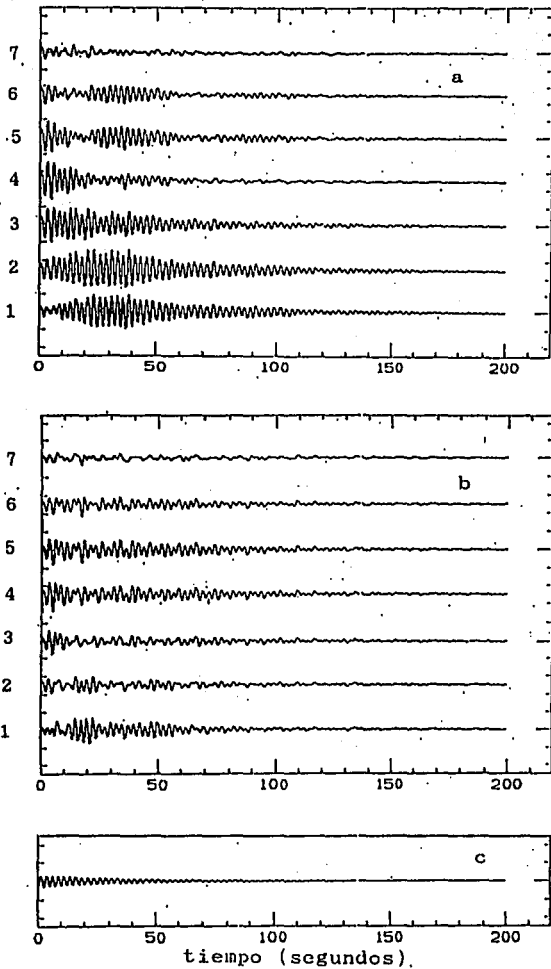


Fig. 37 Acelerogramas sintéticos para los siete sitios de la zona del lago indicados en la fig. 15. a) componente E0, b) componente NS y c) aceleración externa.

la zona del lago. Para cada sitio hemos calculado las dos componentes horizontales de la aceleración. En la fig. 37a se muestra la componente este-oeste y en la fig. 37b la componente norte-sur. En la fig. 37c se muestra la aceleración correspondiente a la señal externa. La ubicación de los siete sitios se indica en la fig. 15. La separación entre cada sitio es la misma y corresponde a una distancia de 500 m. En este caso usamos los valores $\gamma = 30^\circ$ y $\tau = 40$ s. En primer lugar observamos que, a pesar de que la señal externa es bastante simple, existen variaciones considerables entre acelerogramas vecinos para una misma componente, así como variaciones entre las dos componentes horizontales para un mismo sitio. Vemos además que, a pesar de que la señal externa tiene una duración de 40 s, los acelerogramas sintéticos muestran una prolongación considerable. Cabe hacer notar que las codas en los acelerogramas presentan un fenómeno de pulsación y que la aceleración, en algunos casos, alcanza su valor máximo para tiempos del orden de τ .

Este fenómeno de pulsación en los acelerogramas de la fig. 37 está asociado al hecho de que estamos superponiendo eigenmodos con una separación en frecuencia del orden de 0.01 Hz, lo cual corresponde a un período de 100 s. Esto da como resultado una señal en el tiempo con un período cercano a 2.5 s ($\nu = 0.4$ Hz) con una envolvente de aproximadamente 100 s.

7. DISCUSION Y CONCLUSIONES

A lo largo de su historia, la Ciudad de México ha sufrido los efectos producidos por los sismos de origen tectónico generados en la costa del Pacífico, a pesar de encontrarse ubicada a más de 300 km de la zona de subducción. En particular, el sismo del 19 de septiembre de 1985 causó daños sin precedente en esta ciudad, debido a la gran magnitud del evento ($M_s = 8.1$) y al efecto local de resonancia de las ondas sísmicas. La inmensa mayoría de los daños se concentraron en la zona del lago, formada por arcillas lacustres caracterizadas por su alto contenido de agua.

Durante el sismo del 19 de septiembre de 1985 se registró en la zona del lago una gran amplificación en las componentes horizontales de la aceleración y una respuesta espectral altamente monocromática. Además, se observó una gran prolongación del movimiento fuerte del suelo con codas caracterizadas por pulsaciones. Finalmente, los mapas de daño mostraron una gran variabilidad espacial en la respuesta sísmica de la zona lacustre.

A raíz del sismo de Michoacán, se ha instalado en la Ciudad de México una extensa red acelerométrica con el fin de obtener un mayor número de registros del movimiento fuerte. Esta red ha registrado diversos eventos, siendo el más importante el sismo del 25 de abril de 1989 ($M_s = 6.9$). Para este sismo, nuevamente se manifestó la respuesta resonante del Valle de México, es decir, se observó una gran amplificación espectral claramente monocromática, una enorme prolongación del movimiento fuerte en la zona del lago

y variaciones muy grandes en la amplificación para sitios cercanos entre sí.

En la zona del lago la velocidad de las ondas S es extremadamente baja y, por lo tanto, existe un gran contraste de velocidades entre la zona lacustre y los depósitos aluviales. Este contraste produce un efecto resonante que amplifica la amplitud de las ondas sísmicas que llegan al Valle de México. Este efecto, asociado exclusivamente a las ondas S, explica satisfactoriamente las frecuencias de resonancia observadas sistemáticamente en la respuesta de este valle. Sin embargo, la gran amplificación espectral y la enorme duración observada durante el sismo del 19 de septiembre de 1985 no pueden explicarse considerando únicamente el modelo unidimensional de incidencia vertical de ondas S.

Debido a esto, se ha estudiado la respuesta sísmica del Valle de México usando modelos bidimensionales que toman en cuenta los efectos laterales. En estos modelos, además de la resonancia asociada a las ondas S, están presentes ondas superficiales que se propagan sobre la superficie del valle con una velocidad aun menor que la velocidad de las ondas S. En algunos casos surgen resonancias laterales asociadas a ondas P que se propagan horizontalmente. Se han estudiado también modelos tridimensionales, pero con geometrías sencillas.

Aun con estos modelos es difícil explicar la gran duración del movimiento fuerte en algunos sitios de la zona del lago, como por ejemplo, en el sitio CDAO. Aún más difícil de explicar es la gran variación espacial de la respuesta: por ejemplo, la duración de los acelerogramas en los sitios CDAO y CDAF, ubicados aproximadamente a un kilómetro de distancia entre sí, es muy diferente.

Con el objeto de explicar esta gran variación espacial de la respuesta sísmica, hemos propuesto la existencia de un patrón de

resonancia lateral, generado a partir de la interferencia de ondas P que se propagan horizontalmente en la zona del lago. Dadas las dimensiones de esta zona, únicamente aquellas ondas sísmicas con una velocidad de propagación del orden de 1 km/s son capaces de establecer un patrón resonante, ya que, para hacer esto es necesario recorrer varias veces la zona del lago. Las ondas S y las ondas superficiales, a diferencia de las ondas P, tienen velocidades de propagación muy bajas en esta zona y, por lo tanto, no puede establecer un patrón de resonancia lateral. Dicho patrón podría ayudar a entender la gran variabilidad espacial del movimiento fuerte en el Valle de México.

Con la finalidad de analizar la importancia de las ondas P horizontales hemos estudiado la generación de estas ondas usando valores realistas para la estratigrafía subyacente en la Ciudad de México. Las ondas P horizontales se generan por conversión a partir de la incidencia crítica de ondas SV. Para el caso de un semiespacio elástico homogéneo, la amplificación del desplazamiento horizontal para ondas SV, que inciden con un ángulo igual al crítico, es dos o tres veces mayor que la amplificación para el caso de incidencia vertical. Sin embargo, el efecto de la amplificación cuando está presente algún tipo de estratigrafía es mucho mayor. De acuerdo con nuestros resultados, para el caso del Valle de México, la amplificación del desplazamiento horizontal puede alcanzar varios miles, bajo ciertas condiciones. En primer lugar, es necesario que la frecuencia de la onda SV incidente sea igual a la frecuencia de resonancia del modo fundamental del estrato y, en segundo lugar, el ángulo de incidencia debe ser mayor que el ángulo crítico. Es decir, la amplitud de la onda P horizontal se incrementa enormemente al propagarse en un estrato superficial, debido a la condición de resonancia para la onda SV a partir de la cual se genera.

Estas ondas P horizontales surgen no sólo en interfaces planas, sino también en las interfaces irregulares que se presentan en la realidad. En este caso, las irregularidades pueden refractar las ondas S de tal forma que localmente el ángulo de incidencia en la superficie sea el apropiado para la generación de estas ondas. Por ejemplo, para un valle sedimentario con una superficie plana y una interface irregular, que separa los depósitos aluviales de la roca, las ondas P horizontales pueden generarse para cualquier ángulo de incidencia.

Tenemos, pues, que la generación de estas ondas en el Valle de México produce amplificaciones enormes en las componentes horizontales de movimiento. Sin embargo, su importancia es aun mayor si consideramos las resonancias laterales que pueden establecer en la zona del lago.

En el último capítulo formulamos un modelo para estudiar la evolución temporal de estas resonancias laterales, tomando en cuenta una geometría realista para la zona lacustre. Los patrones resultantes muestran una estructura nodal complicada, debido al hecho de que la frecuencia fundamental de resonancia (≈ 0.4 Hz) corresponde a eigenmodos muy altos en la zona del lago para ondas P. Esto explica cualitativamente la gran variabilidad espacial observada en la respuesta sísmica del Valle de México.

Como hemos mostrado, cuando la duración de la señal externa es menor que el tiempo que requiere una onda P para recorrer la zona del lago, la resonancia lateral no puede establecerse. Sin embargo, cuando la duración de dicha señal es mayor, la amplitud espectral muestra un pico bien definido que indica el surgimiento de una respuesta resonante. La altura de este pico espectral crece al aumentar la duración de la excitación externa, dando como resultado una respuesta cada vez más monocromática.

Por otro lado, los patrones espacio-temporales, calculados

para diferentes ángulos de excitación, difieren considerablemente para tiempos cortos. Sin embargo, al transcurrir el tiempo, las ondas P horizontales que se propagan en la zona del lago, comienzan a sentir los efectos laterales y establecen finalmente un patrón resonante que está dominado exclusivamente por la frecuencia y por la geometría, habiéndose perdido así la información inicial referente a la dirección.

Finalmente, hemos calculado acelerogramas sintéticos en diferentes sitios de la zona del lago. Estos acelerogramas muestran una prolongación considerable y sus codas están caracterizadas por pulsaciones. Además, puede observarse que los acelerogramas calculados para estaciones separadas únicamente medio kilómetro difieren sustancialmente en duración.

Todos estos resultados nos permiten obtener una explicación de la fenomenología que se observa sistemáticamente en la respuesta sísmica del Valle de México. Hemos puesto énfasis en la importancia de las ondas P horizontales para el problema de los efectos de sitio. No se debe olvidar, sin embargo, que los efectos producidos por estas ondas son complementarios a otros efectos laterales que pueden presentarse en el Valle de México.

En la actualidad existe un gran interés por parte de diversos grupos de investigadores por entender más a fondo la peculiar respuesta sísmica de este valle. Esto ha dado lugar a diferentes puntos de vista que han enriquecido el tratamiento de este importante problema. Sin embargo, un punto de vista que todos comparten es que el problema es tan complejo que aún falta mucho por hacer para llegar a entender completamente lo que podría considerarse como uno de los problemas de frontera de la sismología de movimiento fuerte: la respuesta sísmica del Valle de México.

REFERENCIAS

- Aki, K. (1988). Local site effects on strong ground motion. Proceedings of Earthquake Engineering and Soil Dynamics II. GT Div. ASCE, Park City, Utah, 103-155.
- Aki, K. and K. L. Larner (1970). Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves. J. Geophys. Res. **75**, 933-954.
- Aki, K. and P. G. Richards (1980). Quantitative seismology. Theory and methods. W. H. Freeman and Company, San Francisco.
- Anderson, J. G. (1976). Motions near a shallow rupturing fault: evaluation of effects due to the free surface. Geophys. J. R. Astr. Soc. **46**, 575-593.
- Anderson, J. G., P. Bodin, J. N. Brune, J. Prince, S. K. Singh, R. Quaaas, and M. Ofate (1986). Strong ground motion from the Michoacan, Mexico, Earthquake. Science **233**, 1043-1049.
- Bard, P.-Y. (1982). Diffracted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies. Geophys. J. R. Astr. Soc. **71**, 731-760.
- Bard, P.-Y. and M. Bouchon (1980a). The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. **70**, 1263-1286.
- Bard, P.-Y. and M. Bouchon (1980b). The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves. Bull. Seism. Soc. Am. **70**, 1921-1941.
- Bard, P.-Y. and M. Bouchon (1985). The two-dimensional resonance

- of sediment-filled valleys. Bull. Seism. Soc. Am. 75, 519-541.
- Bard, P.-Y. and J. C. Gariel (1986). The seismic response of two-dimensional sedimentary deposits with large vertical velocity gradients. Bull. Seism. Soc. Am. 76, 343-366.
- Bard, P.-Y., M. Campillo, F. J. Chávez-García, and F. Sánchez-Sesma (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985. A theoretical investigation of large- and small-scale amplification effects in the Mexico City Valley. Earthquake Spectra 4, 609-633.
- Beck, J. L. and J. F. Hall (1986). Factors contributing to the catastrophe in Mexico City during the earthquake of September 19, 1985. Geophys. Res. Lett. 13, 593-596.
- Boore, D. M., K. L. Lerner, and K. Aki (1971). Comparison of two independent methods for the solution of wave scattering problems: response of a sedimentary basin to incident SH waves. J. Geophys. Res. 76, 558-569.
- Booth, D. C. and S. Crampin (1985). Shear-wave polarizations on a curved wavefront at an isotropic free surface. Geophys. J. R. Astr. Soc. 83, 31-45.
- Bouchon, M. (1973). Effect of topography on surface motion. Bull. Seism. Soc. Am. 63, 615-632.
- Bouchon, M. (1978). The importance of the surface or interface P wave in near-earthquake studies. Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1293-1311.
- Bouchon, M. (1979). Predictability of ground displacement and velocity near an earthquake fault. An example: the Parkfield earthquake of 1966. J. Geophys. Res. 84, 6149-6156.
- Bouchon, M. (1985). A simple, complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular surface. J. Acoust. Soc. Am. 77, 1-5.

- Bouchon, M. and K. Aki (1977a). Discrete wave number representation of seismic source wave fields. Bull. Seism. Soc. Am. **67**, 259-277.
- Bouchon, M. and K. Aki (1977b). Near-field of a seismic source in a layered medium with irregular interfaces. Geophys. J. R. Astr. Soc. **50**, 669-684.
- Bravo, M. A., F. J. Sánchez-Sesma, and F. J. Chávez-García (1988). Ground motion on stratified alluvial deposits for incident SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. **78**, 436-450.
- Bullen, K. E. and B. A. Bolt (1985). An introduction to the theory of seismology. Fourth edition. Cambridge University Press.
- Burridge, R., F. Mainardi, and G. Servizi (1980). Soil amplification of plane seismic waves. Phys. Earth Planet. Int. **22**, 122-136
- Campillo, M. (1983). Numerical evaluation of the near-field high-frequency radiation from quasi-dynamic circular fault. Bull. Seism. Soc. Am. **73**, 723-734.
- Campillo, M. and M. Bouchon (1985). Synthetic SH-seismograms in a laterally varying medium by the discrete wave number method. Geophys. J. R. Astr. Soc. **83**, 307-317.
- Campillo, M., P.-Y. Bard, F. Nicollin, and F. Sánchez-Sesma (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985. The incident wavefield in Mexico City during the great Michoacán earthquake and its interaction with the deep basin. Earthquake Spectra **4**, 591-608.
- Campillo, M., J. C. Gariel, K. Aki, and F. J. Sánchez-Sesma (1989). Destructive strong ground motion in Mexico City: source, path, and site effects during great 1985 Michoacán earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. **79**, 1718-1735.
- Castro, R. R., J. G. Anderson, and S. K. Singh (1990). Site

- response, attenuation and source spectra of S waves along the Guerrero, Mexico, subduction zone. Bull. Seism. Soc. Am. 80, 1481-1503.
- Chapman, C. H. (1972). Lamb's problem and comments on the paper "On leaking modes" by Usha Gupta. Pure Appl. Geophys. 94, 233-247.
- Cluff, L. S. (1985). Firsthand experience of the Ms 8.1 earthquake that struck Mexico City on 19 September 1985. Bull. Seism. Soc. Am. 75, 1843-1846.
- Contreras, O., G. Ibarrola, y B. Frontana (1989). Sismo del 25 de abril de 1989. Acelerogramas captados en la Ciudad de México. CIRES, Fundación J. Barros Sierra. Informe RA-DF-4.
- Crampin, S. (1990). The scattering of shear-waves in the crust. Pure Appl. Geophys. 132, 67-91.
- Degg, M. R. (1987). The 1985 Mexican Earthquake. Modern Geology 11, 109-131.
- Drake, L. A. and A. K. Mal (1972). Love and Rayleigh waves in the San Fernando Valley. Bull. Seism. Soc. Am. 62, 1673-1690.
- Dravinsky, M. (1983). Scattering of a plane harmonic SH wave by dipping layers of arbitrary shape. Bull. Seism. Soc. Am. 73, 1303-1319.
- Dravinsky, M. and T. K. Mossessian (1987). Scattering of plane harmonic P, SV, and Rayleigh waves by dipping layers of arbitrary shape. Bull. Seism. Soc. Am. 77, 212-235.
- Eissler, H., L. Astiz, and H. Kanamori (1986). Tectonic setting and source parameters of the September 19, 1985 Michoacán, Mexico earthquake. Geophys. Res. Lett. 13, 569-572.
- Evans, R. (1984). Effects of the free surface on shear wavetrains. Geophys. J. R. Astr. Soc. 76, 165-172.
- Faccioli, E. and D. Reséndiz (1976). Soil dynamics: behaviour including liquefaction. In Seismic Risk and Engineering

- Decisions. C. Lomnitz and E. Rosenblueth, editors. Elsevier Publishing Company. Amsterdam, The Netherlands, pp. 71-139.
- Flores, J., O. Novaro, and T. H. Seligman (1987). Possible resonance effect in the distribution of earthquake damage in Mexico City. Nature 326, 783-785.
- Fundación ICA (1988). Experiencias derivadas de los sismos de septiembre de 1985. Editorial Limusa. México, D. F.
- Fundación ICA (1989). El sismo del 25 de abril de 1989 en las costas de Guerrero. Fundación ICA. FICA 3-2 y FICA 3-3.
- Gaffet, S. and M. Bouchon (1989). Effects of two-dimensional topographies using the discrete wavenumber-boundary integral equation method in P-SV cases. J. Acoust. Soc. Am. 85, 2277-2283.
- Gaffet, S. and M. Bouchon (1991). Source location and valley shape effects on the P-SV near displacement field using a boundary integral equation-discrete wavenumber representation method. Geophys. J. Int. 106, 341-355.
- Gilbert, F. and L. Knopoff (1961). The directivity problem for a buried line source. Geophysics 26, 626-634.
- Gilbert, F. and S. J. Laster (1962). Excitation and propagation of pulses on an interface. Bull. Seism. Soc. Am. 52, 299-319.
- Hall, J. F. and J. L. Beck (1986). Structural damage in Mexico City. Geophys. Res. Lett. 13, 589-592.
- Hanks, T. C. (1975). Strong ground motion of the San Fernando, California, earthquake: ground displacements. Bull. Seism. Soc. Am. 65, 193-225.
- Harmsen, S. and S. Harding (1981). Surface motion over a sedimentary valley for incident plane P and SV waves. Bull. Seism. Soc. Am. 71, 655-670.
- Haskell, N. A. (1953). The dispersion of surface waves in multilayered media. Bull. Seism. Soc. Am. 43, 17-34.

- Haskell, N. A. (1960). Crustal reflection of plane SH waves. J. Geophys. Res. 65, 4147-4150.
- Haskell, N. A. (1962). Crustal reflection of plane P and SV waves. J. Geophys. Res. 67, 4751-4767.
- Heaton, T. H. (1982). The 1971 San Fernando earthquake: a double event? Bull. Seism. Soc. Am. 72, 2037-2062.
- Herrera, I. and E. Rosenblueth (1965). Response spectra on stratified soil. Proc. Third World Conference on Earthquake Engineering. Auckland and Wellington, New Zealand, 44-56.
- Herrera, I., E. Rosenblueth, and O. Rascón (1965). Earthquake spectrum prediction for the Valley of México. Proc. Third World Conference on Earthquake Engineering. Auckland and Wellington, New Zealand, 61-74.
- Hong, T. L. and D. V. HelMBERGER (1978). Glorified optics and wave propagation in nonplanar structure. Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1313-1330.
- Horike, M., H. Uebayashi, and Y. Takeuchi (1990). Seismic response in three-dimensional sedimentary basin due to plane S wave incidence. J. Phys. Earth 38, 261-284.
- Houston, H. and H. Kanamori (1986). Source characteristics of the 1985 Michoacán, Mexico earthquake at periods of 1 to 30 seconds. Geophys. Res. Lett. 13, 597-600.
- Hudson, D. E. (1972). Local distribution of strong earthquake ground motions. Bull. Seism. Soc. Am. 62, 1765-1786.
- Jackson, P. S. (1971). The focusing of earthquakes. Bull. Seism. Soc. Am. 61, 685-695.
- Jaime, A. (1987). Características dinámicas de la arcilla del Valle de México. Tesis Doctoral. Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Johnson, L. R. (1974). Green's functions for Lamb's problem. Geophys. J. R. Astr. Soc. 37, 99-131.

- Kawasaki, I., Y. Susuki, and R. Sato (1973). Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium. Part I: point source. J. Phys. Earth 21, 251-284.
- Kawasaki, I., Y. Susuki, and R. Sato (1975). Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium. Part II: moving source. J. Phys. Earth 23, 43-61.
- Kawase, H. (1988). Time-domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method. Bull. Seism. Soc. Am. 78, 1415-1437.
- Kawase, H. and K. Aki (1989). A study on the response of a soft basin for incident S, P, and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City. Bull. Seism. Soc. Am. 79, 1361-1382.
- Kawase, H. and K. Aki (1990). Topography effect at the critical SV-wave incidence: Possible explanation of damage pattern by the Whittier Narrows, California, earthquake of 1 October 1987. Bull. Seism. Soc. Am. 80, 1-22.
- King, J. L. and B. E. Tucker (1984). Observed variations of earthquake motion across a sediment-filled valley. Bull. Seism. Soc. Am. 74, 137-151.
- Lapwood, E. R. (1949). The disturbance due to a line source in a semi-infinite elastic medium. Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A 242, 63-100.
- Lee, V. W. (1984). Three-dimensional diffraction of plane P, SV & SH waves by a hemispherical alluvial valley. Soil Dyn. Earthq. Eng. 3, 133-144.
- Lee, J. J. and C. A. Langston (1983). Wave propagation in a three-dimensional circular basin. Bull. Seism. Soc. Am. 73, 1637-1653.
- Levander, A. R. (1990). Seismic scattering near the earth's

- surface. Pure Appl. Geophys. 132, 21-47.
- Liu, H. L. and T. H. Heaton (1984). Array analysis of the ground velocities and accelerations from the 1971 San Fernando, California earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. 74, 1951-1968.
- Lomnitz, C. (1990). Mexico 1985: the case for gravity waves. Geophys. J. Int. 102, 569-572.
- Lysmer, J. and L. A. Drake (1972). A finite element method for seismology. In Methods in Computational Physics, Vol. 11. B. A. Bolt, editor. Academic Press, New York, pp. 181-216.
- Marsal, R. J. y M. Mazari (1959). El subsuelo de la Ciudad de México. Facultad de Ingeniería. Universidad Nacional Autónoma de México. México, D. F.
- Marsal, R. J. y R. Graue (1969). El subsuelo del Lago de Texcoco. El hundimiento de la Ciudad de México y el proyecto Texcoco. Volumen Nabor Carrillo. Secretaría de Hacienda y Crédito Público. México.
- Mateos, J. L., J. Flores, O. Novaro, T. H. Seligman, and J. M. Alvarez-Tostado (1992a). Resonant response models for the Valley of Mexico-II; the trapping of horizontal P waves. Geophys. J. Int. (sometido a publicación).
- Mateos, J. L., J. Flores, O. Novaro, J. M. Alvarez-Tostado, and T. H. Seligman (1992b). Generation of inhomogeneous P waves in a layered medium. Tectonophysics (en prensa).
- Mendoza, C. and S. H. Hartzell (1988). Inversion for slip distribution using teleseismic P waveforms: North Palm Springs, Borah Peak, and Michoacán earthquakes. Bull. Seism. Soc. Am. 78, 1092-1111.
- Moczko, P. (1989). Finite-difference technique for SH-waves in 2-D media using irregular grids. Applications to the seismic response problem. Geophys. J. Int. 99, 321-329.
- Moore, D. G. and E. C. Buffington (1968). Transform faulting and

- the growth of the Gulf of California since the late Pliocene. Science **161**, 1238-1241.
- Morse, P. M. and H. Feshbach (1953). Methods of theoretical physics. Mc Graw-Hill Book Company, New York.
- Mossessian, T. K. and M. Dravinski (1990a). Amplification of elastic waves by a three dimensional valley. Part 1: Steady state response. Earthquake Eng. Struct. Dyn. **19**, 667-680.
- Mossessian, T. K. and M. Dravinski (1990b). Amplification of elastic waves by a three dimensional valley. Part 2: Transient response. Earthquake Eng. Struct. Dyn. **19**, 681-691.
- Nakano, H. (1925). On Rayleigh waves. Japan J. Astron. Geophys. **2**, 233-326.
- Nava, A. (1987). Terremotos. La Ciencia desde México, volumen 34. Fondo de Cultura Económica. México, D. F.
- Novaro, O., T. H. Seligman, J. M. Alvarez-Tostado, J. L. Mateos, and J. Flores (1990). Two-dimensional model for site-effect studies of microtremors in the San Fernando Valley. Bull. Seism. Soc. Am. **80**, 239-251.
- Nowack, R. and K. Aki (1984). The two-dimensional Gaussian beam synthetic method: testing and application. J. Geophys. Res. **89**, 7797-7819.
- Ohuri, M., K. Koketsu, and T. Minami (1990). Seismic response analysis of sediment-filled valley due to incident plane waves by three-dimensional Aki-Larner method. Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo **65**, 433-461.
- Ordaz, M., S. K. Singh, E. Reinoso, J. Lermo, J. M. Espinosa, and T. Domínguez (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985. Estimation of response spectra on the lake bed zone of the Valley of Mexico. Earthquake Spectra **4**, 815-834.
- Ordaz, M. and S. K. Singh (1992). Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from mexican earthquakes, and

- evidence of amplification in the hill zone of Mexico City. Bull. Seism. Soc. Am. 82, 24-43.
- Papageorgiou, A. S. and J. Kim (1991). Study of the propagation and amplification of seismic waves in Caracas Valley with reference to the 29 July 1967 earthquake: SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. 81, 2214-2233.
- Pekeris, C. L. and H. Lifson (1957). Motion of the surface of a uniform elastic half-space produced by a buried pulse. J. Acoust. Soc. Am. 29, 1233-1238.
- Pérez-Rocha, E. (1991). El sismo del 25 de abril de 1989. Movimiento horizontal en el Valle de México. Boletín del Centro de Investigación Sísmica, Fundación J. Barros Sierra 1, 12-47.
- Poceski, A. (1969). The ground effects on the Skopje July 26, 1963 earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. 59, 1-22.
- Rial, J. A. (1984). Caustics and focusing produced by sedimentary basins: applications of catastrophe theory to earthquake seismology. Geophys. J. R. Astr. Soc. 79, 923-938.
- Rial, J. A. (1989). Seismic wave resonances in 3-D sedimentary basins. Geophys. J. Int. 99, 81-90.
- Romo, M. P. and H. B. Seed (1986). Analytical modeling of dynamic soil response in the Mexico earthquake of September 19, 1985. In The Mexico Earthquakes 1985, M A. Cassaro and E. M. Romero Editors. Am. Soc. Civil Eng., pp. 148-162.
- Romo, M. P. y A. Jaime (1987). Metodología para generar espectros de diseño deterministas en campo libre. Memorias del VII Congreso Nacional de Ingeniería Sísmica. Querétaro, Gro.
- Romo, M. P., A. Jaime, and D. Reséndiz (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985. General soil conditions and clay properties in the Valley of Mexico. Earthquake Spectra 4, 731-752.

- Rosenblueth, E. (1953). Teoría del diseño sísmico sobre mantos blandos. Ediciones ICA, serie B, No. 14, 3-12.
- Rosenblueth, E., R. J. Marsal, y F. Hiriart (1958). Los efectos del terremoto del 28 de julio y la consiguiente revisión de los criterios para el diseño sísmico de estructuras. Ingeniería XXVIII.
- Rosenblueth, E. (1960). The earthquake of 28 July 1957 in Mexico City. Proc. Second World Conference on Earthquake Engineering. Tokyo and Kyoto, Japan, 359-379.
- Rosenblueth, E., M. Ordaz, F. J. Sánchez-Sesma, and S. K. Singh (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985. Design spectra for Mexico's Federal District. Earthquake Spectra **5**, 273-291.
- Sánchez-Sesma, F. J. (1983). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Bull. Seism. Soc. Am. **73**, 1621-1636.
- Sánchez-Sesma, F. J. (1987). Site effects in strong ground motion. Soil Dyn. Earthq. Eng. **6**, 124-132.
- Sánchez-Sesma, F. J. and J. A. Esquivel (1979). Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. **69**, 1107-1120.
- Sánchez-Sesma, F. J., F. J. Chávez-García, and M. Bravo (1988a). Seismic response of a class of alluvial valleys for incident SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. **78**, 83-95.
- Sánchez-Sesma, F. J., S. Chávez-Pérez, M. Suarez, M. A. Bravo, and L. E. Pérez-Rocha (1988b). The Mexico earthquake of September 19, 1985. On the seismic response of the Valley of Mexico. Earthquake Spectra **4**, 569-589.
- Sánchez-Sesma, F. J., M. Campillo, and K. Irikura (1989). A note on the Rayleigh hypothesis and the Aki-Larner method. Bull. Seism. Soc. Am. **79**, 1995-1999.

- Sánchez-Sesma, F. J., L. E. Pérez-Rocha, and S. Chávez-Pérez (1989). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Part II. Bull. Seism. Soc. Am. 79, 101-112.
- Santoyo, M. A., C. Calderón, M. Suárez, F. J. Sánchez-Sesma, M. A. Bravo, and S. Chávez-Pérez (1989). A time domain study of strong ground motion in Mexico City. Proc. IVth Int. Conf. Soil Dyn. Earthq. Eng. 37-51.
- Seed, H. B., M. P. Romo, J. I. Sun, A. Jaime, and J. Lysmer (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985. Relationship between soil conditions and earthquake ground motions. Earthquake Spectra 4, 687-729.
- Seligman, T. H., J. M. Alvarez-Tostado, J. L. Mateos, J. Flores, and O. Novaro (1989). Resonant response models for the Valley of Mexico-I; the elastic inclusion approach. Geophys. J. Int. 99, 789-799.
- Shearer, P. M. and J. A. Orcutt (1987). Surface and near-surface effects on seismic waves. Theory and borehole seismometer results. Bull. Seism. Soc. Am. 77, 1168-1196.
- Singh, S. K., E. Mena, and R. Castro (1988a). Some aspects of source characteristics of the 19 September 1985 Michoacán earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong motion data. Bull. Seism. Soc. Am. 78, 451-477.
- Singh, S. K., J. Lermo, T. Domínguez, M. Ordaz, J. M. Espinosa, E. Mena and R. Quaaas (1988b). The Mexico earthquake of September 19, 1985. A study of amplification of seismic waves in the Valley of Mexico with respect to a hill zone site. Earthquake Spectra 4, 653-673.
- Thomson, W. T. (1950). Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. Appl. Phys. 21, 89-93.

- Tong, T. and E. Kuribayashi (1988). The three-dimensional resonance of axisymmetric sediment-filled valleys. Soils and Foundations 28, 130-146.
- Trifunac, M. D. (1971). Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. 61, 1755-1770.
- Tucker, B. E. and King, J. L. (1984). Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties. Bull. Seism. Soc. Am. 74, 153-165.
- UNAM Seismology Group (1986). The September 1985 Michoacán earthquakes: aftershock distribution and history of rupture. Geophys. Res. Lett. 13, 573-576.
- Vidale, J. E. and D. V. Helmberger (1988). Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California, earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. 78, 122-141.
- Wong, H. L. and M. D. Trifunac (1974). Surface motion of a semi-elliptical alluvial valley for incident plane SH waves. Bull. Seism. Soc. Am. 64, 1389-1408.
- Yamanaka, H., K. Seo, and T. Samano (1989). Effects of sedimentary layers on surface-wave propagation. Bull. Seism. Soc. Am. 79, 631-644.
- Zahradník, J. and F. Hron (1987). Seismic ground motion of sedimentary valleys. Example La Molina, Lima, Peru. J. Geophys. 62, 31-37.
- Zeevaert, L. (1964). Strong ground motions recorded during earthquakes of May the 11th and 19th, 1962 in Mexico City. Bull. Seism. Soc. Am. 54, 209-231.

APENDICE I

Resonant response models for the Valley of Mexico—I; the elastic inclusion approach

T. H. Seligman,¹ J. M. Alvarez-Tostado,² J. L. Mateos,² J. Flores²
and O. Novaro²

¹Laboratorio de Cuernavaca, Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, apartado postal 139-B, 62190 Cuernavaca, Morelos, México

²Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, apartado postal 20-364, 01000 México, D.F. México

Accepted 1989 July 10. Received 1989 July 10; in original form 1989 February 20

SUMMARY

The model developed by Bard and Bouchon to study the earthquake response of open-ended 2-D sediment-filled valleys with simple geometries is generalized to describe completely enclosed basins with arbitrary geometries. By solving the basin form that corresponds to the Valley of Mexico it is possible to understand, via a two-step process model, several of the observed features of the 1985 September 19 earthquake that devastated downtown Mexico City. Here a general approach that allows the treatment of the particular seismic behaviour of the Valley of Mexico (which is a large sediment-filled valley, containing an extremely soft-ground urban area with a very high water content) using collective resonance methods that vary from elastic to acoustic models is established. This will lead through a series of papers to a theory that takes into account the role played by any valley's collective modes, for microzonation and seismic damage predictions.

Key words: lateral resonance, Mexico City earthquake, normal modes.

1 INTRODUCTION

The earthquake response of sediment-filled valleys has attracted the attention of seismologists and engineers for many years. The problem is of particular relevance as many cities around the world are built in such valleys. It is becoming increasingly evident that the traditional 1-D flat-layer model (Haskell 1960) used to study this problem is too limited to account for all the facts. Consistent frequencies, in-phase motions and very large amplifications have been reported both from experiments (King & Tucker 1984; Tucker & King 1984) and from new 2-D models.

These models (Bard & Bouchon 1985) show that 2-D resonance patterns in the vertical plane are formed. These are generated by the interference of horizontally propagating longitudinal waves due to SV- to P-wave conversion at the sediment boundaries, as was shown earlier by Bard & Bouchon (1980b). Similar arguments should apply to closed sedimentary basins, but 3-D calculations such as those performed by Bard & Bouchon are very difficult. Based on the hypothesis that the shape of the basin is the determinant factor, we propose a simple scalar 2-D model and find it satisfactory when applied to microtremors in the Valley of San Fernando, California (Novaro *et al.* 1989).

On 1985 September 19 an earthquake, which originated hundreds of kilometres away in the Michoacán coast (Astiz, Kanamori & Eissler 1987), caused an unexpected degree of

devastation in Mexico City. Almost all of the damage was concentrated in a relatively small area within the vast megalopolis. This area precisely corresponds to the ancient lake of Tenochtitlan, over which downtown Mexico City was built, as well as to its southern extensions corresponding to old canals and waterways. This ancient lake bed is furthermore located on a partially enclosed and deep sediment-filled basin surrounded by mountains. The sediments and lake borders are depicted in Fig. 1; the detailed cross-sections are not yet available for the sediments, although recent drillings have not touched bedrock at depths of more than 2.5 km (Mooser, F., private communication).

If one takes into account that the structure of the Valley of Mexico is within the characteristics that Bard & Bouchon (1985) established for the existence of lateral resonances, then the following two-step mechanism can be proposed to explain the seismic response in the 1985 September events in Mexico City. First, the incident seismic waves reach a deep and enclosed sediment-filled basin (Fig. 1) surrounded by high volcanoes and mountains. The sediments act as a frequency filter and amplifier. Second, the very soft grounds of the ancient lake bed are reached. At each step the contrast between the rock and sediment, and sediment and clay is large enough to ensure that energy is trapped and lateral resonances are produced.

These lateral resonances of the lake bed will be calculated

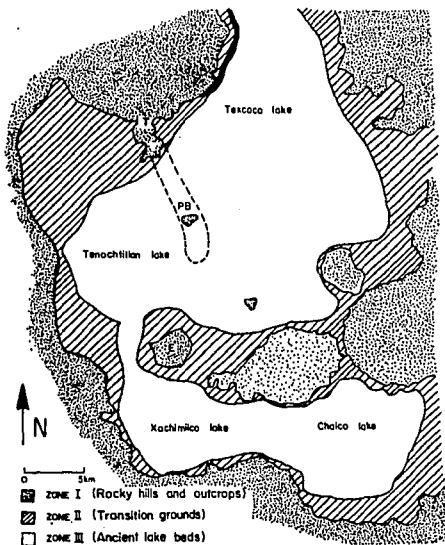


Figure 1. Map of the Valley of Mexico. This closed basin contains three well-defined types of terrain; rocky hills and volcanoes (Zone I), sedimentary deposits also called transition region (Zone II), and the soft clays of the ancient lake beds (Zone III). Note that between the crystalline rock outcrops of Cerro del Tepeyac (T), Peñón de los Baños (PB) and Cerro de la Estrella (E), a sunken ridge (represented by dashed lines) partially closes the Lake of Tenochtitlan where downtown Mexico City lies.

using alternative models. In this paper, the 2-D scalar model proposed earlier (Novaro *et al.* 1989), which is based on what Bard & Bouchon (1985) call the 'soft inclusion model', will be used. In a subsequent paper, an acoustic model based on the fact that the clay of the ancient lake bed has an extremely large water content will be introduced.

2 CHARACTERISTICS OF THE VALLEY OF MEXICO AND THE 1985 EARTHQUAKE

We have mentioned in the introduction the peculiar nature of the Valley of Mexico, which is an extended ($\sim 200 \text{ km}^2$) and high (2000 m above sea level) sedimentary basin lying above deep rock. The previous estimate for the depth of all volcanic and sedimentary deposits was 2 km (Marsal & Graue 1969, Jaime 1987), but recent drillings by PEMEX indicate that the rock bottom may lie deeper than 2.5 km (Mooser *F.*, private communication). The deposits have elastic behaviour similar (Jaime 1987) to those studied by Tucker & King (1984) in Soviet Tadzhikistan mountain ranges. On top of the sediments of the Valley of Mexico lies extremely soft clay, with a very high water content [Jaime (1987) reports

values as high as 83 per cent], which occupies a region with an average radius of 4.5 km and a depth of tens of metres, surrounded by comparatively harder sedimentary ground or even harder rocky terrain from the mountains (see Fig. 1). This allows this ancient lake bed region to be considered to have well defined boundaries in nearly all directions (see Fig. 2, Marsal & Mazari 1969). Note that both for the basin and the ancient lake bed the northern, western and southern enclosures are well defined but on the eastern edge this is not the case. The only exposed basement rock between Cerro del Tepeyac (T) and Cerro de la Estrella (E) is the Peñón de los Baños (PB) (see Fig. 1). Evidence for a ridge connecting points T and PB that would partially enclose the deep basin has been reported (Alvarez 1986), and it would be expected that there would be at least some continuation of the ridge to reduce the gap between T and E at larger depth, although further exploration will be required to determine the degree of closure of the deep basin. As far as the ancient lake bed with its high water content clays is concerned, there definitely exists closure between T and PB even if the exact location has not been determined. It is further expected that the compactification of the airport extends this enclosure to the south of PB; this is confirmed by data from a recent subway construction under the airport (Mazari, M., private communication 1986). Beyond the airport there definitely exists a wide gap in the enclosure of the lake bed connecting it to the Texcoco Lake. A narrow gap exists also to the south.

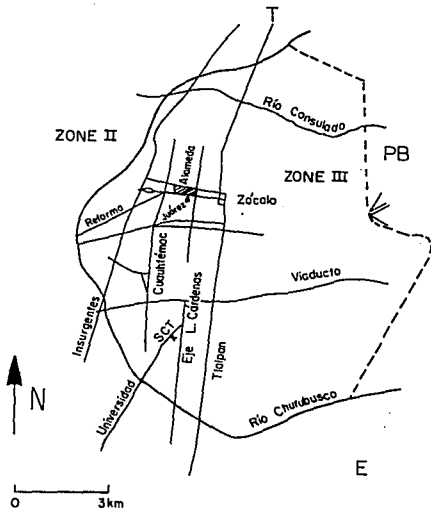


Figure 2. Boundaries of the soft-clay region (Marsal & Mazari 1969) corresponding to the ancient lake bed of Tenochtitlan. The main avenues and squares of Mexico City as well as points T, E and PB from Fig. 1 are marked.

Many studies concerning the earthquake of 1985 September 19 have been published (see Singh, Mena & Castro (1988) and references cited therein), so here only a short account of some of the seismic effects within Mexico City will be given. The earthquake was produced by important displacements in a long segment of the Cocos plate located a few kilometres off the Pacific coast in the state of Michoacán, Mexico (Astiz, Kanamori & Eissler 1987). The violent earthquake reached $M_s = 8.1$ and its rupture duration of over 100 s made it one of the major seismic events in recent years. However, the staggering effects on Mexico City were surprising because the city is located some 400 km away from the fault. Several other large cities like Guadalajara, Morelia and Toluca lie much closer to the epicentre and yet they did not suffer any serious damage. Over 95 per cent of the destruction of buildings and of the loss of life in the country were concentrated not only in the Valley of Mexico, but in the small area of the ancient lake of Tenochtitlan. The only other area in the country which suffered human losses and major destruction was in Ciudad Guzmán, founded on similar terrain in a sedimentary valley with ancient lake beds and surrounded by mountains.

Only one accelerogram (referred to as SCT) was located within the Tenochtitlan lake area, but it showed three remarkable features (see Fig. 3). First, the accelerographs located both at SCT and at the lake of Xochimilco were as much as 1–2 min more prolonged than other accelerographs located in hard ground (Bard *et al.* 1988; Singh, Mena & Castro 1988). Another striking feature of the SCT accelerograph was its large amplification which reached $0.20g$ (Mena *et al.* 1985), while other accelerographs located

within the Valley of Mexico, but on hard ground, reached only $0.079g$ (Prince *et al.* 1985). Based on the results of Jaime (1987), we conclude that the amplification at SCT, compared to the Pacific coast accelerograms for frequencies around 0.5 Hz, could be as much as a factor of 100–500. This brings us to the third and most striking feature of the SCT accelerograph results; its remarkable monochromatic character. This is seen even more clearly in Fig. 4, taken from Romo & Jaime (1987), where the SCT spectral acceleration response shows a very large and well-defined

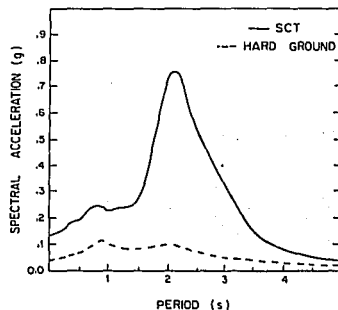


Figure 4. Spectral acceleration response (Romo & Jaime 1987) at two different sites in the basin of Fig. 1. The solid line corresponds to the Tenochtitlan lake bed region and the dotted line to the hard ground at the lake beds, both with 5 per cent damping.

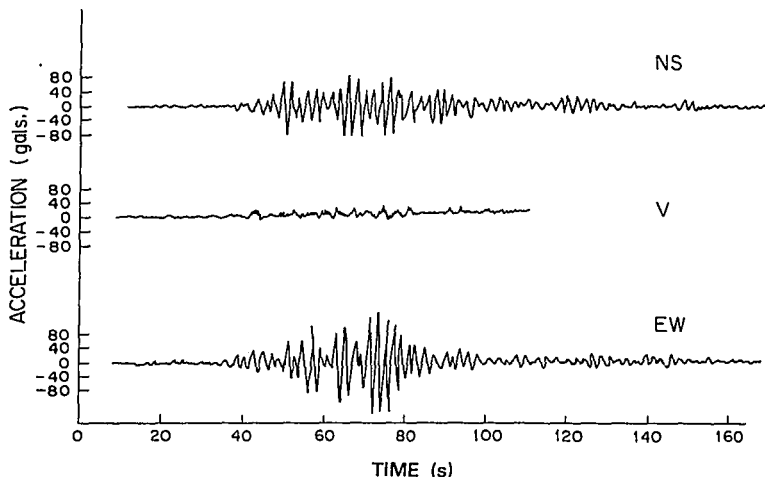


Figure 3. The north-south (NS), vertical (V), and east-west (EW) accelerograms obtained during the Michoacán earthquake of 1985 September 19, at the site marked SCT in Fig. 2. Note the very well-defined period of 2 s in the horizontal components.

frequency of 0.5 Hz (period of 2 s) in great contrast to the hard rock signal. This value of the period had been observed for the 1957 earthquake in Mexico City by Marsal (1958) and for subsequent seismic events by Faccioli & Roséndiz (1975). In fact, this has been proposed to be the prevailing ground period of the deep sedimentary deposits of the Valley of Mexico by Herrera, Rosenblueth & Rascón (1965).

The observed predominance of waves with a 2-s period helps to explain the selectivity of five- to 15-storey buildings whose natural periods are also around 2 s and which collapsed in very large numbers. All of the buildings with such heights that actually fell were lying on soft ground; virtually no building of this type lying outside the lake bed suffered any serious damage. Notably all buildings 20 or

more storeys high also survived the earthquake. Furthermore, among several hundred buildings that collapsed or were irreparably damaged, the number of one- or two-storey houses was very small considering their relative abundance. Some exceptions did exist in the Tepito area (see Fig. 5), for instance, but it is remarkable that old two-storey colonial palaces resisted much better than modern five-storey buildings. In most cases, the seriously damaged buildings had structures that resonate with a frequency of around 0.5 Hz.

Finally, a curious fact, which was observed in this study (Flores *et al.* 1987) as well as by others, (Cluff 1985; Degg 1987) was that pockets of damage were clearly evident and were surrounded by unscathed areas. Blocks of severely

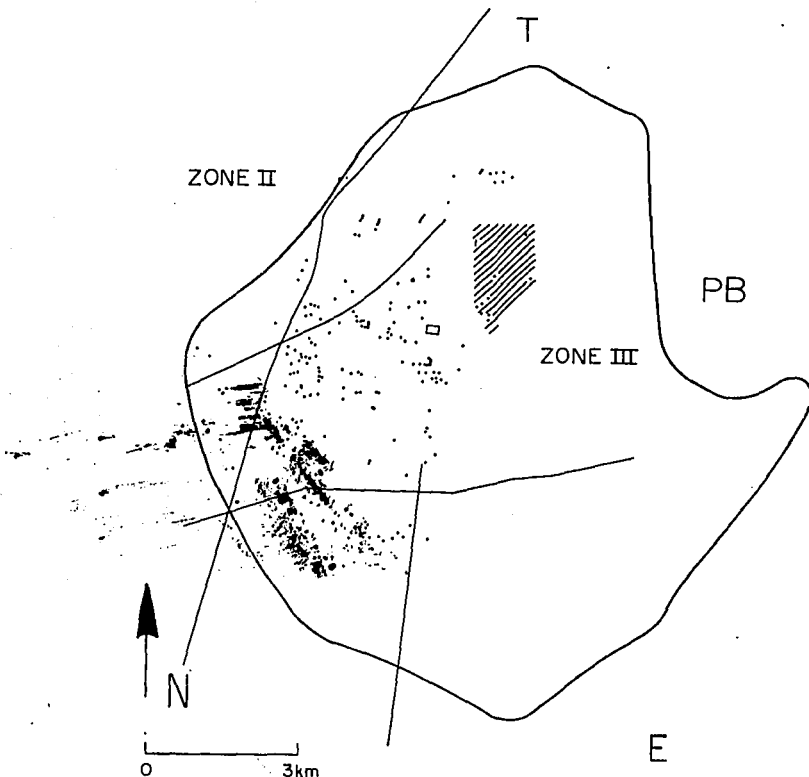


Figure 5. Map indicating the pattern of damage of the 1985 September earthquakes in Mexico City. Each dot indicates a collapsed or irreparably damaged building, most of which were between five and 15 storeys high. In the shaded (Tepito) area, however, a large number of low (one or two storeys) buildings were damaged.

damaged buildings alternate with other blocks containing quite similar buildings that remained unharmed, with a gross distance of 750 m separating them (see Fig. 5).

3 SEISMIC RESONANCES IN SEDIMENT-FILLED VALLEYS

3.1 Experimental data

Tucker & King (1984) have obtained some interesting results from experiments performed in relatively deep, open-ended sediment-filled valleys. These valleys are located at high altitudes (~2000 m above sea level) in the Tien Shan and Pamir mountains. The observed amplifications at the valley sites were as large as a factor of 10 when compared to the measurements at the surrounding rock sites. The response at the sediments was only weakly dependent on the diverse input signal azimuths and incident angles of the tens of small and large seismic events recorded. On the other hand, the response depends quite strongly on the frequency of motion and very strikingly on the relative positions of the seismic stations along the valley's width. The most complete studies were performed for the valley of Chusal, which has an average sediment-to-basement *S*-wave impedance contrast of 6:1 and for which King & Tucker (1984) measured spectral ratios for the first 8 s of the arriving *S*-waves using a set of 12 seismometers lying across the valley. The spectral peak at low frequencies grows smoothly from the edge to the middle of the valley. In-phase motion is evident and the amplitude of the peak changes, but its frequency does not. This last observation implies that the 1-D flat-layer model is inadequate here, as this model predicts that the frequency of the fundamental mode should increase as the sediment depth decreases toward the edges of the valley; as King & Tucker emphasize. There is, however, more evidence from their results that illustrate more clearly the inadequacy of the 1-D model, although this is not emphasized by the authors. At high frequencies, for instance, there are some sediment recordings that are in fact *smaller* in amplitude than rock recordings. This is particularly surprising when it is considered that Tucker *et al.* (1984) established that for such frequencies (~10 Hz) the rock seismographs suffer a deamplifying effect. In addition, around 20 Hz for example, amplification is larger at the edge of the valley, where the sediments are quite shallow, than at other locations where the sediment-filled column beneath the measuring apparatus can be ~100 m, as in the Runo Valley (Tucker & King 1984). In fact, there are many instances on the graphs of King & Tucker (1984) in which apparatus located over a column of soil dozens of metres above the rock bottom shows a smaller amplitude than other apparatus located where the soil columns are much shorter or (as in the rock sites) non-existent.

We believe that the only cogent way to explain such anomalies is to interpret these cases of deamplification of the signals, recorded by seismographs located over thick sediments, as the formation of lateral standing waves that give rise to a succession of nodes distributed along the valley's width. In other words, we interpret these results from the work of King & Tucker to represent collective resonant modes of motion of the sedimentary valley as a

whole, in response to the incident seismic waves. These authors essentially reach similar conclusions when they state that 'the whole valley width is responsible for these effects, and not the vertical soil column beneath each specific seismic station'.

3.2 Previous theoretical results

These experimental observations led Bard & Bouchon (1985), hereafter referred to as BB, to re-examine their analyses of shallow valleys (Bard & Bouchon 1980a & b) and extend them to embanked 2-D structures, in which the sediments fill a region of the vertical *x-z* plane. Here, and in what follows, the *z*-axis lies along the negative vertical direction, the *x*-axis across the valley's width and the *y*-axis along its length. As the valleys which were studied by Tucker & King (1984) are open-ended structures, a 2-D *x-z* model is reasonable.

The main conclusions obtained by BB for embanked sediment-filled valleys, when *SH*-, *SV*- or *P*-wave impinge on them, are the following: specific 2-D resonance patterns are found to show very large amplifications and consistent frequencies and in-phase motion is also predicted for the fundamental mode. Their results also imply quite notable differential accelerations and a substantially prolonged duration of the motion compared with the time span of the incident signal. Except for this last aspect, all other characteristics predicted by the BB model match the King & Tucker (1984) experimental results which did not show a prolonged response. It is important to remember that their spectra were obtained during the first 8 s after the *S*-wave arrival. Whether or not this may be the cause of their lack of evidence for residual vibrations, the long duration of the lateral resonances is theoretically found in the 2-D model of BB and is well documented for the 1985 September seism in the Valley of Mexico (Singh, Mena & Castro 1988).

Bard & Bouchon demonstrate that the parameters that mainly determine the resonance response in their model are the thickness to half-width ratio of the valleys and the impedance contrast between sediment and rock. It is fortunate for our purposes here that a simple model, which consists of a rectangular inclusion of elastic material embedded in a completely rigid half-space, is capable of predicting resonance frequencies for all valley shapes (Bard 1983). The frequencies calculated by BB are almost always shifted by about 30 per cent (depending on the length to half-width ratio for the valley) compared to those predicted by the 1-D model in which only the *z*-direction is taken into account.

The previous studies for a shallow sediment filled valley (Bard & Bouchon 1980a & b) are extended by BB. They had already established that 'a lateral resonance pattern was due to the trapping of horizontally propagating *P*-waves inside the layer, which makes the valley behave grossly as a (lateral) resonator'. Such horizontally propagating *P*-waves were generated from *SV* to *P* conversions 'by the complicated reflection and refraction patterns at the valley edges' (Bard & Bouchon 1980b).

Figure 6 is adapted from Fig. 4 of Bard & Bouchon (1985) in order to clarify the following statements. We extract four conclusions from the BB results in Fig. 6. First, the resonance frequencies f_i are different from those predicted

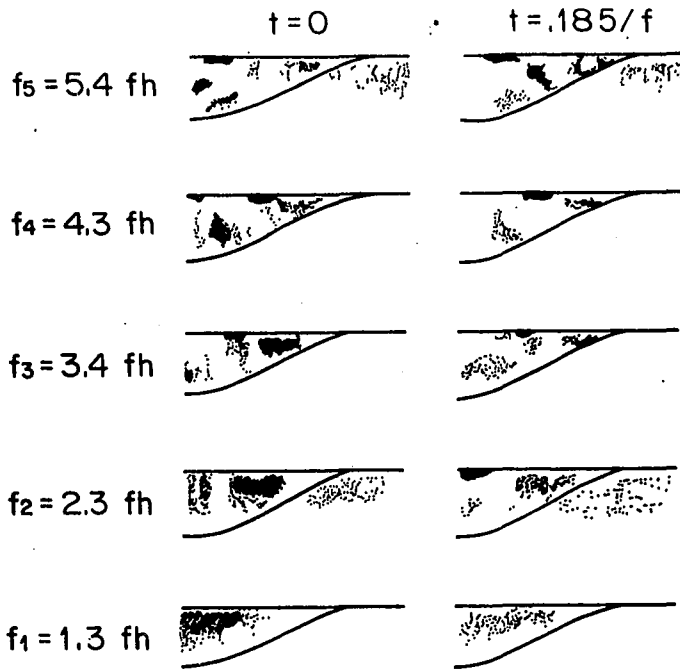


Figure 6. Resonance response of a sine-shaped sedimentary valley with a 5:1 velocity contrast, adapted from Bard & Bouchon (1985). Note that at $t = 0$ most of the energy is concentrated within the sediments and that the normal modes show vertical nodal lines. Here f_n is the resonant SH -wave frequency obtained from the 1-D model.

by the 1-D model and labelled f_n , even for the gravest peak. Second, for the higher modes, the amplification near the edges may surpass that at the valley centre. Third, for all the nodes depicted in Fig. 6, the ground motion at $t = 0$ is entirely concentrated within the sediments, with the implication 'that the energy is trapped inside the valley'; and fourth, and even more striking, the five lowest modes are all mainly associated with the lateral resonances produced by the complicated reflections at the valley edges. In effect, we see that the fundamental mode has no nodes and that the first four excited modes have one, two, three and four vertical nodal lines respectively, i.e. they look exactly like the first modes of a resonance in the horizontal direction. The higher mode also shows some trace of intermediate depth nodes, but this is ascribed by BB to the fact 'that the frequencies of those particular modes happen to be not too far from the values of some 1-D vertical harmonics'. In other words, Fig. 6 accurately represents the lowest resonance modes of a lateral resonator along the x -axis.

In the paper by BB, the cases of incoming SV - and

P -waves (albeit only for the fundamental mode) are also discussed and they show the same general behaviour as the case of incident SH -waves discussed above. In addition, the effect on the valley response to the variation of several parameters is tested, the most interesting of these is the incidence angle and the width-to-sediment-thickness ratio r . Changes in incidence angle as large as 30° do not alter the amplitudes significantly, or change the resonant frequencies or the balance between the response of the two sides of the valley. Nevertheless, the oblique incidence allows anti-symmetric modes to be excited. These modes show displacement nodes at the valley centre, i.e. where the sediment thickness is deeper, the amplitude becomes zero for large incoming signals. This may be used to explain the sediment deamplification effects in some of the experiments performed by King & Tucker (1984), discussed in the previous subsection.

Bard & Bouchon defined a critical shape ratio r_c which depends on the valley geometry and on the hard rocks-to-sediment S -wave velocity contrast C_v . For values of

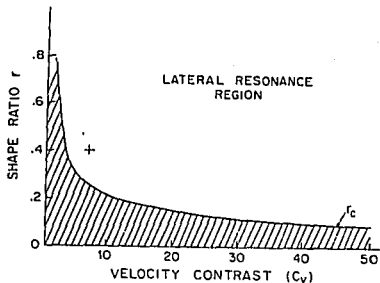


Figure 7. The critical depth-to-half-width ratio r_c as a function of the S -wave velocity contrast C_v , extrapolated from fig. 12 in Bard & Bouchon (1985). When $r = h/l$ is larger than r_c , lateral resonances dominate; this is the case for the Valley of Mexico the value of which is marked with a cross. We have used $h = 2.5$ km, $l = 6$ km, $\beta = 400$ m s $^{-1}$ for the sediments and $\beta = 2800$ m s $^{-1}$ as approximate estimates for the bedrock (Jaime 1987).

the ratio larger than r_c , 2-D resonances (for which as we have shown lateral resonances actually dominate) determine the valley's motion pattern. In Fig. 7 we have adapted their results and extrapolated them to velocity contrasts twice as large as those considered by BB, adequate for the contrast of the Mexico Valley sediments. In fact, soft-ground areas in the old lake beds in Mexico City can easily have even higher contrasts.

These facts imply that the resonances comprise the valley as a whole and that lateral reflections are of most importance.

It is of interest to discuss also the soft inclusion model of BB which consists of a rigid half-space (where by definition displacements are zero) containing an inclusion of elastic material. The latter can oscillate freely subject only to the equations of motion and the boundary conditions which imply zero displacement at the interface and zero stress at the free surface. Under certain conditions (Bard 1983) this effective model is capable, for valleys of any shape and for all types of incident waves, of predicting the main resonance frequencies. Bard & Bouchon introduce this model as a method to solve the microzonation problem.

We have extrapolated these ideas to describe lateral resonances for closed or almost closed embanked sedimentary basins. Two-dimensional resonance patterns in the horizontal x - y plane should develop. A simple scalar 2-D model was developed to describe these patterns (Flores *et al.* 1987). The model is based on the soft inclusion model of BB generalized by taking the geographical borders of real basins, but containing some drastic simplifications which allow for simple computation. It is based on the idea that the borders of the basin dominate the patterns, and details of the mechanism are relevant only for the absolute amplifications. The relative amplifications should therefore be approximated by the scalar model. Calculations for the San Fernando Valley show adequate agreement with microtremors (Novaro *et al.* 1989). This method will be discussed in more detail in the following section.

4 THE TWO STEP MODEL

For the deeply embanked Valley of Mexico the thickness-to-half-width ratio r is larger than the critical value r_c required for the appearance of lateral resonances according to BB, as the value of r for the rock-to-sediment transition is of the order of 0.4 and $C_v \sim 7$ (see Fig. 7).

When the seismic waves reach the valley, they first excite the motion of the deep sediments. Energy is trapped in the embanked sediments and a large S - to P -wave conversion takes place at the sediment boundaries as described by BB (1980b). Normal modes of the type depicted in Fig. 6 are established as the lateral resonances are excited and become dominant. It must be remembered that the horizontally propagating P -waves, thereby generated, have a large enough speed (Bard & Bouchon 1980b; Tucker & King 1984) to 'feel' the borders of the valley by reflecting back and forth until the resonant modes are established. In other words, there is little doubt that the sediment-valley phenomena observed by King & Tucker (1984) took place on 1985 September 19 in Mexico City and will affect it again any time that a prolonged earthquake occurs.

In the Valley of Mexico the laterally propagating P -waves, as well as the SV - and SH -waves, eventually reach the soft-clay region of the ancient lake bed. This implies a second-step mechanism that we believe distinguishes the seismic perils of this city from those of other sedimentary basins. The shear velocity contrast ($C_v \geq 10$) between the sediments and the high-water-content soft clays is even greater than that between the sediments and the rock ($C_v \approx 7$). Energy is then necessarily trapped within the soft-ground region, where the laterally propagating P -waves are sensitive to the old lake borders (Fig. 2) and thus establish resonant modes within them, as we originally proposed (Flores, Novaro & Seligman 1987). The S -waves that enter the soft clay, however, move with a small fraction ($\sim 1/30$) of the P -wave velocity, and further, S - to P -wave conversion at the lake bed boundaries has been estimated to be non-negligible (Flores, *et al.* 1987). It is emphasized here that this second step can also be understood and justified by the straightforward application of the results of BB.

For the application of our two-step model we must, however, take into account that the structure of the Valley of Mexico is an embanked basin and therefore that lateral reflections will take place over the 2-D x - y plane. In addition, the soft-clay area of the old lake bed is closed in almost all directions over the x - y plane. In other words, the lateral resonances that we refer to here have a 2-D character. The horizontally propagating P -waves generated according to the BB theory are compressional waves with speeds of about 1.5 km s $^{-1}$ but the S -waves propagate very slowly in the soft clay region so that even for tremors lasting 2 or 3 min, such as those of 1985 September 19, the S -waves do not have enough time to interfere after being reflected at the lake boundaries. P -waves do interfere, however, and as BB point out, are the most relevant candidates (in the case of very soft clays the *only* candidates) for the appearance of lateral resonances within the old lake bed boundaries.

The question posed by our two-step process is the following. What happens if the deep sediments are excited by a seismic wave entering into a sediment valley resonant mode whose frequency coincides with one of the natural

resonance frequencies of the soft-clay region? We naturally expect very large accelerations in the latter as an important energy concentration will occur for such a high impedance contrast. Furthermore, this concentration of energy is not evenly distributed in the region of the x - y plane occupied by the soft clay. Again, due to boundary reflections and refractions, the resultant differential amplification of the horizontal P -waves should show that nodes and antinodes that correspond to a stationary pattern. The damage due to the earthquake would be concentrated in the antinodes. We conclude that a peculiar distribution of high and low damage areas within the ancient lake region should be observed. Indeed, as stated previously, during the earthquake of 1985 September well over 95 per cent of the damage in Mexico City was concentrated within a small part (less than 20 per cent in area) of the town which was built on the soft-clay. Notably a few blocks of buildings with high damage alternate with similar areas that remained unscathed. All of this poses a microzonation problem that must be solved in future building codes for the city.

In order to provide a definite solution to this problem, it is necessary to apply a variety of models for the study of the above-mentioned phenomena. Two extreme models that seem plausible for their application to the peculiar characteristics of the Valley of Mexico are the following: one proceeds along the lines of traditional elasticity theory, which is basically a two-step elastic-inclusion model, and the other uses a hydrodynamic model for the second step of the process, i.e. that which occurs in the high water content clay area.

We now discuss the justification for each one of these extreme approximations. If we adopt the viewpoint of elasticity theory, as is usual in seismology, the transmission of seismic waves from the sediments to the very soft clay occurs with a very high velocity contrast; the value of C_1 is larger than 10, although it could be as high as 50 when the seismic waves enter the soft clay directly from the rocky mountains that partly surround the old lake bed. The soft inclusion in a rigid-space approximation, introduced by BB as an effective model, may then be recalled and assumed to be an appropriate model to determine 2-D resonance modes. We are led by such assumptions to consider a 2-D elastic-inclusion (now in the horizontal x - y plane where the lake bed lies) bounded by perfectly rigid walls where P -waves reflect back and forth to establish the lateral resonance pattern. This effective problem is what we call the elastic inclusion model, which we will duly solve in the final sections of this paper.

Alternatively, starting from a hydrodynamic description for the wave propagation in the soft clay bed is also justified. Its very high water content allows it to be visualized as a huge watery mud pool being rocked by the in-phase motion of the deep sediment valley over which the old lake bed is located. The movement of the sediments coincides with, for example, the lowest mode shown in Fig. 6, i.e. with the fundamental mode of the sediment-filled valley. The rocking pool itself establishes its internal stationary wave pattern by reflections of the acoustic compressional waves on the pool's borders. Again, assuming that the 2-D flow is crucial, the problem can be solved for acoustic P -waves within any arbitrary pool boundaries. By taking these boundaries as those of the ancient lake bed

within Mexico City, we obtain the soft-ground vibration frequencies associated with a pattern of nodes and antinodes for the displacement velocities that essentially lead to a damage pattern for the 1985 earthquake; quite similar to that given by the elastic inclusion model. The results predicted by this alternative hydrodynamic model will be reported in the second paper of this series.

The process may be summarized as the following two steps.

(i) Generation of lateral resonances as described by BB but with two horizontal dimensions for the embanked sediment with large associated S - to P -wave conversion.

(ii) Trapping of the horizontal P -waves in the ancient lake bed with probable further S - to P -wave conversion. Most of the energy will therefore be concentrated in the soft lake bed.

For the first step, we expect the strongest excitation for the lowest mode with neither surface nor in-depth nodes, with the 2-s period known to be characteristic for the valley of Mexico. For the second step this externally given frequency excites high-frequency modes of the lake bed, (see later). These have characteristic distribution of nodes and antinodes that may be correlated to the microzonation problem.

The two-step model will explain important features of the distribution of earthquake damage; this model may even be capable of explaining the great selectivity for the 2-s period. While it is not possible to give a definite proof at this point, an analogy from nuclear physics strongly suggests that the model is also capable of explaining this selectivity. The following paragraph is dedicated to this analogy and the reader interested in damage distribution only may pass directly to the next section.

While we expect the lowest mode of the deep sediments to carry the largest amplification, observation (Tucker & King 1984) and theory (Bard & Bouchon 1985) show that the higher modes with horizontal nodes and antinodes are also amplified. What stops them from being transmitted to the lake bed? Note that the lake bed and the deep sediment have different and irregular shapes. Following the lines of any standard reaction theory, we know that energy may only be transferred from one degree of freedom to another if the frequency of the corresponding eigenmodes is similar, but beyond that the transfer is determined by an integral of the type

$$\int \psi_1 \hat{O} \phi_2 d\Omega,$$

where ψ_1 and ϕ_2 are eigenmodes of one and two degrees of freedom respectively and \hat{O} is some function or differential operator that characterizes the coupling mechanism. Here $d\Omega$ indicates integration over all the degrees of freedom involved. If one of the modes, say ψ_1 , is the ground state, it has no nodes and with an adequate operator the value of this integral should be large. If on the other hand both modes have nodes and antinodes, and if their patterns fail to match substantially, the above integral is almost certain to be negligible. For two different and irregular shapes (such as in the case of the basin and the lake bed) matching is highly unlikely.

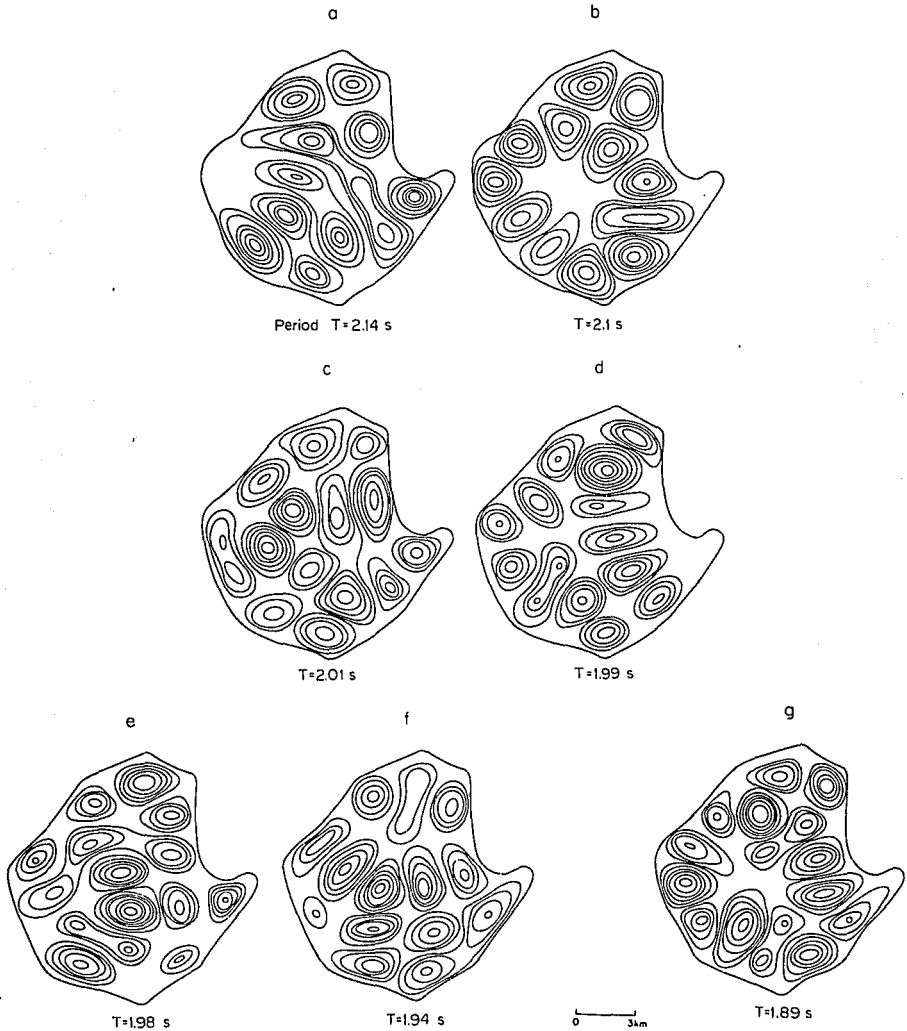


Figure 8. The seven normal modes around a 2-s period according to the elastic-inclusion model. The period ranges from $T = 1.88$ to $T = 2.2$ s.

Note that this argument implies dominance of the lowest frequency of the deep sediments but that the lake bed could well be excited in some higher modes that correspond to this frequency. These higher modes, with nodes and antinodes corresponding to the soft-clay lake bed, will lead to the observed damage patterns. A method for their calculations will be proposed in the next section.

5 RESULTS

With these preliminaries, the resultant resonance modes for Mexico City, using the 2-D elastic-inclusion model, will now be presented. The problem consists of solving a 2-D scalar wave equation subject to Dirichlet conditions on a complicated boundary (which represents the soft-clay region within Mexico City, see Fig. 2). This leads to the solution of a Helmholtz equation with the appropriate boundary conditions of the elastic-inclusion model to obtain the resonance frequencies (i.e. the eigenvalues of the equation). The only external parameter introduced to solve the problem is then the P -wave velocity, α , which ranges from 1.4 to 1.7 km s^{-1} (see Jaime 1987). The actual computations imply the discretization of the soft-clay region using a 250-m mesh, although finer meshes were also used to check our results. For our purposes the 250-m mesh was quite adequate and was used to calculate eigenvectors and eigenvalues using a computer program of Neuberger & Noid (1983). The resonance modes around a 2-s period are shown in Fig. 8(a-g). The ground motion amplitudes shown in Fig. 8, represent the eigenstates of the elastic inclusion model. It is clear that each state has one or more maximal displacement regions distributed over the soft ground surrounded by the rigid boundaries in Fig. 2. These maximal displacement regions are separated by nodal lines where the displacements, and consequently the ground accelerations, are minimal. The wave amplitudes depicted in Fig. 8, plus those of higher frequencies, form a complete set of wave functions that can be used to represent the damage pattern of any earthquake that may strike Mexico City. This is a straightforward consequence of the completeness theorem applied to this problem. A more interesting point is that the superposition of only a few eigenvectors, selected on the basis of the data from the 1985 September 19 tremor, is enough to give a faithful description of the particular events thereof.

In Fig. 9 we show the superposition of the seven eigenvectors of Fig. 8, selected because these particular normal modes have eigenfrequencies clustered around the value of the incoming frequency (0.5 Hz, see Fig. 4), for which the maximal spectral acceleration was observed during the 1985 earthquake. The relative weights given to each one of these eigenvectors in the superposition were read directly from Fig. 4. As this Fig. 4 shows, a very well-defined maximum is located at a period of 2 s, so that all seven eigenvectors have periods between 1.9 and 2.2 s. It is interesting that this superposition within such a narrow frequency band, whose only adjustable parameters are the relative phases (taken only as + or - signs in the superposition), gives a very realistic description of the distribution of damage in Mexico City. In effect, the correlation of Fig. 9 with the damaged zones in downtown Mexico City (see Fig. 5) includes the areas of Colonia Roma, Tepito, Centro

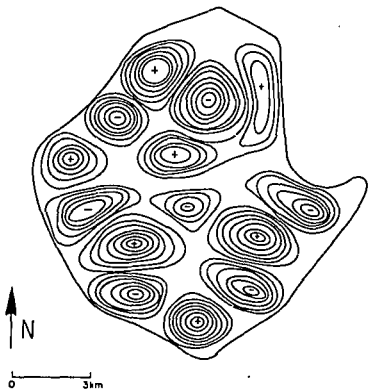


Figure 9. Superposition of the seven normal modes from Fig. 8. The relative weights were taken from the acceleration response spectrum of Fig. 4, phases were taken modulo π to fit the damage zones of Fig. 5.

Médico, Alameda, Pino Suárez etc., which are among those that suffered major loss of life, and where collapsed or seriously damaged buildings were concentrated. All of these city zones correspond to the antinodes of Fig. 9 where the proposed model predicts high concentration of seismic energy and maximal amplification effects. It is remarkable that this maximal relative amplification predicted by our model can cover the pockets of damage within Mexico City so accurately. This is a clear indication that such pockets of damage are correlated with the lateral lake bed borders. This is the main point to be emphasized here and it certainly requires further tests of the model. Such tests of the elastic inclusion model have also been carried out for other enclosed basins, such as the San Fernando Valley in California, for which again a superposition of a few of the valley's eigenvectors with the appropriate frequencies fitted the microtremor data quite well.

6 CONCLUSIONS

In this paper we have applied fairly recent results on deep sedimentary valleys and basins to the particular situation of Mexico City. The peculiar situation of supersoft clay sediments enclosed in a deep sedimentary basin is less common than the deep basin structure alone; it is probable that Mexico City is the only major city built on such a site. The size of this city and the corresponding damage potential alone justify extensive research. In addition, many smaller cities, such as Ciudad Guzmán in the state of Jalisco, Mexico, may well have a similar situation.

It can be concluded that a two-step process involving both the deep sediment and the soft-clay inclusion explains the phenomenology quite well and a specific semi-empirical method is given to predict for microzonation. Furthermore, the foundation for a more dynamic interpretation of the

two-step process is provided, such as the rocking-pool model, which will be discussed in a subsequent paper.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported in part by Centro Internacional de Física y Matemáticas Aplicadas (Cuernavaca, México).

REFERENCES

- Alvarez, R., 1986. Gravimetric definition of underground formations in México City: relevance for seismic risk, *Engineering*, **13**, 107-108.
- Astiz, L., Kanamori, H., & Eissler, H., 1987. Source characteristics of earthquakes in the Michoacán seismic gap in Mexico, *Bull. seism. Soc. Am.*, **77**, 1326-1346.
- Bard, P.-Y., 1983. Les effets de site d'origine structurale en sismologie, modélisation et interprétation, application au risque sismique, *These d'Etat*, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, France.
- Bard, P.-Y. & Bouchon, M., 1980a. The seismic response of sediment-filled valleys. Part I. The case of incident *SH* waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, **70**, 1263-1286.
- Bard, P.-Y. & Bouchon, M., 1980b. The seismic response of sediment-filled valleys. Part II. The case of incident *P* and *SV* waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, **70**, 1921-1941.
- Bard, P.-Y. & Bouchon, M., 1985. The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys, *Bull. seism. Soc. Am.*, **75**, 519-541.
- Bard, P.-Y., Campillo, M., Chávez-García, F. J. & Sánchez-Sesma, F. J., 1988. The Mexico earthquake of September 19, 1985—A theoretical investigation of large- and small-scale amplification effects in the Mexico City Valley, *Earthq. Spectra*, **4**, 609-633.
- Cluff, L. S., 1985. Firsthand experience of the M_s 8.1 earthquake that struck Mexico City on 19 September 1985, *Bull. seism. Soc. Am.*, **75**, 1843-1846.
- Degg, M. R., 1987. The 1985 Mexican earthquake, *Mod. Geol.* **11**, 109-131.
- Faccioli, E. & Reséndiz, D., 1975. Soil dynamics (behavior including liquefaction), *Internal Report E 15*, Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Flores, J., Novaro, O., & Seligman, T. H., 1987. Possible resonance effect in the distribution of earthquake damage in Mexico City, *Nature*, **326**, 783-785.
- Haskell, N. A., 1960. Crustal reflection of plane *SH* waves, *J. geophys. Res.*, **65**, 4147-4150.
- Herrera, I., Rosenblueth, E., Rascón, O. A., 1965. Earthquake spectrum prediction for the valley of Mexico, *Proc. 3rd World Conf. Earthq. Eng.*, pp. 61-74, New Zealand.
- Jaime, A., 1987. Características dinámicas de la arcilla del valle de México, *Tesis Doctoral*, Universidad Nacional Autónoma de México.
- King, J. L. & Tucker, B. E., 1984. Observed variations of earthquake motion over a sediment-filled valley, *Bull. seism. Soc. Am.*, **74**, 137-151.
- Marsal, R. J., 1958. Efectos del macrosismo registrado el 28 de julio en las construcciones de la ciudad, *Ingeniería*, **28**, 12-25.
- Marsal, R. J. & Graue, R., 1969. The subsoil of Lake Texcoco, *Contribution of Texcoco Project to the VII International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, pp. 167-202, SHCP, Mexico.
- Marsal, R. J. & Mazari, M., 1969. *The Subsoil of Mexico City*, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico.
- Mena, E., Quasas, R., Prince, J., Almora, D., Pérez, P., Carmona, C., Torres, M., Delgado, R., Chávez, G., Alcántara, L., & Oñate, M. A., 1985. Acelerograma en el centro SCOP de la Secretaría de Comunicaciones y Transportes. Sismo del 19 de septiembre de 1985, *Informe IPS-108*, Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Neuberger, B. & Noid, D. W., 1983. *Report of the Oak Ridge National Laboratory, ORNL*, Tennessee.
- Novaro, O., Seligman, T. H., Alvarez-Tostado, J. M., Mateos, J. L. & Flores, J., 1989. Two-dimensional model for site-effect studies of microtremors in the San Fernando Valley, *Bull. seism. Soc. Am.*, submitted.
- Prince, J., Quasas, R., Mena, E., Carmona, C., Amora, D., Pérez, P., Chávez, G., Alcántara, L., & Delgado, R., 1985. Acelerogramas en Ciudad Universitaria del sismo del 19 de septiembre de 1985, *Informe IPS-10A*, Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Romo, M. P. & Jaime, A., 1987. Metodología para generar espectros de diseño deterministas en campo libre, *Memorias del III Congreso Nacional de Ingeniería Sísmica*, Queretaro, México.
- Singh, S. K., Mena, E. & Castro, R., 1988. Some aspects of source characteristics of the 19 September 1985 Michoacan earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong motion data, *Bull. seism. Soc. Am.*, **78**, 451-477.
- Tucker, B. E. & King, J. L., 1984. Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties, *Bull. seism. Soc. Am.*, **74**, 153-165.
- Tucker, B. E., King, J. L., Hatzfeld, D. & Nersesov, I. L., 1984. Observations of hard-rock site effects, *Bull. seism. Soc. Am.*, **74**, 121-136.

APENDICE II

Bulletin of the Seismological Society of America

Vol. 80

April 1990

No. 2

TWO-DIMENSIONAL MODEL FOR SITE-EFFECT STUDIES OF MICROTREMORS IN THE SAN FERNANDO VALLEY

By O. NOVARO, T. H. SELIGMAN, J. M. ALVAREZ-TOSTADO,
J. L. MATEOS, AND J. FLORES

ABSTRACT

A new model is developed for the resonant response of ground motion in enclosed sedimentary basins. In their study of deeply embanked sediment-filled valleys, Bard and Bouchon (1980 a, b; 1985) show that reflections and refractions at the valley's edges generate important conversion of incident *SV* waves to horizontally propagating *P* waves which establish lateral resonance patterns. Our model is related to these results through the use of two approximations: reflecting edges and horizontal *P* waves. This model allows us to calculate lateral resonances in a given sedimentary basin for any shape of its borders. We apply this model to the actual shape of San Fernando Valley and account for the large differential amplifications reported by Kagami *et al.* (1986) in their two-dimensional study of microtremors in this basin. We obtain a map of amplifications in the surface of the San Fernando Valley that shows a remarkable coincidence with the microtremor experimental data.

INTRODUCTION

The seismic response of sediment-filled valleys and basins is a subject of great importance because many cities around the world lie on such geological structures. Bard and Bouchon (1980a, b; 1985) have performed theoretical calculations for sediment-filled structures with large impedance contrast, showing that incoming *SH*, *SV*, or *P* seismic waves generate horizontally propagating waves. These converted waves are reflected at the valley's edges, producing lateral resonance patterns which give rise to enhanced amplifications and prolonged duration of the motion. Love and Rayleigh waves are generated by the *SH* and *SV-P* seismic waves respectively, and would be the dominant effects for Type II valleys, i.e., those valleys with a perfectly flat bottom (which should extend for at least 80 percent of the valley's length) and a rather small depth to half-width ratio (equal or smaller than 0.1).

However, Bard and Bouchon (1980b) also demonstrate the appearance of laterally propagating bulk *P* waves for Type I valleys, i.e., those for which the depth to half-width ratio is ≥ 0.2 and whose bottom is not flat, but rather has a slope spanning more than 20 percent of the valley's length. Under these conditions they have observed a very important *SV-* to *P*-wave conversion. This implies the existence of horizontally propagating *P* waves (to distinguish them from the incoming *P* waves that propagate mainly in a vertical direction and which produce a bulk "breathing" mode, we shall henceforth simply refer to the former as horizontal *P* waves), which have fast enough speed to span the valley's length and produce the lateral resonance pattern.

This is perhaps the most important result of Bard and Bouchon (1980a, b; 1985), and yet it has received relatively little attention. One reason for this may be that

traditionally most of the studies rely on the flat-layer model (Haskell, 1960) which essentially concentrates on vertical propagation. Another factor is that the actual valleys and basins are three-dimensional structures and to theoretically calculate the reflections and refractions at any real valley's complex borders extending over the whole area covered by the valley's surface is beyond present computational capabilities.

These impediments notwithstanding, there exist important experimental results by Tucker and King (1984) and King and Tucker (1984) for sedimentary valleys, that show definitely the existence of coherent phases and differential amplitudes which cannot be accounted for by the one-dimensional flat-layer model. The valleys studied by Tucker and King (1984) are open-ended structures, but many cities in the world are located on essentially closed basins, so a method has to be devised to study two-dimensional horizontally propagating waves and their consequent lateral resonance pattern in the whole basin's surface. Such a method has been developed and applied to earthquake response for the Valley of Mexico (Flores *et al.*, 1987; Seligman *et al.*, 1989). Thus one may apply the important finds of Bard and Bouchon (1980a, b; 1985) to microzonation predictions in real-life situations.

In this paper, we apply our model to the San Fernando Valley, which is essentially a closed basin with well defined edges and relatively large impedance contrast, as shown in Figures 1 and 2. Its bottom has a steep and extended slope and any flat-bottom area cannot occupy even 50 percent of its length, if in fact such a flat part exists at all; see Figures 1 and 2, noting that the dashed lines in the bottom are really unknown. Thus San Fernando is a Type I basin in the definition of Bard and Bouchon (1980b), i.e., the type for which *SV*- to *P*-wave conversions are expected to be the largest.

Our model assumes the importance of these horizontal *P* waves. It introduces a stringent approximation by only accounting for compressional waves; in other words it involves the converted *P* waves rather than the incoming *S* waves. This approximation has been thoroughly discussed in our studies on Mexico City earthquakes (Flores *et al.*, 1987, Seligman *et al.* 1989), where it has been stressed that our model

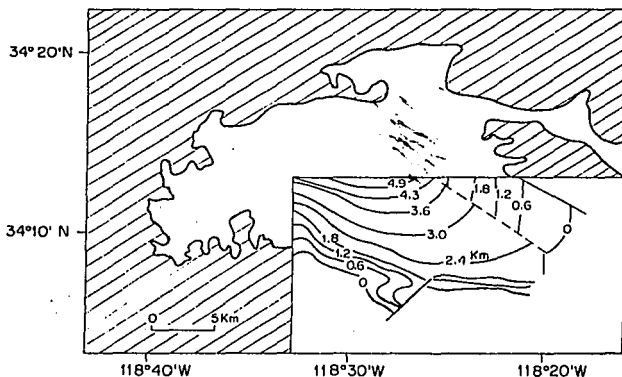


FIG. 1. Contour map of the in-depth structure and geographical location of the San Fernando Valley. Notice that only the southeast area is known with certainty (from the studies of McCulloh, 1960).

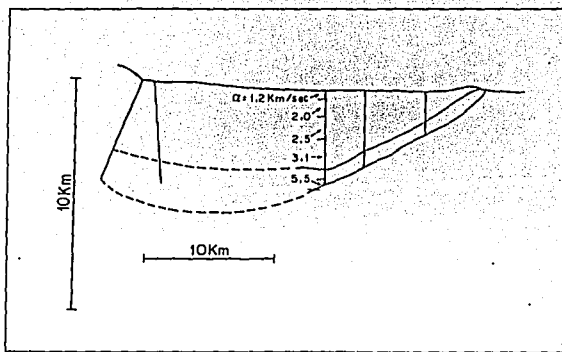


FIG. 2. Stratigraphic cross-section of the San Fernando Valley showing the compression wave velocity α as a function of the depth strata, taken from Duke *et al.* (1971). The dashed lines indicate that these parts of the strata are not well studied and the vertical lines correspond to the wells where observations were made. Note the 2:1 vertical exaggeration. Figure after Vidale and Helmberger (1988).

calculations do not pretend to describe the whole of the seismic phenomena but rather to confirm the role that Bard and Bouchon (1980b) attribute to the horizontally propagating P waves in establishing the stationary patterns in Type I valleys. In sedimentary valleys the P - to S -wave velocity contrast is not as spectacularly high as in the lake beds of Mexico City, yet San Fernando certainly qualifies as a "Type I valley." The other approximation, that of nearly complete reflection at the basin's borders, may also be considered unrealistic for transient seismic events. Here, however, we shall be concerned with the permanent vibrations of microtremors, for which any leaks due to the imperfect reflections at the borders may be less relevant over long time spans.

The San Fernando Valley has been monitored for microtremor movements (Kagami *et al.*, 1982, 1986), and is subject to frequent earthquakes due to its location near several seismic faults. We shall here predict the amplification factors that have been measured by Kagami *et al.* (1986), who made a map on the basin's surface of the local site amplification from their extensive microtremor data. Most of the data concern long-period movements (3- to 5-sec periods), which is suited to our model because, as shown by Bard and Bouchon (1980b), it is for such periods, which are comparable to the travel times over the basin for the horizontal waves, for which the lateral effects become dominant. The characteristics and applicability of our model shall be discussed in the following sections, which show that this method allows the calculation of the resonance effects by taking into account the actual geographical boundaries of closed basins.

Although the main focus in the present paper is on microtremors, we should also mention the relevance of the basin's configuration for macroseisms. Among the latter, the San Fernando earthquake of 9 February 1971 is still considered (Vidale and Helmberger, 1988) to have some of the best documented records of strong ground motion. Despite attempts to study basin effects in various ways (Hudson, 1971, 1972; Drake and Mal, 1972; Hanks, 1975; McCowan *et al.*, 1977; Liu and Heaton, 1984; and others), it is accepted that several features remained unexplained

(Heaton, 1982). A recent paper (Vidale and Helmberger, 1988) demonstrates once more that it is impossible to fit the data of the San Fernando earthquake using the flat-layer model alone. They also confirm that the basin structure is very important, a point emphasized before by Boore (1970) and also by Bard and Gariel (1986). However, by considering vertical cross-sections of the basin, these authors disregard the detailed three-dimensional geometry of the San Fernando Valley's borders. It therefore is worthwhile to apply the techniques of the present paper, which allow one to make calculations taking into account the detailed structure of the borders in map view (depicted in Fig. 1), to supplement the results of Vidale and Helmberger (1988). The approximation of perfectly reflecting borders will be relaxed somewhat in a forthcoming paper (Alvarez-Tostado *et al.*, manuscript in preparation).

MATHEMATICAL FORMULATION

We start from the assumption that the incident *SV* waves generate horizontally propagating compression waves which in turn give rise to important edge effects (i.e., lateral resonance patterns) as has been discussed in the preceding section. Our main quest is the following: to develop a technique to study the lateral resonance patterns generated by these horizontally propagating waves, taking into account the detailed geographical borders of the San Fernando Valley. Such a technique has in effect been introduced for the study of seismic resonances in the Valley of Mexico (Flores *et al.*, 1987; Seligman *et al.*, 1989) based on the so called soft-inclusion model with perfectly rigid borders (see Bard and Bouchon, 1985), which allows us to study the stationary pattern of the compressional waves in any given closed sediment-filled basin. We shall calculate these stationary patterns to obtain a prediction of the microtremor amplitudes for the San Fernando Valley. We therefore represent the San Fernando Valley as an elastic inclusion surrounded by perfectly rigid borders. The elastic inclusion corresponds to the sedimentary area on the basin's surface and the perfectly rigid walls surrounding it have the detailed shape corresponding to the mountain ranges limiting the basin. Following the discovery by Bard and Bouchon (1980b) that horizontal *P* waves are responsible for lateral resonances, we then define our approximation by considering only such compressional waves, whose amplitude obeys the Helmholtz equation in two dimensions:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - V(x, y) + k^2 \right) \psi(x, y) = 0 \quad (1)$$

which for our present purposes can be taken with $V = 0$ and $k = 2\pi\nu/\alpha$, where ν is the frequency and α the wave velocity of the compressional waves.

In order to solve equation (1) we use a finite-difference method originally proposed by Neuberger and Noid (1983, 1984a, b) for three-dimensional problems, but presenting only the two-dimensional version that we shall use here.

If we define $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)$, $H = \nabla^2 - V(x, y)$ and $k^2 = -\lambda$, equation (1) becomes $H\psi(x, y) = \lambda\psi(x, y)$, with $\lambda \geq 0$. To obtain the lowest eigenvalues λ_n and the corresponding eigenfunctions ψ_n ($n = 0, 1, 2, \dots$), we use the finite-difference version of $H\psi(x, y)$ for a $N \times N$ grid of mesh size δ :

$$\begin{aligned} H\psi(x, y) &= \frac{1}{\delta^2} [\psi(x + \delta x, y) + \psi(x - \delta x, y) + \psi(x, y + \delta y) + \psi(x, y - \delta y) - 4\psi(x, y)] \\ &\quad - V(x, y)\psi(x, y). \end{aligned} \quad (2)$$

The inverse power method is then applied to obtain the largest eigenvalue of the operator H^{-1} , which is precisely the smallest one of H , that is λ_n . We therefore use the iterative equation

$$\psi^{m+1}(x, y) = H^{-1}\psi^m(x, y) \frac{\iint [\psi^m(x, y)]^2 dx dy}{\iint \psi^m(x, y) H^{-1}\psi^m(x, y) dx dy} \quad (3)$$

where $m = 0, 1, 2, \dots$. When $m \rightarrow \infty$, $\psi^{(m)}(x, y) \rightarrow \psi_0(x, y)$, which is the eigenfunction of H corresponding to the smallest eigenvalue λ_0 , as long as the subspace spanned by $\psi^{(m)}$ is not orthogonal to ψ_0 . Once ψ_0 and the corresponding eigenvalue are known, the next eigenvalue of H is obtained by using $\psi^{(m)}$ in a subspace orthogonal to ψ_0 , and so on for the higher eigenvalues.

Discretizing the differential operator H on the $N \times N$ grid leads to a $N^2 \times N^2$ matrix for H^{-1} with all its elements nonzero. This inversion is impractical. On the other hand H itself has only of the order of $5N^2$ nonzero matrix elements, associated with the representation by nearest neighbor differences of the operator ∇^2 on the grid. It is therefore more convenient to deal with the H operator. To do so, we define an auxiliary function χ such that

$$H\chi = \psi \quad (4)$$

and the problem reduces to obtaining χ , i.e., $H^{-1}\psi$. Writing $H = H_D + H_O$ where H_D is the diagonal and H_O the off-diagonal part, we have from equation (4)

$$\chi = H_D^{-1}\psi - H_D^{-1}H_O\chi, \quad (5)$$

which can be solved iteratively by the Jacobi method:

$$\chi^{(p+1)}(x, y) = H_D^{-1}\psi^{(p)}(x, y) - H_D^{-1}H_O\chi^{(p)}(x, y), \quad (6)$$

where $\psi^{(p)}$ is obviously $H\chi^{(p)}$, and $p = 0, 1, 2, \dots$. If H is sufficiently sparse (a condition fulfilled in our problem; see equation (2)) the $\chi^{(p)}$ converge rapidly to χ , i.e., to $H^{-1}\psi$, and we can iterate equation (3) using χ . If the method is applied point by point on the grid and the new values at each point are used in the right-hand side of equation (6) as they become available, we have the Gauss-Seidel method actually used in the two-dimensional version of the Fortran codes for the program provided by B. Neuberger.

We have modified this program to include different types of boundary conditions, although for the present purposes the Dirichlet conditions appropriate for the soft-inclusion model were used, i.e., zero displacement at the rigid-to-elastic interface. We also added a superconvergence (or over-relaxation) scheme to improve convergence of the Gauss-Seidel inversion. This method is applicable to any iterative procedure and replaces $\chi^{p+1}(x, y)$ by

$$\sigma[\chi^{p+1}(x, y) - \chi^p(x, y)] + \chi^p(x, y) \quad (7)$$

with a superconvergence factor σ : $1 < \sigma < 2$, which in our case was optimized to $\sigma \approx 1.6$. This procedure reduces computational time by a factor of 2 or 3, while a similar factor to redefine ψ^{m+1} is not very effective for Dirichlet conditions. After completing the iteration, the result is improved by repeating the entire process for finer meshes; we use $\delta/2$ and $\delta/4$.

In our approximation $V(x, y) = 0$ within the sediments. The boundary where $\psi(x, y) = 0$ is quite complicated, corresponding to the actual San Fernando Valley borders. We may either introduce very large values of $V(x, y)$ outside the borders or enforce the Dirichlet condition directly. Results and computation times are similar in both cases and to find the first 10 eigenvalues and eigenfunctions of San Fernando, they are typically of the order of 30 minutes of CPU in a VAX-780 computer. Our program is available on request.

Note that the model is capable of including inhomogeneities in the sedimentary medium if these are known, since the potential $V(x, y)$ has the effect of changing the local speed of propagation in the medium. On the other hand, for $V = 0$ the discretization is merely a tool, the results being continuous as soon as we use of the order of 8 mesh points per wavelength (we here use of the order of 15 points per wavelength). This can be understood if we imagine the functions expanded in plane waves with amplitudes fixed by the values on the grid. Translated into actual distance on the basin, our unit mesh corresponds to 625 meters which allows a reasonably precise scan of the San Fernando Valley, considering that it roughly measures 20 by 40 km.

The above method allows us to solve equation (1) with the restrictions $V = 0$ and $k = 2\pi\nu/\alpha$, which simplifies the equation to

$$\left(\nabla^2 + \frac{4\pi^2\nu_n^2}{\alpha^2}\right)\psi_n(x, y) = 0, \quad (8)$$

with only one adjustable parameter, α , the velocity of the laterally propagating P waves.

For San Fernando, Vidale and Helmberger (1988) have reported (see Fig. 2) different seismic wave velocity layers as a function of depth; for P waves their values range from 1.2 km/sec near the surface to 5.5 km/sec near the basin's bottom. We must remember that Bard and Gariel (1986) have demonstrated that for deep valleys with high impedance contrast (as in San Fernando) the response of stratified valleys becomes virtually undistinguishable from that of homogeneous valleys at least for the lower frequencies, which is the realm of the present calculation. Under these circumstances, Bard and Gariel propose using an effective velocity of the seismic waves, preferably close to the average value over the layers. We follow this recipe for the compression wave velocity α in equation (8). The average value of α according to Vidale and Helmberger (1988) as well as the P -wave velocity in the thickest layer are of the order of 3 km/sec (see Fig. 2). Hanks (1975) in his study of long-period motions of the San Fernando earthquake suggests similar seismic wave velocities. From the above considerations, we use an effective velocity α_{eff} , which was taken as 3.4 km/sec in our present calculations. We then obtain the eigenfunctions $\psi_n(x, y)$ and the eigenvalues ν_n from equation (8) as explained before. The amplitude of these eigenfunctions varies along the whole basin's area providing us with a measure of the local ground response at each point.

According to Bard and Bouchon (1985), substantial enhancement of the soft-inclusion response as well as distinctive differential amplifications are to be expected. In effect, we shall show how the amplitudes of the wave functions vary from point to point as a function of the frequencies of the vibrations and the particular geometry, implying that each site at the San Fernando Valley's surface has a different response depending on the basin borders and the incoming seismic signal

frequency. This shall be the basis on which we shall proceed to predict and understand the sometimes puzzling and quite large differences in microtremor amplifications between adjacent sites. In the following section, we shall apply the present method to interpret the data of Kagami *et al.* (1986) on microtremors in the San Fernando Valley.

RESULTS

In Figure 3 we reproduce the microtremor experimental data of Kagami *et al.* (1986). The numbers in this figure are the spectral ratios of the seismic response of the sediments of the San Fernando Valley normalized to the reference values of the response at surrounding rock sites. The amplifications correspond to averages over the long-period range, i.e., between 3 and 5 sec. The numbers in parentheses are the amplifications from the one-dimensional flat-layer model (Haskell, 1960), calculated by the widely used formula (see Roesset and Whitman, 1969)

$$|u| = \frac{2}{\sqrt{\cos^2(2\pi h/\beta_2 T) + (\rho_2 \beta_2 / \rho_1 \beta_1)^2 \sin^2(2\pi h/\beta_2 T)}}, \quad (9)$$

where $|u|$ is the surface displacement amplitude, $\rho_2 \beta_2 / \rho_1 \beta_1 = 0.3$ according to the typical average values of the density ρ_i and the S -wave velocity β_i in rock ($i = 1$) and sediment ($i = 2$), h is the sediment depth and T is the period (see, for instance, Wong *et al.*, 1977; Liu and Heaton, 1984; Vidale and Helmberger, 1988); the factor 2 in the numerator of equation (9) is due to the free surface, and disappears when $|u|$ is normalized to the rock amplitude as has been done by Kagami *et al.* The predicted values are only reported for that part of the San Fernando Valley where the basin's bottom is known, i.e., the one depicted in Figure 1 and its adjacent sites.

It is evident from Figure 3 that the one-dimensional model fails to predict the data of Kagami *et al.* (1986). It is especially interesting that the latter present some

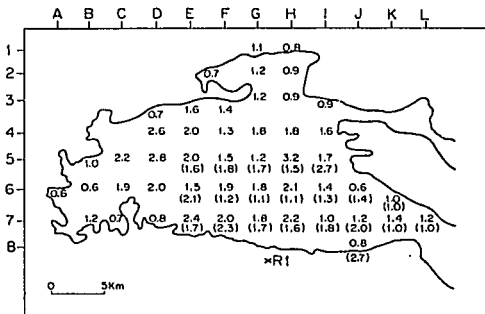


FIG. 3. Mean values of the spectral ratios of the Kagami *et al.* (1986) microtremor data in the 3- to 5-sec period range, normalized to the reference site on rock R1. The values in parenthesis are the amplifications predicted by the one-dimensional model using equation (9) for sites located in the southeast area, where the depth is known well.

extremely different amplifications between adjacent sites with quite similar depths. One may ask why. Ruling out any errors in the experimental data, which are not to be expected considering the very careful studies of this group (Ohta *et al.*, 1978; Kagami *et al.*, 1982, 1986), and also discarding the possibility of highly different local geological structures for all of these adjacent sites, which would be unlikely to have escaped unnoticed in one of the most studied seismic basins in the world, we must look for an alternative explanation. The most natural one would be to consider edge effects.

For this purpose we use the eigensolutions of equation (8), which for the period range of interest are shown in Figure 4 using contour lines. We superpose these eigenvectors to form our 3- to 5-sec "average" contours that depict the relative amplitudes at each point in the San Fernando basin. The weights c_m of each eigenvector ψ_m to form the superposition $\sum c_m \psi_m$ were obtained from the amplitude of the spectrum of Kagami *et al.* (1986) at a specific site. We have used the site located at R1 in Figure 3, since this corresponds to a rock site which would have the frequency spectrum of the incoming signal. Thus, only the relative phases (taken modulo π) are left as free parameters and are adjusted to build the superposed function. In order to take into account the unconverted part of the seismic signal, we use a constant A in the above linear combination of normal modes; that is, we assume the relative amplification to be given by the formula

$$A + \sum c_m \psi_m. \quad (10)$$

At the border, $\psi_m = 0$, and A is assumed equal to one. The contour lines corresponding to the superposition so obtained are shown in Figure 5. In order to compare with the experimental data we reproduce in Figure 6a the contour lines of Kagami *et al.*, (1986) and, in Figure 6b, we select the equivalent contour lines from our calculations (i.e., from Fig. 5). It is striking that both figures show a great resemblance especially the presence of two well-defined maxima separated by a depression in the center of the basin, which could not be accounted for using equation (9). Notice also that the maximum at P_1 in Figure 5 coincides with site D5, also a local maximum in Figure 6a. We note, however, that P_2 lies in the site G5 whereas the experiment shows the maximum of amplification at site H5 (see Fig. 3). In any case, the qualitative agreement is good, with great differences in amplitude between adjacent sites evident both in Figures 6a and b. The latter shows the collective resonance response of the San Fernando Valley (the "edge effects") in the long-period (3- to 5-sec) region. The fact that it fits reasonably well the microtremor data gives strong support to the idea that the permanent vibrations of the basin are essentially determined by the shape of its borders. It also provides a cogent explanation to the extreme differential amplifications at adjacent sites.

OUTLOOK AND PERSPECTIVES

We have advanced the hypothesis that the extreme differences in microtremor amplification in adjacent sites in the two-dimensional surface of the San Fernando Valley found by Kagami *et al.* (1986) can only be understood from the collective modes of the whole basin. This is supported by a comparison of the experimental (Fig. 6a) and theoretical (Fig. 6b) contour lines, which have strikingly similar features. The theoretical contour lines were obtained under the hypothesis of the existence of horizontally propagating compressional waves. Such converted waves have long been predicted to be produced by incident SV- to horizontally propagating

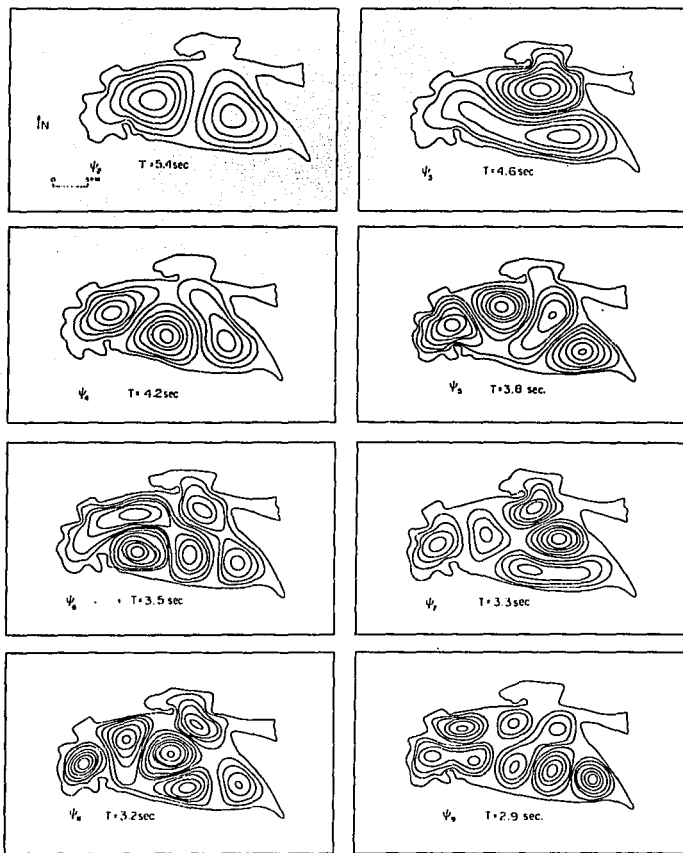


FIG. 4. The eight normal modes, derived from the two-dimensional elastic inclusion model applied to the San Fernando Valley, whose periods lie in the range from 3 to 5 sec.

P-wave conversions in embanked sediment-filled valleys with characteristics similar to those of the San Fernando Valley and within the relevant period range (Bard and Bouchon 1980a, b; 1985). To study these phenomena, a new method was introduced that allows calculations using the actual geographical features of the

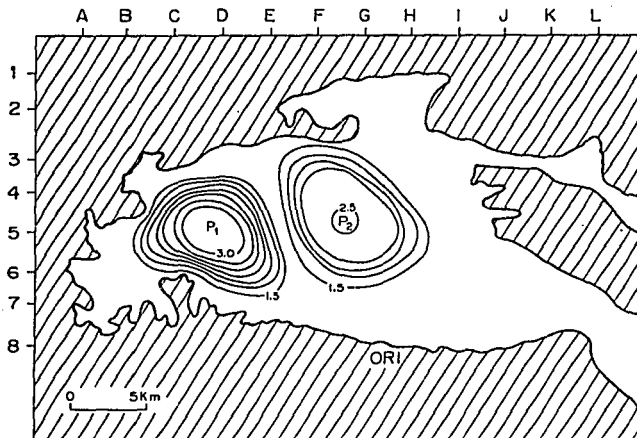


FIG. 5. Amplification contour lines obtained from equation (10) where the relative weights c_n were fixed using the reference rock site R_1 of Figure 3, and the phases were taken modulo π . Notice the two-maxima located at points P_1 and P_2 .

basin's border. The collective response solutions have stationary wave characteristics, which is appropriate for the permanent vibration nature of the microtremor data. The application of the present ideas and method should also be possible for earthquake data and, in fact, are being applied to different aspects of the San Fernando earthquake of 1971, albeit supplemented with other time-dependent techniques (Alvarez-Tostado *et al.*, work in progress). This may serve as a reliable guide for expensive three-dimensional calculations. Furthermore the present method itself is an economical way of obtaining microzonation and earthquake damage predictions, as has been done for the September 1985 macroseisms in Mexico City (Flores *et al.*, 1987; Seligman *et al.*, 1989).

Before closing we would like to give a detailed discussion of the present limitations of our approach and also of its relation to more traditional techniques. One criticism of the present model is its two-dimensional character. In fact our model would only be exact for infinitely deep basins, for which the soft-inclusion model tends to the "sediment-filled trench" limit (as defined by Bard and Bouchon, 1985). In any case, the details of the San Fernando Valley's bottom are not accounted for here. To solve the three-dimensional system would be outside the limits of feasibility if one wants to include the detailed shape and structure of the basin. But these three-dimensional studies are not currently practical for the following reasons. First, the details of the San Fernando Valley's bottom are only partially known (see Figs. 1 and 2), and this would lead to the introduction of uncertainties. Second, Bard and Bouchon (1985) show that for embanked valleys with a high impedance contrast, the resonance mechanism results mainly from lateral interferences, bearing little relation to vertical modes. Third, we rather prefer to use our horizontal two-

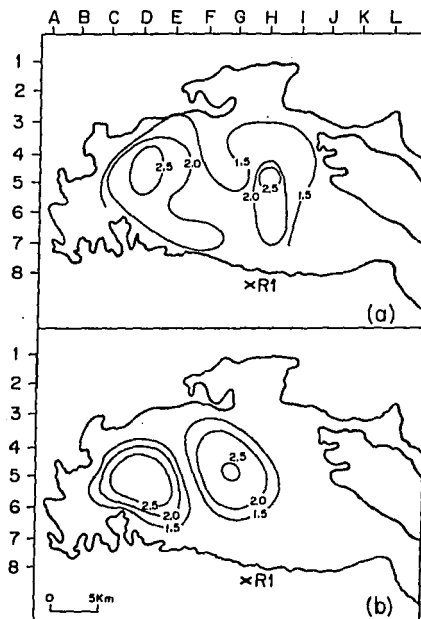


FIG. 6. Comparison of the contour lines of Kngami *et al.* (1986) and the equivalent contour lines from our model, taken from Figure 6.

dimensional model to supplement the traditional one-dimensional (vertical incidence) studies.

Actually, the seismic effects of the unconverted incident waves are naturally present and may be studied by the traditional one-dimensional approach. However, part of the incident *SV* waves generate the important phenomenon of horizontally propagating waves which carry a large part of the energy. Furthermore, the latter play an essentially new role, which consists in establishing stationary patterns by reflections in the basin's boundary. This in turn implies a resonance effect (i.e., the collective response of the sediment region as a whole) which gives rise to large differential amplifications. This has been stressed in our work (Flores *et al.*, 1987) on the damage patterns in Mexico City during the September 1985 earthquakes. Thus our model does not pretend to replace, but rather to supplement, other approaches, with one important distinction: we can solve the laterally propagating waves with arbitrary boundaries and obtain the relative amplification pattern within the basin's surface, where the actual human losses occur.

We have calculated a completely enclosed basin disregarding San Fernando's narrow extensions towards Pasadena and Los Angeles. We have carried out extensive tests on this aspect reaching the conclusion that this only implies small local deformations of the contour lines adjacent to these extensions. Finally our model uses only a compressional wave stationary pattern, and it also presupposes perfect reflections at the edges. These last aspects have already been discussed in the Introduction.

We can then state the following: Bard and Bouchon (1980a, b; 1985) have shown that for embanked valleys the effects of the boundary are essential to understand the response of the sediments. A three-dimensional calculation for a real enclosed basin under these conditions is not yet feasible. We have given here a horizontal two-dimensional model, which requires only modest computational efforts and still allows the generalization of the "edge effects" to account for the extended geographical basin. Furthermore it allows a realistic description of the experimental microtremor data in the San Fernando Valley.

In conclusion we believe that our results presented here and elsewhere (Flores *et al.*, 1987; Seligman *et al.*, 1989) are indicative that border effects can be quite important in understanding seismic data. This probably means that future studies concerning earthquakes or microtremors in enclosed sedimentary basins should take into account the horizontally propagating waves predicted by Bard and Bouchon. The possibility of the generation of stationary patterns (i.e., resonances over the whole basin's surface), which certainly should decisively contribute to differential amplification and time-duration phenomena, must always be kept in mind.

ACKNOWLEDGMENTS

One of the authors (J.M.A.-T.) was supported in part by Centro Internacional de Física y Matemáticas Aplicadas, Cuernavaca, México.

REFERENCES

- Bard, P. Y. and M. Bouchon (1980a). The seismic response of sediment-filled valleys. Part I. The case of incident *SH* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1263-1286.
- Bard, P. Y. and M. Bouchon (1980b). The seismic response of sediment-filled valleys. Part II. The case of incident *P* and *SV* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1921-1941.
- Bard, P. Y. and M. Bouchon (1985). The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 519-541.
- Bard, P. Y. and J. C. Garriel (1986). The seismic response of two-dimensional sedimentary deposits with large vertical velocity gradients, *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 343-366.
- Boore, D. M. (1970). Love waves in a non-uniform waveguide: finite-difference calculations, *J. Geophys. Res.* **75**, 1512-1527.
- Drake, L. A. and A. K. Mal (1972). Love and Rayleigh waves in the San Fernando Valley, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1673-1690.
- Duke, C. M., J. A. Johnson, Y. Kharraz, K. W. Campbell, and N. A. Malpiède (1971). Subsurface site conditions and geology in the San Fernando earthquake area, Technical Report, UCLA-ENG-7206, School of Engineering UCLA, Los Angeles, California.
- Flores, J., O. Novaro, and T. H. Seligman (1987). Possible resonance effect in the distribution of earthquake damage in Mexico City, *Nature* **326**, 783-785.
- Hanks, T. C. (1976). Strong ground motion of the San Fernando, California, earthquake: ground displacements, *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 193-225.
- Haskell, N. A. (1960). Crustal reflection of plane *SH* waves, *J. Geophys. Res.* **65**, 4147-4150.
- Heaton, T. H. (1982). The 1971 San Fernando earthquake: a double event?, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 2037-2062.
- Hudson, D. E. (Editor) (1971). Strong Motion Instrumental Data on the San Fernando Earthquake of February 9, 1971. Technical Report, Earthquake Engineering Research Laboratory, California

- Institute of Technology, and the Seismological Field Survey, National Oceanic and Atmospheric Administration, September 1971.
- Hudson, D. E. (1972). Local distribution of strong earthquake ground motions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1765-1786.
- Kagami, H., C. M. Duke, G. C. Liang, and Y. Ohta (1982). Observation of 1 to 5-second microtremors and their application to earthquake engineering. Part II. Evaluation of site effects upon seismic wave amplification due to extremely deep soil deposits, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 987-998.
- Kagami, H., S. Okuda, K. Shiono, M. Oner, M. Dravinski, and A. K. Mal (1986). Observation of 1 to 5-second microtremors and their application to earthquake engineering. Part III. A two dimensional study of site effects in the San Fernando Valley, *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 1801-1812.
- King, J. L. and B. E. Tucker (1984). Observed variations of earthquake motion across a sediment-filled valley, *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 137-151.
- Liu, H. L. and T. Henton (1984). Array analysis of the ground velocities and accelerations from the 1971 San Fernando, California earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1951-1968.
- McCowan, D. W., P. Glover, and S. S. Alexander (1977). A static and dynamic finite element analysis of the 1971 San Fernando, California, earthquake, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **48**, 163-185.
- McCulloh, T. H. (1960). Cravity variations and the geology of the Los Angeles basin of California, *U.S. Geol. Surv. Profess. Paper 400-B*, B320-B324.
- Neuberger, J. W. and D. W. Noid (1983). Report of the Oak Ridge National Laboratory, ORNL, Tennessee.
- Neuberger, J. W. and D. W. Noid (1984a). Numerical solutions of eigenvalues for the Schrödinger equation I, *Chem. Phys. Lett.* **104**, 1-3.
- Neuberger, J. W. and D. W. Noid (1984b). Numerical solutions of eigenvalues for the Schrödinger equation II, *Chem. Phys. Lett.* **112**, 393-395.
- Ohta, Y., H. Kagami, N. Goto, and K. Kudo (1978). Observation of 1- to 5-second microtremors and their application to earthquake engineering. Part I: Comparison with long-period accelerations at the Tokachi-Oki earthquake of 1968, *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 767-779.
- Roesset, J. M. and R. V. Whitman (1969). Theoretical background for soil amplification studies, Report R69-15, Dept. Civil Eng. MIT, Cambridge, Massachusetts.
- Seligman, T. H., J. M. Alvarez-Postado, J. L. Mateos, I. Flores, and O. Novaro (1989). Resonant response models for the Valley of Mexico. I. The elastic inclusion approach, *Geophys. J. Int.* **99**, 789-799.
- Tucker, B. E. and J. L. King (1984). Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties, *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 153-165.
- Vidale, J. E. and D. V. Helmberger (1988). Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 122-141.
- Wong, H. L., M. D. Trifunac, and B. Westermo (1977). Effects of surface and subsurface irregularities on the amplitudes of monochromatic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 353-368.

INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
APDO. POSTAL 20-364
MÉXICO 01000, D.F., MÉXICO
(O.N., J.M.A.-T., J.L.M., J.F.)

LABORATORIO DE CUERNAVACA
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
APDO. POSTAL 139-B
CUERNAVACA 62190, MOR., MÉXICO
(T.H.S.)