

03077

4
20j



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS
PROFESIONAL Y DEL POSGRADO DEL CCH

INSTITUTO DE GEOFISICA

SIMULACION NUMERICA DE LA RESPUESTA SISMICA DE VALLES ALUVIALES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (GEOFISICA)

OPCION:
**SISMOLOGIA Y FISICA DEL INTERIOR
DE LA TIERRA**

P R E S E N T A:
JAIME RAMOS MARTINEZ

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

México, D. F.

Septiembre 1992



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.

INDICE

RESUMEN	1
ABSTRACT	3
1. INTRODUCCIÓN	5
2. SIMULACIÓN NUMÉRICA EN LA PROPAGACIÓN DE ONDAS SÍSMICAS	9
2.1 MÉTODOS DE DOMINIO	9
2.1.1 <i>MÉTODO DE DIFERENCIAS FINITAS</i>	9
2.1.2 <i>MÉTODO SEUDOESPECTRAL</i>	10
2.1.3 <i>MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS</i>	11
2.2 MÉTODOS DE FRONTERA	12
2.2.1 <i>MÉTODO DEL NÚMERO DE ONDA DISCRETO</i>	12
2.2.2 <i>APROXIMACIÓN CON SISTEMAS COMPLETOS DE SOLUCIONES</i>	13
2.2.3 <i>MÉTODO DE ECUACIONES INTEGRALES</i>	13
3. MÉTODO INDIRECTO DE ELEMENTOS DE FRONTERA (BEM)	15
3.1 <i>REPRESENTACIÓN INTEGRAL USANDO FUENTES EN LA FRONTERA</i>	15
3.2 <i>FUNCIONES DE GREEN BIDIMENSIONALES EN UN ESPACIO COMPLETO</i>	16
3.3 <i>DIFRACCIÓN DE ONDAS ELÁSTICAS POR UN DEPÓSITO DE SUELO BLANDO.</i>	18
3.4 <i>DISCRETIZACIÓN</i>	20
4. RESPUESTA SÍSMICA DE VALLES ALUVIALES	23
4.1 <i>RESPUESTA SÍSMICA DE DEPÓSITOS ALUVIALES PROFUNDOS</i>	23
4.2 <i>RESPUESTA SÍSMICA DE DEPÓSITOS ALUVIALES SOMEROS CON VARIACIÓN SUAVE DE LA FORMA</i>	38

5. RESONANCIAS BIDIMENSIONALES DE VALLES ALUVIALES SOMEROS	52
6. CONCLUSIONES	61
RECONOCIMIENTOS	63
BIBLIOGRAFÍA	64

RESUMEN

Se estudian las características de resonancia de valles aluviales ante una excitación sísmica usando varios modelos para analizar la influencia de la forma de la interfaz, el contraste de impedancias y la atenuación anelástica. Se consideran campos incidentes de ondas SV y SH. En el cálculo de la respuesta, se emplea un método de elementos de frontera indirecto (BEM), el cual se basa en una representación de los campos de ondas difractados y refractados usando fuentes de capa simple en la frontera. Esta aproximación se llama BEM indirecto en la literatura debido a que las fuerzas en la frontera se obtienen como un paso intermedio. No obstante, esto proporciona un mayor significado físico del problema en comparación con las aproximaciones directas, ya que las ondas difractadas son construidas en las fronteras desde donde se emiten, de acuerdo con el principio de Huygens. Las condiciones de frontera conducen a un sistema de ecuaciones integrales de fuentes en la frontera. Se utiliza un esquema de discretización basado en integración numérica y analítica de las funciones de Green para los desplazamientos y tracciones.

Se presentan resultados en los dominios frecuencia-espacio ($f-x$), frecuencia-número de onda ($f-k$), y espacio-tiempo ($x-t$), para dos valles trapeciales con espesores constante y variable, y dos depósitos someros de material muy blando, con variación parabólica y triangular de la interfaz muy suave.

Para el caso de los valles trapeciales, los sismogramas sintéticos (diagramas $x-t$), permiten identificar los efectos de la variación del espesor y su importancia en la conversión de ondas superficiales. Sin embargo, el introducir valores realistas de amortiguamiento en los modelos, provoca una disminución considerable en la duración de los sismogramas sintéticos. Este efecto se observa aun cuando se considera

un estrato superficial muy blando en el modelo trapecial con espesor constante. Por otra parte, el modelo con estrato superficial se excitó con un velocigrama de banda ancha registrado en CU para el sismo ocurrido en Pinotepa Nacional el 1° de abril de 1992. Los resultados muestran variación de las amplitudes a lo largo de la estructura con *beating* en largas codas cuya amplitud también varía con la posición.

Por otro lado, los diagramas $f-k$ permiten definir curvas de dispersión de las ondas superficiales que aunque tenues cuando se considera amortiguamiento, están presentes en la respuesta. Con estos diagramas es posible estimar la cantidad relativa de energía que viaja en cada dirección, por lo que representan otra alternativa para analizar los resultados.

Para los valles someros, los resultados en el dominio $f-x$ muestran que la forma de la interfaz valle-semiespacio controla fuertemente los patrones de resonancia que aparecen en la respuesta. Para formas suaves, dichos patrones están bien definidos. Para ciertas frecuencias, estos patrones delimitan zonas que efectivamente se comportan como barreras, o zonas donde la contribución de ondas superficiales es muy importante. Esto significa que el tamaño efectivo del valle es función de la frecuencia. Estos patrones producen grandes amplitudes cuando no se considera amortiguamiento, sin embargo, para valores realistas de amortiguamiento para las ondas P y S, los patrones de resonancia muestran menor complejidad e importantes disminuciones de las amplitudes.

ABSTRACT

The resonance characteristics of shallow alluvial valleys during seismic excitation are studied by using several models in order to analyze the influence of interface shape, impedance contrast and anelastic attenuation. Models are studied under incidence of P, S and Rayleigh waves. In the response computations we used an indirect boundary element method (BEM), which is based in a single layer representation of diffracted and refracted fields at the boundary. This approach is called indirect *BEM* in the literature as the sources strengths should be obtained as an intermediate step. However, it provides far more insight on the physics of the problem than the direct approaches. This is because diffracted waves are constructed at the boundaries from which they are radiated. Boundary conditions lead to a system of integral equations for boundary sources. A discretization scheme based on the numerical and analytical integration of exact Green's functions for displacements and tractions is used.

Results are presented in the frequency-space (f - x), frequency-wavenumber (f - k) and space-time (x - t) domains for trapezoidal valleys with constant and variable thickness, and for two shallow soft deposits with parabolic and triangular with smooth variation of interface shape.

Synthetic seismograms (x - t diagrams) for the trapezoidal valleys allow to identify the variation of thickness effect and its importance in the surface waves conversion. However, the duration of seismograms considering different quality factors for P and S waves with realistic values show significant decrements. This effect is still observed when surface soft layer is considered. On the other hand, velocigrams recorded at CU for the Pinotepa Nacional earthquake of April 1st of 1991, was used as input to the model of trapezoidal valley with a

surface soft layer. Results show variation of amplification across the structure and long coda with different amplitudes as a function of position on surface.

The f - k diagrams allow to identify dispersion curves of the surface waves that are included in total response. They are still present with small amplitudes, when realistic damping is considered. With these diagrams it is possible to estimate the relative quantity of energy that travels in each direction and represent other alternative for the analysis of results.

Results for shallow soft deposits in the frequency-space (f - x) domain show that the valley's interface shape strongly controls the resonance patterns which appear in the response. For simple, smooth shapes such patterns are well defined. They show zones that effectively behave as barriers for certain frequencies or zones with enhanced surface wave propagation, for other frequencies. These patterns can give large amplitudes when no damping is used (quality factor $Q = \infty$). However, for realistic values of quality factors for P and S waves, the resonance patterns show less complexity and important amplitude decrements.

2. INTRODUCCIÓN

Los terremotos recientes muestran con ejemplos catastróficos, la gran importancia del efecto de las condiciones geológicas y topográficas en la respuesta sísmica (p ej Bard *et al.*, 1988; Vidale y HelMBERGER, 1989; Papageorgiou y Kim, 1992). Las dos últimas décadas han sido testigos del creciente interés y de los grandes avances por parte de los sismólogos en la evaluación de dichos efectos (ver Sánchez-Sesma, 1987; Aki, 1988, para revisiones recientes).

La importancia de la amplificación local llegó a ser evidente después de los efectos sin precedente observados en el valle de México durante el terremoto ocurrido en Michoacán el 19 de septiembre de 1985. Numerosos esfuerzos se han concentrado en tratar de entender la respuesta del valle (ver p ej Singh, *et al.*, 1988; Kawase y Aki, 1989; Chávez-García, 1991) y los efectos de fuente y trayecto (Campillo *et al.*, 1989, Ordaz y Singh, 1992).

Sin embargo, la larga duración de los registros observados no ha sido satisfactoriamente resuelta. Una estación de banda ancha recientemente instalada en Ciudad Universitaria, que pertenece a la zona de lomas, de acuerdo con la zonificación geotécnica del valle, ha proporcionado datos de una calidad excelente que sugieren explicaciones interesantes al fenómeno de la larga duración en algunos sitios de la zona del lago ante la ocurrencia de los terremotos, que en su mayor parte, se generan en las costas del Pacífico. Singh y Ordaz (1992) sugieren una explicación sencilla a este fenómeno: la larga duración de la coda ha estado presente siempre en la excitación pero los instrumentos estándares instalados en la zona de lomas no son suficientes para registrarla. En cambio, los estratos arcillosos actúan como un amplificador natural de banda estrecha que explica las largas duraciones observadas. Estos autores proponen que la larga coda

observada en algunos sitios se debe al multitrayecto de las ondas sísmicas entre la costa y el valle de México y/o dentro de la de la gran cuenca, y no debido a la propagación en sedimentos blandos. Una conclusión de su trabajo es que la explicación a este fenómeno no requiere de modelos complicados en dos y tres dimensiones.

No obstante, existen fenómenos complicados que requieren de modelos especiales para ser entendidos completamente. Por ejemplo, la variación y polarización del movimiento del terreno ha sido interpretada como debida a efectos tridimensionales (Sánchez-Sesma *et al.*, 1992a). La cuantificación de dichos efectos es la principal motivación para efectuar estudios como el presentado en este trabajo.

Para la evaluación de la respuesta sísmica en los diversos modelos considerados en el análisis, se utiliza un método de elementos de frontera indirecto, recientemente desarrollado para el caso de topografías irregulares (Sánchez-Sesma y Campillo, 1992) y para depósitos sedimentarios (Sánchez-Sesma *et al.*, 1992b,c). Este se basa en una representación integral de las ondas elásticas difractadas en términos de fuentes en la frontera de capa simple. En esta aproximación las ondas difractadas se construyen en las fronteras de donde físicamente son emitidas. Por lo tanto, esto es una aplicación numérica del principio de Huygens. De hecho, esto es una extensión de un método de frontera que se ha usado en varios problemas de difracción de ondas elásticas (ver p ej Sánchez-Sesma y Rosenblueth, 1979; Luco, 1990). En sus múltiples variantes, dicha técnica se basa en la superposición de soluciones para las fuentes con sus singularidades ubicadas fuera de la región de interés. Las condiciones de frontera se satisfacen en el sentido de los mínimos cuadrados, lo cual nos conduce a un sistema de ecuaciones lineales. Sin embargo en las aplicaciones, la localización de las fuentes requiere particular cuidado y un proceso de ensayo y error que dificulta su uso, particularmente, cuando se calculan muchas frecuencias.

Debido a que las funciones de Green se pueden integrar (Kobayashi,

1987, Manolis y Beskos, 1988), en esta técnica se colocan las fuentes en la frontera y por lo tanto, se consideran sus efectos propiamente. De esta forma, la incertidumbre acerca de la localización de las fuentes se elimina. Esta aproximación indirecta conserva el significado físico del método de fuentes, con todos los beneficios de la integración analítica exacta de las funciones de Green. En las aplicaciones reportadas en este trabajo, se utilizan las expresiones de las funciones de Green en un espacio completo.

Con el objeto de estudiar el efecto de la forma de la interfaz, del contraste de impedancias y del comportamiento anelástico del material en la respuesta de un sistema compuesto por un valle que yace sobre un semiespacio, se presentan varios ejemplos. Estos corresponden a dos valles trapeciales con espesor constante y variable e iguales propiedades físicas, que de acuerdo a sus dimensiones, en algunos casos como el del valle de México, pueden ser considerados como estructura profunda, y otros dos someros de material muy blando con variación parabólica y triangular muy suave de la interfaz, y propiedades físicas que pudieran ser atribuibles a las arcillas. En todos los modelos se considera un campo incidente de ondas S polarizadas horizontal y verticalmente, así como distintos factores de calidad Q.

Para el valle trapecial, se presentan los resultados en el dominio espacio-tiempo ($x-t$) y en el dominio frecuencia-número de onda ($f-k$). Se estudian los casos en el que el depósito tiene una irregularidad en el espesor, también de forma trapecial, y un estrato blando muy somero. Este último caso se obtuvo mediante una solución híbrida compuesta por la solución con el BEM indirecto y el método matricial de Thompson-Haskell. Introduciendo factores de amortiguamiento realistas en la solución, en ninguno de los resultados en tiempo, para cada uno de los casos, se aprecia un importante efecto que produzca grandes duraciones. Para los mismos modelos cuando se utiliza como excitación un registro de la estación de banda ancha ubicada en Cd Universitaria (CU), se observa un incremento en las amplificaciones hacia el centro del depósito y la forma de la coda es muy parecida a algunos registros de la zona de lago.

Por otra parte, los diagramas $f-k$ permiten definir curvas de dispersión de las ondas superficiales presentes en la respuesta. Con ellos es posible estimar la cantidad relativa de energía que viaja en cada una de las direcciones y proporciona un medio alternativo que permite entender la respuesta calculada.

Los resultados para los valles parabólico y triangular son estudiados en el dominio frecuencia-espacio ($f-x$) y frecuencia-número de onda ($f-k$). Estas herramientas espectrales muestran que la forma de la interfaz del valle controla fuertemente los patrones de resonancia que aparecen en la respuesta. Para formas sencillas con variación suave, dichos patrones están bien definidos y delimitan zonas que se comportan como barreras para ciertas frecuencias, o zonas con evidente propagación de ondas superficiales para otras frecuencias. Una consecuencia de este fenómeno es que el ancho efectivo de un valle somero es una función de la frecuencia. En otras palabras las ondas superficiales no son siempre generadas en los bordes, algunas veces aparecen dentro de la cuenca como una consecuencia de la irregularidad lateral. Una pequeña pendiente es suficiente para estimular la emisión de las ondas superficiales. Esta interpretación está apoyada por la analogía con el trazado de rayos que permite una interpretación sencilla y cuantitativa.

Los patrones de resonancia observados en estos ejemplos son muy grandes cuando no se considera amortiguamiento (factor de calidad $Q=\infty$). Sin embargo para valores realistas de los factores de calidad para las ondas P y S, estos patrones muestran menor complejidad e importantes disminuciones en sus amplitudes.

2. SIMULACIÓN NUMÉRICA EN LA PROPAGACIÓN DE LAS ONDAS SÍSMICAS

Los problemas de propagación de ondas en Sismología involucran una solución de un sistema simple de ecuaciones diferenciales. En particular, nos es de gran interés entender como las variaciones suaves o abruptas de la velocidad y de la densidad afectan las propiedades de las ondas sísmicas que viajan a lo largo de las estructuras que presentan estas variaciones. En esta sección, se discuten algunos conceptos sencillos de los distintos métodos de dominio y de frontera aplicados a estudios de difracción.

2.1 MÉTODOS DE DOMINIO

Dentro de esta clase de aproximaciones se distinguen tres principales métodos de los cuales se presenta una breve descripción de ellos : diferencias finitas, seudoespectral y elementos finitos. Con estos esquemas numéricos se propagan campos completos de onda a través del medio resolviendo la ecuación de onda o las ecuaciones de la elastodinámica, usualmente paso a paso en el tiempo (ver p ej. Frankel, 1989). En la solución se incluyen las ondas reflejadas, transmitidas y difractadas.

2.1.1 MÉTODO DE DIFERENCIAS FINITAS

El método de diferencias finitas resuelve, ya sea la ecuación de onda o las ecuaciones de la elastodinámica remplazando las derivadas parciales en espacio y tiempo por sus aproximaciones en diferencias finitas. Los sismólogos han estudiado este método desde hace aproximadamente 20 años. Alterman y su grupo en trabajos pioneros desarrollaron numerosas soluciones discretas de las ecuaciones de onda elásticas de segundo orden en regiones homogéneas mediante el uso de

métodos de integración explícitos (ver p ej Alterman y Karal, 1968). Sin embargo, los problemas en sismología demandaban tratar con estructuras complejas o estratigrafías complejas caracterizadas por interfaces irregulares. Debido a ello, era necesario contar con un algoritmo de diferencias finitas heterogéneo que aproximara condiciones de frontera a lo largo de dichas interfaces automáticamente. Este algoritmo fue introducido por Boore (1972) y extendido por Kelly *et al.* (1976) hasta que apareció el primer trabajo (Madariaga, 1976) que utilizaba el algoritmo ahora muy popular denominado *rejilla alternada*.

Por otra parte varios han sido los investigadores que han utilizado esquemas de diferencias finitas para estudiar el efecto de las condiciones locales en la respuesta sísmica de estructuras geológicas. Por ejemplo Vidale y Helmberger (1988), con una aproximación de cuarto orden, estudiaron el efecto de la variación lateral de los sedimentos en la cuenca de Los Angeles y el valle de San Fernando durante el terremoto del 9 de febrero de 1971. Chávez-Pérez (1990) estudió el efecto de la estructura profunda y sus implicaciones en el movimiento fuerte del terreno observado en el valle de México. Este autor propone que la estructura profunda no contribuye considerablemente a las grandes amplificaciones y largas duraciones observadas en la cuenca de la Cd de México.

2.1.2 MÉTODO SEUDESPECTRAL

En éste método las derivadas espaciales son evaluadas usando la transformada rápida de Fourier (Kosloff *et al.*, 1984) a lo largo de un renglón o columna de la rejilla en un tiempo dado. Para derivar (en el caso discreto diferenciar) con respecto a las coordenadas espaciales, el renglón o columna es transformado al dominio del número de onda k , después se multiplica por ik y se antitransforma al dominio espacial. Este método tiene la ventaja de calcular exactamente las derivadas aún cuando la longitud de onda sea más pequeña que dos veces el intervalo de muestreo en la malla. Sin embargo, la malla debe ser *rellenada* con ceros en sus bordes, para evitar el efecto de traslape. Por otra parte las

derivadas temporales se calculan usando el método de diferencias finitas.

En el cálculo de las transformadas rápidas de Fourier se requieren más recursos de cómputo que en el caso del método de diferencias finitas explícito. No obstante, en algunas computadoras con grandes recursos de memoria el método de Fourier es mucho más rápido. Varios han sido los investigadores que han aplicado el método seudoespectral exitosamente. Kosloff *et al.*, (1984) lo utilizaron para resolver el problema de Lamb. El grupo de investigación de Cray Inc. (1986), lo aplicó en el modelado directo de estructuras tridimensionales acústicas utilizando un tamaño de rejilla moderado (256x256x256) en una supercomputadora Cray X-MP.

2.1.3 MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS

En este método, los desplazamientos en un medio continuo son calculados en los nodos que definen elementos poligonales, en los que se divide dicho medio, aceptando que estos definen completamente el comportamiento en todo el medio continuo. En dichos nodos se aplican todas las fuerzas que intervienen en el problema. Para cada elemento, una simple ecuación relaciona los desplazamientos nodales y las fuerzas aplicadas a los elemento de masa [M] y rigidez [K] para el medio entero. Entonces, resulta un conjunto de ecuaciones diferenciales simultáneas de segundo orden:

$$[M] \ddot{U} + [K] U = F \quad (2.1)$$

U y F representan vectores que contienen los desplazamientos y las fuerzas aplicadas en los nodos, respectivamente. Un término de amortiguamiento algunas veces se agrega al lado izquierdo de la ecuación (2.1). Varios métodos se utilizan para resolver esta ecuación. Para problemas de ondas de cuerpo y ondas superficiales, se aplica un método transitorio para obtener los desplazamientos nodales en cada paso de tiempo (ver p. ej. Martel, 1980). Por su parte, Smith (1975) implantó un algoritmo de Runge-Kutta para resolver la ecuación en una rutina

time-stepping explícita. Otros esquemas transitorios involucran métodos de inversión de matrices.

Para problemas estacionarios, como en la propagación de ondas superficiales, la ec (2.1) puede resolverse en el dominio de la frecuencia (Lysmer y Drake, 1972). Recientemente, Kawase y Sato (1992) utilizaron un código convencional formulado en éste dominio, con fronteras transmisoras de energía en los bordes y frontera viscosa en la parte más profunda de un modelo bidimensional del valle de Ashigara, Japón, con el objeto de simular los registros observados ante movimientos fuertes del terreno.

2.2 MÉTODOS DE FRONTERA

Los métodos de domino descritos, además de su robustez, cuentan con las grandes ventajas de ser aplicables a regiones heterogéneas con configuraciones de forma arbitraria. Sin embargo, el detalle en la discretización, que es directamente proporcional a la frecuencia de estudio, y la necesidad de introducir fronteras ficticias para simular regiones no acotadas, limita el uso extensivo de estos métodos debido a que los requerimientos de memoria y tiempo de proceso de cálculo son enormes. Lo anterior ha permitido el desarrollo de los métodos de frontera, que permiten incorporar regiones no acotadas, evitando con ello la introducción de fronteras ficticias. De esta forma el tratamiento numérico se reduce a satisfacer de manera aproximada las condiciones de frontera (Bravo, 1988). No obstante, los medios estudiados hasta ahora, utilizando este tipo de técnicas son solo homogéneos con comportamiento lineal. Dentro de una gran cantidad de aproximaciones destacan el método del número de onda discreto, la solución utilizando sistemas completos de soluciones y los métodos de ecuaciones integrales.

2.2.1 MÉTODO DEL NÚMERO DE ONDA DISCRETO.

Este método fue propuesto por Aki y Larner (1970), y se basa en

construir los campos de desplazamiento mediante una superposición discreta de ondas planas propagándose en todas las direcciones, con amplitudes complejas desconocidas. Al truncar dicha superposición y aplicar las condiciones de continuidad de tracciones y desplazamientos en la interfaz, se obtiene un sistema de ecuaciones lineales simultáneas para los coeficientes. Este método, aún cuando expresa el campo de onda correctamente y es computacionalmente eficiente tiene la desventaja de que es estable considerando únicamente variación suave de las fronteras del dominio del problema.

Un trabajo particularmente relevante que aplicó este método es el de Bard y Bouchon (1985), quienes estudiaron las características de las resonancias bidimensionales observadas en depósitos sedimentarios, y propusieron fórmulas para estimar las frecuencia de resonancia fundamental en cualquier valle como función de la frecuencia fundamental que predice el modelo unidimensional y la relación de aspecto o forma del depósito.

2.2.2 APROXIMACIÓN CON SISTEMAS COMPLETOS DE SOLUCIONES

Para la construcción de la solución mediante un sistema completo de soluciones, se utiliza una combinación lineal de funciones linealmente independientes, que satisfacen la ecuación diferencial que gobierna el fenómeno. Los escalares de esta combinación se calculan de forma tal que satisfagan las condiciones de frontera. En problemas de elastodinámica las funciones deben satisfacer la ecuación de Navier y en el caso de problemas en espacios completos, la condición de irradiación de energía al infinito. Este método ha sido aplicado para simular la respuesta sísmica en modelos de valles aluviales bidimensionales (ver p ej Dravinski (1982), y tridimensionales (p ej Sánchez-Sesma, 1983).

2. 2.3 MÉTODO DE ECUACIONES INTEGRALES.

En este caso, se desea conocer una solución fundamental o función de Green de la ecuación diferencial que rige al fenómeno. Esta solución se

utiliza para reformular el problema de valores en la frontera como una ecuación o un sistema de ecuaciones integrales acopladas sobre las fronteras de las regiones involucradas en el dominio de definición del problema. Descripciones excelentes de aproximaciones de ecuaciones integrales (BIE) y sus discretizaciones en métodos de elementos de frontera (BEM) se pueden encontrar en Kobayashi (1987) y Manolis y Beskos (1988). La aproximación más popular dentro de este tipo de técnicas, es el llamado *BEM* directo, ya que en su formulación las incógnitas son los valores de desplazamientos y tracciones. Estos surgen de la discretización de los teoremas de representación. Por otra parte, los *BEM* indirectos, los cuales gozan de una menor popularidad a pesar de que fueron usados con anterioridad (Manolis y Beskos, 1988), formulan el problema en términos de densidades de fuerzas y momentos en la frontera, introduciendo un profundo significado físico a la solución en la construcción de las ondas difractadas.

Existen procedimientos híbridos que combinan algunas aproximaciones de frontera entre sí y/o con algunas técnicas de dominio. Por ejemplo, la combinación del número de onda discreto con representaciones integrales de frontera ha sido exitosa en varios estudios de propagación de ondas. En algunos de estos procedimientos, se utilizan distribuciones de fuente en las fronteras (Bouchon *et al.*, 1988) mientras que otros usan el teorema de representación de Somigliana (p.ej. Kawase y Aki, 1989). Otro ejemplo de aplicación de estos procedimientos híbridos se presenta en el trabajo de Papageorgiou y Kim (1992), quienes estudian la propagación y amplificación de ondas *SH* en un modelo del valle de Caracas, y correlacionan los resultados con las anteriores estimaciones del movimiento del terreno durante el terremoto del 29 de julio de 1967.

Por otra parte Wong *et al.* (1985) y Mossessian y Dravinski, (1987), combinan sistemas completos de soluciones con el método de elementos finitos para estudiar la respuesta sísmica de irregularidades superficiales.

3. MÉTODO DE ELEMENTOS DE FRONTERA INDIRECTO (BEM)

En esta sección se describe el método de elementos de frontera indirecto utilizado en este trabajo. Este método está basado en la representación de ondas difractadas y refractadas en términos de fuentes de capa simple en la frontera. A diferencia de técnicas similares desarrolladas previamente (ver p. ej. Sánchez-Sesma y Esquivel, 1979) las fuentes son ubicadas en las fronteras del dominio del problema, eliminándose la incertidumbre acerca de la localización de las fuentes. De esta forma, Sánchez-Sesma y Campillo (1991) obtuvieron la respuesta sísmica en topografías irregulares, y Ramos Martínez y Sánchez-Sesma (1991) y Sánchez-Sesma *et al.* (1992b,c) en valles aluviales, ante incidencia de ondas P , S y de Rayleigh.

3.1 REPRESENTACIÓN INTEGRAL USANDO FUENTES EN LA FRONTERA

Considérese un dominio V y su frontera S . Si un material elástico ocupa dicha región, el campo de desplazamientos, despreciando fuerzas de cuerpo, se puede escribir en términos de una integral de frontera de capa simple como

$$u_i(\mathbf{x}) = \int_S \phi_j(\xi) G_{ij}(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi \quad (3.1)$$

donde $u_i(\mathbf{x})$ = *iésimo* componente del desplazamiento en \mathbf{x} , $G_{ij}(\mathbf{x}, \xi)$ = Función de Green, ésto es, el desplazamiento en la dirección i en el punto \mathbf{x} debido a la aplicación de una fuerza unitaria en la dirección j en el punto ξ y $\phi_j(\xi)$ = densidad de fuerza en la dirección j . Por lo tanto, $\phi_j(\xi)dS$ es una distribución de fuerzas en la frontera. Los subíndices en la diferencial indican la variable espacial sobre la cual se lleva a cabo la integral. Esta integral de *capa simple* que puede ser obtenida a partir de la identidad de Somigliana (Sánchez-Sesma y

Campillo, 1991), ha sido estudiada por Kupradze (1963) desde la perspectiva de la teoría del potencial. El demostró que el campo de desplazamientos es continuo a través de S si $\phi_j(\xi)$ es continuo a lo largo de S .

La representación integral de la ecuación 3.1, permite el cálculo de los esfuerzos y las tracciones por aplicación directa de la ley de Hooke, con excepción de las singularidades en la frontera, esto es, cuando $\mathbf{x}=\xi$ sobre la frontera. Con base en consideraciones de equilibrio alrededor de una vecindad de la frontera es posible escribir para \mathbf{x} sobre S

$$t_1(\mathbf{x}) = c \phi_1(\mathbf{x}) + \int_S \phi_j(\xi) T_{1j}(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi \quad (3.2)$$

donde t_1 = *iésimo* componente de la tracción en la frontera, $c = 0.5$ si \mathbf{x} se aproxima a S por dentro de la región y $c = -0.5$ si \mathbf{x} se aproxima a S desde afuera de la región, $T_{1j}(\mathbf{x}, \xi)$ = función de tracción de Green, es decir, la tracción en la dirección i en el punto \mathbf{x} sobre la frontera con normal $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ (con la suposición de que el vector apunta hacia afuera si \mathbf{x} está en S) debido a la aplicación de una fuerza unitaria en la dirección j , en el punto ξ . El primer término del lado derecho de la ecuación se anula si \mathbf{x} no está sobre S . Este resultado fue obtenido por Kupradze (1963) y su versión escalar apareció en un artículo de Fredholm en 1900 (Webster, 1924).

3.2 FUNCIONES DE GREEN BIDIMENSIONALES EN UN ESPACIO COMPLETO

En un espacio infinito, elástico e isótropo, las funciones de Green con dependencia armónica en el tiempo $\exp(i\omega t)$, donde $i^2=-1$, ω = frecuencia circular y t = tiempo, pueden ser expresadas en forma compacta de la siguiente forma:

$$G_{22} = (1/14\rho) H_0^{(2)}(kr)/\beta^2, \quad (3.3)$$

$$G_{1j} = (1/18\rho) \{ \delta_{1j} A - (2\gamma_1 \gamma_j - \delta_{1j}) B \}, \quad 1, j = 1, 3, \quad (3.4)$$

donde

$$A = H_0^{(2)}(qr)/\alpha^2 + H_0^{(2)}(kr)/\beta^2,$$

$$B = H_2^{(2)}(qr)/\alpha^2 - H_2^{(2)}(kr)/\beta^2$$

y ρ = densidad de masa, $H_n^{(2)}(\)$ = funciones de Hankel de segunda clase y orden n , $k = \omega/\beta$ = número de onda de la onda S, $q = \omega/\alpha$ = número de onda para la onda P, β = velocidad de propagación de las ondas S, α = velocidad de propagación de las ondas P, $\rho\beta^2 = \mu$, $\rho\alpha^2 = \lambda + 2\mu$, λ , μ = constantes de Lamé, δ_{1j} = delta de Kronecker, $\gamma_j = (x_j - \xi_j)/r$, $r^2 = (x_1 - \xi_1)^2 + (x_3 - \xi_3)^2$.

Las correspondientes tracciones de Green están dadas por

$$T_{22} = (1/4r) D(kr) \gamma_k n_k \quad (3.5)$$

$$T_{1j} = (1\mu/2pr) [\gamma_j n_1 \mathcal{F}_1 + (\gamma_1 n_j + \gamma_k n_k \delta_{1j}) \mathcal{F}_2 + \gamma_1 \gamma_j \gamma_k n_k \mathcal{F}_3] \quad (3.6)$$

donde $D(p) = p H_1^{(2)}(p)$, n_k = vector unitario normal, $\mathcal{F}_1 = B + \lambda D(qr)/2\mu\alpha^2$, $\mathcal{F}_2 = B + D(kr)/2\beta^2$, $\mathcal{F}_3 = C - 4B$ y $C = D(qr)/\alpha^2 - D(kr)/\beta^2$.

En las expresiones anteriores se aplica la convención suma para los subíndices introducida por Einstein, restringida a los valores 1 y 3, debido a la naturaleza bidimensional del problema considerado aquí, es decir, no existe dependencia en x_2 . En lo subsecuente, los nombres de los ejes son $x_1 = x$, $x_2 = y$ y $x_3 = z$, respectivamente. De la misma manera $u_1 = u$, $u_2 = v$ y $u_3 = w$. Los términos G_{22} y T_{22} corresponden a una fuerza lineal unitaria SH en la dirección perpendicular al plano, mientras que G_{1j} y T_{1j} , donde $i, j = 1, 3$ están asociados a una fuerza lineal unitaria contenida en el plano con dirección j . Los términos G_{2j} , G_{j2} , T_{2j} y T_{j2} son nulos para $j = 1, 3$.

Las ecuaciones 3.3-6 permiten visualizar las singularidades en el punto de aplicación de fuerza lineal. La singularidad de los

desplazamientos es logarítmica. Esto se observa en el comportamiento de las funciones de Hankel para argumentos pequeños (ver p. ej. Abramowitz y Stegun (1972)). Con relación a las tracciones, la singularidad es explícitamente de la forma $1/r$ porque para argumentos igual a cero se tienen que $D=2i/\pi$ y $C=2B=2i(\alpha^{-2}-\beta^{-2})/\pi$. En particular, cuando la frecuencia tiende a cero, las ecuaciones 3.5-6 conducen a sus contrapartes estáticas (ver p. ej. Love (1944)). Estas propiedades son usadas junto con nuestro esquema de discretización.

3.3 DIFRACCIÓN DE ONDAS ELÁSTICAS POR UN DEPÓSITO DE SUELO BLANDO.

Considérese una inclusión elástica R , en este caso un valle, que yace sobre un semiespacio, también elástico E , como lo muestra la Fig 1. Dicho sistema está sujeto a la incidencia de ondas elásticas. Las fronteras de superficie libre de las regiones E y R , son llamadas $\partial_1 E$ y $\partial_1 R$, respectivamente. La interfaz $\partial_2 E = \partial_2 R$ es la frontera común entre ambos medios. El movimiento del terreno en esta configuración irregular proviene de interferencias constructivas y destructivas de los campos de onda incidentes, reflejados, difractados y refractados.

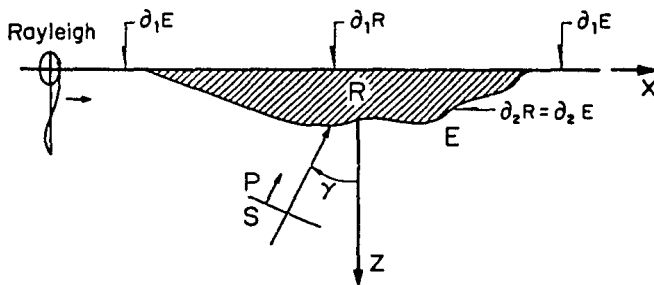


Fig 3.1. Inclusión elástica (valle), que yace sobre un semiespacio también elástico, ante un excitación sísmica de ondas elásticas P, S y Rayleigh.

El movimiento total en el semiespacio es la superposición del campo difractado con la solución de campo libre

$$u_1^E = u_1^{(0)} + u_1^{(d)} \quad (3.7)$$

siendo $u_1^{(0)}$ = campo libre, es decir, la solución en ausencia de la irregularidad.

Por otra parte, a partir de la ecuación 1, el campo difractado puede escribirse, con los superíndices apropiados indicando la región de validez, como

$$u_1^{(d)}(\mathbf{x}) = \int_{\partial E} \phi_j^E(\xi) G_{1j}^E(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi. \quad (3.8)$$

El campo refractado en la inclusión R se escribe como

$$u_1^{(r)}(\mathbf{x}) = \int_{\partial R} \phi_j^R(\xi) G_{1j}^R(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi. \quad (3.9)$$

Las condiciones de frontera de tracciones libres en la superficie conducen a

$$t_1^{(0)} + t_1^{(d)} = 0 \quad \text{sobre } \partial_1 E \quad (3.10)$$

$$y \quad t_1^{(r)} = 0 \quad \text{sobre } \partial_1 R \quad (3.11)$$

entonces, utilizando la ecuación 3.2 estas condiciones pueden ser expresadas como

$$0.5 \phi_1^E(\mathbf{x}) + \int_{\partial E} \phi_j^E(\xi) T_{1j}^E(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi = 0 \quad (3.12)$$

$$-0.5 \phi_1^R(\mathbf{x}) + \int_{\partial R} \phi_j^R(\xi) T_{1j}^R(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi = 0 \quad (3.13)$$

En la interfaz $\partial_2 E = \partial_2 R$, la continuidad de desplazamientos y tracciones

implica que

$$u_1^{(0)} + u_1^{(d)} = u_1^{(r)} \quad (3.14)$$

$$t_1^{(0)} + t_1^{(d)} = t_1^{(r)} \quad (3.15)$$

y estas condiciones pueden expresarse como

$$\int_{\partial E} \phi_j^E(\xi) G_{1j}^E(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi - \int_{\partial R} \phi_j^R(\xi) G_{1j}^R(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi = -u_1^{(0)} \quad (3.16)$$

$$0.5[\phi_1^E(\mathbf{x}) + \phi_1^R(\mathbf{x})] + \int_{\partial E} \phi_j^E(\xi) T_{1j}^E(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi - \int_{\partial} \phi_j^R(\xi) T_{1j}^R(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi = -t_1^{(0)} \quad (3.17)$$

Las ecuaciones 3.12, 3.13, 3.16 y 3.17 constituyen un sistema de ecuaciones integrales de fuentes en la frontera.

Estas expresiones son discretizadas a lo largo de una porción finita de la frontera ∂E , que incluye la frontera común entre ambas regiones y las partes laterales planas correspondientes a la frontera libre, y sobre ∂R , de acuerdo a la definición de cada integral.

3.4 DISCRETIZACIÓN

Para resolver el sistema de ecuaciones integrales se tienen que discretizar las ecuaciones que lo constituyen. Si se supone que las densidades de fuerza $\phi_j(\xi)$ son constantes sobre cada uno de los segmentos de frontera con igual longitud ΔS a lo largo de cada frontera apropiada. M , L y K son, respectivamente, el número de segmentos o elementos a lo largo de la parte discretizada de la superficie plana de un lado, de la interfaz irregular y de la superficie libre de la región R como lo muestra la Fig 2. El número total de ecuaciones es $4M+4L+2K$, el cual es igual al número de incógnitas.

Con el objeto de lograr una mejor comprensión de la técnica, a continuación se presentan las versiones discretizadas de las ecuaciones 3.1 y 3.2

$$u_1(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^N \phi_j(\xi_1) g_{1,j}(\mathbf{x}, \xi_1) \quad (3.18)$$

donde

$$g_{1,j}(\mathbf{x}, \xi_1) = \int_{\xi_1 + \Delta S/2}^{\xi_1 + \Delta S/2} G_{1,j}(\mathbf{x}, \xi) dS_\xi \quad (3.19)$$

y

$$t_{1,j}(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^N \phi_j(\xi_1) t_{1,j}(\mathbf{x}, \xi_1) \quad (3.20)$$

donde

$$t_{1,j}(\mathbf{x}, \xi_1) = c \delta_{1,j} \delta_{n1} + \int_{\xi_1 + \Delta S/2}^{\xi_1 + \Delta S/2} T_{1,j}(\mathbf{x}, \xi) dS. \quad (3.21)$$

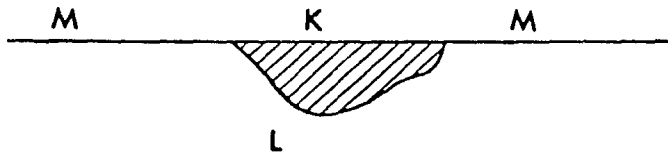


Fig 3.2. Número de segmentos o elementos con igual longitud ΔS a lo largo de cada una de las fronteras del sistema mostrado en la Fig 3.1.

Las integrales en la ecuación 3.19 son calculadas numéricamente con integración gaussiana, excepto en el caso en que \mathbf{x} esté en la vecindad de ξ_1 , el punto medio del segmento, para el cual se obtuvieron expresiones analíticas a partir de series ascendentes de funciones de Bessel (Abramowitz y Stegun, 1972).

Las integrales en la ecuación 3.21 también fueron calculadas numéricamente usando integración gaussiana excepto cuando $x_n = \xi_1$. En este caso se tiene que

$$t_{ij}(x_n, \xi_n) = c \delta_{ij} , \quad (3.22)$$

debido a que la única contribución a la integral en la ecuación 3.21 para $n=1$ proviene del término libre. La contribución del tensor de tracciones de Green es nula debido a que el segmento de discretización es recto y ξ_1 es el punto medio. De hecho, se puede verificar que dicha parte del integrando es una función impar singular sobre el segmento. Por lo tanto su valor principal de Cauchy es cero. En la ecuación 3.18, el valor del componente de tracción t_{ij} se puede interpretar como un medio de la fuerza lineal unitaria. Esto significa que la fuerza es distribuida simétricamente por cualesquiera dos semiespacios conteniendo la línea de aplicación de la carga, independientemente de su dirección. Esto es también válido para la función de Green estática.

Una vez que se conocen los valores de $\phi_j(\xi_1)$, los campos difractado y refractado son calculados utilizando una discretización apropiada de las ecuaciones 3.8 y 3.9.

4. RESPUESTA SÍSMICA DE VALLES ALUVIALES

La exactitud del método descrito en la sección anterior, fue verificada por Sánchez-Sesma y Campillo (1991), en su aplicación a topografías irregulares con los resultados obtenidos por Kawase (1988), para la difracción de ondas P, S y de Rayleigh en un cañon semicircular, y por Sánchez-Sesma *et al.*, (1992c), quienes comparan con soluciones exactas (Trifunac, 1977) y numéricas (Dravinski y Mossessian, 1987) para una inclusión semicircular suave ante incidencia de ondas SV y SH, respectivamente.

En esta parte del trabajo, con el objeto de estudiar el efecto de la forma de la interfaz semiespacio-valle, del contraste de impedancias y del factor de calidad Q en la irregularidad superficial se presentan los casos de dos depósitos de material muy blando con variación parabólica y triangular suave de la interfaz, un valle trapecial con espesor constante y un trapecial con espesor variable, con diferentes propiedades físicas, y considerando factores de calidad diferentes para las ondas P y S.

4.1. RESPUESTA SÍSMICA DE DEPÓSITOS ALUVIALES PROFUNDOS

En esta sección se describe la respuesta para el caso de un modelo trapecial estudiado anteriormente por Kawase y Aki (1989), considerando además el caso en que en la parte plana del depósito, el espesor varía también de forma trapecial. Las geometrías de estos dos modelos se encuentran esquematizadas en la Fig 4.1. En los dos casos se consideraron las siguientes relaciones de densidades y velocidades: $\rho_R/\rho_E = 1.0$, y $\beta_R/\beta_E = 0.4$, respectivamente. EL semiancho a del depósito es de 5 km. Las relaciones de Poisson son iguales $\nu_R = \nu_E = 0.333$ en ambas regiones. Los subíndices indican la región de estudio: E para el semiespacio y R para el valle.

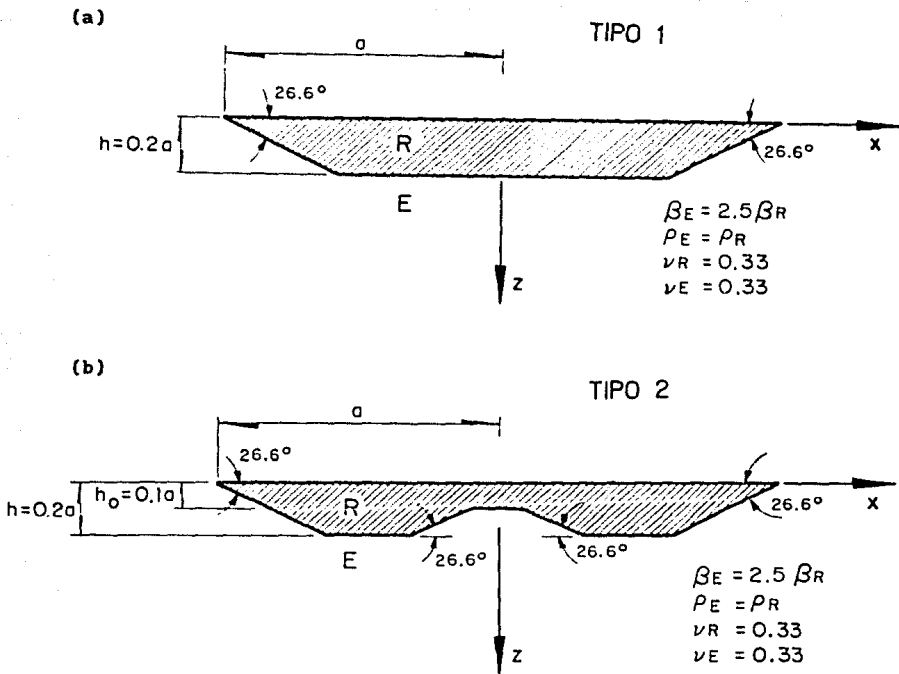


Fig 4.1. Valles trapeciales que yacen en un semiespacio elástico: a) espesor constante. b) espesor variable. Los dos sistemas tienen las mismas propiedades físicas: velocidades de ondas de corte de 1.0 km/s y 2.5 km/s para el depósito y semiespacio, respectivamente. El semiancho del depósito $a=5$ km. Se utilizó una relación de Poisson de 1/3 en ambas regiones.

La Fig 4.2 muestra la respuesta en superficie del valle trapecial con espesor constante (tipo 1), ante incidencia vertical de ondas SH calculado con una técnica que combina elementos de frontera con número de onda discreto (DWBEM) (Kawase y Aki, 1989), y con el método de elementos de frontera indirecto utilizado en este trabajo. La señal incidente considerada es un pulso de Ricker con un periodo característico

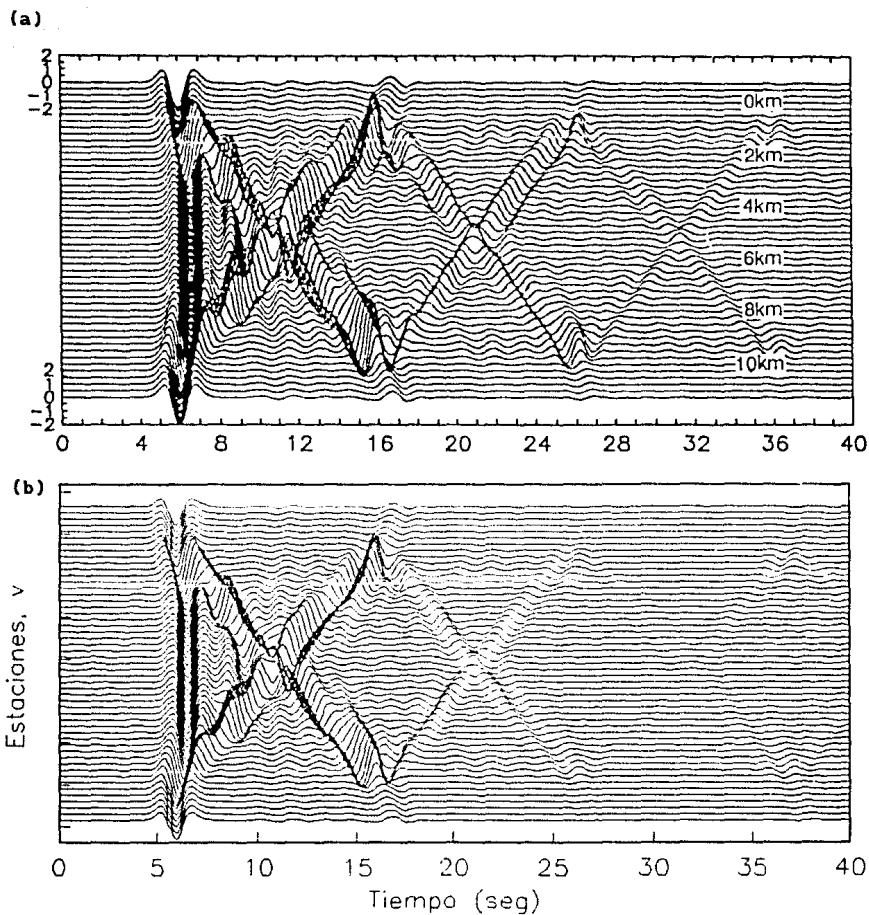


Fig 4.2. Respuesta del valle trapecial con espesor constante (Fig 4.1a) ante incidencia vertical de ondas de corte polarizadas horizontalmente. La señal de entrada es un pulso de Ricker con una frecuencia característica de 0.5 Hz. a) Sismogramas obtenidos usando el método que combina elementos de frontera con número de onda discreto (DWBEM) (Tomada de Kawase y Aki, 1989). b) Respuesta obtenida usando la formulación indirecta de elementos de frontera descrita en la sección anterior.

de 4 segundos. En ambos cálculos no se consideró el comportamiento anelástico del material. En nuestros resultados, el espaciamiento entre estaciones es de 250 m calculados desde -6.25 km a 6.25 km, de acuerdo al sistema de referencia mostrado en la Fig 4.1. La correlación es muy buena en la primera parte de los registros eliminándose la inestabilidad numérica que aparece en la parte final de los sismogramas calculados con DWBEM.

Con el propósito de observar el efecto del comportamiento anelástico del material en la respuesta, se obtuvieron los mismos resultados ante incidencia vertical de ondas SH, introduciendo un amortiguamiento del 1% dentro del depósito (Fig 4.3a). La contribución del modo fundamental de ondas de Love (Kawase y Aki, 1989), que en los sismogramas mostrados en la Fig 4.2 era significativa 20 segundos después del arribo directo, se atenúa considerablemente, teniendo una duración máxima de 15 segundos. Además, se observan pequeños decrementos de las amplitudes en las fases iniciales de los sismogramas.

Para estudiar el efecto que produciría una irregularidad en el espesor de un depósito confinado, se calculó el caso en el que éste varía de forma trapecial como lo esquematiza la Fig 4.1a. Este sistema será referido, en lo sucesivo, como valle del tipo 2. La Fig 4.3b muestra los sismogramas sintéticos obtenidos en la superficie de dicho sistema para el mismo ejemplo estudiado hasta ahora. Además del patrón en forma de X, debido a la contribución de las ondas superficiales provenientes de los bordes que viajan a lo largo de todo el depósito, se observa otro patrón debido a la barrera que encuentran estas ondas en la parte central del depósito donde se encuentra localizada la irregularidad en el espesor.

El caso vectorial de incidencia a 30 grados de ondas S polarizadas verticalmente en sus componentes horizontal y vertical se ilustra en las Figs 4.4 y 4.5, para los depósitos del tipo 1 y 2, respectivamente. En los cálculos se utilizaron factores de calidad para las ondas P y S de 150 y 50, respectivamente. Para las propiedades físicas consideradas en ambos sistemas, la incidencia corresponde al caso crítico. Sin embargo,

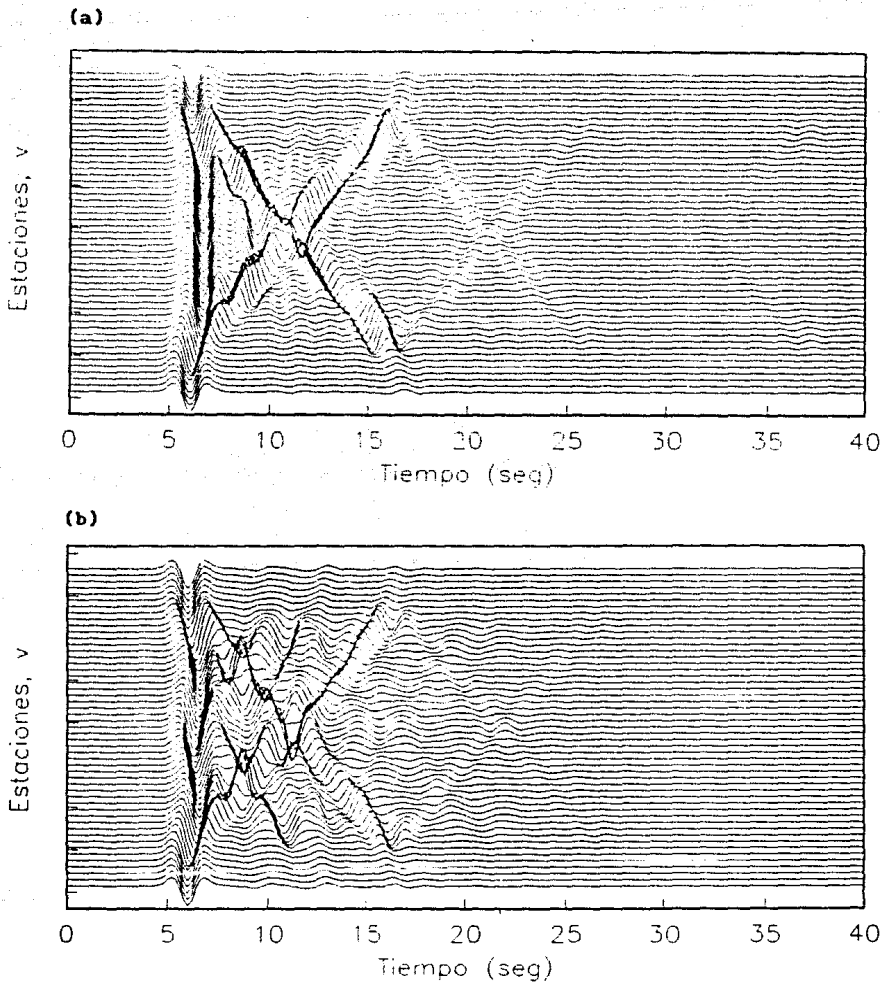


Fig 4.3. Sismogramas sintéticos para la misma incidencia mostrada en la en la Fig 4.2, considerando el comportamiento anelástico del material. El factor de calidad usado fue de 50. a) valle trapecial con espesor constante. b) valle trapecial con espesor variable.

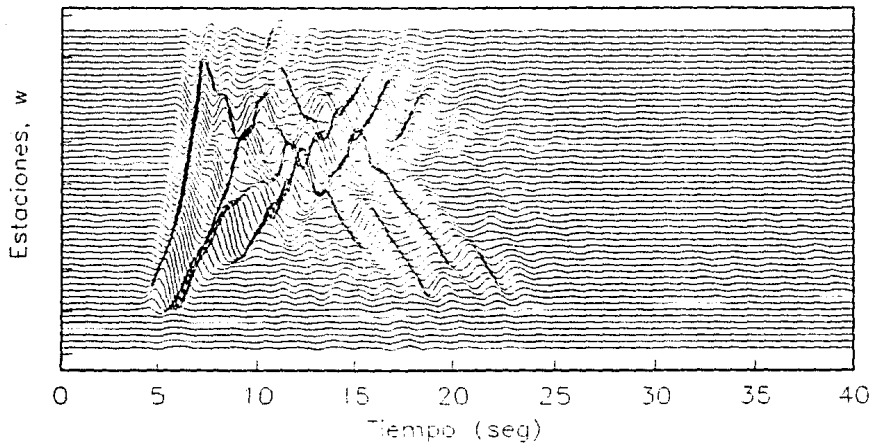
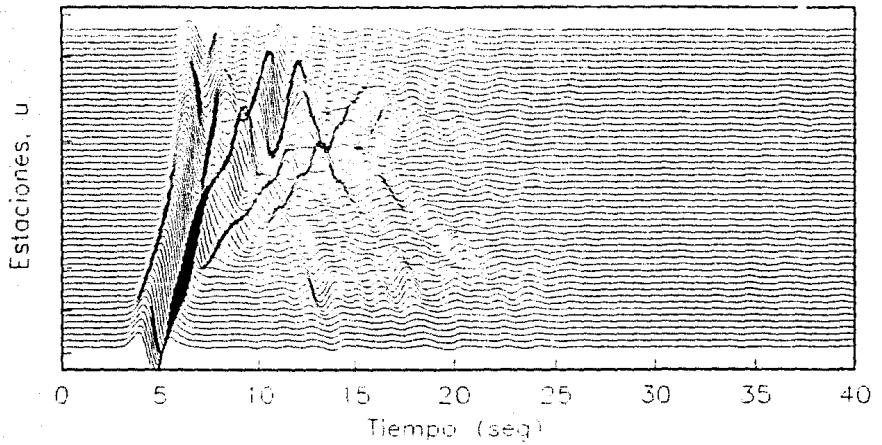


Fig 4.4. Sismogramas sintéticos para los dos componentes de desplazamiento en la superficie del valle mostrado en la Fig 4.1a, ante incidencia de 30 grados de ondas SV. Se utilizaron factores de calidad dentro del depósito de 50 y 150 para las ondas S y P, respectivamente.

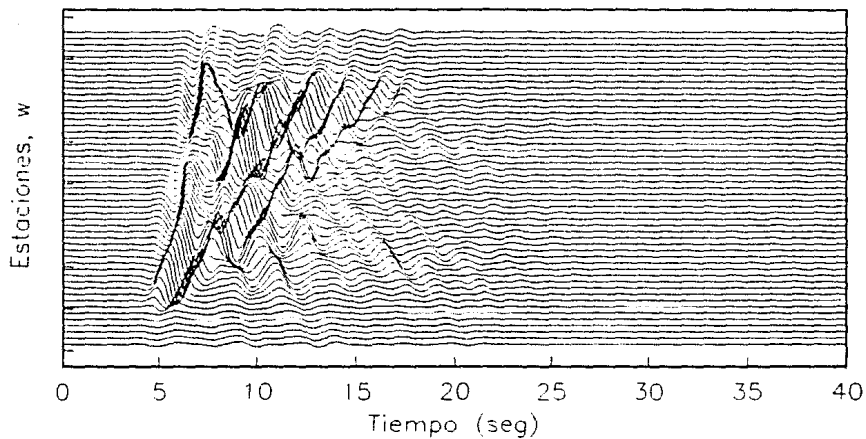
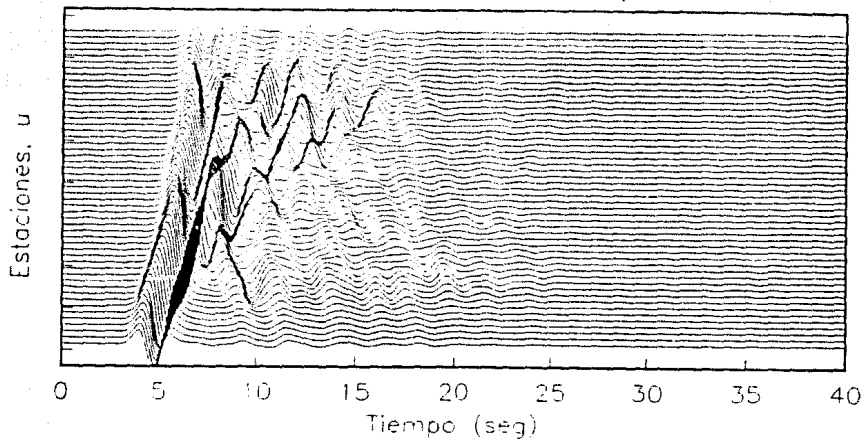


Fig 4.5. Sismogramas sintéticos para los dos componentes del desplazamiento en la superficie del valle con espesor variable (Fig 4.1b) ante incidencia de ondas SV a 30 grados de la vertical. $Q_{R} = 50$ y $Q_{P} = 150$.

la conversión que más contribuye a la respuesta total del desplazamiento es del tipo onda plana-modo fundamental de las ondas de Rayleigh como lo mostrará un análisis posterior en el dominio frecuencia-número de onda.

En el caso del valle del tipo 1, en el componente horizontal no se reconoce un patrón específico en los sismogramas sintéticos como el producido por el modo fundamental de ondas de Love debido a que la velocidad de las ondas de Rayleigh es mayor alrededor de la frecuencia estudiada (Kawase y Aki, 1989). No obstante, es notorio el enfocamiento de la energía que se produce en el lado opuesto al de la ocurrencia del campo incidente. Aunque esta concentración es evidente en el componente u de la respuesta correspondiente al valle del tipo 2, se pueden apreciar fases con importantes amplitudes en el lado de la incidencia, debido a lo irregular del espesor. Sin embargo, en los componentes verticales las mayores amplitudes del lado de la incidencia de las fases que se observan entre los 15 y 20 segundos corresponden al caso del valle del tipo 1.

Con el objeto de explicar el fenómeno que produce los patrones observados en las series de tiempo en términos de ondas superficiales, se realizó una transformación de la respuesta x - t al dominio f - k (donde $k = \omega/c =$ número de onda, $c =$ velocidad de fase). Si la función $u(x, t)$ representa una señal que es función de la posición x y del tiempo t , podemos usar una transformación tetradimensional para obtener el espectro tetradimensional frecuencia-número de onda $U(k, \omega)$ (Dudgeon y Mersereau, 1984)

$$U(k, \omega) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, \omega) \exp [-i(\omega t - k \cdot x)] dx dt \quad (4.1)$$

donde ω es la frecuencia *temporal* y el vector k representa la frecuencia *espacial*. En la ecuación (4.1), los signos en la exponencial han sido deliberadamente definidos de forma tal que la expresión refleje un cierto sentido de propagación.

Discretizando la ecuación (4.1), utilizando un número finito de

receptores y un número finito de muestras en el tiempo, se obtuvo un espectro en el dominio f - k para la respuesta en la superficie de los valles del tipo 1 y 2 para los casos escalar y vectorial de incidencia de ondas S. Las Figs 4.6 y 4.7 representan la respuesta para los casos escalares de incidencia vertical para los valles del tipo 1 y 2, respectivamente. Las isolíneas alrededor del número de onda cero corresponden a la respuesta que produciría un modelo unidimensional y las ramas que en este caso son simétricas, corresponden al modo fundamental de ondas de Love, que como puede observarse en ambos casos, es de menor amplitud que los picos que produce la respuesta unidimensional.

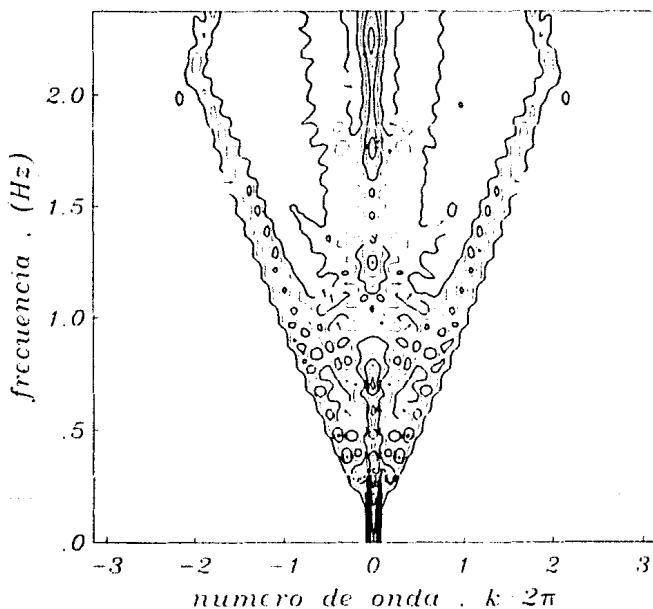


Fig 4.6. Mapa de contornos en el dominio f - k para el valle del tipo 1 ante incidencia vertical de ondas SH. Para la transformación espacial se utilizaron 64 receptores con un intervalo entre ellos de 156.25 m.

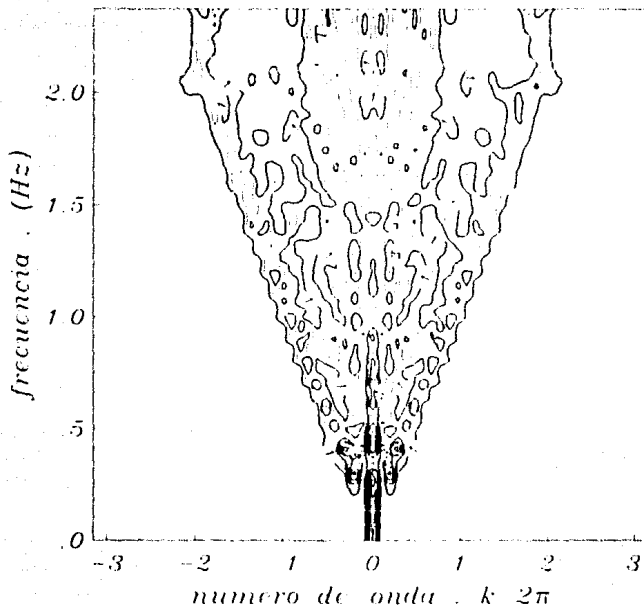


Fig 4.7. Diagrama f-k para el valle del tipo 2 ante incidencia vertical de ondas SH.

En los casos de incidencia a 30 grados de ondas SV (Figs 4.8 y 4.9, para los componentes horizontales en los depósitos del tipo 1 y 2, respectivamente), las ramas que aparecen en forma más clara en los números de onda positivos corresponden al modo fundamental de ondas de Rayleigh.

Los ejemplos presentados hasta ahora muestran que la introducción de un amortiguamiento realista en la solución produce duraciones cortas de los registros sintéticos debido a que las amplitudes de las ondas superficiales son sensiblemente menores (Ramos-Martínez y Sánchez-Sesma, 1991) y se atenúan muy rápidamente con respecto a los casos en

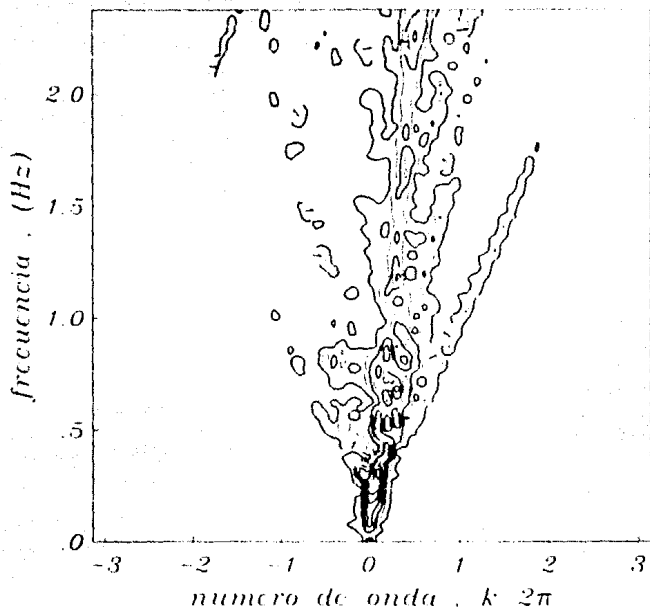


Fig 4.8. Diagrama f-k de la función de transferencia u para el valle del tipo 1 ante incidencia a 30 grados de ondas SV.

que no se considera el comportamiento anelástico del material. Kawase y Aki (1989), en sus cálculos en los que no se considera el amortiguamiento del material introdujeron un estrato superficial muy blando en un valle del tipo 1 y observaron que la duración aumentaba considerablemente produciendo codas de gran amplitud.

Para estudiar el comportamiento de un sistema similar considerando el comportamiento anelástico de un material muy suave, se obtuvo la respuesta del estrato superficial con el método matricial de Thompson-Haskell (ver p ej Aki y Richards, 1980) y se superpuso a la respuesta del valle del tipo 1, calculado con el método de ecuaciones

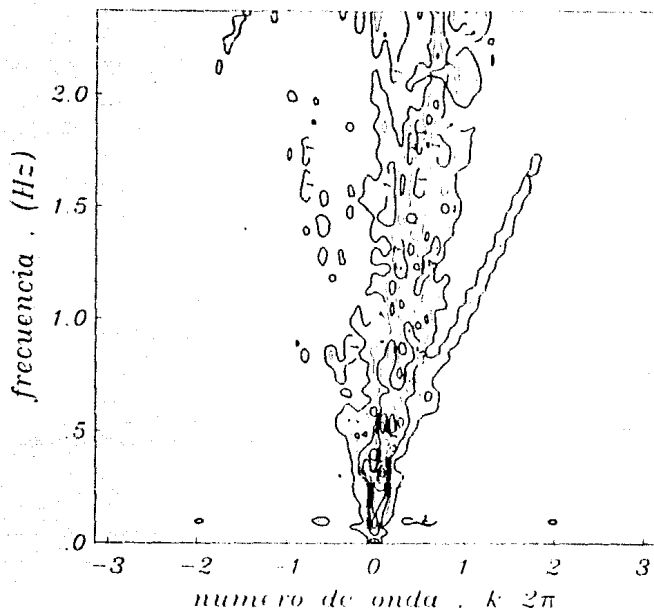


Fig 4.9. Diagrama f - k de la función de transferencia u para el valle del tipo 2 ante incidencia a 30 grados de ondas SV.

integrales. El espesor del estrato superficial es de 50 m con una velocidad de ondas de corte de 50 m/s y un amortiguamiento del 2%. El modelo será llamado depósito del tipo 3 (Fig 4.10a). Aun cuando no se considera la interacción de las ondas en la interfaz del material muy blando con los sedimentos profundos, repercutiendo esto en una sobrestimación de las amplitudes (Bard y Chávez-García, 1992), la duración no se incrementa considerablemente, contra lo que se pensaba, esto es debido al amortiguamiento considerado (ver Fig 4.10b).

Por otra parte, en junio de 1990, empezó a operar un sismógrafo de banda muy ancha (VBB) instalado en CU, patrocinado por autoridades de la

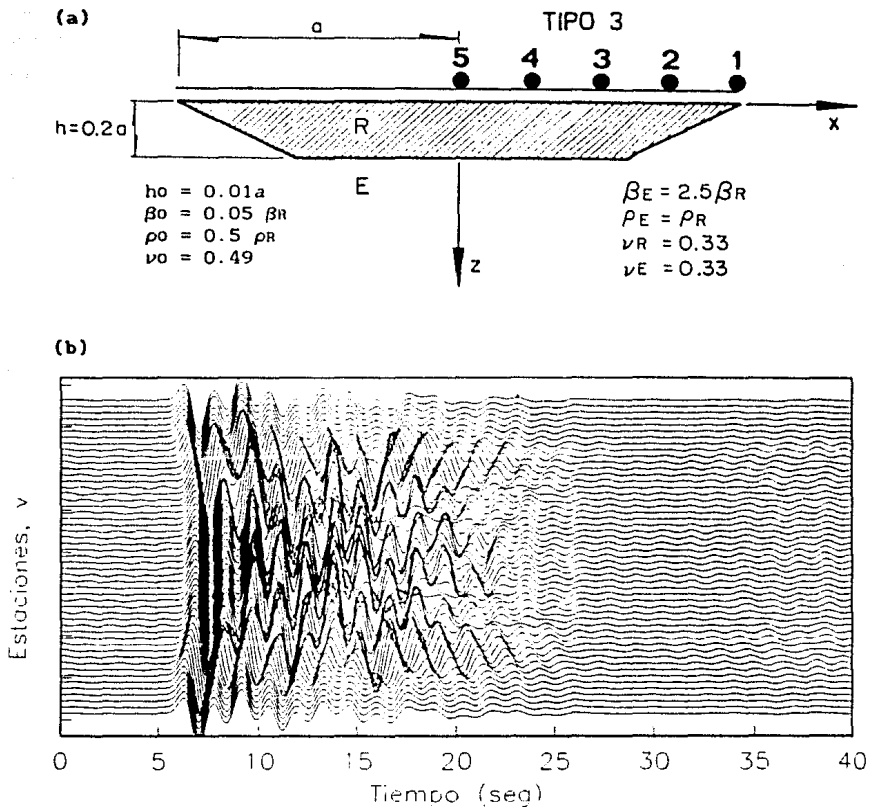


Fig 4.10. a) Modelo de un valle trapecial constante (tipo 1) con un estrato superficial de material muy blando. El espesor del estrato es de 50 m, con una velocidad de onda de corte de 50 m/s. Se utilizó una relación de Poisson $\nu=0.49$ y un amortiguamiento del 2% ($Q=25$). A este sistema se le denomina valle del tipo 3. b) Sismogramas sintéticos para el modelo del tipo 3 obtenidos con la superposición de las dos respuestas: estructura profunda y estrato superficial.

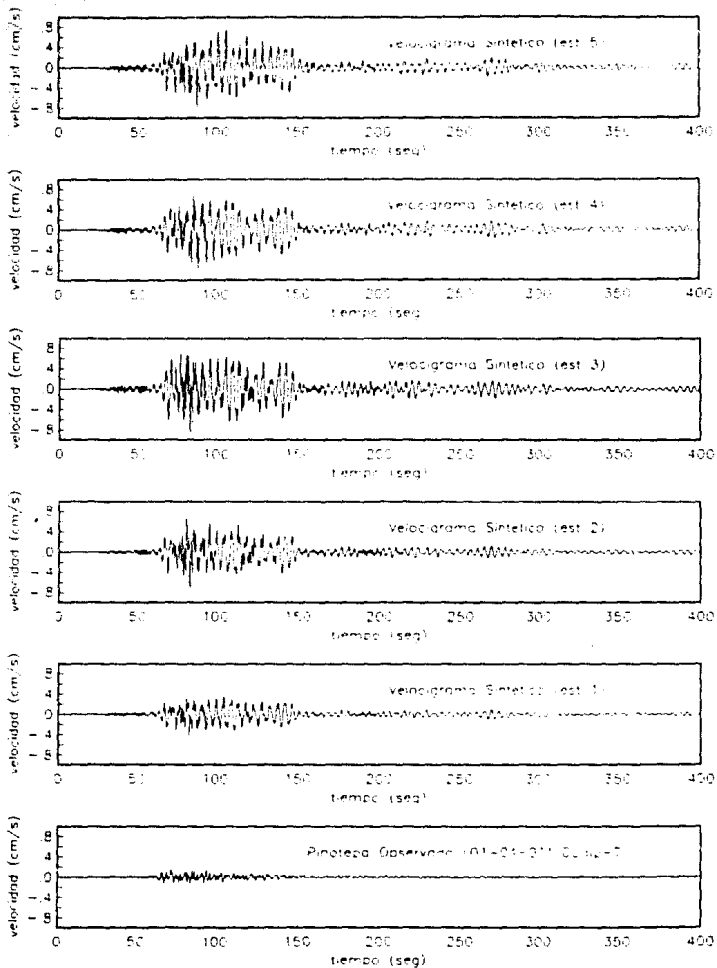


Fig 4.11. Registros sintéticos de velocidad para los cinco receptores en la superficie del valle del tipo 3 (Fig 4.10a), considerando incidencia vertical de ondas SH con variación en el tiempo dada por el registro de banda ancha (VBB) transversal registrado en CU (también mostrado) para el sismo pequeño del 1° de abril de 1991, ocurrido en Pinotepa Nacional.

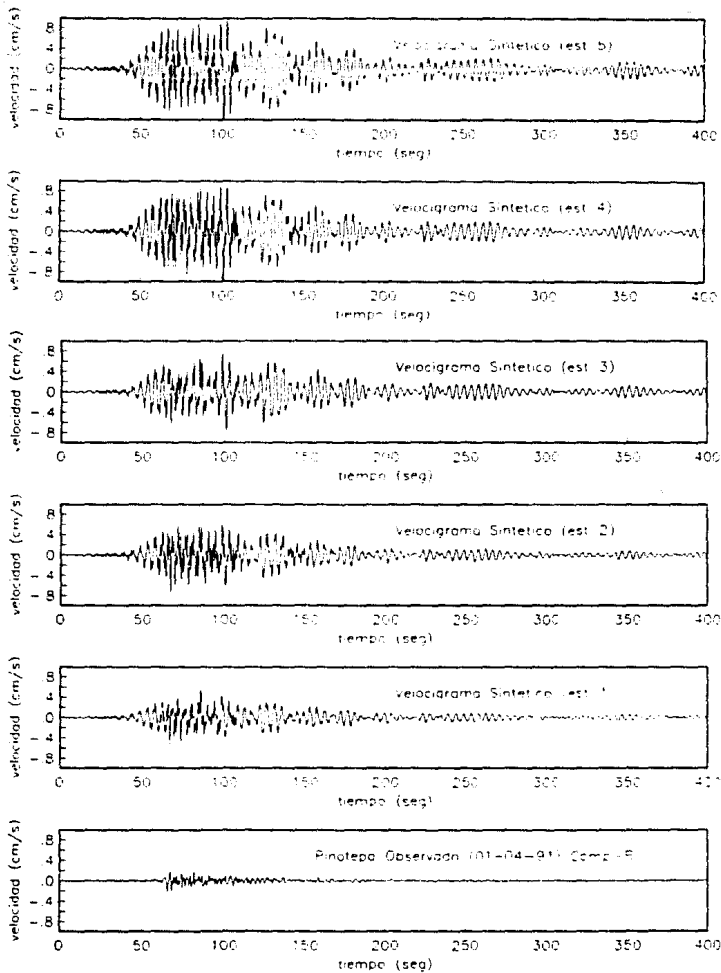


Fig 4.12. Registros sintéticos de velocidad para los cinco receptores en la superficie del valle del tipo 3 (Fig 4.10a), considerando incidencia vertical de ondas SV con variación en el tiempo dada por el registro de banda ancha (VBB) radial registrado en CU (también mostrado) para el sismo pequeño del 1º de abril de 1991, ocurrido en Pinotepa Nacional.

Cd de México y GEOSCOPE, de Francia (Singh *et al.*, 1992). La longitud de los registros es programable y puede sobrepasar los 1000 segundos si se tienen 5 muestras por segundo. Singh y Ordaz (1992), utilizaron algunos registros de este tipo como campo incidente en modelos unidimensionales de algunos sitios de la zona del lago de la Cd de México logrando reproducir la forma de la coda observada en registros de movimiento fuerte.

En este trabajo utilizamos los componentes radial y transversal de velocidad del sismo ocurrido en Pinotepa Nacional el 1° de abril de 1991, como campo incidente del modelo tipo 3. El sismo se localizó a 16.23° latitud norte, 98.23° longitud oeste, con una profundidad de 22 km. La distancia epicentral hasta el receptor fue de 357 km y tuvo una magnitud de 5.3 Ms. Los componentes radial y transversal fueron considerados como campos incidentes verticales de ondas SH (Fig 4.11) y SV (Fig 4.12), respectivamente, para obtener la respuesta en los cinco sitios señalados en la Fig 4.10a.

Mediante un análisis cualitativo, se observan grandes amplificaciones en la fase intensa de los velocigramas hacia el centro del depósito, reproduciéndose la larga coda observada en algunos sitios de la zona del lago del valle de México como en Singh y Ordaz, (1992), utilizando un modelo estratigráfico unidimensional. Ellos concluyeron que la larga duración observada en algunos sitios del valle de México, no es un efecto de sitio, sino debida a un fenómeno de multitrayecto que produce fases de arribo tardío. Sin embargo, existen otros fenómenos complejos que sí requieren que se considere la irregularidad lateral del medio, para su explicación, como se muestra en las siguientes secciones.

4.2 RESPUESTA SÍSMICA DE DEPÓSITOS ALUVIALES SOMEROS CON VARIACIÓN SUAVE DE LA FORMA

En la sección anterior, se estudió el caso de valles, que en algunos casos como el de la Cd de México, podrían considerarse como una estructura profunda. En esta parte del trabajo se estudia el caso de una

depósito superficial somero de material muy blando, con propiedades físicas que pudieren ser atribuibles a las arcillas.

Se analizan dos geometrías con variación parabólica y triangular muy suave (Fig 4.13a,b, respectivamente), ante incidencia de ondas S. La

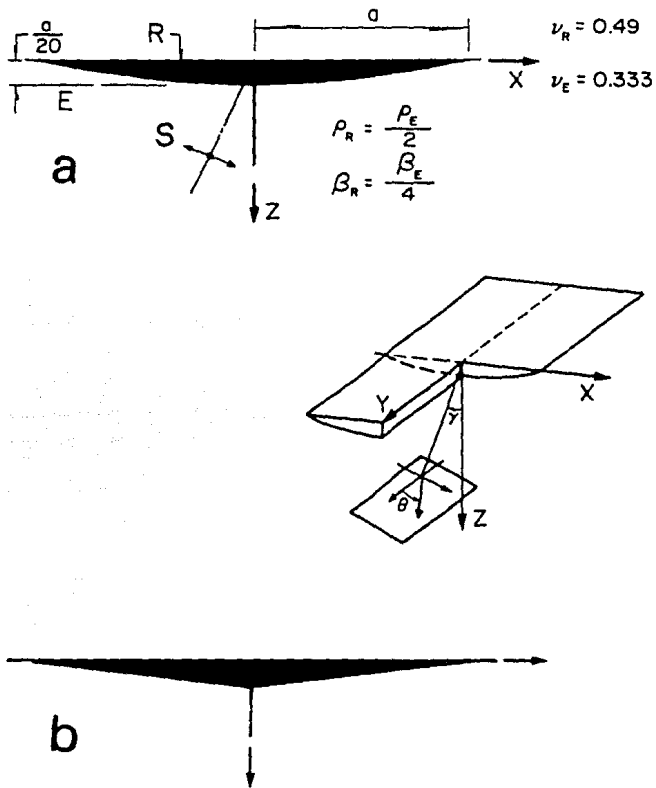


Fig 4.13. Valles someros con variación suave de la forma de la interfaz: a) parabólica. b) triangular. La máxima profundidad en ambos modelos es de $h = a/20$. Las relaciones de densidad y de velocidades de ondas de corte son $\rho_R/\rho_E = 0.5$, y $\beta_R/\beta_E = 0.25$. Las relaciones de Poisson para el valle y el semiespacio son $\nu_R = 0.49$ y $\nu_E = 0.333$.

máxima profundidad correspondiente al centro de ambos depósitos es de 0.05 veces el semiancho de la irregularidad, con relaciones de densidades y velocidades de ondas de corte de 1/2 y 1/4 respectivamente, es decir, $\rho_R/\rho_E = 0.5$, y $\beta_R/\beta_E = 0.25$. Las relaciones de Poisson para el valle y el semiespacio son $\nu_R = 0.49$ y $\nu_E = 0.333$, respectivamente. Por lo tanto, α/β es igual a 7.14 y 2.0, para el depósito y el semiespacio, siendo α , la velocidad de las ondas compresionales P . Los resultados en el dominio de la frecuencia se presentan en términos de la frecuencia adimensional $\eta = \omega a / \pi \beta_E$, donde ω = frecuencia circular, a = semiancho de la irregularidad y β_E = velocidad de las ondas de corte en el semiespacio.

Las Figs 4.14a,b muestran los sismogramas sintéticos para los componentes horizontales del movimiento en la superficie del valle parabólico, ante incidencia vertical de ondas SH y SV, respectivamente. La variación en tiempo de la señal de entrada está dada por el pulso de Ricker con un periodo característico $t_p = 0.5t_0$, donde $t_0 = 2a/\beta_E$. En estas figuras se puede apreciar la contribución de las ondas superficiales de Love en el caso escalar, y de Rayleigh, en el vectorial, con una velocidad de propagación mayor de estas últimas. Estos resultados se combinaron para producir una respuesta *cuasi* tridimensional con el movimiento horizontal dado por los componentes u (contenido en el plano) y v (perpendicular al plano).

Por otra parte para considerar la incidencia de una onda plana S , solo se necesita el ángulo de incidencia γ y un ángulo de polarización θ (ver Fig 4.13), y realizar una combinación de las dos respuestas SH ($\theta=0$) y SV ($\theta=90^\circ$), moduladas cada una por $\sin\theta$ y $\cos\theta$. La Fig 4.15 muestra el movimiento de las partículas y los polarigramas para varios sitios a través del valle cuando el ángulo de polarización es de 60° . Como puede observarse, los sedimentos suaves del depósito producen patrones de polarización con rotaciones horizontales.

Pero los cálculos también se analizaron en el dominio de la frecuencia para muchos receptores en la superficie. Si se unen líneas de igual amplitud de las funciones de transferencia para un número finito de receptores y se grafican en el dominio frecuencia-espacio se obtienen

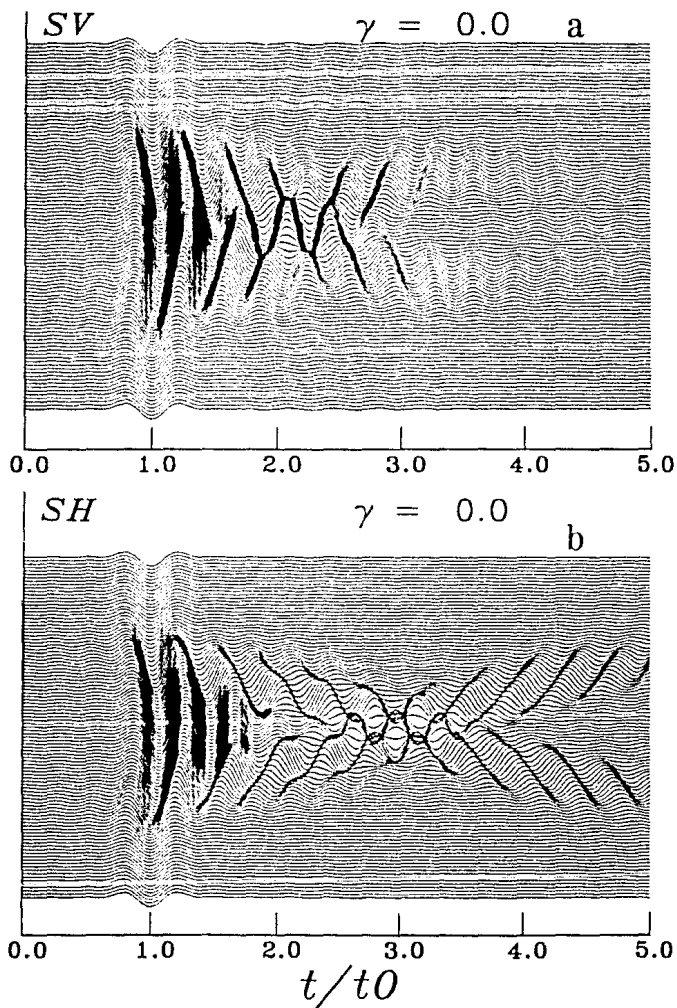


Fig 4.14. Sismogramas sintéticos para los componentes horizontales v y u en 51 estaciones (de $-1.25a$ a $1.25a$) a lo largo de la superficie del valle parabólico ante incidencia vertical a) SH y b) SV. La forma de la excitación en tiempo es un pulso de Ricker con frecuencia central $\omega_p = 2\pi\beta_p/a$

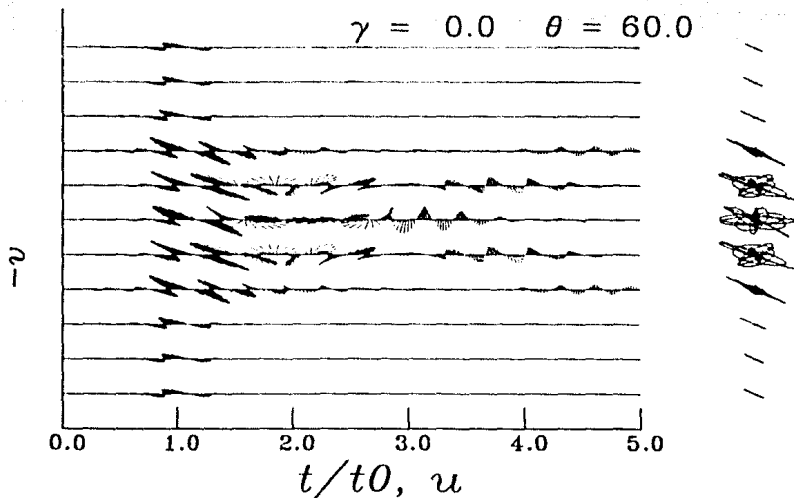


Fig 4.15. Polarigramas horizontales y movimiento de las partículas para 11 estaciones (de $-1.25a$ a $1.25a$) en la superficie del valle parabólico. Caso de incidencia vertical de ondas S con un ángulo de polarización de $\theta=60$ grados.

los diagramas $f-x$, o $\eta-x$, como los que se muestran en las Figs 4.16 y 4.17, para los casos en que la incidencia es vertical del tipo SH y SV (componente horizontal), respectivamente. En estos cálculos se consideró un factor de calidad Q infinito para las ondas P y S en ambas regiones. Como puede observarse, existe una gran variación de las amplificaciones con respecto a la frecuencia y la posición en superficie del valle. Estas son un poco mayores en el caso SH, pero en ambos casos dichas respuestas están muy próximas a un valor de 25 veces el valor de las ondas incidentes en algunos receptores, cuando el modelo unidimensional con las mismas propiedades físicas del valle, predice un valor de 16. Es importante notar que existe una zona en la que las amplificaciones son significativas, fuera de esta región, la amplificación es moderada, observándose sólo el efecto de la superficie libre. Las características de dicha región se estudiarán con más detalle en el siguiente capítulo.

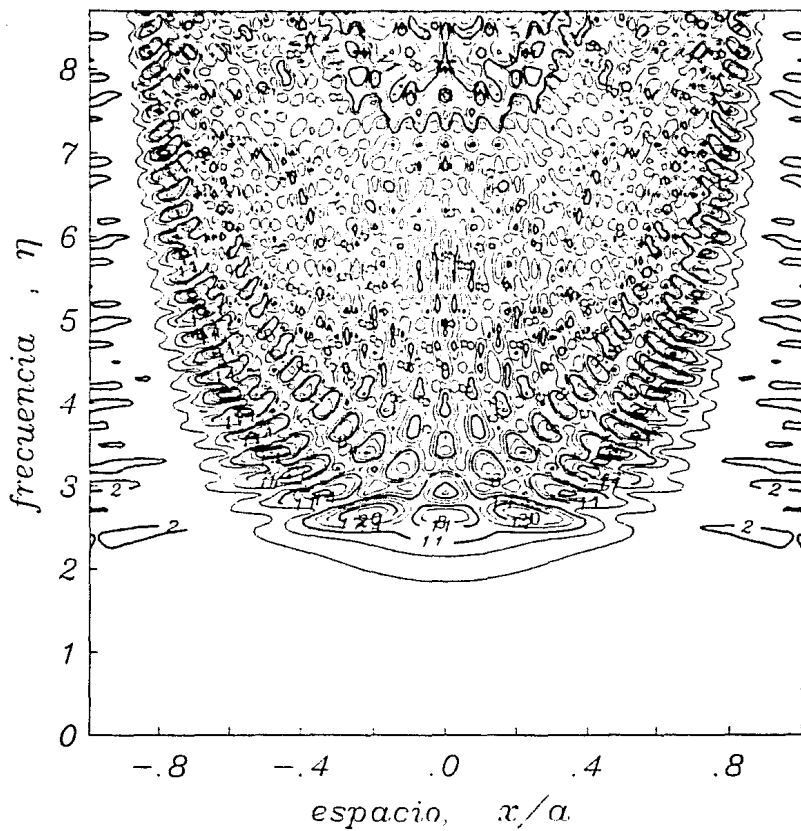


Fig 4.16. Mapa de contornos de la función de transferencia v en el dominio frecuencia-espacio ($f-x$) para el valle parabólico ante incidencia vertical de ondas SH. No se consideró el comportamiento anelástico del material.

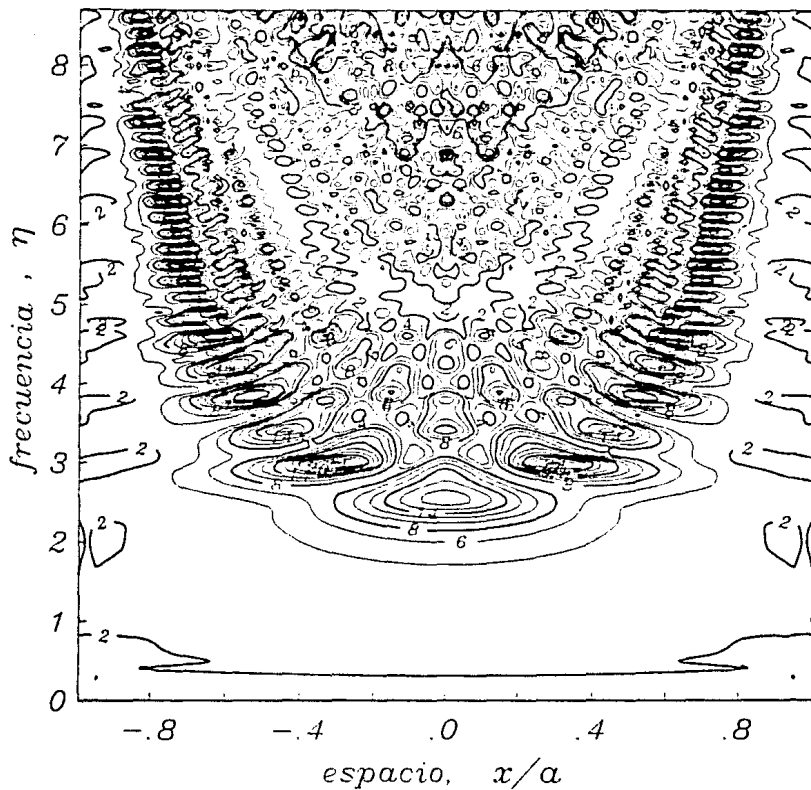


Fig 4.17. Diagrama f - x de la función de transferencia u en el dominio frecuencia-espacio (f - x) para el valle parabólico ante incidencia vertical de ondas SV. No se consideró el comportamiento anelástico del material.

Las Figuras 4.18 y 4.19 muestran la respuesta del valle parabólico para las mismas incidencias consideradas en las Figuras 4.16 y 4.17 introduciendo un factor de calidad de 50 dentro del depósito. Este amortiguamiento no es muy grande pero sí puede considerarse realista. Las diferencias con la respuesta utilizando un Q infinito se acentúan considerablemente en frecuencias altas. Patrones bien definidos ubicados a lo largo del valle, para frecuencias mayores que aquellas donde se presentan las máximas amplitudes decrecen considerablemente, y en algunos casos desaparecen para ambas incidencias.

Para observar el efecto que produciría la incidencia oblicua del campo de ondas en el comportamiento global del valle en el dominio $f-x$, en cuyo caso de incidencia vertical presenta un patrón bien definido, se obtuvo la respuesta en la superficie de éste, ante un campo incidente de ondas SH y SV a 30 grados de la vertical (Figs 4.20 y 4.21, respectivamente). Se observa enfocamiento de la energía con ampliificaciones un poco mayores que el caso de incidencia vertical hacia el lado opuesto de donde ocurre la incidencia, como en los resultados de Bard y Bouchon (1980a,b), observándose las máximas ampliificaciones muy cerca de la frecuencia fundamental de resonancia vertical. No obstante la zona en que la ampliificación es importante no cambia sus fronteras notablemente.

En el ejemplo estudiado hasta ahora, aunque debido a las dimensiones del valle, la variación de la forma de éste es suave, existe todavía una cierta curvatura en la interfaz, de la cual resultó interesante estudiar su efecto. Para ello, se consideró el caso en el que este radio de curvatura es infinito. La interfaz resultante es del tipo triangular esquematizada en la Fig 4.13b. Se estudió el caso de incidencia vertical y oblicua a 30 grados de ondas SH, resultando un comportamiento de la respuesta en el dominio $f-x$ como el que se muestra en las Figs 4.22 y 4.23. Aun cuando, en apariencia la respuesta es muy similar al caso parabólico (Figs 4.18 y 4.20), en detalle ésta es muy diferente. La zona de máxima ampliificación es mas estrecha, repercutiendo en la aparición de zonas mas pequeñas de enfocamiento de la energía.

En el capítulo siguiente se intentará dar una explicación a los

patrones observados en los diagramas $f-x$ en términos de ondas superficiales y de teoría de rayos.

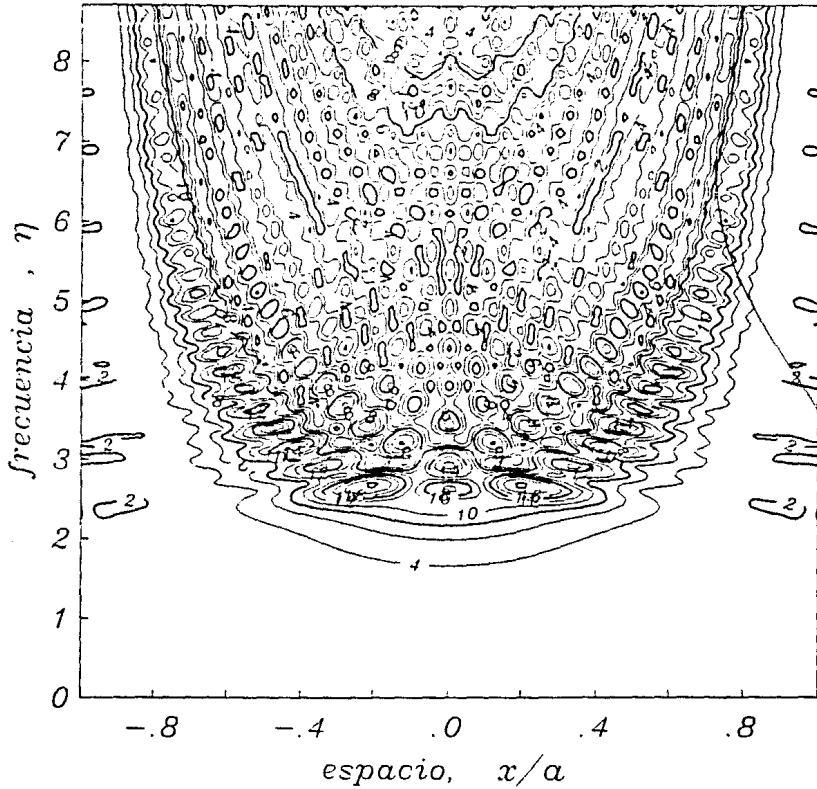


Fig 4.18. Diagrama $f-x$ de la función de transferencia v para el valle parabólico ante incidencia vertical de ondas SH. Se consideró un factor de calidad $Q=50$.

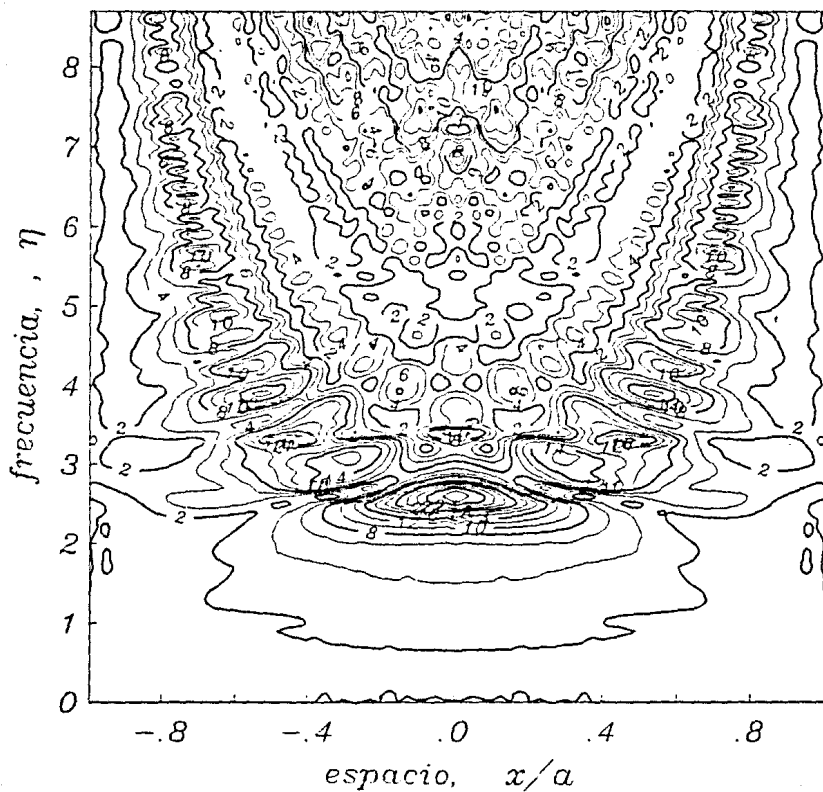


Fig 4.19. Diagrama f - x de la función de transferencia u en el dominio frecuencia-espacio (f - x) para el valle parabólico ante incidencia vertical de ondas SV. Se consideró un factor de calidad igual a 50 para las ondas S y de 150 para las ondas P dentro del depósito.

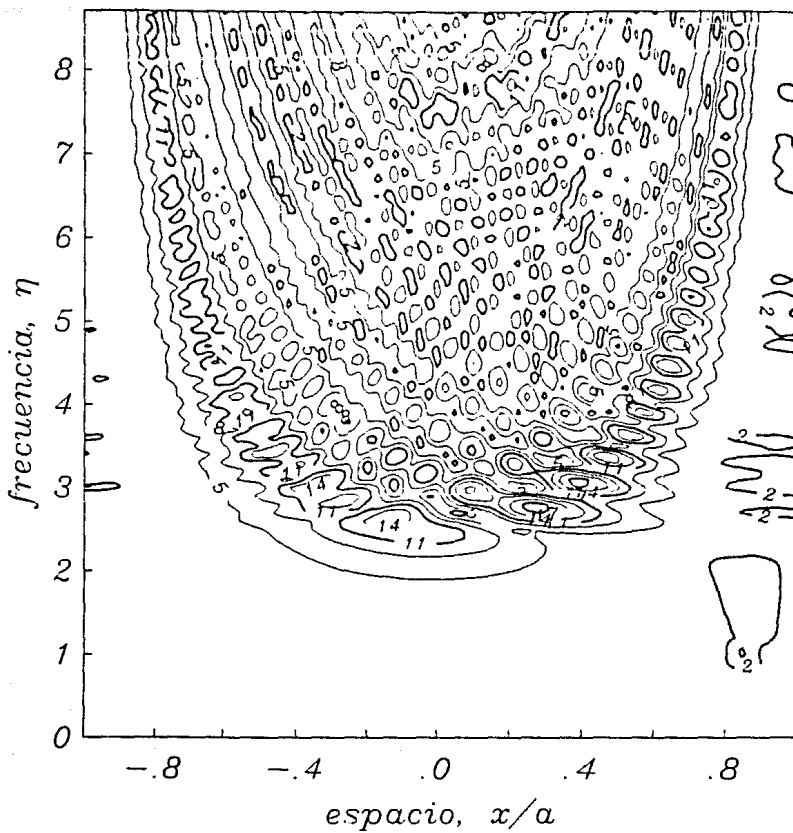


Fig 4.20. Diagrama f - x de la función de transferencia v para el valle parabólico ante incidencia a 30 grados de ondas SH. Se consideró un factor de calidad $Q=50$.

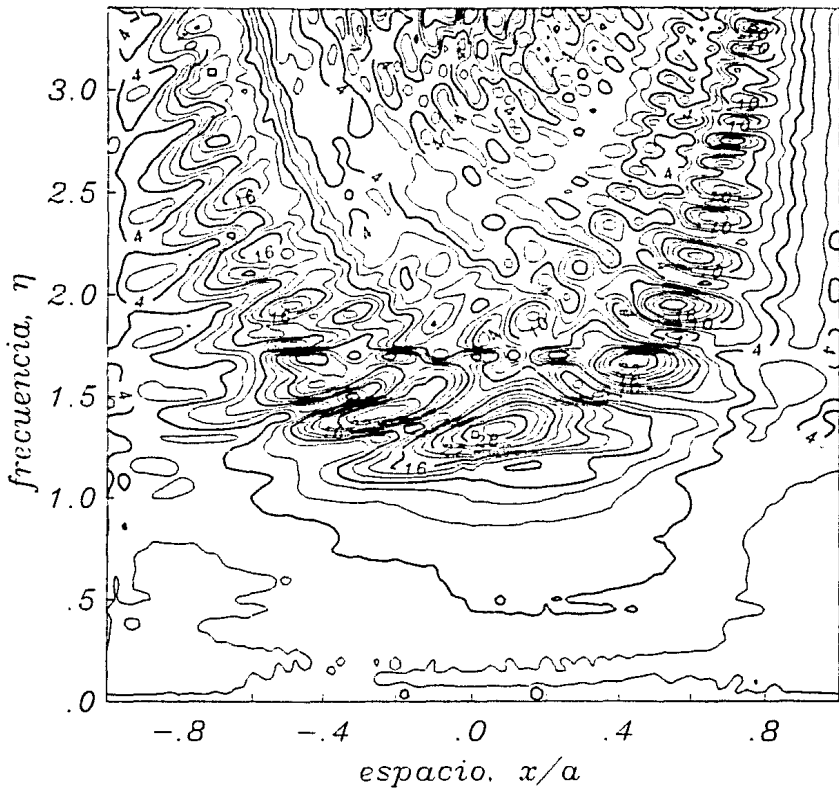


Fig 4.21. Diagrama f - x de la función de transferencia u en el dominio frecuencia-espacio (f - x) para el valle parabólico ante incidencia a 30 grados de ondas SV. Se consideró un factor de calidad igual a 50 para las ondas S y de 150 para las ondas P dentro del depósito.

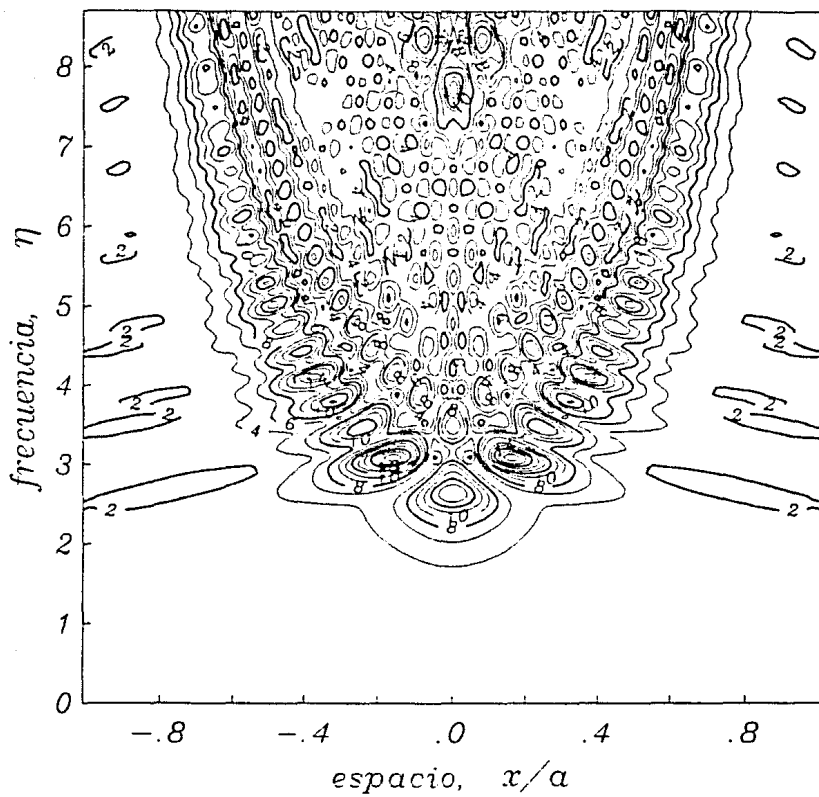


Fig 4.22. Diagrama $f-x$ de la función de transferencia v para el valle triangular ante incidencia vertical de ondas SH. Dentro del depósito $Q=50$.

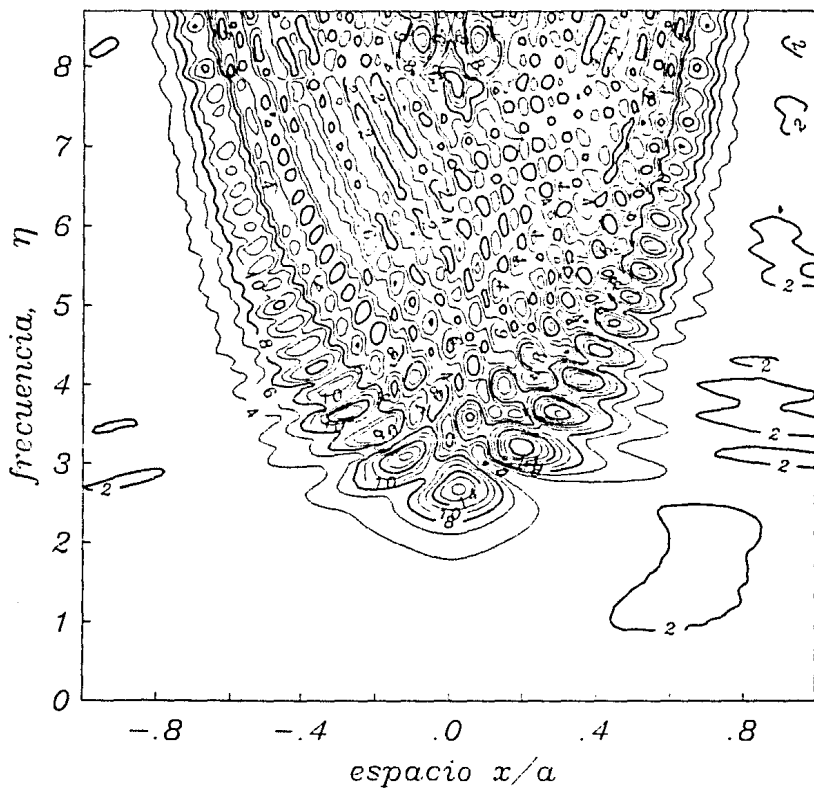


Fig 4.23. Diagrama f - x de la función de transferencia v para el valle triangular ante incidencia a 30 grados de ondas SH. Dentro del depósito $Q=50$.

5. RESONANCIAS BIDIMENSIONALES EN VALLES ALUVIALES SOMEROS

Los resultados en el dominio f - x para los valles aluviales someros de material muy blando, muestran una fina estructura en la que la propagación lateral juega un importante papel, al contrario del aparente comportamiento caótico que se observa en las gráficas convencionales de las funciones de transferencia para algunos puntos (Sanchez-Sesma *et al.*, 1992). Esto permitirá, obtener la respuesta de un valle con las mismas características de los estudiados con métodos que requieren mayores recursos de cómputo, mediante modelos simplificados. El tratar de comprender los principales fenómenos que producen dicha estructura fina es el objetivo de esta sección.

Antes de analizar los resultados obtenidos en este trabajo, se presentarán conceptos sencillos relacionados con la respuesta de un estrato elástico lateralmente infinito que yace sobre un semiespacio, también elástico. Para este sistema, el modelo unidimensional ante incidencia de ondas S predice una frecuencia de resonancia fundamental de la forma

$$f_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{\beta}{4H} \quad [\text{Hz}] \quad (5.1)$$

donde T_0 es el periodo fundamental del estrato, y H y β son el espesor y la velocidad de las ondas de corte del estrato. En los resultados para valles aluviales someros presentados en este trabajo, se utilizó la frecuencia adimensional η , definida en la sección anterior. Para las dimensiones y propiedades físicas de los depósitos parabólico y triangular en el centro de ambos depósitos, la frecuencia adimensional de resonancia es $\eta_0|_0 = 2.5$. Si consideramos la variación del espesor de la irregularidad con respecto a la posición, la frecuencia adimensional de resonancia a lo largo del valle está dada por

$$\eta_0|_x = \frac{2.5}{1 - |x/a|^c}$$

(5.2)

donde $c = 1,2$ para el valle triangular y parabólico, respectivamente. Si se grafican los contornos de amplitud de las funciones de transferencia obtenidas con el modelo unidimensional se obtiene un comportamiento como el mostrado en las Figs 5.1 y 5.2, para el depósito parabólico y triangular, respectivamente. Los contornos son curvas paralelas que

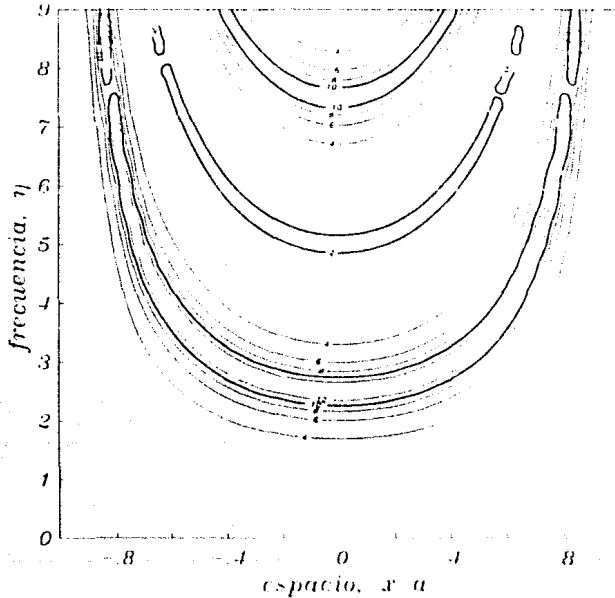


Fig 5.1. Mapa de contornos en el dominio frecuencia-espacio ($f-x$) de la función de transferencia v para el valle parabólico considerando en cada punto del valle un modelo 1D con el espesor equivalente dado por la forma del valle.

guardan una relación con la geometría de la interfaz del valle en cuestión. En ellas se observan dos máximos que en el centro de ambos

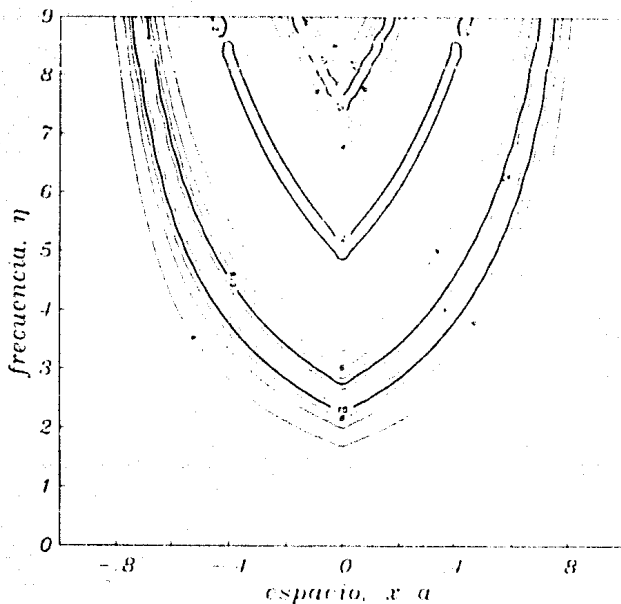


Fig 5.2. Mapa de contornos en el dominio frecuencia-espacio ($f-x$) de la función de transferencia v para el valle triangular considerando en cada punto del valle un modelo 1D con el espesor equivalente dado por la forma del valle.

depósitos corresponden a la frecuencia adimensional 2.5 y 7.5, y que corresponden al modo fundamental y primero de resonancia vertical. La máxima amplificación que predice el modelo unidimensional con los contrastes de impedancias considerados es igual a 16.

Por otra parte, los diagramas $f-x$ correspondientes al caso en el que se considera el confinamiento del estrato (Figs 4.16-4.23) muestran un comportamiento en el que la irregularidad lateral influye sensiblemente en los patrones observados para frecuencias mayores que la que predice el modelo unidimensional. Como se mencionó, las máximas amplificaciones ocurren en los bordes (definidos por la curva contorno de mayor amplitud

de las Figs 5.1 y 5.2) de una región que crece con la frecuencia. Fuera de esta región la amplificación es moderada. Dentro, puede ser muy grande con un comportamiento resonante claramente definido, por los máximos que aparecen en toda la región de amplificación. El número de máximos crece con la frecuencia, pero para ciertas frecuencias es menor o, simplemente, estos picos no existen.

Una explicación razonable para justificar la aparición de estos máximos se basa en la teoría de rayos. Considérese que inciden varios rayos en cualesquiera de los depósitos estudiados y que después de muchas reflexiones dentro de éste, describen una longitud total ℓ como lo muestra la Fig. 5.3a. Una condición necesaria para que se lleve a cabo

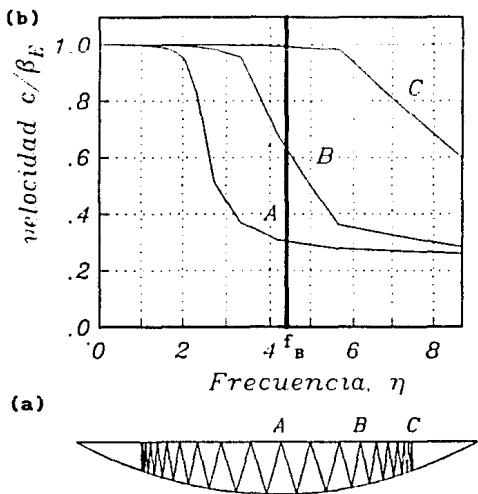


Fig 5.3. a) Diagrama de rayos dentro del valle parabólico. Para propósitos de una mejor comprensión del diagrama, se exageró la escala vertical. b) Curvas de dispersión correspondientes a un modelo 1D para las tres posiciones señaladas con letras mayúsculas. Las profundidades para el estrato equivalente para las posiciones A, B y C son h_0 , $0.6h_0$ y $0.3h_0$, respectivamente, donde $h_0 = a/20$.

la resonancia implica que (Ling y Rial, 1990)

$$2l = \lambda(2m+1) ; m = 0, 1, \dots \quad (5.3)$$

donde la longitud de onda está definida como $\lambda = 2\pi\beta_E/\omega$. Para un l fijo, las frecuencias de resonancia están definidas. En este estudio, l varía, por lo que las frecuencias resonantes están acompañadas por variaciones en el tamaño de la región resonante. Las amplificaciones se presentan como *quanta*, con saltos claramente definidos (Ramos-Martínez, *et al.*, 1992).

Para observar si este comportamiento resonante se presenta en la respuesta de un valle somero, con las mismas características de los estudiados, considerando una solución aproximada basada en la teoría de rayos (Sánchez-Sesma, *et al.*, 1988), se obtuvo un mapa en el dominio f - x utilizando esta técnica, para el valle triangular con ángulos iguales a $\pi/2N$, con $N=31$ (Fig 5.4). La respuesta en frecuencias bajas difiere de la obtenida con ecuaciones integrales debido que en la solución geométrica se desprecia la difracción, que produce un fenómeno de interferencia destructiva. No obstante, se puede reproducir el comportamiento resonante del valle para frecuencias mayores que la que predice el modelo unidimensional, como lo muestra el diagrama.

Pero el fenómeno admite otra explicación: a partir de una zona de resonancia local, se estimula la propagación de las ondas hacia las partes profundas, aun cuando la variación de la forma sea muy suave. Por lo tanto las ondas superficiales también controlan las amplificaciones. Los máximos muestran también un patrón lateral resonante. Los diagramas frecuencia-número de onda (f - k) (Figs 5.5 y 5.6, para el valle parabólico en los casos de incidencia oblicua a 30 grados de ondas SH y SV, respectivamente) demuestran que los patrones de resonancia lateral están formados por ondas de Love en el caso *antiplano* y de Rayleigh para el caso *en el plano*. De hecho, la diferencia en el número de máximos en los mapas f - x correspondientes a los casos escalar y vectorial se explica debido al diferente comportamiento de las curvas de dispersión de las ondas de Love y de Rayleigh. Este comportamiento se muestra en la

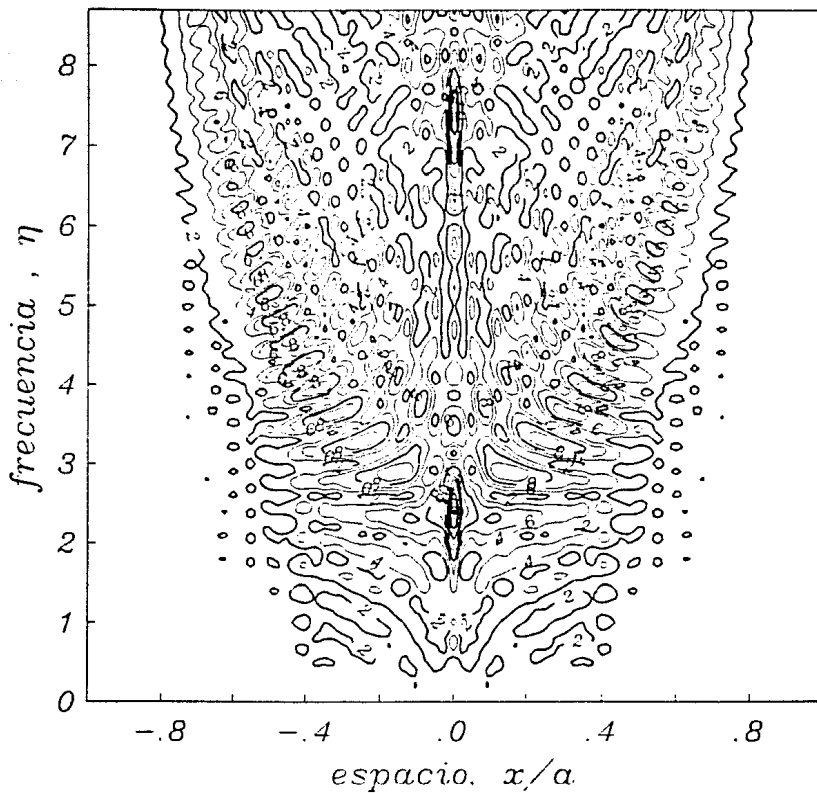
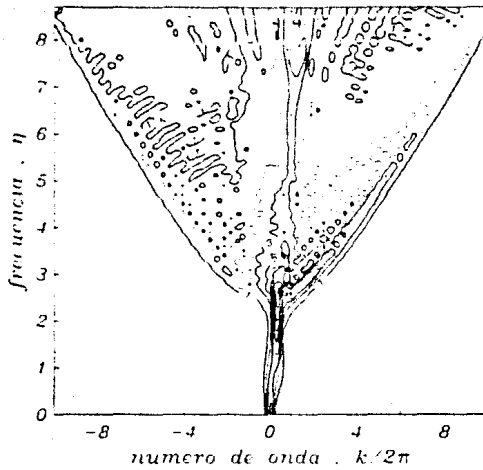


Fig 5.4. Diagrama f - x de las función de transferencia v para el valle triangular mostrado en la Fig 4.13b, ante incidencia vertical de ondas SH. Las función de transferencia fue obtenida mediante una solución aproximada de rayos.



5.5. Mapa de contornos de la función de transferencia v en el dominio f - k (Diagrama f - k) para el valle parabólico ante incidencia vertical de ondas SH.

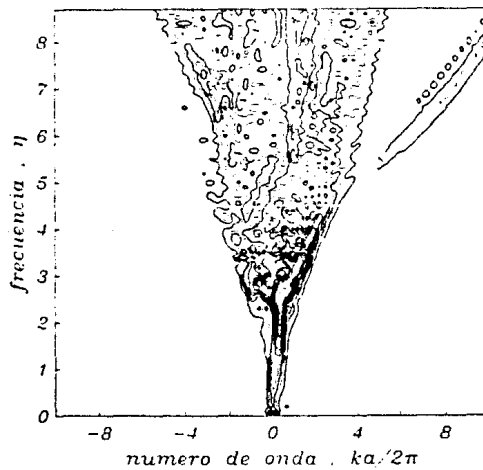


Fig. 5.6. Diagrama f - k para el valle parabólico ante incidencia a 30 grados de ondas SV.

Fig 5.7 para un modelo unidimensional de un estrato cuyo espesor es igual al del centro del depósito parabólico, que yace sobre un semiespacio, con las mismas propiedades físicas de los sistemas valle triangular-semiespacio y valle parabólico-semiespacio, definidas en la sección 4.2. Dichas curvas fueron obtenidas con el algoritmo propuesto por Schwab y Knopoff (1972).

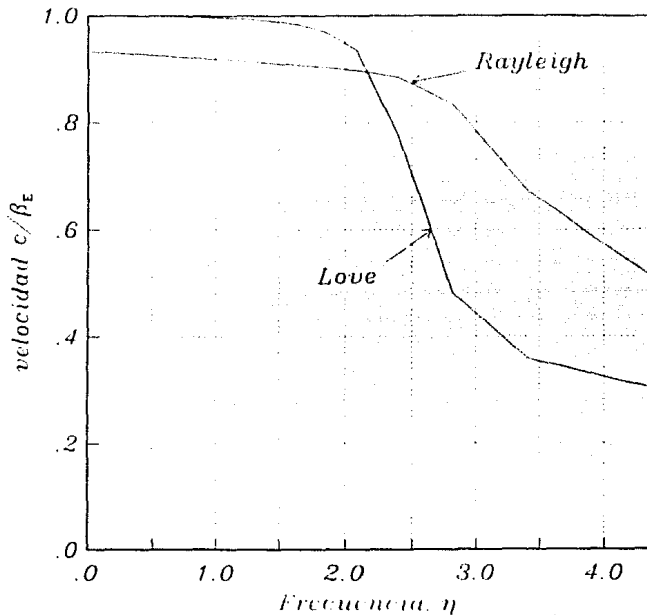


Fig 5.7. Curvas de dispersión del modo fundamental de ondas de Love y Rayleigh para el modelo de un estrato plano una profundidad igual a la del centro del depósito parabólico ($h=a/20$).

Una consecuencia para depósitos aluviales con variación suave de la interfaz es que el tamaño del valle es función de la frecuencia. Por ejemplo, considérese el depósito parabólico (el modelo triangular puede ser usado de la misma forma). Para los puntos A, B y C, señalados en la

Fig 5.3a los espesores locales son h_0 , $0.6h_0$ y $0.3h_0$, donde $h_0 = a/20$. Las curvas de dispersión para el modo fundamental de Love en cada posición, suponiendo un estrato plano con el mismo espesor es mostrado en la Fig 5.3a. Si se acepta que una frecuencia de interés coincide con la frecuencia fundamental f_B de la posición B. De la gráfica se observa que las ondas superficiales tienen diferentes velocidades en cada posición, siendo menor en el centro. En la posición C el modo fundamental de propagación de ondas de Love tiene casi la misma velocidad que el semiespacio. Por lo tanto la frontera lateral efectiva del problema para la frecuencia f_B podría ser ubicada en algún lugar entre B y C. Esto justifica la afirmación de que la dimensión del valle es función de la frecuencia.

Los resultados presentados sugieren que pueden encontrarse aproximaciones prácticas para describir la espuesta de un depósito aluvial somero de material muy blando en términos de ondas superficiales. En el caso de un depósito rectangular existen aproximaciones simples en baja frecuencia, que permiten tratar con configuraciones tridimensionales (Sánchez-Sesma *et al.*, 1992d).

Por otra parte, cabe resaltar que los diagramas $f-x$ han sido aplicados a algunas secciones donde se encuentra una densidad importante de estaciones de la red acelerométrica del Valle de México (Ramos-Martínez *et al.*, 1992). Para este caso, los resultados muestran el predominio que de la respuesta tienen el modo fundamental y en algunos casos, el primer modo superior de resonancia unidimensional, así como la forma de la irregularidad.

6. CONCLUSIONES

Se estudió la respuesta sísmica de valles aluviales profundos de forma trapecial con espesor constante y variable, y someros con variación parabólica y triangular muy suave de la forma ante incidencia de ondas S, utilizando un método de elementos de frontera (BEM) indirecto. La integración analítica de las funciones de Green y la eliminación de la incertidumbre acerca de la colocación de las fuentes en la frontera, aportaciones principales del método, proporcionan ventajas con respecto a otros procedimientos similares como son una mayor exactitud y rapidez en los cálculos.

Los resultados en los dominios espacio-tiempo y frecuencia-número de onda muestran la importancia de la irregularidad lateral en la conversión de ondas superficiales, repercutiendo considerablemente en la variación de las amplitudes a lo largo del valle y la duración de los sismogramas sintéticos. Este último fenómeno se ve sensiblemente afectado cuando se considera el comportamiento anelástico del material con factores de calidad que pueden ser considerados como realistas. Cuando a estos modelos se introduce una señal de larga duración como los registros de velocidad del sismógrafo de banda ancha situado en CU, que de acuerdo a la zonificación geotécnica corresponde a la zona de lomas, los registros sintéticos presentan características en la forma de la coda similares a los registros observados en la zona del lago, además de impresionantes amplificaciones que varían a lo largo del valle.

Por otra parte, los resultados en el dominio $f-x$ para los valles someros parabólico y triangular muestran una fina estructura de resonancias laterales que pueden ser interpretadas mediante la teoría de rayos y ondas superficiales generadas localmente. La aparición de dichos patrones espaciales está controlada por las resonancias que predice el modelo unidimensional. Aun cuando la apariencia global es muy similar

para las dos geometrías, en detalle son muy diferentes. Por lo tanto, la factibilidad de estimar la amplificación en un sitio depende considerablemente de la forma de la geometría del depósito. Las máximas amplificaciones ocurren en los bordes de una región que crece con la frecuencia. Por consiguiente, el tamaño efectivo es función de la frecuencia. En otras palabras, las ondas superficiales no se generan siempre en los bordes, aun variaciones suaves de una irregularidad estimulan su propagación preferencialmente hacia las partes más profundas. Esto significa que las ondas superficiales pueden generarse en, virtualmente, cualquier porción del valle.

Indiscutiblemente existe mucho trabajo por realizar con respecto a la evaluación de los efectos de sitio, si se desea aplicar a casos en los que la estructura geológica y topográfica produce dramáticos efectos, como el ejemplo de la Ciudad de México. Los resultados mostrados en este trabajo y su interpretación son un intento por entender la importancia de la irregularidad lateral considerando modelos bidimensionales de dos regiones homogéneas, en los que el campo incidente está compuesto por ondas planas. Es necesario poner énfasis en los métodos que calculen la respuesta sísmica de modelos más realistas, en dos y tres dimensiones de varias regiones, pero también se debe trabajar en la descripción detallada de las características geológicas de los sitios en los que se requiere evaluar dicha respuesta.

RECONOCIMIENTOS

Un sincero agradecimiento a mi maestro Francisco J Sánchez-Sesma, por la dirección de este trabajo. Su optimismo, confianza e incansable búsqueda y generación del conocimiento, fueron motivantes para la culminación del mismo.

A Sergio Chávez-Pérez por su desinteresado apoyo técnico y los innumerables intercambios de puntos de vista.

A F J Chávez-García, L E Pérez-Rocha, H Kawase, S K Singh y Ramón Zúñiga por sus sugerencias y comentarios.

A mis compañeros J L Rodríguez Z, M Suarez, C Calderón, J M Gómez y E Romero, por las discusiones técnicas acerca de algunos temas de este trabajo.

S K Singh proporcionó amablemente los registros de banda ancha.

D Álvarez calculó amablemente la Fig 5.3a.

Parte de los cálculos numéricos mostrados en este trabajo fueron realizados en la supercomputadora Cray Y-MP de la UNAM, desde las estaciones de trabajo del Departamento de Sismología del Instituto de Geofísica. La ayuda de mis compañeros G Malavé y E Molina simplificó el acceso a la red UNAM.

Este trabajo formó parte algunos proyectos de investigación del Instituto de Ingeniería de la UNAM y fue parcialmente patrocinado por CONACYT. Un franco reconocimiento a estas instituciones.

BIBLIOGRAFÍA

- Abramowitz, M. and I.A. Stegun (1972). *Handbook of mathematical functions*, Publicaciones Dover, Nueva York.
- Aki, K. y K. 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*, W.H. Freeman, San Francisco.
- Aki, K. (1988). Local site effects on strong ground motion. *Proc. of the Special Conference on Earthquake Engineering and Soil Dynamics*, 2, Am. Soc. Civil Eng., Utah, 1-53.
- Alterman, Z y F C Karal Jr (1968). Propagation of elastic waves in layered media by finite difference method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 58, 367-398.
- Bard, P-Y, M Campillo, F J Chávez-García y F J Sánchez-Sesma (1988). A theoretical investigation of large and small-scale amplification effects in Mexico City valley. *Earthquake Spectra*, 4, 609-633.
- Bard, P-Y y 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 y 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 y M. Bouchon (1985). The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75, 519-554.

Bard , P-Y y F J Chávez-García (1992). On the decoupling of surficial sediments from surrounding geology at Mexico City. sometido a *Bull. Seism. Soc. Am.*

Boore, D M (1972). Finite Difference Methods for seismic wave propagation in heterogeneous materials, en *Methods in Computational Physics, Seismology : surface waves and earth oscillations*, 11, editado por B Bolt Academic Press, Nueva York, 1-37.

Bouchon, M, M Campillo y S Gaffet (1988). A boundary integral equation-discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces, *Geophysics*, 54, 1134-1140.

Bravo, M A (1988). Respuesta sísmica en depósitos estratificados de suelo blando. Tesis Doctoral, DEPEFI, UNAM.

Campillo, M, J C Gariel, K Aki y F J Sánchez-Sesma(1989). Destructive strong ground motion in Mexico City: Source, path, and site effects during great 1985 Michoacan earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 6, 1718-1735.

Chávez García, F J (1991). Diffraction et amplification des ondes sismiques dans le bassin de Mexico, Ph. D. Thesis, Université Joseph Fourier de Grenoble, 331 pp.

Chávez Pérez, S (1990). Estructura geológica profunda de la cuenca de la Cd de México: implicaciones para el movimiento fuerte del terreno, dentro del *Volumen especial de la Unión Geofísica Mexicana para estudios del Cuaternario*, Instituto Nacional de Antropología e Historia.

Cray Research Inc (1986). Multitasking strategies for large-scale problem, *Cray Channels* , primavera de 1986, 2-5.

Dravinski, M (1982). Influence of interface depth upon strong ground motion. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 597-614.

Dravinski, M D y Mossesian (1987). Scattering of plane harmonic P, SV

- and Rayleigh waves by dipping layers of arbitrary shape, *Bull. Seism Soc. Am.*, **77**, 212-235.
- Dudgeon, D E y R M Mersereau (1984). *Multidimensional Digital Signal Processing*. Prentice Hall, Nueva Yersey.
- Frankel, A (1989). A review of numerical experiments on seismic wave scattering, *Pageoph*, **131**, 4, 639-685.
- Kawase, H. (1988). Time-domain response of a semicircular 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 y I Sato (1992). Simulation analysis of strong motions in the Ashigara Valley considereing one- and two- dimensional geological structures. *J. Phys. Earth*, **40**, 27-56
- Kelly, F C, R W Ward, S Treitel y R M Alford, (1976). Synthetic seismograms : A finite-difference approach, *Geophysics*, **41**, 2-27.
- Kobayashi, S, (1987). Elastodynamics, en *Boundary element methods in mechanics* D.E. Beskos (Ed.) North-Holland, Amsterdam.
- Kosloff, D D, M Resheff y D Loenwenthal (1984). Elastic wave calculations by the Fourier method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 875-891.
- Kupradze, V.D. (1963). *Dynamical problems in elasticity*, in *Progress in solid mechanics. Vol. III*, I.N. Sneddon and R. Hill (Eds.), North-Holland Publishing Co., Amsterdam.
- Ling, H y J A Rial (1990). Computing SH wave eigenmodes in arbitrarily shaped alluvial valleys by approximate Poincare maps, sometido a *J. Geophys. Res.*
- Love, A E H. *A treatise on the mathematical theory of elasticity*, Dover

Publications, New York, 1944.

Luco, J E , H.L. Wong and F.C.P. De Barros, (1990). Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **19**, 799-817.

Lysmer, J y L A Drake (1972). A finite-element method for seismology, en Vol 11 de *Methods in Computational Physics*, editado por B A Bolt, Academic Press, Nueva York.

Madariaga, R (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 639-666.

Manolis, G D y D.E. Beskos, (1988). *Boundary Element Methods in Elastodynamics*, Unwin Hyman Ltd, London.

Martel, L (1980). Love wave propagation across a step by finite elements and spatial filtering, *Geophys J. R. Astr. Soc.*, **61**, 659-677.

Mossessian, T K y M Dravinski, (1987). Application of a hubrid method for scattering of P, SV and Rayleigh waves by near-surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 784-1803.

Ordaz, M y 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**, pp 24-43.

Papageorgiou, A S y J. Klm, (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.

Ramos-Martínez, J y F.J. Sánchez-Sesma, Respuesta sísmica de valles aluviales usando ecuaciones integrales, *Memorias del IX Congreso Nacional de Ingeniería Sísmica 1*, 289-298, Manzanillo, Colima, Mexico, octubre de 1991.

Ramos-Martínez, F J Sánchez-Sesma y L E Pérez-Rocha (1992). Resonance characteristics in the seismic response of shallow alluvial valleys.

Memorias del International Symposium on Earthquake Disaster Prevention, CENAPRED, México, mayo de 1992.

Sánchez-Sesma, F.J. and J. Esquivel (1979). Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1107-1120.

Sánchez-Sesma, F J y E Rosenblueth (1979). Ground motion at canyons of arbitrary shape under incident SH waves, *Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **7**, 441-450.

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 on strong ground motion, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **6**, 124-132.

Sánchez-Sesma, F.J. y M. Campillo (1991). Diffraction of P,SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 6, 2234-2253.

Sánchez-Sesma F J, L E Pérez-Rocha and Reinoso E (1992a). Ground motion in Mexico City during the April 25, 1989 Guerrero earthquake, *Tectonophysics*, in press.

Sánchez-Sesma F J, J Ramos-Martínez and M Campillo (1992b). Seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh Waves: a boundary integral formulation, *Memorias de la 10th World Conf. Earthq. Engrg.*, Madrid, España.

Sánchez-Sesma F J, J Ramos-Martínez y M Campillo (1992c). An indirect boundary element method applied to simulate the seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves, aceptado para su publicación en *Earthq. Engrg. Struct. Dyn.*

Sánchez-Sesma F J, J L Rodríguez, L E Pérez-Rocha, D A Álvarez-Cuevas y M Suarez (1992d). The seismic response of shallow alluvial valleys using

a simplified model. *Memorias del International Symposium on Earthquake Disaster Prevention, CENAPRED, México, mayo de 1992.*

Schwab, F.A. y L. Knopoff (1972). Fast surface wave and free modes computations, en *Methods in Computational Physics*, 11, editor B.A. Bolt, Academic Press, Nueva York.

Singh, S K, E Mena and R Castro (1988). Some aspects of source characteristics of the 19 september, 1985, Michoacan Earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong ground motion data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78, 451-457.

Singh, S K and M Ordaz (1992). On the origin of long coda observed in the lake-bed strong-motion records of Mexico City, submitted to *Bull. Seism. Soc. Am.*

Smith, W D (1975). The application of finite-element analysis to body wave propagation problems, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 42, 747-768.

Trifunac, M.D. (1971). Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* 61, 1755-1770.

Vidale, J.E. y D. Helmberger (1988). Elastic finite difference modeling of the 1971 San Fernando, California earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78, 122-141.

Webster A G (1924). *Partial differential equations in mathematical physics*, Dover Publications Inc., Nueva York.

Wong, K C, A H Shah y S K Datta (1985). Diffraction of elastic waves in a half-space, II. Analytical and numerical solutions, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75, 69-91.