

2ij-56

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



**"RESPUESTA SISMICA DE UN ESTRATO CON
IRREGULARIDAD LATERAL"**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :
SUSANA ADRIANA VELAZQUEZ LERMA

México, D. F.

1987



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

	pag.
RESUMEN	
INTRODUCCION	1
ONDAS SISMICAS	5
FORMULACION DEL PROBLEMA	9
SOLUCION ANALITICA	11
BASE RIGIDA	12
BASE DEFORMABLE	18
RESULTADOS	31
CONCLUSIONES	45
AGRADECIMIENTOS	46
REFERENCIAS	47

RESUMEN

Se estudia la respuesta sísmica de un estrato con irregularidad lateral. Esta consiste en una pendiente del terreno unida a un estrato horizontal infinito. Se considera la incidencia de ondas de corte. El método empleado para encontrar la solución está basado en la óptica geométrica; en donde mediante el trazado de rayos se encuentra una solución analítica. En la solución no se considera la difracción generada por la unión de la pendiente con el estrato, porque para alta frecuencia disminuye considerablemente. De esta manera la solución es menos costosa, que una solución numérica rigurosa.

Se obtienen resultados en los dominios de la frecuencia y del tiempo que muestran la importancia de las irregularidades laterales en la respuesta sísmica de un estrato. Se presentan también algunos resultados obtenidos con el modelo unidimensional escalar.

El modelo irregular que aquí se presenta puede dar la pauta a modelos más complicados en los que, al utilizar la misma técnica, sea posible considerar irregularidades más complicadas. Esto será de utilidad al estudiar la respuesta sísmica de modelos más realistas del valle de México.

INTRODUCCION

En términos generales, los movimientos sísmicos se deben al relajamiento súbito de energía elástica acumulada en una región determinada de la corteza o manto superior de la Tierra. Parte de esta energía es transmitida mediante ondas sísmicas, las cuales una vez emitidas sufren diversas modificaciones en sus amplitudes que dependen principalmente de la variación de las propiedades de los estratos por donde viajan y de las dimensiones de las heterogeneidades encontradas durante su trayecto. Así, cambios moderados en las propiedades mecánicas o irregularidades de dimensión comparable a la longitud de onda predominante de las ondas incidentes, pueden generar amplificaciones significativas y variaciones en el movimiento del terreno a distancias relativamente pequeñas (Boore, 1972b).

Estudios de la distribución de daños (p.ej. Hudson, 1972; Sánchez-Sesma, 1987) después de la ocurrencia de un temblor han permitido concluir que las condiciones locales modifican significativamente el movimiento. Un ejemplo sería la distribución de daños en el temblor de Skopje, Yugoslavia, del 26 de Julio de 1963 (Pocski, 1969), que ha sido atribuida en parte a condiciones locales; más recientemente se tiene el caso del temblor de Michoacán ($M_s = 8.1$) del 19 de septiembre de 1985 que causó daños sin precedente en la ciudad de México, en donde aparte de las características de la fuente y los efectos producidos por la trayectoria (Singh et al, 1987), la energía sísmica fue atrapada por las formaciones locales generando grandes amplificaciones.

Dado que es evidente el papel que juegan los efectos de las condiciones locales, es necesario un estudio sistemático de los efectos de la geología y topografía en la amplificación y/o duración del movimiento en la superficie. Pero no sólo es necesario entender el fenómeno básico que ocurre en un movimiento sísmico, sino desarrollar métodos que permitan predecir estos efectos dado un modelo de la geología de sitio (Hollis, 1971; Wong y Trifunac, 1974a, 1974b).

En el desarrollo de estos modelos la solución en principio se obtiene fácilmente si se conoce la geometría del problema, y la excitación de entrada. La unicidad de la solución, dadas las condiciones de frontera y la excitación, se establece dado un problema; pero usualmente, en casos reales, la solución no es única, debido a que el conocimiento geológico generalmente es pobre. Por ello no se justifica el uso de modelos muy refinados en la propagación de ondas, particularmente para alta frecuencia (el rango de interés sísmico es de 0.1 Hz a 15 o 20 Hz), debido a que aumenta el costo de los recursos de computo. Los modelos sencillos enriquecen el entendimiento físico y clarifican fenómenos asociados con la propagación de ondas en un medio irregular. Con estos modelos, se pueden predecir con suficiente aproximación las características esenciales del movimiento.

Cuando la configuración del sitio en estudio está formada por estratos aproximadamente horizontales, la amplificación del movimiento puede determinarse usando modelos unidimensionales. Sin embargo, el uso indiscriminado de estos modelos puede dar lugar a errores de importancia en el cálculo de la amplificación o duración del movimiento sobre todo cuando las irregularidades laterales son significativas, debido a que se está simplificando la naturaleza física del problema. Al parecer, algunos efectos de la respuesta sísmica en el valle de México pueden ser descritos utilizando estos modelos (Chávez-García y Sánchez-Sesma, 1986) pero la amplificación y duración registradas en varios sitios durante el terremoto de 1985 implican la existencia de irregularidades laterales que generan ondas superficiales.

Por esta razón debe recurrirse a modelos que tomen en cuenta la naturaleza espacial del fenómeno. La mayoría de las investigaciones sobre este aspecto se han ocupado del problema en dos dimensiones y los métodos empleados son de varios tipos, (de acuerdo con cada caso particular). En algunos casos se han encontrado soluciones analíticas por medio del método de separación de variables (Wong y Trifunac 1974 a,b).

En otros casos las soluciones han sido de tipo numérico; uno de los métodos empleados es el de diferencias finitas (Boore 1972a); aparentemente no tiene límites en cuanto a detalles de los modelos, sin embargo, las dimensiones del problema pueden fácilmente sobrepasar la capacidad de cualquier computadora. Las ecuaciones integrales de frontera y/o expansiones en términos de familias completas forman parte de los métodos de frontera; estos además de evitar la introducción de fronteras inexistentes y de reducir la dimensionalidad del problema (tratan solo las fronteras) tienen la ventaja de ser menos costosos. El uso de formulaciones integrales ha permitido estudiar el caso de cañones de sección arbitraria (Wong y Jennings 1975). El caso de la difracción de ondas por cañones (Sánchez-Sesma 1978) y de depósitos aluviales (Sánchez-Sesma y Esquivel 1979; Dravinski 1982b) se han estudiado utilizando familias completas de soluciones. En ambos casos las condiciones de frontera se satisfacen sobre la irregularidad con un criterio de error cuadrático mínimo .

En particular variaciones de la topografía, las cuales consisten en superficies e interfaces irregulares aumentan localmente la distribución de daños durante un temblor. Un modelo bidimensional de interés sería el de una cuña, ya que representa de una manera simple la situación anterior. Este problema ha sido estudiado por diferentes autores (Ishii y Ellis, 1970; Niwa y Hirose, 1983; Niwa, Ohtsu y Hirose, 1982; Hong y HelMBERGER, 1977) quienes han utilizado la teoría de rayos, el método de diferencias finitas y el método de la ecuación integral de frontera (BIE), ya sea para una onda incidente o una fuente lineal dentro del estrato. Algunas de las conclusiones obtenidas fueron que para ángulos pequeños la solución acerca a la solución completa si se consideran únicamente las ondas reflejadas y transmitidas (Ishii y Ellis, 1970). Niwa y Hirose (1983) observaron que las ondas difractadas tienen un papel importante en el movimiento de la superficie cerca del vértice de la cuña. Recientemente se ha encontrado una solución analítica para un estrato en forma de cuña con base móvil rígida. La solución está basada en la óptica geométrica y se considera que el ángulo interno es de la forma $\pi/2N$ (N impar ≥ 3) (Sánchez-Sesma y Velázquez, 1987). Al considerar un ángulo de la forma anterior el vértice de la cuña no genera difracción, lo que simplifica su análisis y las interpretaciones de las características del movimiento dado un modelo particular.

El propósito de este estudio es examinar la validez de un modelo bidimensional de propagación de ondas y mostrar su utilidad para predecir variaciones espaciales tanto en las amplitudes como en la duración del movimiento.

Para ello, se utiliza la solución de Sánchez-Sesma y Velázquez para construir geoméricamente ondas superficiales en un estrato horizontal. La solución está basada en el desarrollo geométrico de los haces emitidos por la cuña. En la siguiente sección se habla brevemente de las ondas sísmicas; una vez establecida la ecuación de movimiento a emplear, se considera el modelo con una frontera libre e interfaz rígida. A partir del desarrollo de la solución con frontera rígida y utilizando coeficientes de reflexión y transmisión se considera de una manera aproximada el caso de base deformable.

ONDAS SISMICAS

Una palmada en el aire envía ondas de sonido a lugares distantes por medio de compresión y dilatación del aire. La energía mecánica se transforma en vibraciones del aire. Si se tira una piedra a un lago se observan ondas en la superficie del agua. De la misma manera un golpe en los materiales elásticos genera una perturbación que se presenta como un tren de ondas elásticas. La Tierra, en primera aproximación, presenta propiedades elásticas. Así, cuando se genera un movimiento tectónico esta se deforma y vibra provocando que parte de la energía se libere en forma de ondas. Existen únicamente dos tipos básicos de ondas elásticas, las de cuerpo y las superficiales. Las ondas superficiales tienen su movimiento restringido a la cercanía de la superficie, tal como su nombre lo indica. Las ondas mencionadas en el ejemplo del lago serían esencialmente de este tipo. Las ondas superficiales en sólidos se subdividen a su vez en ondas de Love y Rayleigh.

Las ondas de Love se caracterizan porque las partículas se mueven de lado a lado, perpendicularmente a la dirección de propagación sobre un plano horizontal paralelo a la superficie de la Tierra y no presentan un desplazamiento vertical. Para que estas ondas existan se requiere al menos un estrato superficial que tenga una menor velocidad de propagación que el medio subyacente. En el caso de las ondas de Rayleigh las partículas se mueven vertical y horizontalmente en un plano vertical paralelo a la dirección de propagación. En un semiespacio homogéneo el movimiento se da como elipses con trayectoria retrógrada.

Las ondas de cuerpo son las ondas P o primarias y las ondas S o secundarias. Las ondas P presentan un movimiento dilatacional mientras que las ondas S presentan un movimiento equivoluminal. En la figura 1 se muestra un diagrama de ondas de cuerpo y ondas superficiales.

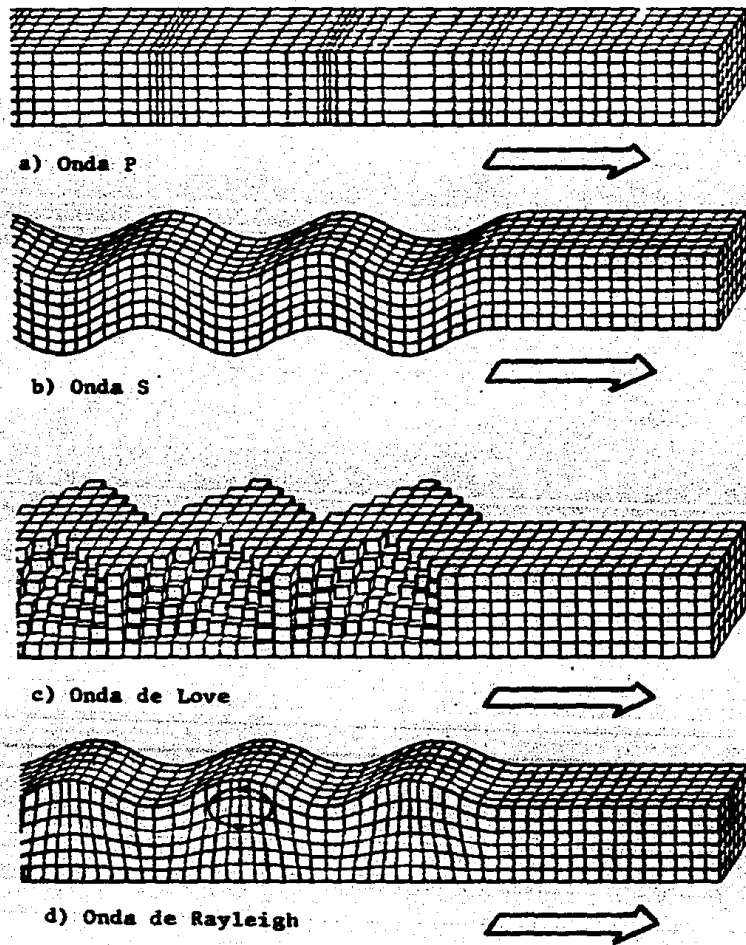


Fig 1. Diagrama esquemático de cuatro tipos de ondas sísmicas. (a) onda de compresión. (b) onda de cortante. (c) onda de Love. (d) onda de Rayleigh. La flecha indica la dirección de propagación

Consideremos localmente plana la superficie de la Tierra, es decir se desprecia la curvatura en vista de que las dimensiones de interés son pequeñas en comparación con el radio de la misma, y que las deformaciones del medio son infinitesimales; esto último permite considerar un comportamiento elástico lineal. No obstante la sencillez de las hipótesis anteriores es posible describir muchos aspectos del fenómeno sísmico de una manera satisfactoria. La ecuación que gobierna el movimiento de las partículas de un sólido elástico, lineal, homogéneo e isótropo, (ecuación de Navier), está dada por (Malvern, 1969).

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

donde $\bar{u} = (u, v, w)$ = vector de desplazamientos, \bar{f} = vector de fuerzas de cuerpo, ρ = densidad, t = tiempo, λ y μ = constantes elásticas del medio o constantes de Lamé.

Suponiendo que las ondas son periódicas con dependencia temporal dada por el factor $\exp(i \omega t)$ donde ω = frecuencia angular, $i = \sqrt{-1}$ y que las fuerzas de cuerpo son nulas, la ecuación anterior puede escribirse como:

$$\mu \nabla^2 \bar{u} + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \bar{u}) + \rho \omega^2 \bar{u} = 0 \quad (2)$$

Al aplicar la divergencia o el rotacional se encuentran ecuaciones asociadas a los dos tipos de movimientos descritos antes para las ondas de cuerpo, i.e.

$$(\lambda + 2\mu) \nabla^2(\nabla \cdot \bar{u}) + \rho \omega^2 \nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (3)$$

$$\mu \nabla^2(\nabla \times \bar{u}) + \rho \omega^2 \nabla \times \bar{u} = 0 \quad (4)$$

La ecuación 3 representa un movimiento dilatacional que viaja con velocidad de propagación $\alpha = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$, mientras que la segunda describe un movimiento equivoluminal con velocidad $\beta = \sqrt{\mu / \rho}$. Como λ , ρ y μ son constantes positivas es claro que $\beta < \alpha$. Por ello las ondas que viajan más rápido son las P o primarias, también conocidas como ondas de dilatación ya que sólo producen cambios de volumen. Las otras ondas son conocidas con el nombre de secundarias o S y cambian la forma de las partículas generando esfuerzos tangenciales, de ahí que también se les conoce con el nombre de ondas de corte. Para describir el movimiento debido a ondas de corte se introduce el concepto de planos de polarización, descomponiendo el movimiento en un componente horizontal (ondas polarizadas horizontalmente o SH) y en un componente alojado en un plano vertical (ondas polarizadas verticalmente o SV). En la figura 2 se muestra un frente de onda de corte plana con los dos componentes.

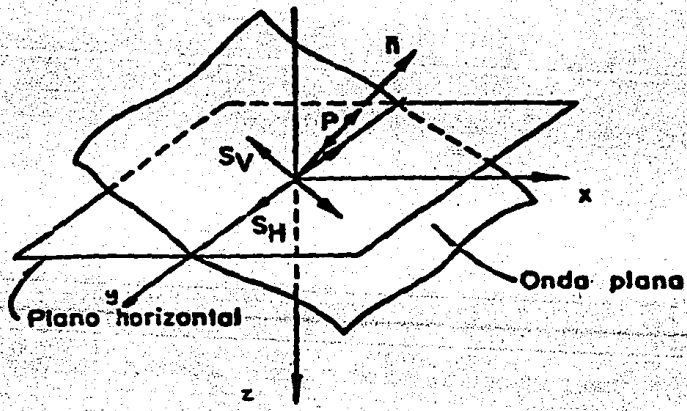


Figura 2. Frentes de una onda plana de corte y sus componentes horizontal SH y vertical SV.

En el caso de la propagación de ondas SH, eligiendo el sistema de referencia dado en la figura 2 y haciendo que $u = w = 0$ y $v = v(x, z, t)$ se encuentra que el movimiento está gobernado por la siguiente ecuación

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (5)$$

que es la ecuación escalar de onda en dos dimensiones. Esta será la ecuación utilizada durante el desarrollo de este trabajo.

FORMULACION DEL PROBLEMA

Considérese el modelo formado por un estrato irregular de material elástico, que consta de una cuña de longitud L conectada a una capa uniforme de espesor H , alojados sobre la superficie de un semiespacio tal como se ilustra en la figura 3.

El problema de interés es calcular el movimiento en la superficie del estrato ante incidencia de ondas SH. Por ser un problema bidimensional el movimiento debe satisfacer la ecuación escalar de onda, indicada en la ecuación (5).

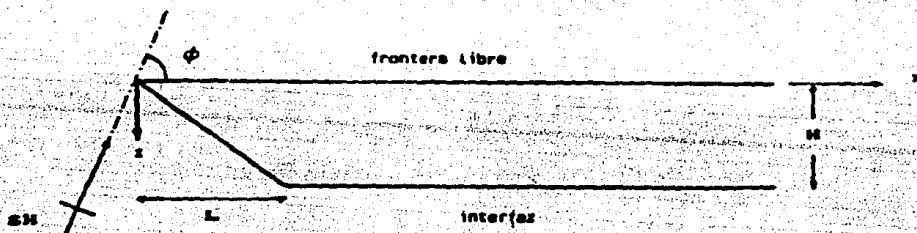


Figura 3. Incidencia de ondas SH en el modelo cuña estrato.

La representación de la onda plana incidente con variación armónica en el tiempo estará dada por:

$$v^i = \frac{1}{2} v_0 \exp \left\{ i \omega \left(t - \frac{x \cos \phi - z \sin \phi}{\beta_s} \right) \right\} \quad (6)$$

donde β_s corresponde a la velocidad de las ondas S en el semiespacio, v_0 = amplitud de la onda incidente ϕ = ángulo de incidencia como se muestra en la figura 3.

Cuando el semiespacio es rígido ($\beta_s \rightarrow \infty$), es posible demostrar que el movimiento de la base resulta ser un movimiento prescrito y está expresado por:

$$v = v_0 e^{i\omega t} \quad (7)$$

En ausencia del estrato irregular, la superficie libre genera reflexiones de las ondas al llegar a esta; en el caso de la existencia de uno o más estratos se generará adicionalmente refracción y difracción. Es de interés entonces conocer la influencia de las irregularidades laterales en el movimiento del estrato.

SOLUCION AL PROBLEMA

Para encontrar la solución del problema, este será dividido en dos partes:

Para $x < L$ se propondrá una solución geométrica a la ecuación (5), válida cuando el ángulo interno de la cuña es de la forma $\pi / 2N$ en este caso el vértice de la cuña no genera difracción.

Para $x \geq L$ se considerará una modificación a la solución geométrica consistente con la existencia del estrato homogéneo, incluyendo además la solución unidimensional. Dentro de este análisis se despreciará la difracción generada por el borde de la cuña en (L,H), debido a las grandes dificultades que su cálculo implica. La difracción proveniente de los vértices es aproximadamente de la forma $(1/\sqrt{kr}) \phi$, donde ϕ varía con el ángulo. Es claro que para altas frecuencias predominará la solución dada por la óptica geométrica.

En el caso de un movimiento prescrito en la interfaz, la energía dentro del estrato no se transmite hacia el medio exterior; cuando el semiespacio no es rígido la energía es transmitida y reflejada por la interfaz, por lo que se hace uso de los coeficientes de transmisión y reflexión.

Considérese primeramente el modelo de la figura 4, en donde se ha supuesto un movimiento armónico en la interfaz, el ángulo interno de la cuña es de la forma $\pi / 2N$, donde N puede tomar los valores 3, 5, 7....

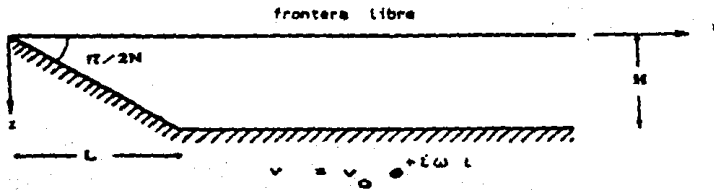


Figura 4. Estrato irregular con base rígida; v ; ángulo interno es de la forma $\pi/2N$ donde $N \in \{3,5,7,\dots\}$, en este caso el vértice no genera difracción.

Como el movimiento es armónico la ecuación (5) se transforma en:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + k^2 v = 0 \quad (8)$$

donde $k = \omega / \beta =$ número de onda; $\omega =$ frecuencia angular

Si $x < L$ considérense ondas planas emitidas por la interfaz y su imagen respectivamente. Al observar sus reflexiones puede construirse una solución a la ecuación (8) (vease fig 5) de la forma

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{j=0}^{n-1} (-1)^j \left\{ e^{-ikr \cos(\theta + \theta_j)} + e^{-ikr \cos(\theta - \theta_j)} \right\} + (-1)^n e^{-ikr \cos \theta} \quad (9)$$

donde $\theta_j = (N - 2j - 1) \pi / 2N$ y $n = (N-1)/2$

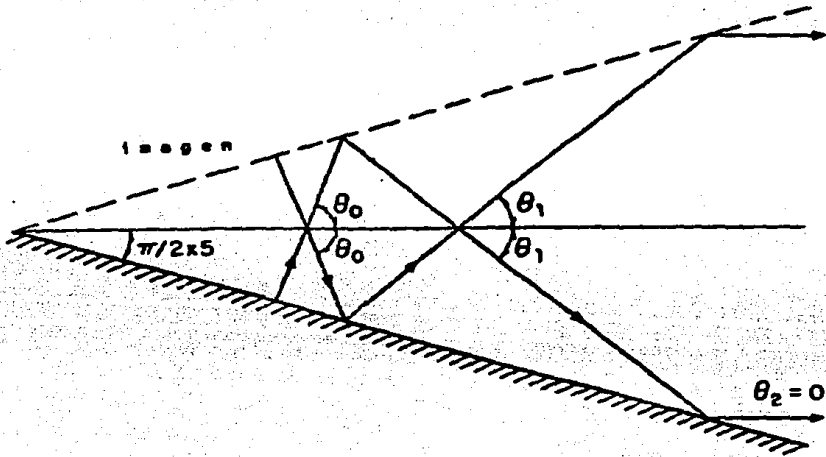


Figura 5. Interfaz e imagen de la cufia para $x < L$; se considera la emisión de una onda plana y sus reflexiones para el caso $N = 5$.

La ecuación (9) representa ondas planas que viajan en las direcciones definidas por $\pm \theta_j$; en la figura 6 se muestra el caso en que $N = 5$. Se observa que θ_0 representa la trayectoria de la onda plana emitida por la interfaz. Desarrollando la expresión (9) y realizando un cambio a coordenadas cartesianas esta se convierte en:

$$\frac{v}{v_0} = 2 \sum_{j=0}^{N-1} (-1)^j e^{-ikx \cos \theta_j} \cos(kz \sin \theta_j) + (-1)^N e^{-ikx} \quad (10)$$

En la superficie ($z = 0$) se obtiene

$$\frac{v}{v_0} = 2 \sum_{j=0}^{n-1} (-1)^j e^{-ikx \cos \theta_j} + (-1)^n e^{-ikx} \quad (11)$$

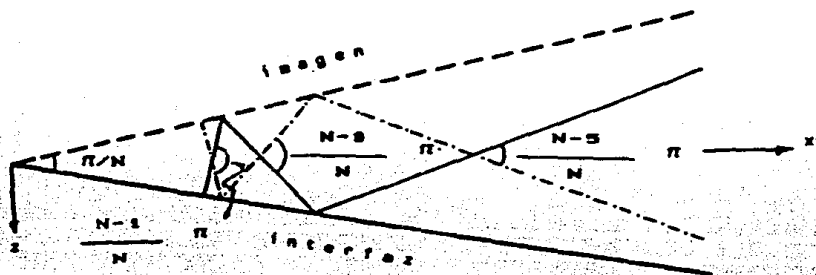


Figura 6. Familia de rayos representando ondas planas dentro de la cuña con direcciones $\theta = (N-2j-1)\pi/2N$. Se ilustra el caso $N=5$; se observan $(N+1)/2$ ondas planas.

Al considerar la capa uniforme a la cuña; las ondas sísmicas al propagarse incidirán con distintos ángulos al entrar al estrato uniforme; estos ángulos dependerán de los rebotes (j) ocurridos antes de salir al estrato y permitirán contruir $(N+1)/2$ bandas, cuyos anchos serán $2b_j = 2H \cos \theta_j$. Para ilustrar eso obsérvese la figura 7 ($N=5$) en donde se ha limitado a la cuña a $x = L$ y se muestran los ángulos para las diferentes bandas al salir de esta; también es posible definir a la banda j como aquella que sale al estrato uniforme con ángulo θ_j .



Figura 7. Unión de la capa uniforme con la cuña. Se observan los ángulos de salida para las diferentes bandas; así como sus anchos respectivos. ($N=5$)

Si $x \geq L$, se observa que al ir doblando la banda j se cubre totalmente la superficie ($z = 0$); una forma gráfica se muestra en la figura 8, en donde se ha dibujado la banda j y marcado cada doblez a distancias verticales con módulo $2H$. Cada intervalo en la superficie cubierto por la banda j se define como una longitud de $2L_j$ donde $L_j = H / \tan \theta_j$

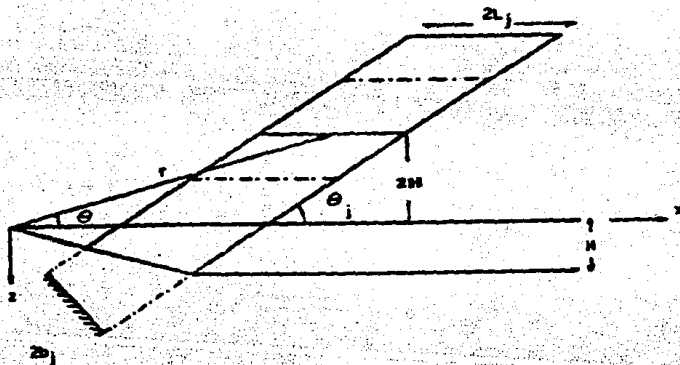


Figura 8. Emisión de la banda j . Se observa que para $x > L$ esta cubre totalmente la superficie.

Un punto en la superficie, se localizará dentro de un intervalo de longitud $2L_j$ para cada banda j , si cumple la siguiente desigualdad

$$L + (2m_j - 1)L_j \leq x < L + (2m_j + 1)L_j \quad (12)$$

donde m_j adquiere los valores $0, 1, 2, 3, \dots, m_j$, es un parámetro indicador del número de rebotes que ocurren en la banda j para llegar al punto x ; despejando a m_j de la expresión anterior se obtiene:

$$m_j > \frac{x-L}{2L_j} - \frac{1}{2} \quad \text{y} \quad m_j \leq \frac{x-L}{2L_j} + \frac{1}{2}$$

Como m_j indica el número de rebotes, su valor es un número entero, por lo que se define a m_j como la parte entera de:

$$m_j = \left[\frac{x-L}{2L_j} + \frac{1}{2} \right] \quad (13)$$

De acuerdo con la figura 8 la propagación de ondas en la banda j puede ser descrita mediante:

$$e^{-ikr\cos(\theta - \theta_j)} = e^{-ik(x\cos\theta_j + z\sin\theta_j)} \quad (14)$$

La ecuación anterior permite de una manera fácil la evaluación del problema en la superficie, siempre que z tome en módulo el valor de $2m_j H$. Como en cada reflexión sobre la interfaz existe un cambio de fase de 180° , la ecuación anterior toma la forma:

$$(-1)^{m_j} e^{-ik\cos\theta_j(x + 2m_j L_j \tan^2\theta_j)} \quad (15)$$

El valor del desplazamiento para un punto en la superficie es la suma de las contribuciones de cada banda, i.e.

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{j=0}^{m-1} (-1)^j (-1)^{m_j} e^{-ik\cos\theta_j(x + 2m_j L_j \tan^2\theta_j)} + (-1)^m e^{-ikx} \quad (16)$$

Esta solución es válida cuando $x \geq L$, debe observarse que cuando $\theta_j = 0$ se representa una onda plana que viaja en la dirección x , por lo que no es necesario realizar para ella el análisis anterior; debe notarse que se desprecia la difracción que esta onda produce en la base del estrato.

Como $x \geq L$ es necesario incluir la solución unidimensional correspondiente al estrato uniforme, en donde se contemplan las ondas que son emitidas por la interfaz y sus múltiples reflexiones en el estrato. La solución unidimensional para la superficie ($z = 0$) esta dada por:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{\cos kH} \quad (17)$$

Se puede observar que la solución construida se obtuvo de analizar la física del problema. Se ha logrado así una manera fácil de encontrar el valor del desplazamiento en la superficie, sin considerar la difracción, i.e.

$$\frac{v}{v_0} = \begin{cases} \sum_{j=0}^n c_{n-j} (-1)^j e^{-ikx \cos \theta_j} & \text{si } x < L \\ (-1)^n e^{-ikx} + 2 \sum_{j=0}^{n-1} (-1)^j (1)^{n_j} e^{-ik \cos \theta_j (x + 2m_j L \tan^2 \theta_j)} + \frac{1}{\cos kH} & \text{si } x \geq L \end{cases} \quad (18)$$

donde c_n = factor de Neumann ($c_n = 1$ si $n = 0$, $c_n = 2$ si $n \geq 1$)

SOLUCION AL PROBLEMA CON BASE DEFORMABLE

Como primera aproximación se consideró el modelo con una interfaz rígida, provocando que toda la energía quedara atrapada en el estrato irregular, lo cual no es muy usual en la naturaleza, por lo que es necesario hacer una extensión del resultado anterior en el caso de que el semiespacio no sea rígido; de esta manera el modelo tendrá un mayor acercamiento a la naturaleza del problema, aunque se omita la difracción.

Con la introducción de coeficientes de reflexión y transmisión a la solución ya obtenida, se expresaría la cantidad de energía que se queda en el medio y la que es emitida al exterior. La figura 9 muestra gráficamente la incidencia de las ondas en dos puntos característicos del estrato; la figura 10 esquematiza la



Figura 9. Incidencia de ondas SM en (i) y (ii). Se observan los ángulos de incidencia α, γ sobre el estrato irregular, así como las ondas incidentes y reflejadas.

situación para el punto (i) en un sistema local primado; en este nuevo sistema la ecuación (8) toma la forma:

$$v^i = \frac{v_0}{2} e^{-i\omega(x_j \cos\phi - z_j \sin\phi)/\beta} e^{-i\omega(x' \sin\alpha + y' \cos\alpha)/\beta} \quad (19)$$

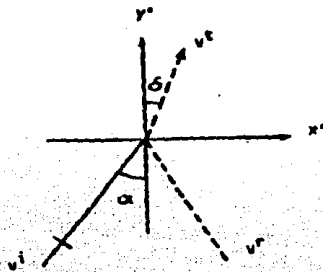


Figura 10. Incidencia de ondas SH en el sistema primado, δ corresponde al ángulo de transmisión para la interfaz de la cuña.

se ha supuesto que el punto (1) tiene coordenadas (x_j, z_j) en el sistema de referencia no primado. Por simplificación se define:

$$v_0^j := \frac{v_0}{2} e^{-i\omega(x_j \cos\phi - z_j \sin\phi)/\beta} \quad (20)$$

En el sistema primado esta expresión adquiere un valor constante y representa la fase de la onda incidente, por lo que la onda propagadora queda representada por el término restante de la ecuación (19)

De la misma manera las ondas reflejadas y transmitidas pueden expresarse como:

$$v^r = v_0^j C^r e^{-i\omega(x' \sin\alpha - y' \cos\alpha)/\beta} \quad (21)$$

$$v^t = v_0^j C^t e^{-i\omega(x' \sin\delta + y' \cos\delta)/\beta} \quad (22)$$

donde C^t y C^r representan los coeficientes de transmisión y reflexión respectivamente, α y β corresponden a los ángulos de incidencia y transmisión que pueden observarse en la figura 10.

Hasta el momento el punto (i) puede ser cualquiera sobre la interfaz de la cuña, pero es necesario elegir un punto para cada banda, ya que la propagación dentro del estrato se ha indicado por medio de estas. Así cada banda tendrá coeficientes de reflexión y transmisión, por lo que la mejor definición de (i) será el punto medio de cada banda (figura 11).

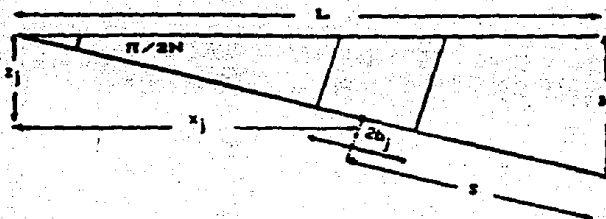


Figura 11. Diagrama de la banda j en donde se localiza (x_j, z_j) definido como el punto medio de cada banda.

Para obtener el valor de los coeficientes de reflexión y transmisión para cada banda se deben cumplir las condiciones de continuidad en la interfaz ($y'=0$), i.e.

$$v^i + v^r = v^t \quad \text{en } y'=0 \quad (23)$$

$$\mu_r \frac{\partial (v^i + v^r)}{\partial y'} = \mu \frac{\partial v^t}{\partial y'} \quad (24)$$

Sustituyendo las ecuaciones (19), (21) y (22) en las condiciones de frontera se tiene:

$$1 + C^r = C^t \quad (25)$$

y

$$\mu_0/\beta_0 \cos\alpha (1 - C^r) = \mu/\beta C^t \cos\delta \quad (26)$$

de la ecuaciones anteriores el coeficiente de transmisión queda expresado por :

$$C^t = \frac{2 \cos\alpha}{\cos\alpha + (\mu\beta_0)/(\mu_0\beta) \cos\delta} \quad (27)$$

como $\mu = \beta^2 \rho$ la ecuación anterior se transforma:

$$C^t = \frac{2 \cos\alpha}{\cos\alpha + \eta \cos\delta} \quad (28)$$

donde

$$\eta = (\beta\rho)/(\beta_0\rho_0) \quad (29)$$

y el valor del $\cos\delta$ es:

$$\cos\delta = \sqrt{1 - (\beta/\beta_0)^2 \sin^2\alpha} \quad (30)$$

La ecuación (30) se obtiene de considerar la ley de Snell:

$$\frac{\sin\alpha}{\beta_0} = \frac{\sin\delta}{\beta} \quad (31)$$

Como es de interés la propagación de las ondas dentro del estrato irregular, la onda transmitida queda expresada:

$$v^t = \frac{2 v_0^j \cos \alpha}{\cos \alpha + \eta \cos \delta} e^{-i\omega(x' \sin \delta + y' \cos \delta)/\beta} \quad (32)$$

Si se considera que el contraste de impedancias es grande, i.e. $\mu_0 \beta_0 > \beta \mu$, el ángulo de transmisión δ será pequeño, lo que permite suponer que la onda transmitida saldrá normal a la interfaz; con lo anterior es posible demostrar que la expresión (32) puede tomar la forma:

$$v^t = \frac{2 v_0^j \cos \alpha}{\cos \alpha + \eta \cos \delta} e^{-i\omega(r \cos(\theta + \theta_0))/\beta} \quad (33)$$

que corresponde a la trayectoria inicial de las ondas transmitidas dentro de las bandas para el caso en que el semiespacio es rígido.

Asimismo de la figura 11 se observa que z_j y x_j quedan expresadas mediante:

$$x_j/z_j = L/H$$

$$z_j = H - S \operatorname{sen}(\pi/2N)$$

$$\text{donde } S = 2b_0 + 2b_1 + \dots + b_j = H \sum_{n=0}^j c_{j-n} \cos \theta_n$$

por lo que

$$z_j = H \left(1 - \left(\sum_{n=0}^j c_{j-n} \cos \theta_n \right) \operatorname{sen}(\pi/2N) \right) \quad (34)$$

$$x_j = z_j / \tan(\pi/2N) \quad (35)$$

Para poder encontrar los coeficientes de reflexión y transmisión se realiza nuevamente un cambio de coordenadas a un sistema local primado. En la figura 12 se observa el ángulo de incidencia (θ_{ij} , el primer subíndice indicará incidencia (i) o transmisión (t), mientras que el segundo indicará la banda que llega a la interfaz), para la banda j, donde θ_{ij} toma el valor

$$\theta_{ij} = \pi/2 - \pi/2N - \theta_{j+1} = \pi(j+1)/N \quad (36)$$

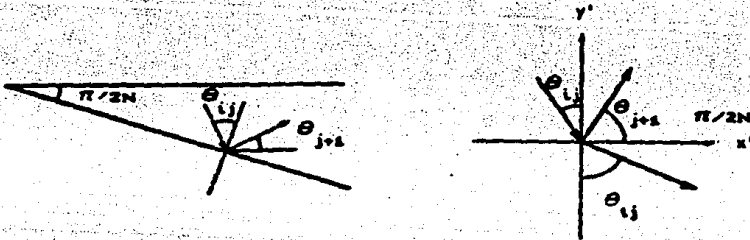


Figura 12. Se muestra el rebote j sobre la interfaz, así como su transformación al sistema primado. θ_{ij} corresponde al ángulo de incidencia (i) para la banda j, θ_{tj} al ángulo de transmisión (t).

Realizando el mismo procedimiento que se utilizó para encontrar C^t y C^r se encontrarán C_{ij}^t y C_{ij}^r , nuevamente los coeficientes de transmisión y reflexión para el rebote j. Para el primer rebote ($j=1$) se obtiene una expresión para las ondas incidentes, reflejadas y transmitidas, en donde se ha supuesto

$$A = v_0^j C^t \quad (37)$$

$$v^i = A e^{-i\omega(x' \sin\theta_{1j} - y' \cos\theta_{1j})/\beta} \quad (38)$$

$$v^r = AC_j^r e^{-i\omega(x' \sin\theta_{1j} + y' \cos\theta_{1j})/\beta} \quad (39)$$

$$v^t = AC_j^t e^{-i\omega(x' \sin\theta_{tj} - y' \cos\theta_{tj})/\beta_0} \quad (40)$$

donde A=: amplitud de la onda incidente.

Para poder encontrar el coeficiente de reflexión para el rebote j , se deben satisfacer nuevamente condiciones en la frontera ($y'=0$), de donde se obtiene el siguiente valor:

$$C_j^r = \frac{\rho\beta \cos\theta_{1j} - \rho_0\beta_0 \cos\theta_{tj}}{\rho\beta \cos\theta_{1j} + \rho_0\beta_0 \cos\theta_{tj}} \quad (41)$$

en donde

$$\cos\theta_{tj} = \sqrt{1 - (\beta_0/\beta)^2 \sin^2\theta_{1j}} \quad (42)$$

La ecuación anterior es un número imaginario ya que $\beta_0 \gg \beta$, el hecho de que sea imaginario induce ondas inhomogéneas y estas tienen que atenuarse. La condición de atenuación es $\text{Im} \cos\theta_{tj} \leq 0$.

La expresión (41) es equivalente a:

$$C_j^r = \frac{\eta \cos\theta_{1j} - \cos\theta_{tj}}{\eta \cos\theta_{1j} + \cos\theta_{tj}} \quad (43)$$

en donde se utilizó la definición de la relación de impedancias.

Quando $j > 1$ el coeficiente real para el rebote j es un producto de los anteriores, i.e.

$$C_j = \prod_{k=0}^j C_k^r \quad (44)$$

definiendo

$$C_0 = C^t \quad (45)$$

La superposición de todas las bandas en la superficie dará el desplazamiento correspondiente, i.e.

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{j=0}^n C_{n-j} v_0^j \sum_{l=0}^j C_l e^{-ilx \cos \theta_1} \quad (46)$$

En la ecuación anterior es preciso encontrar el rango de validez de las bandas, ya que por ejemplo en $x = 0$ es válida solamente la última banda y tal como está expresado todas las bandas contribuirían al desplazamiento. Para ello supóngase que la banda j en el rebote l cubre un intervalo denominado Δ_{jl} . En la figura 13 se observa que:

$$\Delta_{jl} = \frac{2b_j}{\sin \theta_1} \quad (47)$$

entonces para que la banda j con rebote l contenga un punto con abscisa x es necesario que se cumpla la siguiente desigualdad:

$$A < x \leq B \quad (48)$$

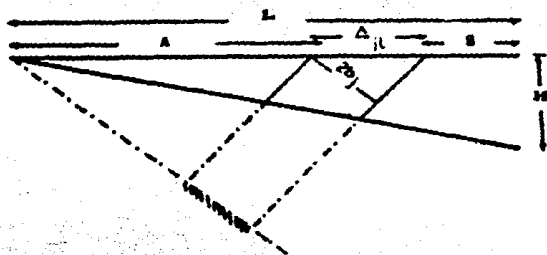


Figura 13. Se observa el intervalo A_{j1} para la banda j en el rebote l ; se indica también que la banda j puede haber salido perpendicularmente a la interfaz de una cula más grande.

donde A y B están definidos en la figura 13, además se puede observar que sus valores son:

$$A = L - 0.5 \sum_{s=1}^j c_{s-1} A_{s1} \quad (49)$$

$$B = L - 0.5 \sum_{s=1}^{j-1} c_{s-1} A_{s1} \quad (50)$$

Sustituyendo el valor de las ecuaciones (47), (49), (50) en la ec. (48), se obtiene que :

$$\sum_{s=1}^{j-1} c_{s-1} \frac{b_s}{\text{sen} \theta_s} \leq L - x < \sum_{s=1}^j c_{s-1} \frac{b_s}{\text{sen} \theta_s} \quad (51)$$

como el valor de b_s es $H \cos \theta_s$, la expresión (51) se convierte en

$$\sum_{s=1}^{j-1} c_{s-1} \cos \theta_s \leq \frac{\text{sen} \theta_j (L - x)}{H} < \sum_{s=1}^j c_{s-1} \cos \theta_s \quad (52)$$

esta desigualdad será utilizada como un indicador (R_{j1}), de cuando la banda j con rebote 1 contenga un punto en el intervalo Δ_{j1} , en cuyo caso R_{j1} valdrá 1 y cero para el caso contrario, i.e.

$$R_{j1} = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \Delta_{j1} \\ 0 & \text{si } x \notin \Delta_{j1} \end{cases} \quad (53)$$

Con base en todo lo anterior es posible obtener la expresión completa para la ecuación (46), quedando:

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{j=0}^n c_{-j} v_0^j \sum_{l=0}^j C_l R_{jl} e^{-ilx \cos \theta_l} \quad (54)$$

Esta es una expresión para el desplazamiento cuando $x < L$.

Cuando $x \geq L$ se propagarán nuevamente las bandas; en la figura 14 se considera a la banda j , donde se observan las reflexiones internas, además que el ángulo de incidencia γ_{1j} es constante para la banda j . Como el coeficiente de reflexión R_j depende de la relación de impedancia y de los ángulos de incidencia y transmisión, este será constante dada una banda. Con un análisis similar al que se utilizó cuando se encontraron los coeficientes de reflexión de la cuña (C_j) se obtiene que:

$$R_j = \frac{n \cos \gamma_{1j} - \cos \gamma_{tj}}{n \cos \gamma_{1j} + \cos \gamma_{tj}} \quad (55)$$

donde $\gamma_{1j} = \pi/2 - \theta_j$; $\cos \gamma_{tj} = \sqrt{1 - (\beta/\beta_0) \sin^2 \gamma_{1j}}$

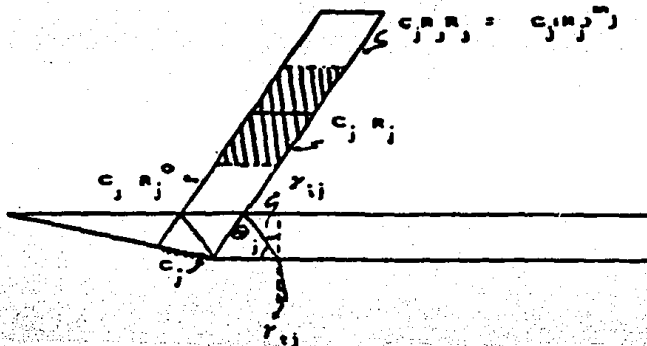


Figura 14. Reflexiones de la banda j sobre la interfaz del estrato homogéneo. El ángulo γ_j es constante una vez en el interior del estrato. R_j corresponde al coeficiente de reflexión.

Al observar la figura 14, se nota que el valor del coeficiente será nuevamente el producto de ellos, i.e.

$$C_j^0 = (R_j)^m \quad (56)$$

Considerando únicamente la parte geométrica, el valor del desplazamiento en la superficie cuando $x \geq L$ será la superposición de todas las bandas tal como lo indica la siguiente expresión:

$$\frac{v}{v_0} = 2 \sum_{j=0}^{n-1} v_0^j C_j C_j^0 e^{-ik \cos \theta_j (x + 2m_j L_j \tan^2 \theta_j)} + C_m v_0^m e^{-ikx} \quad (57)$$

Al realizar el análisis debido a una interfaz rígida, fue necesario introducir la solución para el estrato uniforme. La solución cuando la capa uniforme tiene base deformable puede ser calculada con el método de Haskell, pero en el caso de un estrato es más simple si se suponen ondas incidentes, reflejadas y transmitidas. Para ello obsérvese la figura 15. De acuerdo al sistema de referencia y las definiciones de propiedades, las ondas anteriores quedan descritas de la siguiente manera:

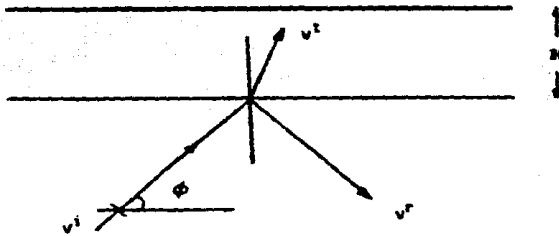


Figura 15. Incidencia de ondas SH sobre el estrato homogéneo

$$v_i = v_0 \exp \left\{ i \omega \left(t - \frac{x \cos \phi - z \operatorname{sen} \phi}{\beta_0} \right) \right\} \quad (58)$$

$$v_r = \kappa v_0 \exp \left\{ i \omega \left(t - \frac{x \cos \phi + z \operatorname{sen} \phi}{\beta_0} \right) \right\} \quad (59)$$

$$v_t = \epsilon v_0 \cos v z \exp \left\{ i \omega \left(t - \frac{x \cos \phi}{\beta} \right) \right\} \quad (60)$$

donde κ y ϵ son los coeficientes de reflexión y transmisión respectivamente, y $v = \omega / \beta \sqrt{1 - (\beta/\beta_0)^2 \cos^2 \phi}$.

Para encontrar los valores de κ y ϵ se tienen que satisfacer condiciones de continuidad de desplazamientos y tracciones en la frontera ($z = H$) que están dadas anteriormente por las ecuaciones (23) y (24), pero se debe tomar en cuenta que en este sistema la derivada es con respecto a la coordenada z ; sustituyendo las ecuaciones (58), (59) y (60) en las condiciones se encuentra el valor de ϵ , siendo este el siguiente:

$$\epsilon = \frac{2}{\cos v H} \frac{e^{i \omega x \cos \phi / \beta} e^{-i \omega (x \cos \phi / \beta_0 - H \operatorname{sen} \phi / \beta_0)}}{i \mu v \operatorname{sen} v H + \mu_0 \omega \operatorname{sen} \phi / \beta_0} \quad (62)$$

$$v^t = \frac{2 v_0 \cos \nu z}{\cos \nu H + \frac{i \mu \nu \operatorname{sen} \nu H}{\mu_0 \omega \operatorname{sen} \phi / \beta_0}} e^{i \omega (t - x \cos \phi / \beta_0 - H \operatorname{sen} \phi / \beta_0)} \quad (63)$$

que evaluado en la superficie ($z = 0$) da :

$$v^t = \frac{2 v_0}{\cos \nu H + \frac{i \mu \nu \operatorname{sen} \nu H}{\mu_0 \omega \operatorname{sen} \phi / \beta_0}} e^{i \omega (t - x \cos \phi / \beta_0 - H \operatorname{sen} \phi / \beta_0)} \quad (64)$$

Haciendo uso de las expresiones (54), (57) y (64) se puede construir la solución desarrollada cuando el semiespacio no es rígido de la siguiente manera:

$$v/v_0 = \begin{cases} \sum_{j=0}^n c_{n-j} v_0^j \sum_{l=0}^j C_l R_{j,l} e^{-ikx \cos \theta_j}, & \text{si } x < L \\ C_n v_0^n e^{-ikx} + 2 \sum_{j=0}^{n-1} v_0^j C_j C_j e^{-ik \cos \theta_j (x + 2 L_j \tan^2 \theta_j)} + \\ \frac{2 v_0}{\cos \nu H + \frac{i \mu \nu \operatorname{sen} \nu H}{\mu_0 \omega \operatorname{sen} \phi / \beta_0}} e^{i \omega (t - x \cos \phi / \beta_0 - H \operatorname{sen} \phi / \beta_0)}, & \text{si } x \geq L \end{cases} \quad (65)$$

RESULTADOS NUMERICOS

Se presentan resultados normalizados con respecto a la amplitud de la onda incidente, en los dominios de la frecuencia y del tiempo, para casos con distintas incidencias de ondas SH y diferentes propiedades mecánicas del modelo.

Los resultados en el tiempo se obtienen al convolucionar la función de transferencia con el espectro de frecuencia de una señal en el tiempo. Como señal se utilizó un pulso de Ricker o el acelerograma registrado en Tacubaya el día 19 de septiembre de 1985, en su componente NS; su amplitud está medida en gales ($1 \text{ gal} = 1 \text{ cm s}^{-2}$). En el caso de un pulso de Ricker, este es de la forma:

$$f(t) = (A - B) e^{-A} \quad (66)$$

donde $A = \pi^2(t - t_p)^2/t_p$, $B = \pi^2 t_p^2/t_p^2$, t_p = periodo "característico" del pulso (Bard, 1982). Se tomó la relación $t_p/t_p = 0.1983$. La frecuencia de corte utilizada en los cálculos con el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (Claerbout, 1976) fue $f_{\text{max}} = 4/t_p$.

Se ha propuesto una estratigrafía de dos o tres estratos sobre el modelo en algunos de los ejemplos. El problema de estratos horizontales se resolvió utilizando el método de Haskell, (Aki y Richards, 1980). Como resultado final se realizó el producto de la función de transferencia del modelo con la de los estratos horizontales, dado que el contraste de impedancias es

relativamente grande entre ambos. También se estudió el caso en que exista un amortiguamiento elástico al sustituir k por $k(1-1/2Q)$, donde Q es el factor de amortiguamiento.

En las figuras 16 y 17 se presentan resultados para cuando el semiespacio es rígido (eq. 18), considerando distintos ángulos en la cuña ($N = 3, 5, \text{ y } 7$), para puntos dentro de la cuña; los ejemplos están normalizados con respecto a kx/π , en este caso las gráficas pueden ser interpretadas como funciones de transferencia o como una descripción espacial del movimiento para una frecuencia dada. Se puede ver claramente que las frecuencias de resonancia se encuentran distribuidas de manera diferente que para un modelo unidimensional; en la figura 17 el ejemplo está considerando una atenuación elástica; en ambos ejemplos se observa que la máxima amplificación ocurre cerca del vértice.

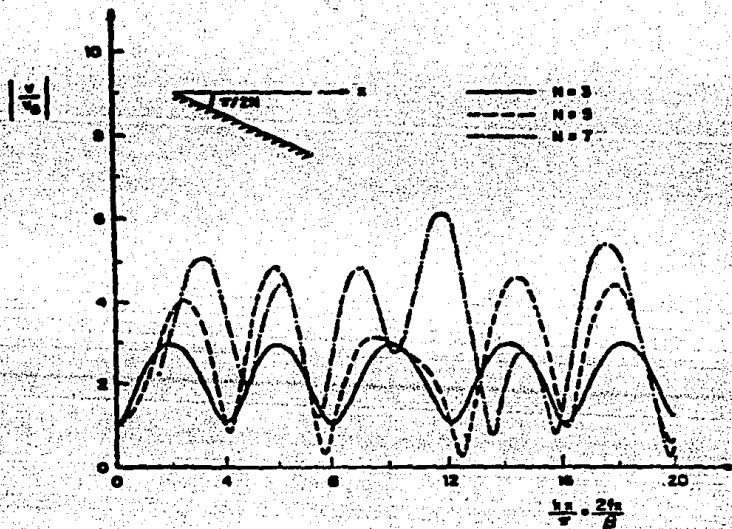


Figura 16. Función de transferencia para diferentes ángulos $\pi/2N$ ($N=3,5,7,\dots$); $kx/\pi =$ frecuencia adimensional.

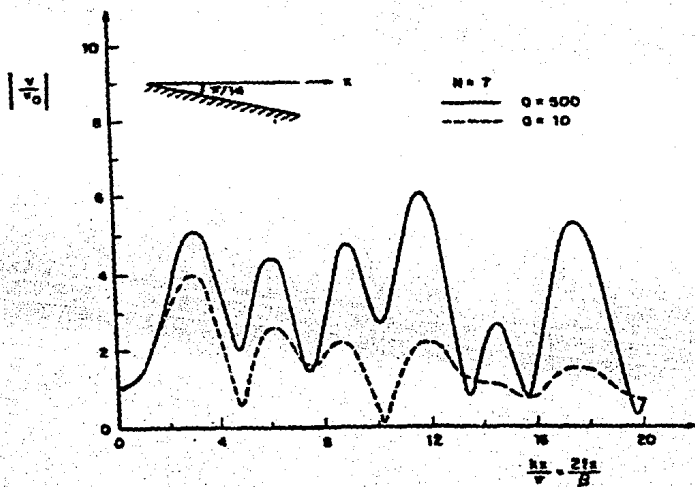


Figura 17. Función de transferencia para $N=7$. En este caso se utiliza un amortiguamiento de $Q=300$ y 10 .

Las figuras 18 y 19 ilustran la respuesta en la superficie cuando el movimiento de la base es un pulso de Ricker, para el caso en que $N = 7$; las cinco estaciones se encuentran dentro de la cuña equiespaciadas con un intervalo de $2B/t_p$. La figura 18 no considera atenuación mientras que la figura 19 considera un factor de amortiguamiento $Q = 20$, este es un valor típico para suelo blando. En ambos casos la máxima amplificación se encuentra en la segunda estación (las ondas interfieren constructivamente); al considerar un amortiguamiento la mayor atenuación de la amplitud se encuentra en las ondas que han recorrido una mayor distancia.

En los siguientes ejemplos el semiespacio no es rígido (eq. 85). En todos ellos se utiliza como excitación el componente NS del acelerograma registrado en Tacubaya durante el sismo del 19 de Septiembre de 1985. Asimismo, las gráficas no se encuentran normalizadas; las funciones de transferencia tienen abscisas dadas en Hertz mientras que la respuesta en el tiempo esta dada en segundos. Todas las estratigrafías fueron supuestas de acuerdo con un análisis de las diferentes propiedades del valle de México (Jaime, Romo y Ovando, 1987).

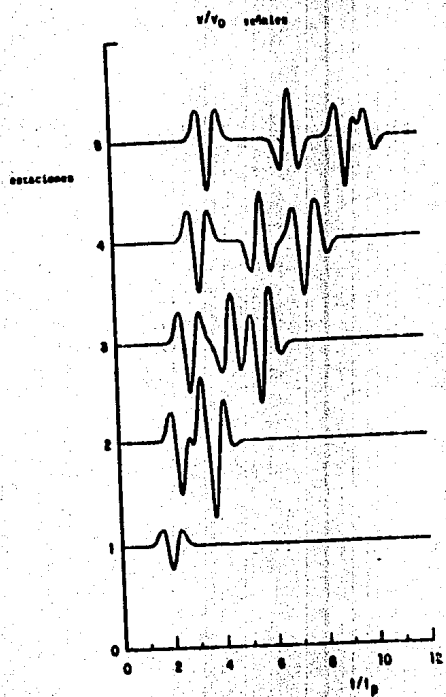
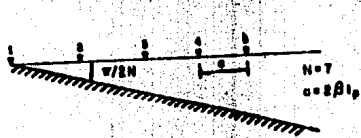


Figura 18. Respuesta en el tiempo para un pulso de Ricker en cinco estaciones equiespaciadas. No se considera amortiguamiento.

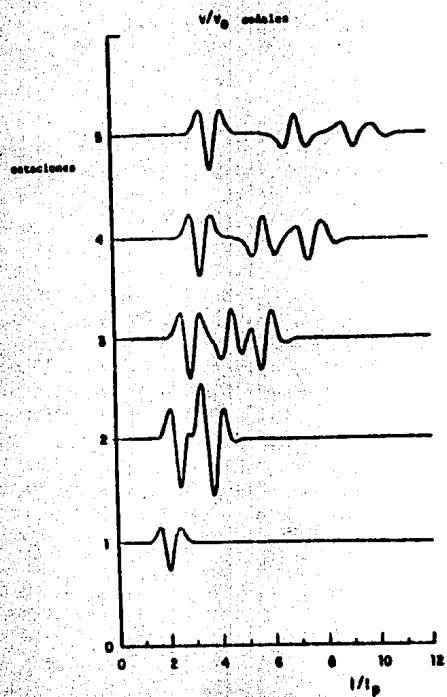


Figura 19. Igual que la figura 18 pero para un factor de amortiguamiento $Q = 20$.

La figura 20 muestra el primer modelo así como las propiedades utilizadas, las figuras 21,22 y 23 muestran las funciones de transferencia para distintas estaciones localizadas a 3600m, 4800m y 6000m del origen, en este ejemplo se consideraron tres estratos horizontales sobre el modelo. Las funciones de transferencia obtenidas corresponden básicamente a la respuesta de un modelo con estratos horizontales.

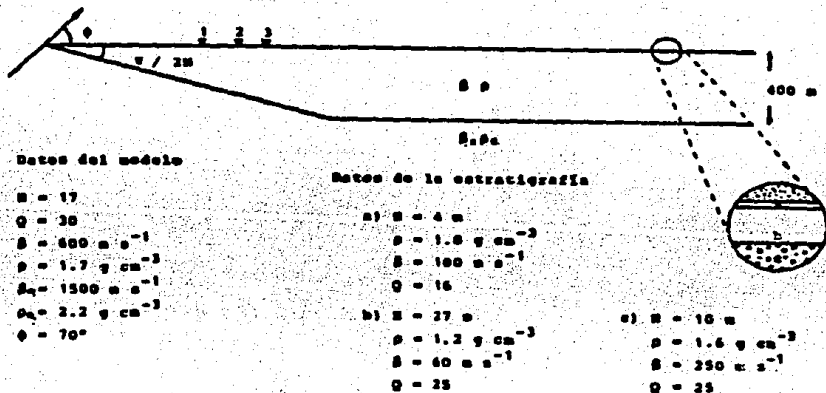


Figura 20. Propiedades mecánicas del modelo y estratigrafía superficial empleada para las tres estaciones localizadas en la superficie (figuras 21,22,23,24).

Sin embargo, se observa una mayor amplificación en las frecuencias de resonancia, provocada por la irregularidad lateral. La figura 24 correspondiente a la respuesta en el tiempo para las diferentes estaciones presenta una amplificación de casi tres veces la señal de estrada localizada en la primera estación.

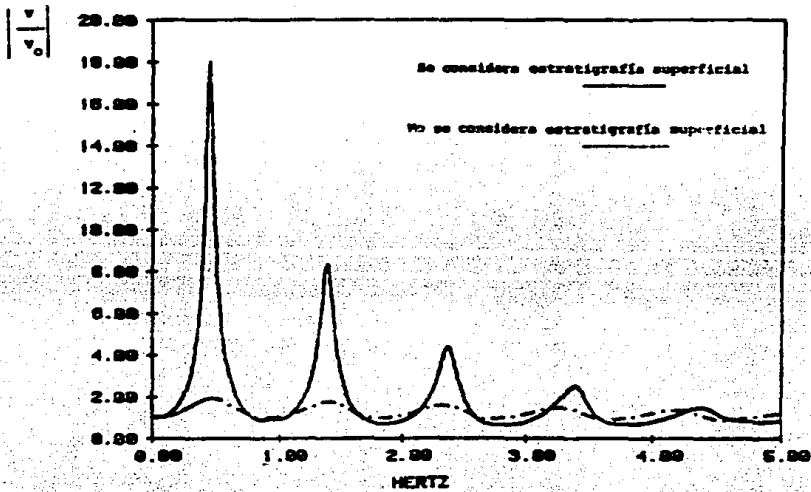


Figura 21. Función de transferencia para la estación localizada a 3000 m. del origen; se observa la respuesta del modelo considerando una estratigrafía superficial y sin considerarla.

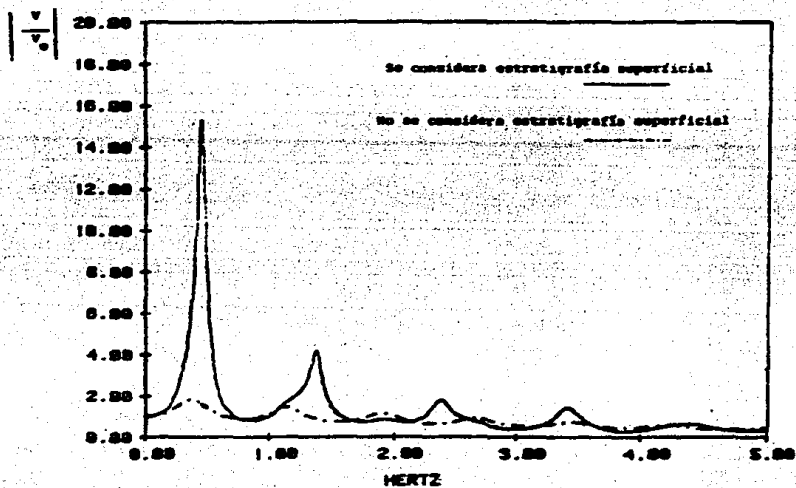


Figura 22. Lo mismo que la figura 21 pero para una estación localizada a 4000 m.

$$\left| \frac{v}{v_0} \right|$$

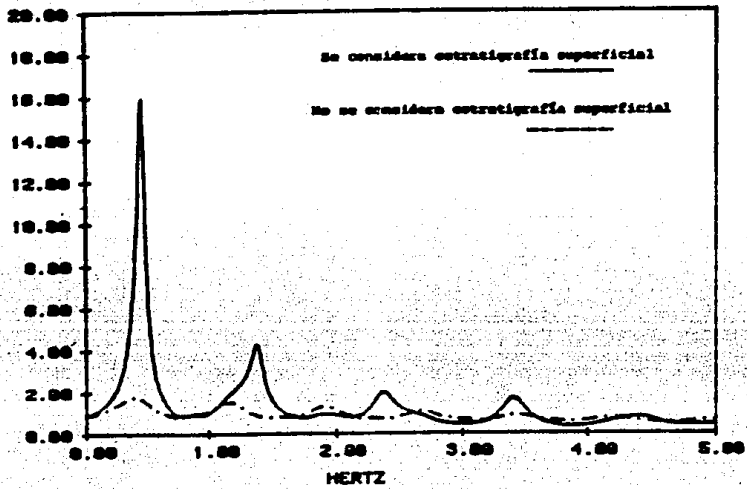


Figura 23. Lo mismo que la figura 21 pero para la tercera estación. (6000 m).

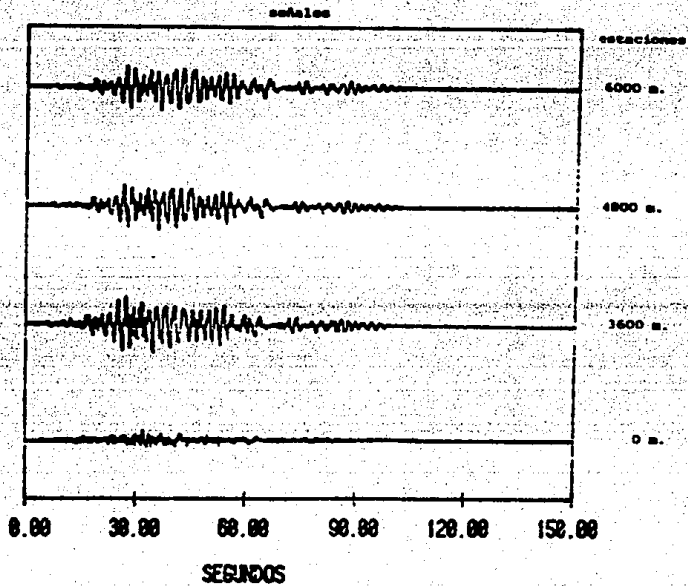


Figura 24. Sismogramas sintéticos para las estaciones de las tres figuras anteriores. La señal inferior corresponde a la señal de entrada

La figura 25 esquematiza el segundo ejemplo. La figura 26 muestra el caso en que la solución estratificada se calcule utilizando rigurosamente el método de Haskell o realizando únicamente el producto de las funciones de transferencia, se observa que la aproximación es buena ya que se presenta una gran similitud entre ambas funciones. Al observar la respuesta en el tiempo para las distintas estaciones (figura 29), es claro que la segunda estación presenta la mayor amplificación, además de observar que la señal se atenúa conforme se aleja del origen. Con respecto a la segunda estación se llevo a cabo un análisis para mostrar la influencia de la irregularidad lateral en la amplificación del movimiento. Para ello se calculó la función de transferencia cuando la irregularidad esta presente y cuando no lo está (fig.27).

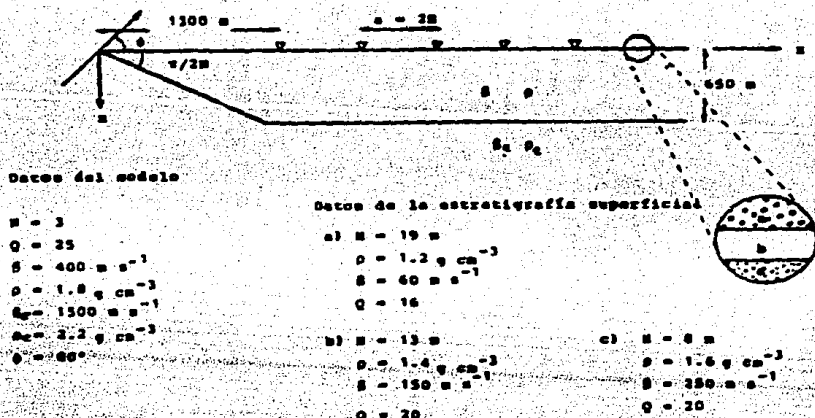


Figura 25. Propiedades mecánicas del modelo y estratigrafía superficial empleados en los ejemplos de las figuras 26, 27, 28, 29.

En la gráfica 27 se observa una mayor amplificación al considerar la irregularidad, inducida por el hecho de que las ondas interfieren constructivamente. La figura 28 presenta el mismo caso para el dominio del tiempo; en el caso en que se consideren únicamente los estratos horizontales, la amplificación puede ser

de hasta 5 veces, mientras que si se toma en cuenta la irregularidad esta aumenta hasta casi 9 veces; esto indica que en algunos casos las irregularidades influyen de una manera considerable en la amplificación del movimiento en la superficie.

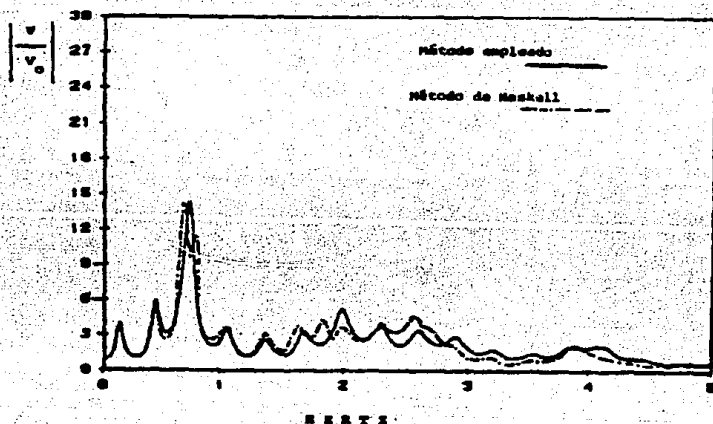


Figura 28. Comparación entre el resultado del modelo sin considerar la solución geométrica y la solución obtenida por el método de Haskell.

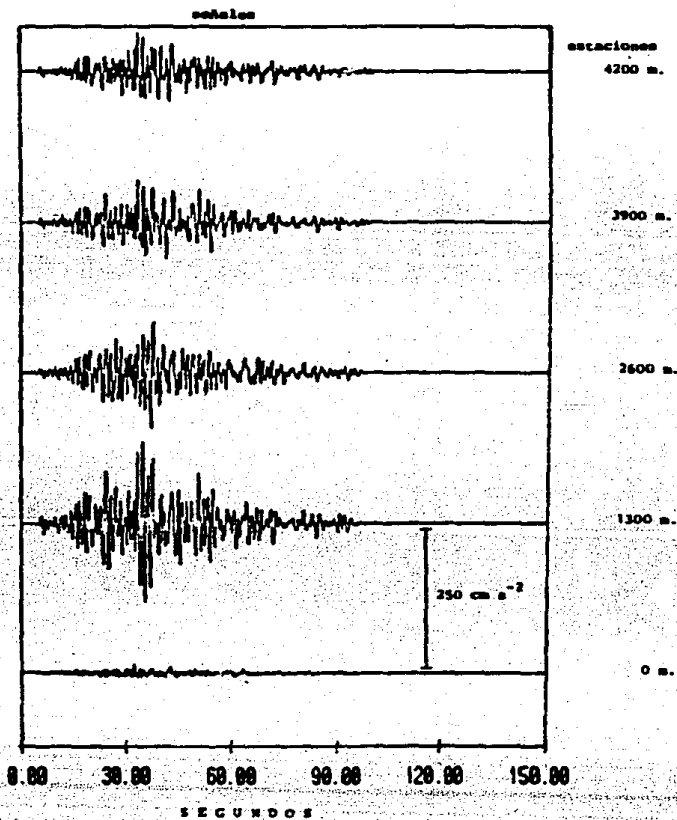


Figura 29. Acelerogramas sintéticos indicadas en la figura 27; la mayor amplificación se observa en la segunda estación.

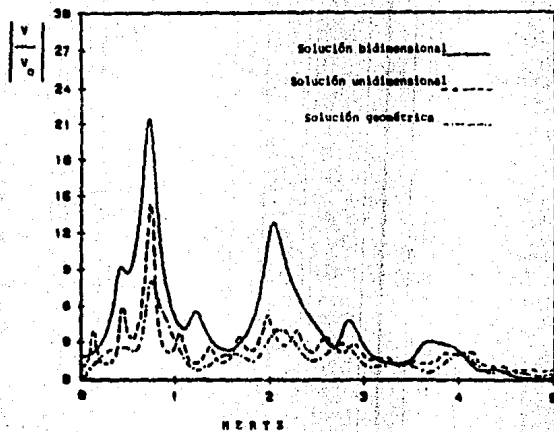


Figura 27. Se presentan tres funciones de transferencia para la estación localizada a 1300 m, correspondientes a la solución unidimensional, geométrica y bidimensional.

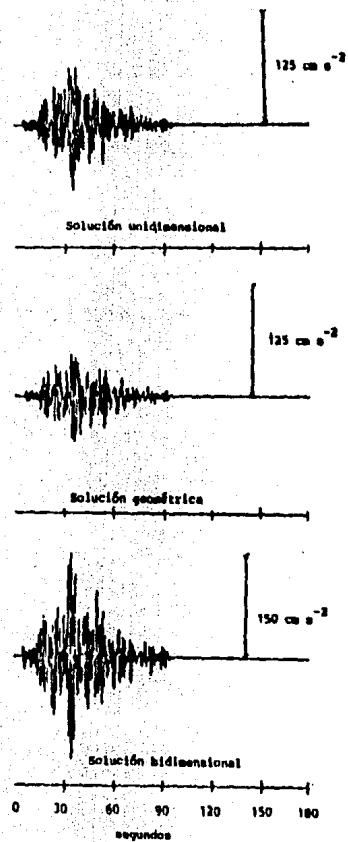


Figura 28. Acelerogramas sintéticos en donde se observa la amplificación para las tres funciones de la figura anterior

En la figura 30 se localiza el siguiente modelo; en él se observan 2 estratigrafías distintas que serán utilizadas para mostrar su importancia en la amplificación del movimiento. La figura 32 muestra una comparación en términos de funciones de transferencia para tres estaciones; se observa una mayor amplificación en el modelo que considera 3 estratos superficiales, esto es debido en parte a que el contraste de impedancia entre el estrato superior y el semiespacio es mayor, sin embargo al ver la respuesta en el tiempo (figuras 33 y 34), no se encuentran cambios significativos en los acelerogramas para ambas estratigrafías.

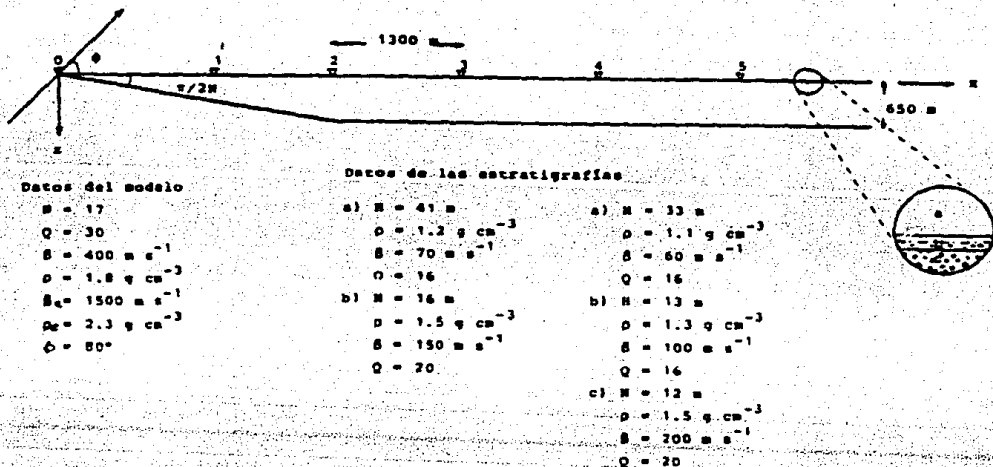


Figura 30. Propiedades mecánicas y estratigrafías superficiales empleadas en los ejemplos de las figuras 31, 32 y 33. Cada estación se localiza a 1300m entre sí.

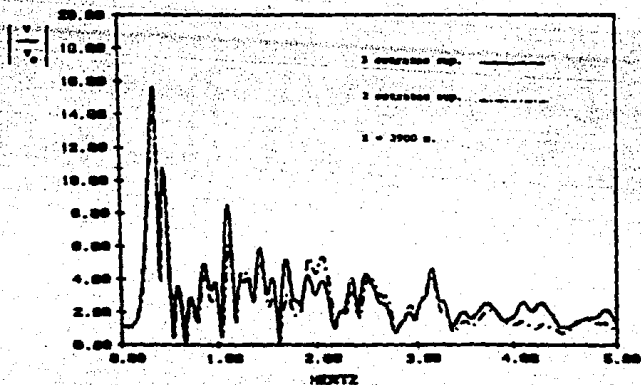
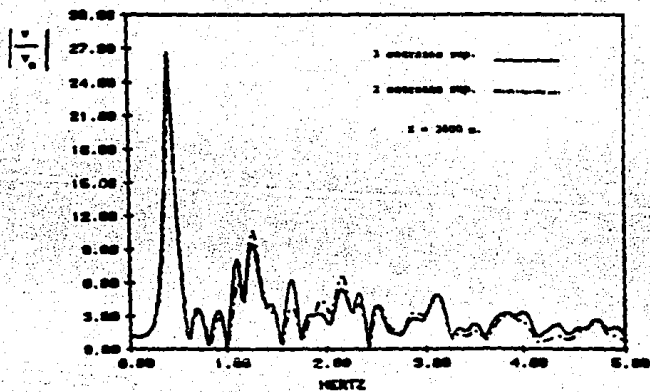
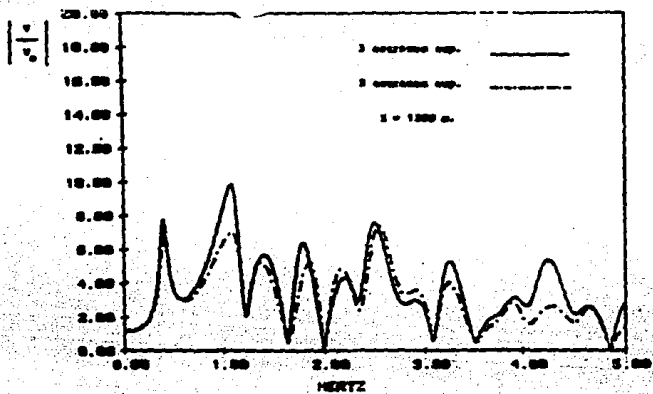


Figura 31. Funciones de transferencia para los modelos de tres o dos estratos superficiales para las estaciones localizadas a 1300m, 2600m y 3800m.

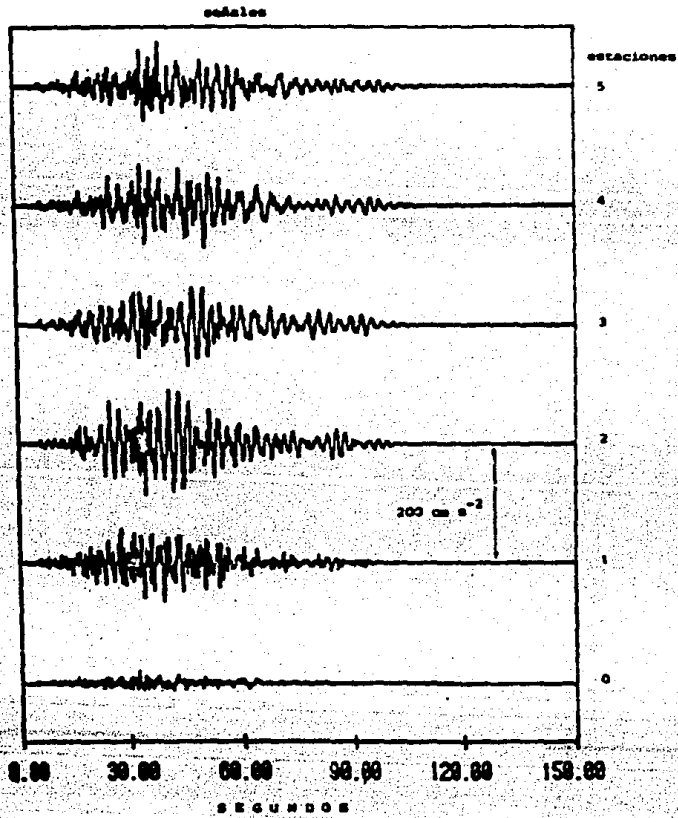


Figura 32. Acelerogramas sintéticos para las estaciones de la figura 30. Se considera el modelo de tres estratos superficiales.

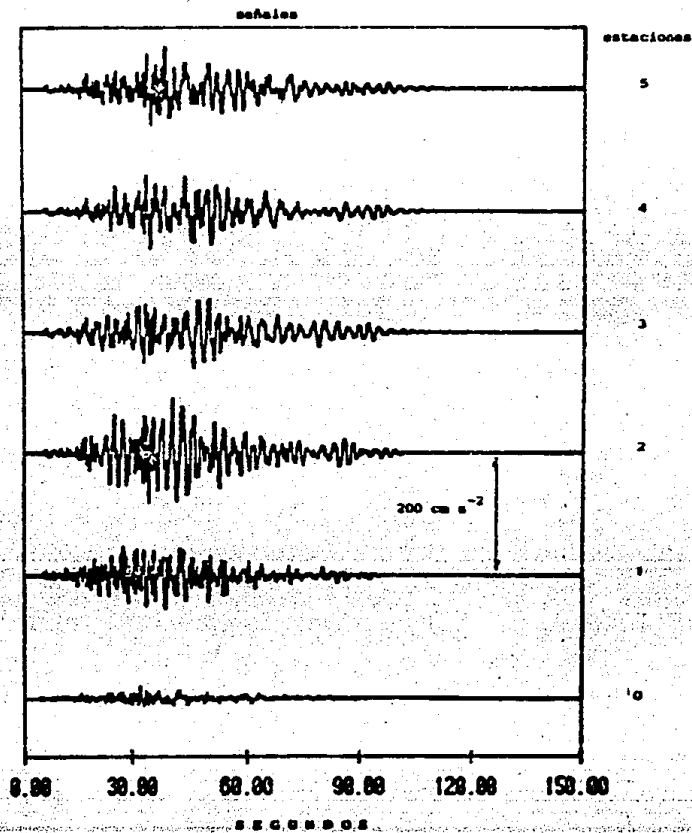


Figura 30. Acelerogramas sintéticos considerando el modelo de tres estratos superficiales.

En la figura 34, se presenta una comparación del modelo teórico, con el acelegrama registrado en SCT durante el sismo de 1985, en su componente NS. El segundo acelerograma corresponde al calculado por el modelo de la figura 20, para una estación localizada a 3600m del origen. Al comparar los acelerogramas, se observa que tienen aproximadamente la misma amplificación y forma, aunque en duración difieran considerablemente, debido a que el modelo analizado es sencillo y no pretende simular al valle de México. Sin embargo, con técnicas similares y resolviendo el problema vectorial se puede tener un modelo más realista del valle de México.

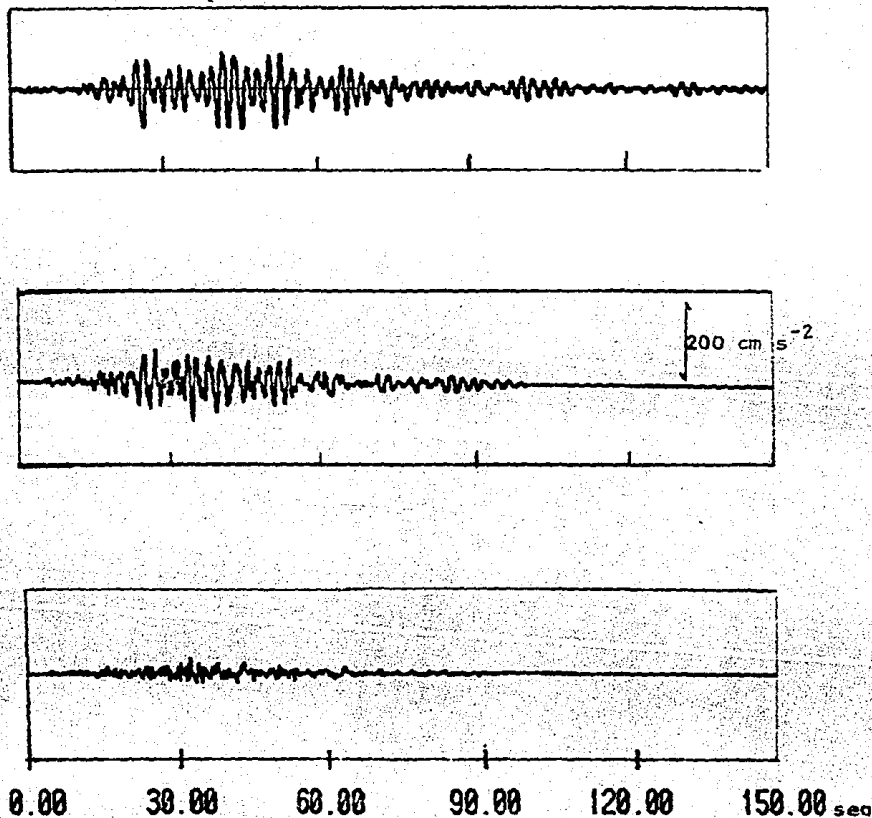


Figura 34. Acelerograma componente NS, registrado en SCT durante el sismo de 1985. Acelerograma de la figura 24 a una distancia de 3600m del origen. Acelerograma registrado en Tacubaya componente NS.

CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un modelo sencillo que no requiere grandes recursos de cómputo ya que utiliza métodos híbridos. Cabe mencionar nuevamente que durante el desarrollo de este trabajo no se consideró la difracción generada por la unión de la cuña con el estrato, en primer lugar porque el problema al ser más difícil requiere de considerables recursos de cómputo.

Los resultados obtenidos ejemplifican algunas situaciones, en donde la existencia de irregularidades puede ser un factor importante en la amplificación y duración del movimiento de la superficie, como puede ser el caso del registro en Central de Abasto en el sismo de 1985.

Este modelo puede dar la pauta para modelos más complicados utilizando desarrollos similares, como puede ser el caso de no considerar un estrato horizontal infinito, en donde se esperaría que la amplificación y duración del movimiento se vieran afectadas debido a la existencia de ondas que regresan hacia el vértice.

La aplicación de modelos sencillos y económicos permite obtener estimaciones razonables del movimiento de la superficie en presencia de irregularidades de la estratigrafía local.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco de una manera muy especial a Francisco J. Sánchez-Sesma por su valiosa ayuda durante el desarrollo de este trabajo. Asimismo a Miguel A. Bravo Díaz por su constante apoyo.

También deseo agradecer a todas aquellas personas que intervinieron de una manera directa o indirecta en el proceso de esta tesis.

Este trabajo formó parte del proyecto 6701 del Instituto de Ingeniería. Agradezco las facilidades prestadas por este Instituto.

REFERENCIAS

Aki K. y Richards, P.G., *Quantitative Seismology Theory and Methods*, San Francisco, W. H. Freeman and Co. (1980).

Bard P. Y., *Diffacted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies*, Geophys.J.R.Astr.Soc., 71, 731-760, (1982)

Boore, D. M., *A note on the effects of simple topography on seismic SH waves*, Bull. Seism. Soc. Am., 62, 275-284, (1972b).

Bouchon, M., *Effects of topography on surface motion*, Bull. Seism. Soc. Am., 63, 715-732, (1973).

Chávez-García, F.J. y Sánchez-Sesma, F.J., *Spectra 86. Un programa de computadora para el cálculo de espectros de respuesta en formaciones estratificadas*, Fundación Javier Barros Sierra, México. Mayo, (1986).

Claerbout, J., *Fundamentals of geophysical data processing*, McGraw-Hill Book Company, N.Y., (1976).

Dravinski, M., *Scattering of SH waves by subsurface topography*, J. Engrg. Mech. Div., ASCE, 108, 1-17, (1982a).

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

Hollis, E.P., *Bibliography of Earthquake Engineering*, Earthquake Engineering Research Institute, (1971)

Hong, T.L. y Helmberger, D.V., *Generalized Ray theory for Dipping structure*, Bull. Seism. Soc. Am., 67, 995-1008, (1977).

Hudson, D.F., *Local distribution of strong earthquake motion*, Bull. Seism. Soc. Am., 62, 1765-1786, (1972).

Ishii H. y Ellis, P.M., *Multiple reflection of plane SH waves by a dipping layer*, Bull. Seism. Soc. Am., 60, 15-28, (1970).

Jaime, A., Romo M. y Ovando E., *Características del suelo en el sitio Central de Abasto Frigorífico, I.I.* (UNAM) enero 1987

Jaime, A., Romo M. y Ovando E., *Características del suelo en el sitio Central de Abasto Oficina, I.I.* (UNAM) enero 1987.

Jaime, A., Romo M. y Ovando E., *Características del suelo en el sitio S.C.T., I.I.* (UNAM) enero 1987

Niwa Y. y Hirose S., *Theoretical analysis of seismic ground motion for a dipping layer*, Eight world conference on earthquake engineering. San Francisco, 687-694, (1984)

Niwa Y., Ohtsu M. y Hirose S., *Seismic analysis for a dipping layer*, Proc. 6th. Japan Earthq. Eng. Symp., 417-429, (1982).

Malvern, L., *Introducción to the mechanics of a continuous medium*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, (1969).

Poceski A., *The ground effect of the Skopje July 26, 1963 earthquake*, Bul. Seism. Soc. Am. 59, 1-29, (1969)

Sánchez-Sesma, F.J., *Ground motion amplification due to canyons of arbitrary shape*, Proc. Int. Conf. on Microzonation, 2nd. San Francisco, 2, 729-738, (1978).

Sánchez-Sesma, F.J. y Esquivel, J.A., *Ground motion on alluvial valleys under incident plane Sh waves*, Bull. Seism. Soc. Am., 69, 1107-1129, (1979).

Sánchez-Sesma, F.J., *Site effects on strong ground motion*, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, Vol 2, 124-132, (1987).

Sánchez-Sesma, F.J., Chávez-García F. y Bravo M., *Seismic Response of a class of Alluvial Valleys for incident Sh waves*, Bull. Seism. Soc. Am., (en trámite de publicación).

Sánchez-Sesma, F.J. y Velázquez S., *On the seismic response of a dipping layer*, Wave Motion, (1987). (en trámite de publicación).

Singh, S. K., Mena, E., Castro, R., *Some aspects of the source characteristics and the ground motion amplifications in and near Mexico city from the accelerations data of the september 1985, Michoacan, Mexico earthquake*, Bull. Seism. Soc. Am. (1987)

Trifunac, M.D., *Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon*, Int. J. Earthquake, Engrg. Struct. Dyn., 1, (267-281), (1973).

Wong, H.L. y Jennings, P.C., *Effects of canyon topography on strong ground motion*, Bull. Seism. Soc. Am., 65, 1239-1257, (1975).

Wong, H.L. y Trifunac, M.D., *Scattering of plane SH waves by a semielliptical canyon*, Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn., 3, 157-169, (1974a).

Wong, H.L. y Trifunac, M.D., *Surface motion of a semi-elliptical alluvial valley for incident plane SH wave*, Bull. Seism. Soc. Am., 64, 1389-1408, (1974b).