

13. Respuesta dinámica de suelos

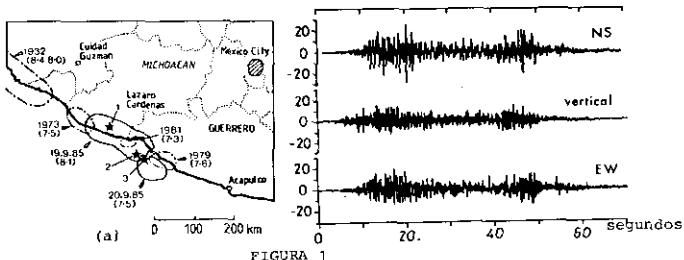
E. ALARCÓN

E.T.S.I.I. Universidad Politécnica. Madrid

1. INTRODUCCION

En este capítulo se van a presentar algunas ideas sobre el comportamiento dinámico de suelos. La mayoría de las teorías y métodos de ensayo existentes han sido desarrollados en los últimos veinticinco años debido a la dificultad de sistematizar la ley de comportamiento de los suelos.

La importancia práctica del tema es clara. Es un hecho experimental que el mismo movimiento sísmico produce resultados diferentes en estructuras asentadas en suelos distintos. Un ejemplo reciente lo ofrece lo sucedido en el terremoto de Méjico de septiembre de 1985. La figura 1a representa las zonas de rotura en la costa mejicana del Pacífico, provocadas por el terremoto de 1985 (línea llena) y otros anteriores (líneas de punto y raya). La figura 1b recoge los acelerogramas registrados en el observatorio



- * 1 Epicentro de la primera sacudida (19.9.85)
- * 2 Epicentro de la segunda sacudida (26 segundos después)
- * 3 Epicentro de la réplica más importante (20.8.85)

Figura 1.—Zonas de rotura del terremoto de México de 19 de septiembre de 1985.

de Zacatula cerca de Lázaro Cárdenas, donde aparecen aceleraciones horizontales máximas de alrededor del 20 por 100 de g.

Como puede observarse, Ciudad de Méjico se encuentra a unos 400 km de distancia, por lo que cabría imaginar una disminución de los efectos registrados. La figura 2 demuestra que esta aseveración depende del tipo de terreno. Así en 2a puede verse que el registro en la UNAM, situada sobre roca, responde a la idea anterior, habiéndose reducido las aceleraciones a un nivel inferior al 5 por 100 de g. Sin embargo, en la zona situada sobre la antigua laguna, cerca del Departamento de Transporte, las aceleraciones horizontales son amplificadas hasta un valor del orden del 15 por 100 de g.

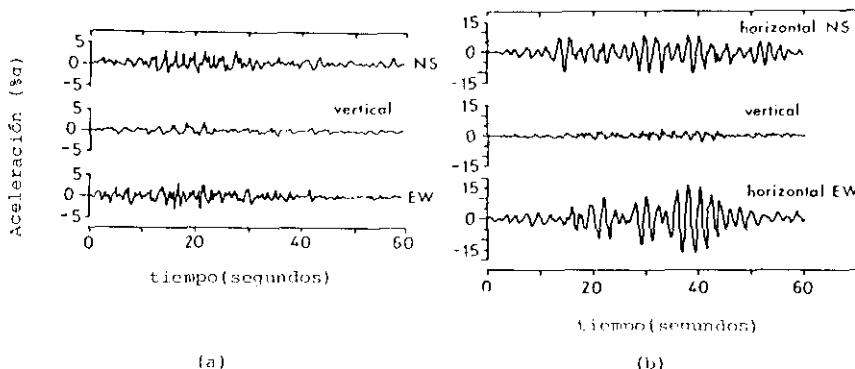


Figura 2.—Acelerogramas del terremoto de Michoacán, México, 19-9-85, registrados en a) estación de la UNAM sobre roca; b) estación saturada en la zona de la antigua laguna.

En el ejemplo citado, el suelo mismo no ha sufrido el colapso resistente, limitándose a amplificar o reducir el efecto de las ondas recibidas. Sin embargo, existen situaciones en las que el accidente estructural surge por rotura del propio suelo. La figura 3 recoge un caso muy conocido: el terremoto de Niigata de 1964. Como puede observarse, el daño a las estructuras se ha producido debido a la pérdida de resistencia al corte del suelo que, al transformarse en una especie de líquido viscoso, es incapaz de cumplir su misión de fundación de los edificios, con lo que se produce el vuelco de éstos.

Ambas situaciones, igualmente importantes, corresponden a dos puntos de vista que pudieran ser llamados a grosso modo situación en servicio y situación en rotura, y ambos corresponden a una división clásica en los estudios de Mecánica del Suelo.

En lo que sigue, se van a presentar algunos modelos ideados para interpretar ambas situaciones dentro de los esquemas de la Mecánica de los Medios Continuos.



Figura 3. Efectos del terremoto de Niigata de 1964 producido por fallo del terreno.

2. EL SUELO COMO MEDIO CONTINUO

Pese a su carácter de agregado de partículas, los modelos de la Mecánica del Continuo han sido aplicados con éxito a los suelos. Un desarrollo detallado de esos métodos está fuera del alcance del capítulo, por lo que se dan a continuación los puntos mínimos para establecer la notación. El lector estudioso puede ampliar sus conocimientos en las referencias indicadas a final de capítulo.

2.1. Índices de fase

La figura 4, compuesta por Casagrande, representa la idea matriz: el suelo es un material compuesto por tres fases: sólida, líquida y gaseosa, cuyas proporciones relativas es necesario conocer para poder interpretar el comportamiento mecánico. Las relaciones en volumen que se manejan son:

a) Índice de huecos

$$e = \frac{\text{volumen de huecos}}{\text{volumen de sólidos}} \quad [1]$$

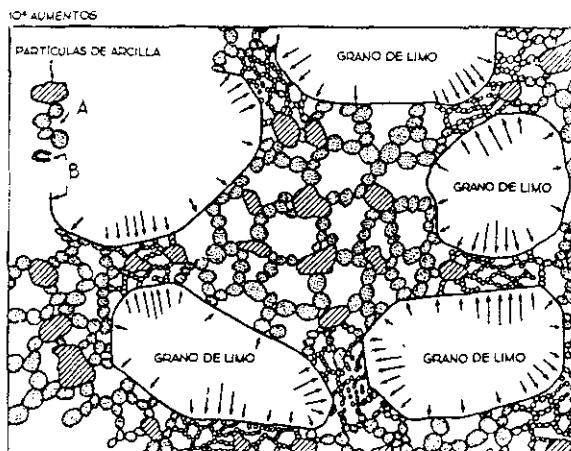


Figura 4. Composición del suelo según Casagrande (1940).

b) Grado de saturación

$$S = \frac{\text{volumen de fluido}}{\text{volumen de huecos}} \quad [2]$$

Alternativamente se utiliza también la porosidad:

$$n = \frac{\text{volumen de huecos}}{\text{volumen total}} = \frac{e}{1+e} \quad [3]$$

o el volumen específico:

$$v = 1 + e \quad [4]$$

Si la cantidad de gas en el suelo es nula y el fluido ocupa todos los huecos se dice que el terreno está saturado. En la mayoría de los modelos numéricos que se manejan se parte de esta condición para simplificar el tratamiento matemático.

El índice de huecos mide la «esponjosidad» del esqueleto sólido y, por tanto, debe estar relacionado con su resistencia. En particular, en los suelos granulares es posible obtener diferentes valores de e con diferentes formas de empaquetado de las partículas. Es así posible imaginar un grado máximo de compacidad para el que el índice de huecos tome un valor mínimo e_{\min} y un grado mínimo de compacidad correspondiente al valor máximo e_{\max} del índice de huecos. De esta forma la situación real de un

suelo puede medirse respecto a estos estados con el valor de la llamada *densidad relativa* D_r ,

$$D_r = \frac{e_{\max} - e}{e_{\max} - e_{\min}} \quad [5]$$

un valor de D_r próximo a cero indica que el empaquetado es muy flojo, mientras que los valores próximos a la unidad indican suelos densos.

Otra medida de la proporción entre las fases sólida y fluida es la *humedad* W . En este caso la definición se realiza en peso:

$$W = \frac{\text{peso de fluido}}{\text{peso seco}} \quad [6]$$

Todas las magnitudes citadas intervienen al definir los pesos específicos del suelo. Así, si se denomina G_s al peso específico de los sólidos relativo al fluido y γ_w al de este último, se tiene:

Peso específico del suelo seco:

$$\gamma_d = \frac{G_s}{1+e} \gamma_w$$

Peso específico del suelo:

$$\gamma = \frac{G_s + e_s}{1+e} \gamma_w \quad [7]$$

Peso específico del suelo saturado

$$\gamma_{sat} = \frac{G_s + e}{1+e} \gamma_w$$

Peso específico del suelo sumergido $\gamma_{sum} = \left(\frac{G_s + e}{1+e} - 1 \right) \gamma_w$

2.2. Tensiones totales, neutras y efectivas.

Principio de Terzaghi

El desarrollo de la Mecánica del Suelo se debe al reconocimiento del papel diferente que juegan en el comportamiento mecánico las diferentes fases del mismo: agua y esqueleto sólido en el caso de terrenos saturados. El agua no puede resistir más que tensiones esféricas; a la compresión correspondiente se la denomina presión de *poros* o *tensión neutra* y es evidente que el comportamiento del esqueleto depende de alguna función

que relacione las tensiones totales que actúen en el punto considerado y la correspondiente tensión neutra. Terzaghi propuso en 1936 que esta relación es simplemente:

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u\delta_{ij} \quad [8]$$

donde σ_{ij} es el tensor de tensiones totales actuantes, u la presión a que se encuentra el agua y δ_{ij} la delta de Kronecker. σ'_{ij} es llamada tensor de *tensiones efectivas* y su nombre es debido al Principio enunciado también por Terzaghi: «Todos los procesos de tipo mecánico (resistencia y deformación entre ellos) están controlados por las tensiones efectivas.»

Este Principio es de la mayor trascendencia, pues implica, por ejemplo, que la ley de comportamiento (o relación tensión-deformación) del suelo debe escribirse utilizando las tensiones efectivas.

La figura 5 indica las leyes de presiones verticales totales, neutras y efectivas en un estrato homogéneo indefinido con capa freática a profundidad H y características G_s y e (se supone $\gamma_w = 1$).

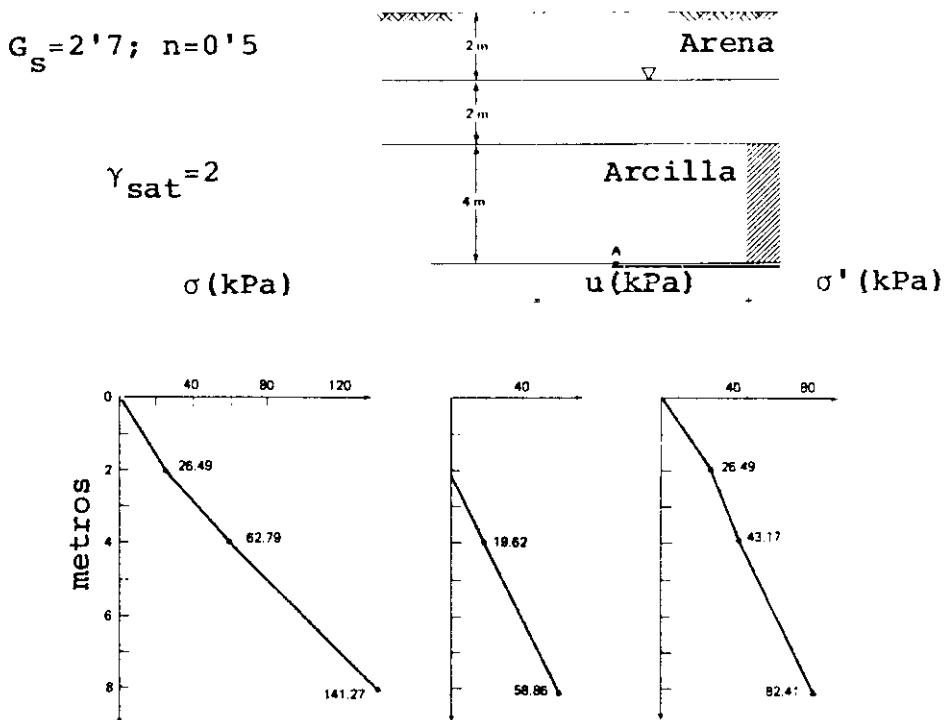


Figura 5.—Leyes de presiones verticales totales, neutras y efectivas para un estrato indefinido homogéneo y nivel freático a profundidad H .

2.3. Estados de carga con y sin drenaje

Cuando un terreno saturado en equilibrio sufre un incremento de tensiones totales, se produce la consiguiente variación de tensiones neutras que provocan el flujo del agua desde las zonas con más incremento de presión neutra. El proceso de filtración así desencadenado provoca variaciones de volumen y una redistribución continua de tensiones neutras y efectivas hasta que se alcanza la nueva situación de equilibrio. A este proceso se le llama consolidación. Comparando el tiempo de aplicación de las cargas con el empleado en alcanzar la nueva situación de equilibrio, es posible hablar de cargas rápidas o lentas con todo el bagaje subjetivo que esta afirmación implica.

Las cargas rápidas serían aquellas que no diesen tiempo a la consolidación por filtración y las lentas aquellas en las cuales se alcance el nuevo estado de equilibrio, de forma que cada incremento de carga diese tiempo a disiparse a los incrementos de presión neutra.

En el primer caso se dice que no hay drenaje y en el segundo lo contrario, siendo la propiedad más interesante la invariabilidad de volumen (sólo cuando haya escape de agua) en el primer caso.

La mayoría de los estudios de efectos dinámicos en suelos considera que la carga de un sismo es tan rápida que la situación del suelo es sin drenaje y, por tanto, no existe deformación volumétrica.

3. LEY DE COMPORTAMIENTO. ENSAYOS DE LABORATORIO

Como es sabido, la definición de una ley de comportamiento permite, conociendo un estado inicial definido por unos campos de tensiones $\sigma(x)$ y deformaciones $\varepsilon(x)$, obtener el estado final de deformación cuando se varía el campo de tensiones. En general, la ley de comportamiento liga los valores de σ , ε , y sus correspondientes incrementos $\dot{\sigma}$, $\dot{\varepsilon}$, mediante parámetros característicos establecidos de acuerdo con alguna teoría marco: elasticidad, viscoelasticidad, plasticidad, etc. Los parámetros se determinan mediante algunos ensayos típicos y se comprueba, con pruebas diferentes, la capacidad de predicción del modelo.

Así, por ejemplo, el medio elástico, lineal, homogéneo e isotropo queda definido por el módulo de Young E' y el coeficiente de Poisson v' . Obsérvese la notación que se utiliza para recordar que se trata de parámetros relativos a las tensiones efectivas (Principio de Terzaghi).

La ley de Hooke en suelos con esqueleto elástico es:

$$\sigma'_{ij} = \lambda' \theta \delta_{ij} + 2G' \varepsilon_{ij} \quad [9]$$

donde:

$$\begin{aligned}\lambda' &= \frac{v'E'}{(1+v')(1-2v')} \\ G' &= \frac{E'}{2(1+v')} \\ \theta &= \operatorname{div} \mathbf{v} = e_{kk} \\ \varepsilon_{ij} &= \frac{1}{2}(v_{i,j} + v_{j,i})\end{aligned}\quad [10]$$

siendo $\mathbf{v}(x)$ el campo de desplazamientos.

Es interesante expresar ahora las ecuaciones de equilibrio, que se establecen en totales, en función de las tensiones neutras y efectivas.

Así, por unidad de volumen, en el caso estático:

$$\sigma_{ij,j} + X_i = 0 \quad [11]$$

se transforma, mediante [8], en:

$$\sigma'_{ij,j} + u_{,j}\delta_{ij} + X_i = 0$$

es decir:

$$\sigma'_{ij,j} + u_{,i} + X_i = 0 \quad [12]$$

y, mediante [9], en:

$$\lambda'\theta_{,j}\delta_{ij} + 2G'\varepsilon_{ij,j} + u_{,i} + X_i = 0$$

o bien, mediante [10]:

$$\lambda'\theta_{,j}\delta_{ij} + G'(v_{i,jj} + v_{j,ij}) + u_{,i} + X_i = 0$$

es decir, las ecuaciones de Navier en efectivas:

$$(\lambda' + G') \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{v} + G' \nabla^2 \mathbf{v} + \operatorname{grad} u + \mathbf{X} = 0 \quad [13]$$

mientras que en el contorno:

$$T_i = \sigma_{ij} n_j \quad [14]$$

se transforma en:

$$T_i = \sigma'_{ij} n_j + u \delta_{ij} n_j$$

$$T_i - u n_i = \sigma'_{ij} n_j$$

$$\mathbf{T} - u \mathbf{n} = \sigma' \mathbf{n} \quad [15]$$

[13] y [14] sugieren que la presión neutra puede tratarse como unas fuerzas por unidad de volumen equivalente de valor $grad u$ y unas fuerzas equivalentes por unidad de superficie de valor $-u\mathbf{n}$ (obsérvese el interesante paralelismo con la analogía de Duhamel para el problema termoelástico).

La resolución de un problema concreto implica el tratamiento simultáneo (o acoplado) de las ecuaciones [13] y [15] con las correspondientes leyes de difusión de las presiones neutras por filtración del agua intersticial.

Dada la dificultad de encontrar una ley de comportamiento general, en suelos se ha impuesto la costumbre de desarrollar ensayos que intentan reproducir una situación ideal concreta. A continuación indicamos los más habituales.

Los ensayos sin rotación de ejes principales (tabla I) pretenden, sustancialmente, representar situaciones donde el cambio de volumen es importante. La figura 6 recoge resultados obtenidos que ponen de manifiesto la importancia que sobre el comportamiento tiene la proporción relativa entre componentes esférica (A) y desviadora (C) de las tensiones y el limitado uso que puede hacerse de una hipótesis de comportamiento elástico.

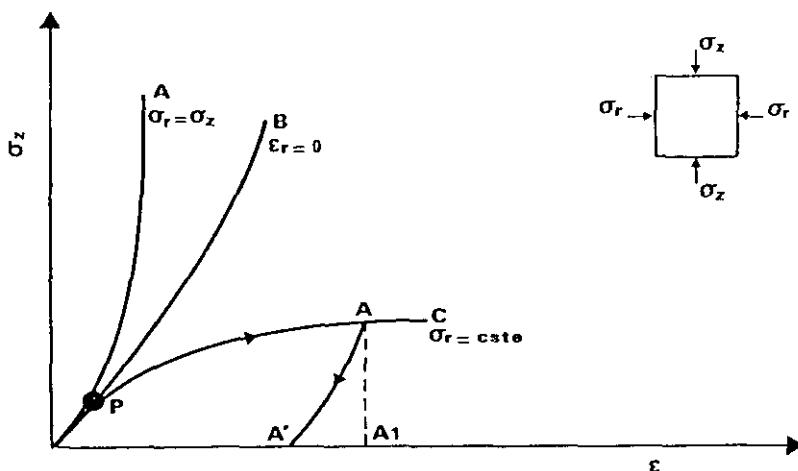
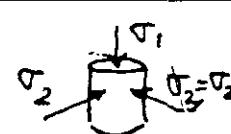
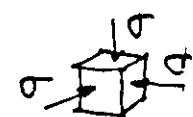
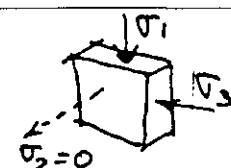
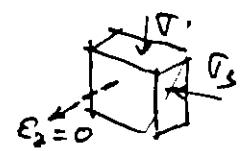
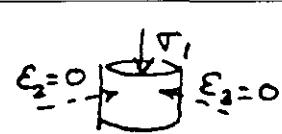


Figura 6.—Gráficos de esfuerzos y deformaciones para distintos valores de σ_r y σ_z .

TABLA I

$\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3$	Triaxial «verdadero»	
$\sigma_2 = \sigma_3 \neq \sigma_1$	Triaxial	
$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$	Compresión isótropa	
$\sigma_2 = 0; \sigma_1 \neq \sigma_3$	Biaxial, tensión plana	
$\epsilon_2 = 0$	Biaxial, deformación plana	
$\sigma_2 = \sigma_3 = 0$	Monoaxial, compresión simple	
$\epsilon_2 = \epsilon_3 = 0$	Monoaxial, edométrico	

La tabla II resume los ensayos que provocan una rotación de los ejes principales y que están relacionados con el comportamiento frente al corte.

TABLA II

Placas	Nombre	Esquema
Rugosas, no giratorias	Corte directo	
Rugosas, giratorias	Corte simple	
Rugosas	Torsión (anillo de corte)	

La figura 7 presenta un esquema de los resultados que se pueden obtener con suelos arenosos y demuestra la importancia del concepto «densidad relativa» introducido más arriba.

Los ensayos citados pueden realizarse con y sin drenaje, haciendo intervenir el fenómeno de difusión de los incrementos de presión neutra y, por tanto, la aparición de la variable tiempo.

Los ensayos dinámicos utilizados son generalmente del mismo tipo anterior, y así existen los ensayos triaxiales dinámicos o los de corte con carga alternativa. Este último pretende representar la situación, tomada como arquetipo en ingeniería sismica, provocada por la propagación vertical de una onda SH. Un suelo (Fig. 8) sometido en reposo a una tensión vertical efectiva σ'_0 y a una horizontal $K_0\sigma'_0$ (K_0 es llamado coeficiente de empuje al reposo) sufre la aplicación de una tensión tangencial τ que provoca desplazamientos alternativos de valor Δu para un elemento de altura Δh . Esto es, introduce una deformación de corte:

$$\gamma = \frac{\Delta u}{\Delta h} \quad [16]$$

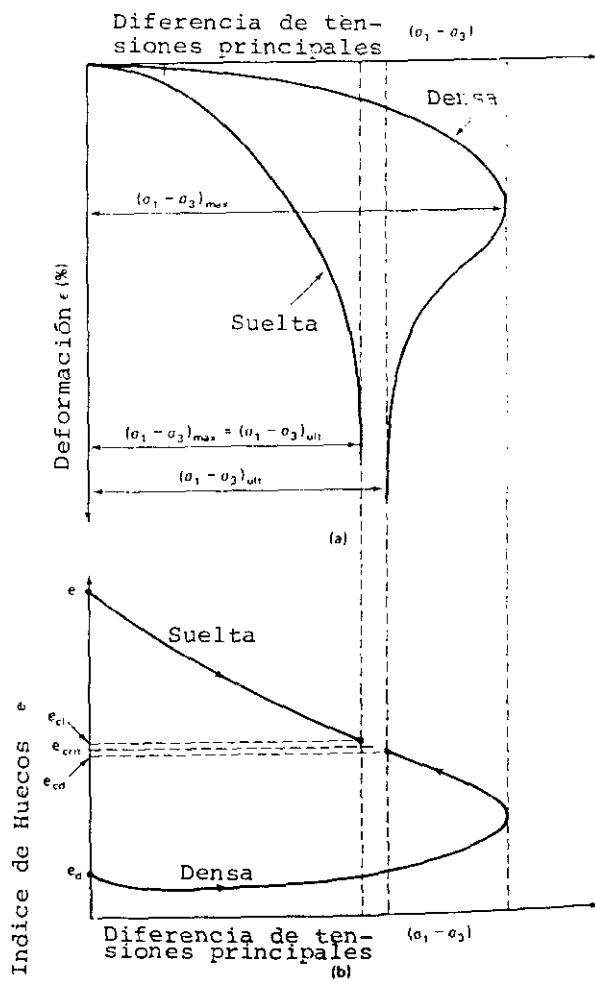


Figura 7.—Esquema de las deformaciones en suelos arenosos.

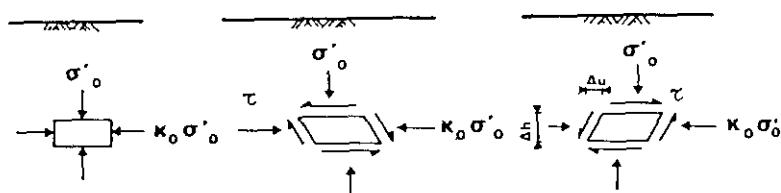


Figura 8.—Efecto de ondas SH propagándose en dirección vertical.

Los resultados experimentales que se obtienen se representan en la figura 9, donde 9a recoge un ciclo centrado en el origen y 9b ciclos generales. Como puede observarse, la asimilación a un comportamiento elástico es problemática y, en cualquier caso, el valor del módulo de rigidez G adecuado depende de la amplitud de la deformación. La forma de lazo de histéresis revela, además, una pérdida de energía por amortiguamiento interno que el modelo elástico es incapaz de incorporar. Por ello, se han propuesto modelos viscoelásticos lineales y modelos no lineales generales cuando no es posible evitar las grandes deformaciones.

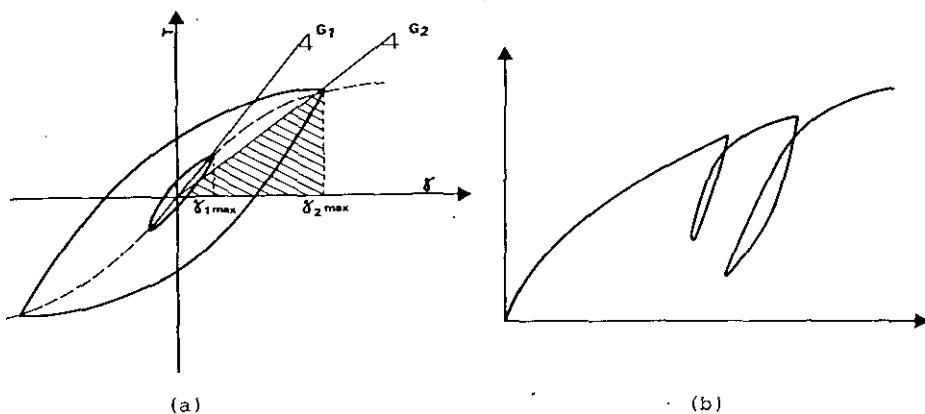


Figura 9.—Resultados obtenidos para el caso de la figura 8: a) ciclo centrado en el origen, b) ciclos generales.

Existen también ensayos dinámicos específicos como los basados en plataformas vibratorias (Fig. 10), cuyo movimiento se controla para simular un sismo, o la columna resonante en la que una probeta de suelo, maciza o anular, es sometida a vibraciones de torsión.

Los ensayos, modelos y propiedades adecuadas a cada caso están relacionadas según se indicó más arriba con la magnitud de la deformación. La tabla III recoge algunas indicaciones al respecto. En ella, se han incluido también algunos ensayos de campo, que resultan imprescindibles cuando no se puede conseguir la deseable inalterabilidad de las probetas durante su toma y posterior traslado al laboratorio.

En todos los casos uno de los fenómenos más interesantes que se descubren es el acoplamiento entre las deformaciones volumétricas y las tensiones trangenciales (Fig. 7) que conduce, en el caso de ensayos sin drenaje, al crecimiento de las presiones neutras. En efecto, considérese el caso de arenas flojas; la deformación de corte provoca una tendencia a la densificación impidiida por el fluido que, por la condición de ensayo sin drenaje, no puede escapar.

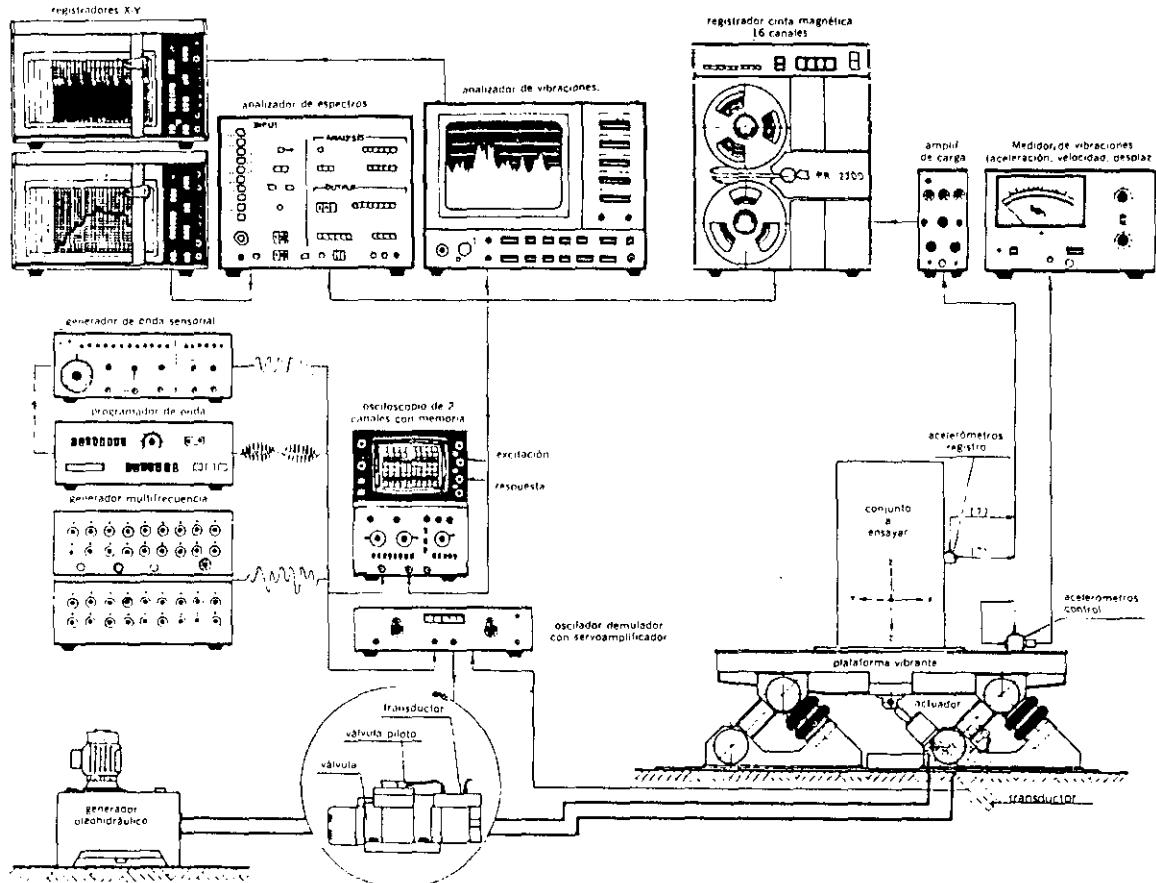


Figura 10.—Instalación de ensayo en mesa vibrante (Urbar, 1978).

TABLA III

	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
MÉTODO DE CALCULO	LINEAL	LINEAL EQUIVALENTE		INTEGRACION PASO A PASO		
LEY DE COMPORT.	MODELO ELÁSTICO LINEAL	MODELO VISCOELÁSTICO LINEAL MODELOS HISTERÉTICOS		LEYES INCREMENTALES (RAMBERG-OSGOOD, ETC.)		
PROPIEDAD TIPO	RIGIDEZ $G_0 \rightarrow$	RIGIDEZ G_0 ; DISIPACIÓN ζ	DEFORMACIONES PERMANENTES	RESISTENCIA, ESTABILIDAD		
FENÓMENOS TÍPICOS	VIBRACIONES PROVOCADAS POR MAQUINAS	TERREMOTOS		EXPLOSIONES		
ENSAYOS DE LABORATORIO	COLUMNA RESONANTE (PROBETAS MACIZAS) ... COLUMNA RESONANTE (PROBETAS HUECAS)	TRIAXIAL CÍCLICO CORTE CÍCLICO PLATAFORMA VIBRANTE				
ENSAYOS DE CAMPO	PROSP. GEOF. VIBR. SUP. PLACA CARGA	ENSAYO CILINDRICO «IN SITU» (CIST)	UP-HOLE; SOWN-HOLE; CROSS-HOLE			
	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}

En consecuencia, la presión neutra aumenta y, a tensión total constante, la efectiva disminuye, lo que implica una disminución a su vez de la resistencia al corte y la posible aparición del fenómeno de licuación del que se hablará más abajo.

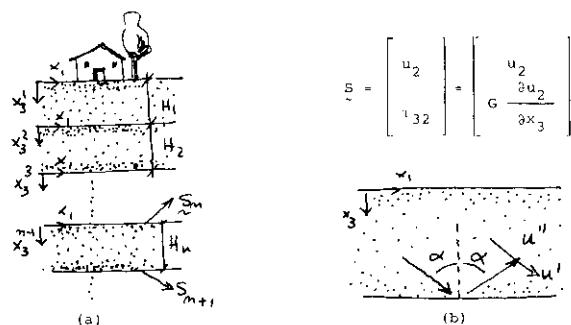


Figura 11.—Propagación de ondas S en estratos de diferentes propiedades elásticas.

4. APLICACION DEL MODELO ESTADISTICO. RESPUESTA DE ESTRATOS

Una de las aplicaciones más útiles del modelo elástico se refiere a la respuesta de terrenos estratificados y permite comprender el problema de amplificación de la solicitud, que fue tomado como ejemplo motivador para iniciar este capítulo. La situación se resume en la figura 11, donde se observa la existencia de una serie de estratos de diferentes propiedades elásticas, en los que se pretende estudiar la propagación de ondas S.

En un cierto estrato (Fig. 11b) el movimiento es la superposición de otros dos, el incidente y el reflejado, del tipo:

$$\begin{aligned} u &= u' + u'' \\ u' &= A' e^{ik(x_1 \operatorname{sen} \alpha + x_3 \cos \alpha - C_s t)} \\ u'' &= A'' e^{ik(x_1 \operatorname{sen} \alpha - x_3 \cos \alpha - C_s t)} \\ \omega &= k C_s \end{aligned} \quad [17]$$

Si se define un vector de estado S representativo del desplazamiento y las tensiones tangenciales en cada interfase es posible, estableciendo las condiciones de equilibrio y compatibilidad en cada una de ellas, conseguir una relación de recurrencia

$$S_{n+1}(x_3^{n+1}) = \begin{bmatrix} \cos s_n H_n & \frac{i}{G_n S_n} \operatorname{sen} s_n H_n \\ i G_n s_n \operatorname{sen} s_n H_n & \cos s_n H_n \end{bmatrix} S_n(x_3^n) \quad [18]$$

$$s_n = k_n \cos \alpha$$

que relacione el vector de estado de cada interfase con el de la anterior. Thomson (1950) y Haskell (1953, 1960, 1962) propusieron realizar el producto:

$$\mathbf{S}_n(x_3^n) = \mathbf{G}_n \mathbf{G}_{n-1} \mathbf{G}_{n-2} \cdots \mathbf{G}_1 \mathbf{S}_1(1) = \mathbf{T} \mathbf{S}_1 \quad [19]$$

donde T es la llamada matriz de transferencia del estrato para conseguir relacionar el estado S_1 de la superficie libre con el correspondiente a cualquier profundidad o viceversa.

Un caso particular muy interesante es el correspondiente a ondas SH propagándose en dirección vertical, en cuyo caso:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \kappa &= k \cos \alpha = \frac{\omega}{C} \\ \mathbf{G} &= \left[\begin{array}{cc} \cos \omega \frac{H}{C_s} & \frac{iC_s}{G\omega} \sin \omega \frac{H}{C_s} \\ iG \frac{\omega}{C_s} \sin \omega \frac{H}{C_s} & \cos \omega \frac{H}{C_s} \end{array} \right] \end{aligned} \quad [20]$$

En el caso específico de un estrato sobre fondo rocoso (Fig. 12) se obtiene inmediatamente:

$$u(H) = \cos \omega \frac{H}{C_s} u(0) \quad [21]$$

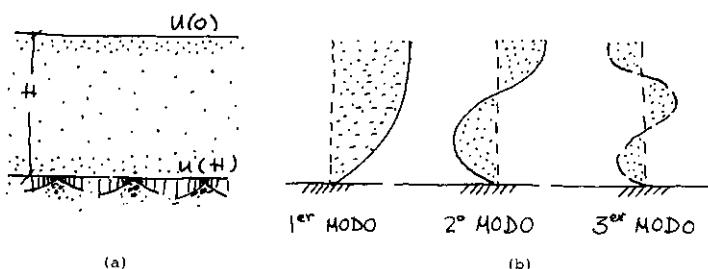


Figura 12.—Ondas SH propagándose verticalmente en un estrato sobre fondo rocoso.

Esta fórmula permitiría, conociendo $u(0)$ su deconvolución para cada frecuencia a la profundidad H , lo que es del mayor interés en la mayoría

de los métodos de cálculo de estructuras. Se puede además estudiar el caso de vibraciones libres del estrato.

$$\cos \omega \frac{H}{C_s} = 0 \rightarrow \frac{\omega H}{C_s} = (2n-1) \frac{\pi}{2}$$

$$n = 1, 2, \dots \quad [22]$$

Es decir:

$$T_n = \frac{4H}{(2n-1)C_s}$$

$$n = 1, 2, \dots \quad [23]$$

$$u(x) = \cos \left[(2n-1) \frac{\pi}{2} \frac{x}{H} \right] u(0)$$

Los 3 primeros modos se encuentran representados en la figura 12b y es fácil ver que se presentan puntos de movimiento nulo a profundidades:

$$Z = (2n-1) \frac{C_s}{4f}$$

$$u(z) = 0$$

donde f es la frecuencia del modo. Ello es del mayor interés para comprobar la validez de movimientos simulados a partir de espectros medios de diseño, ya que su uso indiscriminado puede conducir a la aceptación de movimientos incompatibles con la naturaleza del terreno.

La figura 13 recoge la función de transferencia de un estrato de 20 m de potencia, una celeridad $C_s = 200 \text{ m/s}$ y una densidad $\rho = 2.000 \text{ kg/m}^3$ situado sobre un semiespacio de $C_s = 1.500 \text{ m/s}$ y $\rho = 2.400 \text{ kg/m}^3$. El movimiento en superficie puede compararse con el de la interfase:

$$u_A = T u_B \quad \left(T = \frac{2A_1}{A_1 + A_2} \right) \quad [24]$$

o bien con el correspondiente a un afloramiento rocoso real o imaginario B' :

$$u_A = T^* u_{B'} \quad \left(T^* = \frac{2A_1}{2A_2} \right) \quad [25]$$

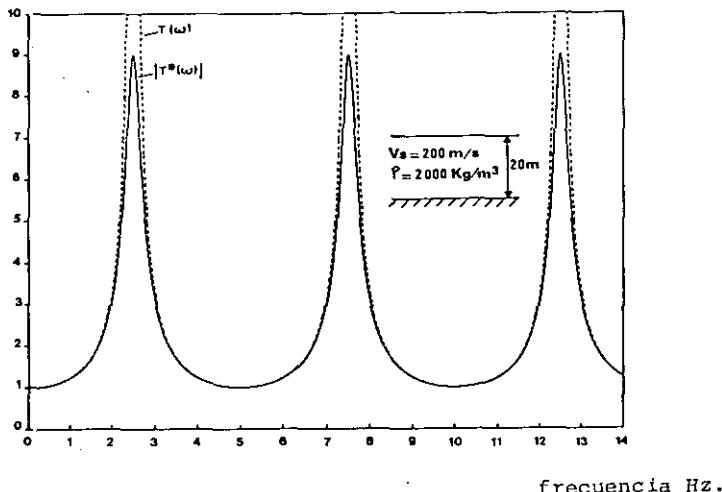


Figura 13.—Función de transferencia de un estrato de 20 m de potencias, velocidad $c_s = 200 \text{ m/s}$ y densidad $\rho = 2.000 \text{ kg/m}^3$, sobre un semiespacio de $c_s = 1.500 \text{ m/s}$ y $\rho = 2.400 \text{ kg/m}^3$.

En el primer caso se presentan picos infinitos correspondientes a la frecuencia propia del estrato, mientras que ello no sucede en el segundo caso, al faltar la onda transmitida por el estrato suprayacente. Ambos métodos de representación son igualmente útiles para la deconvolución de registros dados en superficie, según se especificará a continuación.

5. EL MODELO VISCOELASTICO LINEAL

La existencia de lazos de histéresis en un modelo lineal con amortiguamiento favorece la idea del tratamiento de suelos reales con unas propiedades equivalentes.

La ley de comportamiento que se utiliza habitualmente en la práctica corresponde al llamado material de Kelvin-Voight, definido por la ley:

$$\sigma_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2G e_{ij} + \lambda^* \dot{\theta} \delta_{ij} + 2G^* \dot{e}_{ij} \quad [26]$$

que, como puede observarse, es una generalización de la ley de Hooke a la que se han añadido dos nuevos parámetros λ^* y G^* que tienen en cuenta la influencia de las velocidades de deformación volumétrica $\dot{\theta}$ y tangencial \dot{e}_{ij} respectivamente. Obsérvese que la ley ha sido escrita en tensiones totales, pues, como se advirtió más arriba, se supone el proceso lo suficientemente rápido como para que puedan considerarse situaciones sin drenaje, en cuyo caso es posible el citado tratamiento.

Si se estudia la propagación de ondas SH según x_1 se obtiene:

$$G \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + G^* \frac{\partial^3 u_2}{\partial x_1^2 \partial t} = \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \quad [27]$$

Si

$$u_2 = A e^{ik(Ct - x_1)} \quad [28]$$

se sigue:

$$k^2(G + i\omega G^*) = \rho \omega^2 \quad [29]$$

es decir, una velocidad de propagación:

$$C^2 = \frac{G + i\omega G^*}{\rho} \quad [30]$$

Puede observarse que existe dispersión debido a la aparición de ω en [30]. El significado físico de una velocidad compleja se obtiene al sustituir en [28]:

$$\begin{aligned} u_2 &= e^{-\alpha x_1} [A e^{i(\omega t - \kappa x_1)}] \\ \alpha^2 &= \frac{\rho G \omega^2}{2[G^2 + (\omega G^*)^2]} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\omega G^*}{G} \right)^2} - 1 \right] \\ \kappa^2 &= \frac{\rho G \omega^2}{2[G^2 + (\omega G^*)^2]} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\omega G^*}{G} \right)^2} + 1 \right] \end{aligned} \quad [31]$$

observándose que se trata de una onda modulada por el coeficiente de atenuación α .

Para ver la forma de determinar los coeficientes, lo más conveniente es estudiar las oscilaciones de torsión de una columna de suelo de longitud L y sección transversal circular con momento de inercia del área de valor I_p .

Si la columna se fija en un extremo y en el otro se coloca un volante de momento de inercia J , la ecuación de las oscilaciones libres es:

$$\text{Medio elástico: } J\ddot{\theta} + \frac{GI_p}{L}\theta = 0.$$

$$\text{Medio viscoelástico: } J\ddot{\theta} + \frac{I_p}{L}(G\theta + G^*\theta) = 0 \quad [32]$$

es decir:

$$\ddot{\theta} + \frac{G^* I_p}{JL} \dot{\theta} + \frac{GI_p}{JL} \theta = 0 \quad [33]$$

donde θ es el ángulo girado por el volante y se ha despreciado el momento de inercia del pilar en comparación con el del volante.

Como puede observarse, se trata de una ecuación semejante a la de un sistema con un grado de libertad en la que pueden identificarse la pulsación (o frecuencia angular) ω y el índice de amortiguamiento ζ :

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \frac{GI_p}{JL} \\ 2\zeta\omega &= \frac{G^* I_p}{JL} \end{aligned} \quad [34]$$

es posible así obtener una relación directa entre el índice de amortiguamiento del material y sus módulos G y G^* :

$$2\zeta = \frac{\omega G^*}{G} \quad [35]$$

Se dispone de resultados que han sido tabulados principalmente por Hardin, Richart, Drnevitch y Seed sobre las propiedades de suelos cohesivos y arenas.

En arenas se admite la fórmula de Hardin y Richart para expresar el módulo de rigidez:

$$G(psi) = \frac{2630(2,17 - e)^2}{1+e} \sqrt{\sigma'_0(psi)} \quad [36]$$

donde e es el índice de huecos y σ'_0 es el valor de la tensión media efectiva a la profundidad en que se esté estudiando el suelo.

La figura 14 recoge el coeficiente K y el índice de amortiguamiento en porcentaje propuestos por Seed. El módulo de rigidez se define como:

$$G = 1000 K \sqrt{\sigma'_0} \quad [37]$$

y las curvas corresponden a diferentes valores de la densidad relativa.

En los suelos cohesivos es usual utilizar la fórmula de Hardin y Drnevich, que depende del índice de huecos e , la tensión media efectiva σ'_0

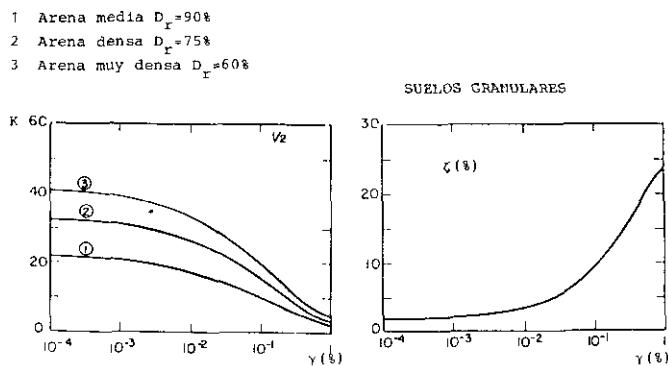


Figura 14.—Coeficiente K para distintos terrenos e índice de amortiguamiento, propuesto por Seed.

y el factor de preconsolidación (overconsolidation ratio) OCR. En un suelo, este factor representa la relación entre la tensión vertical a que se encuentra sometido el suelo en el momento escogido para el estudio y la mayor tensión a que se encontró sometido durante su proceso de formación:

$$\text{OCR} = \frac{\sigma_v}{\sigma_{v_{\max}}} \quad [38]$$

Su determinación se consigue a partir del ensayo edométrico, y cuando $\text{OCR} = 1$ se dice que el suelo está normalmente consolidado.

La relación de Hardin y Drnevich es:

$$G = \frac{G_{\max}}{1 + \frac{\gamma}{\gamma_r}} \quad [39]$$

donde:

$$G_{\max} = 1230 \frac{(2,973 - e)^2}{1 + e} (\text{OCR})^k \sqrt{\sigma'_0}$$

$$\gamma_r = 100 \frac{\tau_{\max}}{G_{\max}} \quad [40]$$

y τ_{\max} se obtiene aplicando la ley de Mohr-Coulomb.

Esto es, para un suelo con ángulo de rozamiento interno efectivo ϕ' y una cohesión C' :

$$\tau_{\max} = \sqrt{\left(\frac{1+K_0}{2}\sigma'_v \sin \phi' + C' \cos \phi'\right)^2 - \left(\frac{1-K_0}{2}\sigma'_v\right)^2} \quad [41]$$

donde K_0 es el coeficiente de empuje al reposo.

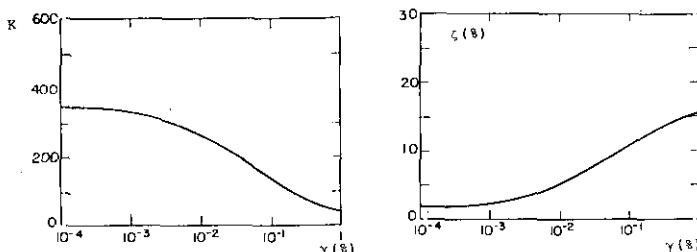
Los valores del exponente k del factor OCR se obtienen en función del llamado índice de plasticidad PI del suelo, que se define como la diferencia de humedades entre dos situaciones límites del suelo: el comportamiento como fluido viscoso y el comportamiento como sólido frágil. Así:

PI	k	[42]
0	0	
20	0,18	
40	0,30	
60	0,41	
80	0,48	
≥ 100	0,50	

Por su parte, la figura 15 representa los valores recomendados por Seed e Idriss para G y ζ . El módulo de rigidez G se define como:

$$G = K S_u$$

donde S_u es la llamada resistencia al corte sin drenaje del suelo, que puede obtenerse como el radio del círculo de Mohr representativo de un ensayo de compresión simple suficientemente rápido para evitar el drenaje.



SUELOS COHESIVOS

Figura 15.—Valores del módulo de rigidez G y del índice de amortiguamiento recomendados por Seed e Idriss.

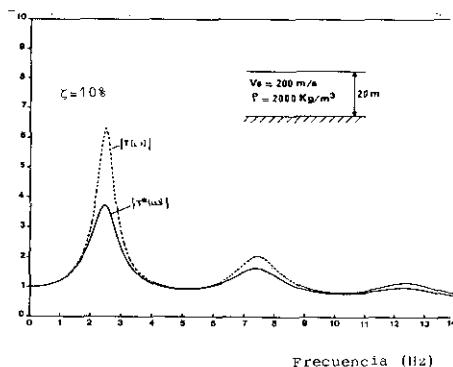


Figura 16.—Función de transferencia para el mismo caso presentado en la figura 13, pero con un amortiguamiento en el estrato del 10 por 100.

El medio viscoelástico lineal permite estudiar, por ejemplo, el caso de un estrato por el método de Thomson-Haskell sin más que sustituir el valor del módulo de rigidez elástico G por el viscoelástico $G + i\omega G^*$. El mismo ejemplo presentado en la figura 13 puede verse ahora en la figura 16 cuando se supone que el amortiguamiento del estrato tiene un valor del 10 por 100.

El método general de cálculo del movimiento sísmico en superficie viene bosquejado en la figura 17.

a) Es el acelerograma de proyecto especificado en la interfase y definido en el dominio del tiempo. Una transformación de Fourier permite calcular el espectro del movimiento b). Por su parte, c) representa la función de transferencia del estrato calculada previamente en el dominio de la frecuencia de modo que el producto de b) por c) conduce al espectro de Fourier d) del movimiento en superficie que se desea. Por consiguiente, una transformación inversa permite obtener la historia en el tiempo (e).

Para realizar las operaciones anteriores se tropieza con un inconveniente: los valores de G y ζ dependen de la deformación γ y son, por tanto, diferentes a cada profundidad. Para solventar la nolinealidad del problema y aprovechar las ventajas del método de respuesta en frecuencia, Seed y Lysmer han puesto a punto lo que llaman método viscoelástico equivalente. El estrato se subdivide en subestratos, cuyos centros se consideran representativos del estado en dicho subestrato, y las propiedades G y ζ se ajustan por aproximaciones sucesivas hasta que en cada subestrato son congruentes con la correspondiente deformación γ . El método es aplicado de forma habitual en la práctica, y sus limitaciones serán comentadas más adelante.

Cuando se precisa trabajar en general con los dos parámetros G^* y λ^* se recurre a la hipótesis de Quimby (1925):

$$\frac{\lambda}{\lambda^*} = \frac{G}{G^*} \quad [44]$$

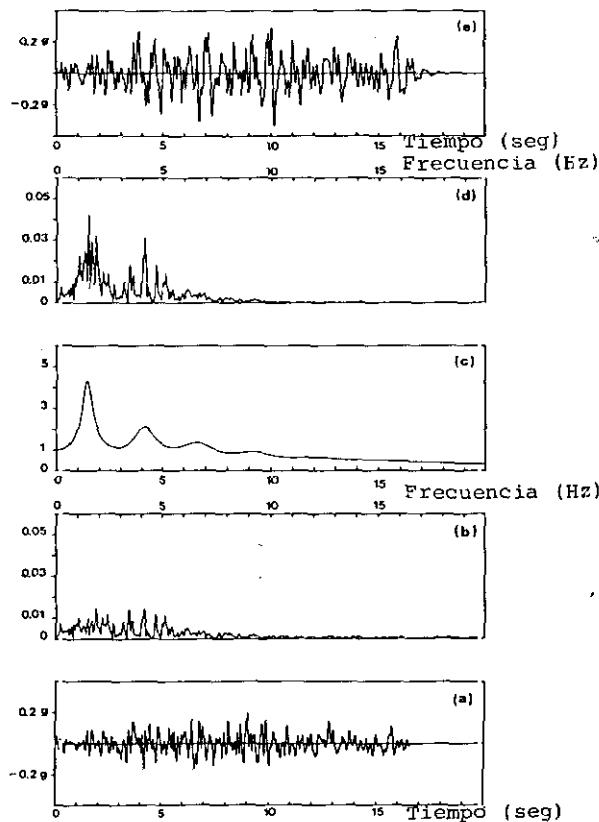


Figura 17.—Método de cálculo del movimiento sismico en superficie.

que equivale, evidentemente, a la igualdad de los coeficientes de Poisson:

$$\nu = \nu^* \quad [45]$$

6. EL MODELO HISTERETICO. RESPUESTA DEL SEMIESPACIO ESTRATIFICADO

Según se ha visto en el apartado anterior, la relación entre el índice de amortiguamiento, ζ , y los módulos de rigidez elástico, G , y viscoelástico, G^* , es:

$$2\zeta = \frac{\omega G^*}{G} \quad [46]$$

Esta dependencia hace imprescindible el trabajo en frecuencia, e indica que el índice de amortiguamiento crece proporcionalmente a aquélla. En la realidad se observa justamente lo contrario; el índice de amortiguamiento decrece lentamente con la frecuencia o, como primera aproximación, permanece prácticamente constante en amplias gamas de valores.

Por ello, Knopoff propuso para el tratamiento de medios rocosos un índice de amortiguamiento constante, o amortiguamiento histerético, que, desde el punto de vista matemático, se consigue sustituyendo en las fórmulas anteriores las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}\omega G^* &= G^0 \\ \omega \lambda^* &= \lambda^0\end{aligned}\quad [47]$$

o bien,

$$\begin{aligned}G^* &= \frac{G^0}{\omega} \\ \lambda^* &= \frac{\lambda^0}{\omega}\end{aligned}\quad [48]$$

En ocasiones se utiliza un modelo mecánico simple para imaginar el comportamiento de este medio. Imaginense un sistema formado por un muelle de rigidez k , en paralelo con un amortiguador de constante c y una masa m sometida a una carga oscilante Pe^{iat} .

La fuerza en el sistema muelle amortiguador es:

$$2\zeta\omega\dot{x} + \omega^2 x = \frac{F}{m} e^{iat} \quad [49]$$

de modo que, para vibraciones forzadas:

$$\begin{aligned}x &= x_0 e^{iat} \\ \dot{x} &= i\alpha x_0 e^{iat}\end{aligned}\quad [50]$$

se cumple:

$$(\omega^2 + i2\zeta\omega\alpha)x_0 = \frac{F}{m} \quad [51]$$

Puesto que la carga se descompone en el dominio de la frecuencia y a cada una de éstas se le hace corresponder las propiedades k , ζ , adecuadas, se cumple $\alpha = \omega$, es decir, el trabajo en resonancia y:

$$(1 + i2\zeta)\frac{k}{m}x_0 = \frac{F}{m} \quad [52]$$

que muestra claramente una relación de rigidez:

$$\begin{aligned} F &= \mathcal{K} x_0 \\ \mathcal{K} &= k(1 + i2\zeta) \end{aligned} \quad [53]$$

con una rigidez compleja que sustituye el modelo citado. En el caso viscoso, la fórmula correspondiente es:

$$\mathcal{G} = G \left(1 + i \frac{\omega G^*}{G} \right) = G + i\omega G^* \quad [54]$$

y en el modelo histerético de Knopoff:

$$\mathcal{G}^0 = G + iG^0 \quad [55]$$

Como se observa, formalmente el tratamiento del modelo histerético se consigue sin más que utilizar un módulo complejo, y ello se utiliza con ventaja en algunos métodos de cálculo.

Un ejemplo interesante, según se ve en otro capítulo de esta obra, se presenta en los estudios de interacción terreno-estructura. Una parte del problema consiste en el estudio de las fuerzas que se desarrollan en la interfase de una zapata rígida con el semiespacio representativo del terreno, cuando aquélla se mueve en forma armónica en direcciones vertical, horizontal de giro, de torsión, etc., con desplazamientos de amplitud unidad. El resultado es una «rigidez equivalente» del terreno para cada movimiento, que permite su incorporación al modelo de la estructura. Desde el punto de vista de elasticidad se plantea un problema mixto donde se conocen las tensiones en la superficie libre y el desplazamiento en la interfase.

La solución se obtiene generalmente por métodos numéricos, entre los que cabe mencionar el llamado Método de los Elementos de Contorno donde se utiliza la identidad de Somigliana y la solución fundamental del problema elástico transformada en el dominio de la frecuencia, lo que permite introducir fácilmente la relación 55. En la figura 18 se representa el caso correspondiente a una situación encontrada en el edificio de la contención de una central nuclear española.

En 18a se encuentra la distribución de celeridades de ondas S en los cuatro primeros estratos, así como en el semiespacio situado bajo ellos, y en la 18b la discretización utilizada para simular el comportamiento a una frecuencia adimensional:

$$a_0 = \frac{\omega r}{C_s^1} = 1.4 \quad [56]$$

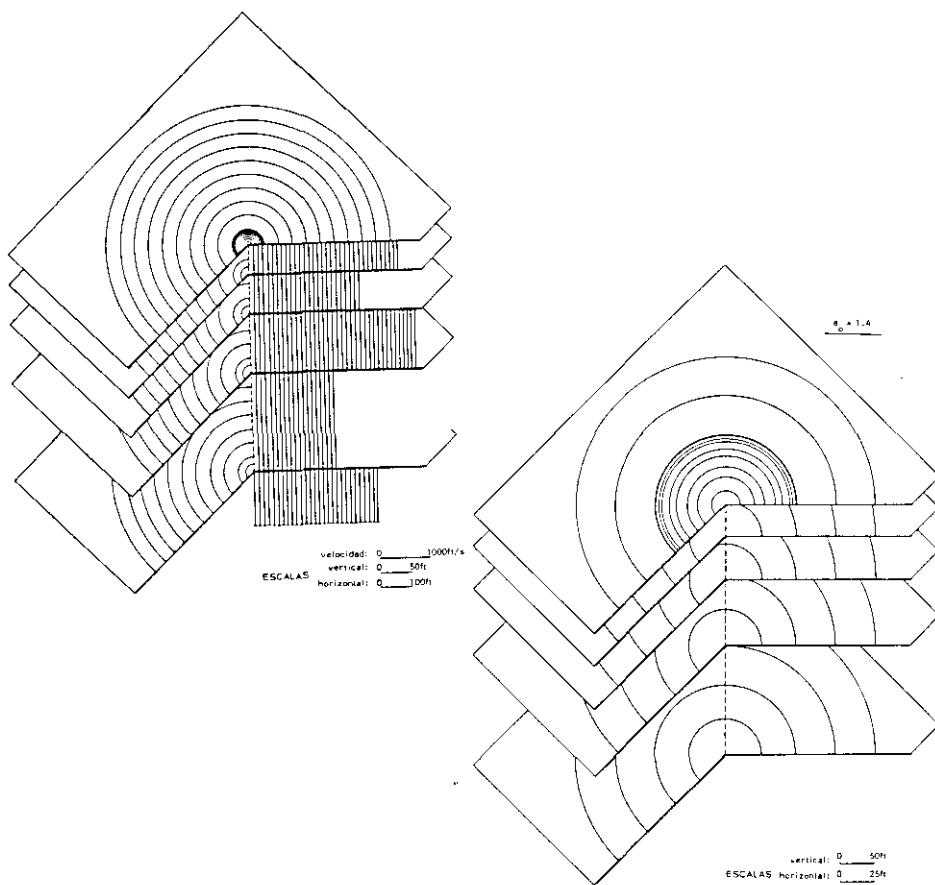


Figura 18.—Solución obtenida por el método de elementos de contorno para el edificio de contención de una central nuclear.

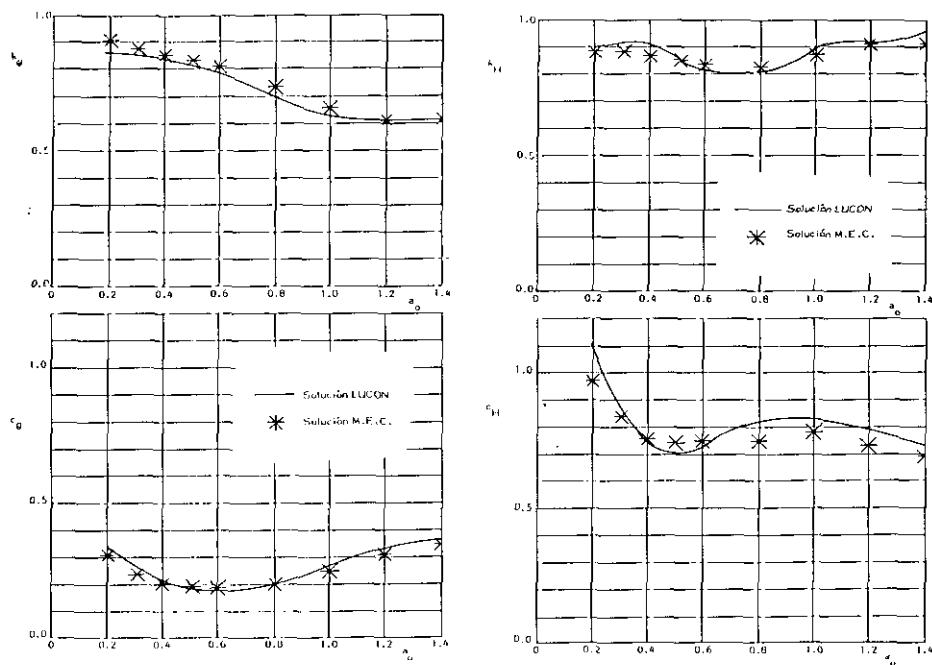
donde ω es la frecuencia de excitación, r el radio de la zapata y C_s^1 la celeridad en el primer estrato.

Dada la simetría de revolución de la geometría se utilizan elementos anulares, 8 para la interfase zapata-suelo, de tamaño variable.

En la figura 19 se representan los resultados obtenidos para la respuesta al giro y al desplazamiento horizontal, en forma adimensional respecto a la rigidez estática.

7. MODELOS NO LINEALES GENERALES. EJEMPLOS

Repetidamente se ha intentado representar el comportamiento del suelo con modelos no lineales más generales que incorporen las nociones de las



$$K = K_{st} (k + i a_0 c)$$

Figura 19.—Respuesta al giro y al desplazamiento horizontal.

teorías de plasticidad. El campo es inmenso y en activo desarrollo, por lo que aquí sólo es posible hacer un brevíssimo resumen.

Como es sabido, una teoría de plasticidad incremental se construye sobre tres conceptos:

- a) La superficie de plastificación.
- b) La regla de evolución de la plastificación o regla de flujo.
- c) La regla de rigidización.

La superficie de plastificación define la combinación de tensiones que, en su caso general, puede producir la plastificación, la regla de flujo relaciona el incremento de deformación plástica con el estado previo y con el incremento de tensión, y la regla de rigidización recoge la posible variación de la superficie de plastificación con el estado de tensiones. Se suelen manejar dos hipótesis para esta última, la llamada rigidización isótropa, en que toda la superficie crece o decrece simultáneamente, y la cinemática en la que la superficie se traslada. La figura 20 recoge la respuesta monodimensional esperable en ambos casos cuando se somete el material a un ensayo alternativo entre los límites σ^+ y σ^- tales que

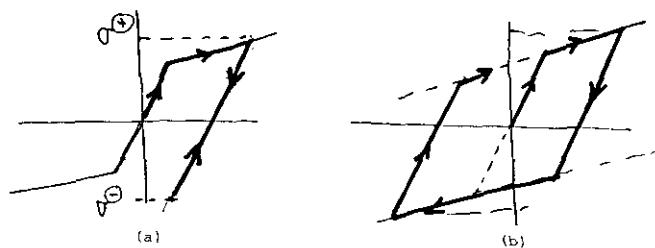


Figura 20.—Respuestas monodimensional de un material sometido a ensayo alternativo entre los límites $|\sigma^+|=|\sigma^-|$: a) para rigidización isótropa; b) para rigidización cinemática.

$|\sigma^+|=|\sigma^-|$. Como puede verse en a), una rigidización isótropa no permite reproducir ciclos, mientras que éstos sí son posibles con una rigidización cinemática. En el caso general esta última se expresa con un sistema:

$$\begin{aligned} f = F(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\alpha}) - k^n &= 0 \\ \dot{\boldsymbol{\alpha}} &= c\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \end{aligned} \quad [57]$$

$$H' = c + \frac{\partial k^n}{\partial \lambda} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{1}{\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}}}}$$

que expresa la superficie de plastificación F en función de la posición de su centro $\boldsymbol{\alpha}$ y de un parámetro de tamaño k que afecta al módulo de rigidización H .

Con objeto de generalizar las ideas anteriores, Mróz (1967) y Prevost (1978) han propuesto el uso de superficies anidadas móviles (Fig. 21) que permiten simular leyes muy complicadas a un coste computacional ciertamente elevado, lo que hace su uso limitado a trabajos de gran porte.

Dafalias (1980), por su parte, propone disponer tan sólo de dos superficies, entre las cuales interpola el valor de H' (Fig. 22) en la forma:

$$H'_m = H'_P \left(\frac{P}{m} \right)^x \quad m = 0, 1, \dots, P \quad [58]$$

$$H' = H'_R + \beta \left[\frac{\left(\frac{\delta}{\delta_0} \right)}{1 - \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right)} \right]^\gamma$$

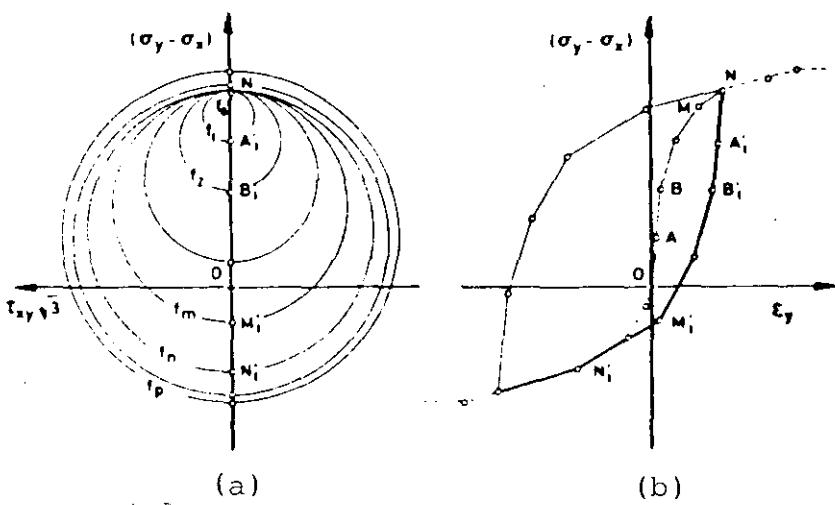
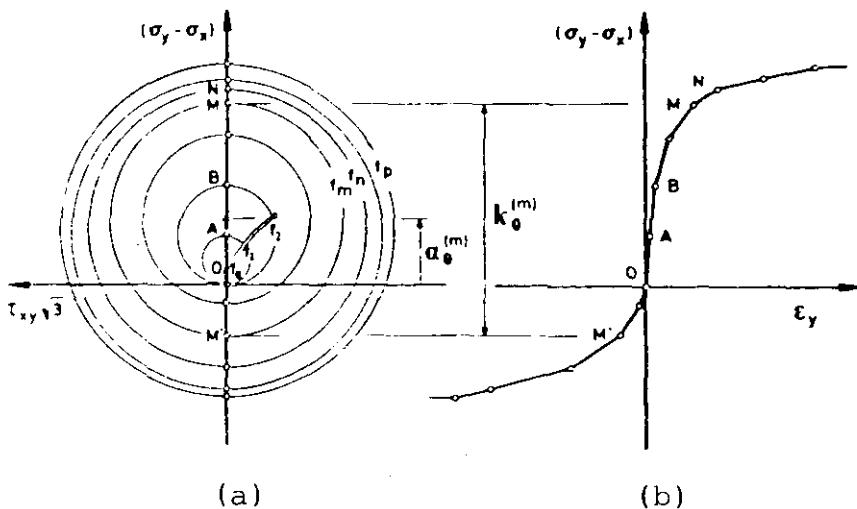


Figura 21.—Superficies anidadas móviles (Mróz, 1967, y Prevost, 1978).

La superficie interior representa el dominio elástico y la exterior la superficie última. La dirección del vector de deformación plástica se obtiene a través de la normal en el punto R , homólogo del P por definición, lo que permite obtener el valor δ . α , β y γ son constantes características del material. A veces el dominio elástico se puede reducir a un punto (Fig. 22b),

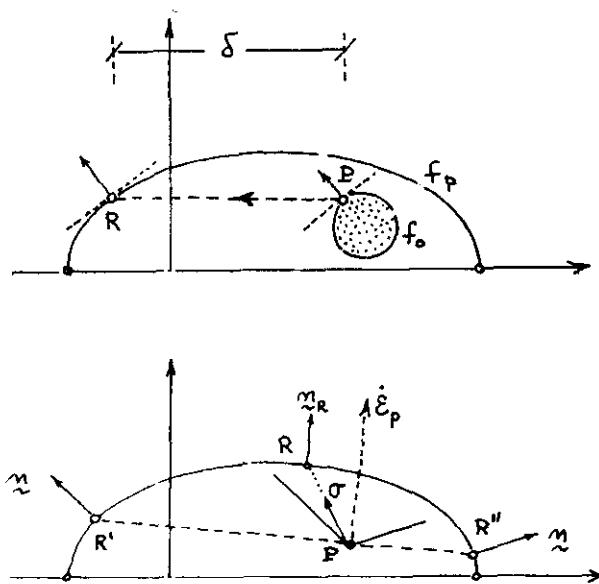


Figura 22.—Superficies anidadas (Dafalias, 1980).

pero entonces se pueden presentar indefiniciones para establecer el valor adecuado de $\dot{\varepsilon}^p$.

$$\dot{\varepsilon}^p = \frac{1}{H'} \mathbf{n}_R (\dot{\sigma} - \mathbf{n}_R) \quad [59]$$

Otro modelo utilizado con profusión es el viscoplástico. En él se combina la idea de superficie de plastificación con la resistencia proporcional a la velocidad de deformación, y ha sido muy estudiado por Malvern (1951), Sokolovki (1948), Perzyna (1966) y Nowacki (1974).

Para el caso de ondas en medios monodimensionales las ecuaciones relativas a la deformación γ , la velocidad de deformación v y la tensión tangencial desarrollada son:

$$\begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \gamma}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial \tau}{\partial x} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\rho & 0 \\ 1 & 0 & -\frac{1}{G} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \gamma}{\partial t} \\ \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial \tau}{\partial t} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\langle f \rangle \end{bmatrix} = 0 \quad [60]$$

donde:

$$\langle f \rangle = \mu \langle \phi \left(\frac{\tau}{\tau_e} - 1 \right) \rangle \operatorname{sign} \tau \quad [61]$$

siendo μ un coeficiente de viscosidad; τ_e la tensión de límite elástico, y ϕ , la función representativa de la superficie de plastificación. El corchete $\langle \rangle$ indica que el valor sólo debe considerarse cuando ϕ sea positiva.

La ecuación anterior responde al tipo de sistema:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{C} = 0 \quad [62]$$

que admite características de pendiente m , siempre que:

$$|\mathbf{A} - m\mathbf{B}| = 0 \quad [63]$$

En nuestro caso es fácil obtener:

$$m_1 = 0$$

$$m_2 = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad [64]$$

$$m_3 = -\sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

con lo que se pone de manifiesto la ventaja del modelo viscoplástico.

La figura 23 recoge una malla de características utilizada para calcular la respuesta de una barra con tres estratos de propiedades distintas. El procedimiento consiste en ir progresando a lo largo de los diferentes «diamantes» que se presentan en la malla (Fig. 23b) hasta obtener los valores en todos los puntos de la misma.

Si los valores de G dependen de la deformación, es relativamente sencillo interpolar en el interior de cada diamante (Fig. 24) para obtener el resultado ajustado a la situación en cada momento, pudiendo utilizarse modelos de tipo Ramberg-Osgood o similares con gran facilidad.

La figura 25 recoge un ejemplo estudiado por el método de las características. Más detalles pueden obtenerse en las referencias [23] y [24].

Cabe interrogarse sobre el grado de mejora que, a efectos prácticos, introducen estos métodos sobre los menos costosos del modelo viscoelástico equivalente descrito en apartados anteriores. La figura 26 recoge un ejemplo resuelto de ambas formas.

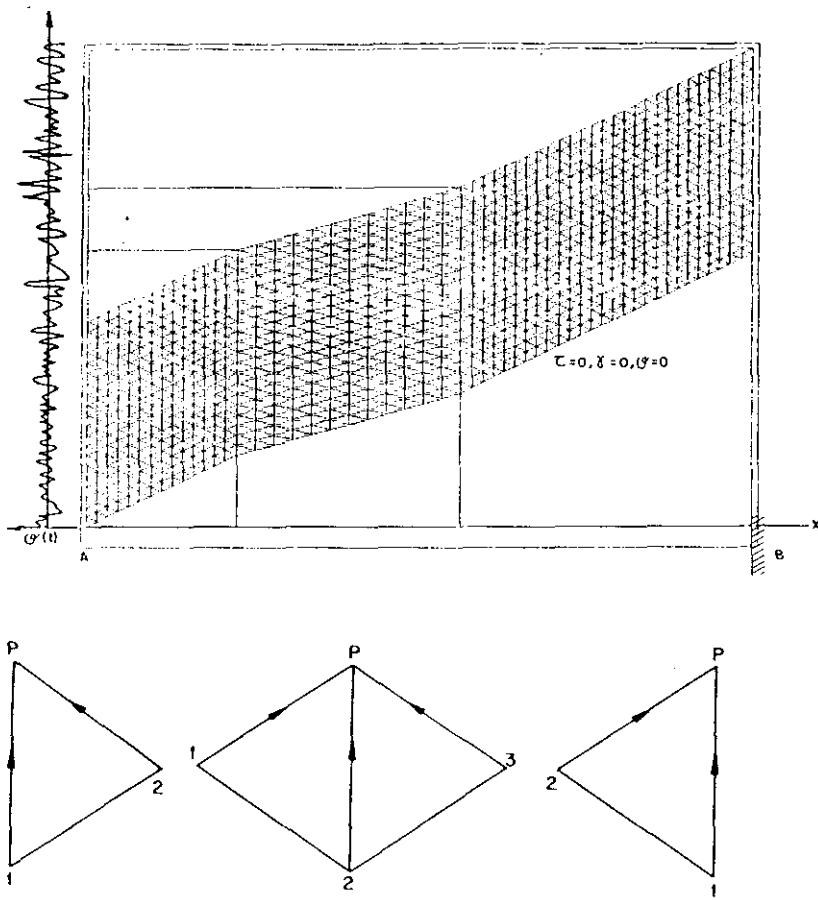


Figura 23.—Malla de características para calcular la respuesta de una barra con tres estratos distintos.

Los casos inferiores representan la respuesta a aceleraciones máximas del orden del 11 por 100 de g, mientras que los dos superiores responden a aceleraciones del 110 por 100 de g.

Como puede observarse, en ambos casos el modelo lineal equivalente filtra las altas frecuencias, pero mientras que a deformaciones bajas recoge relativamente bien los máximos y la respuesta cualitativa, para los valores altos da resultados totalmente erróneos. De ahí que se recomiende limitar el método equivalente a solicitudes de servicio relativamente bajas, lo cual es perfectamente plausible en las condiciones sísmicas de nuestro país por ejemplo, y tal como indica la tabla III, para solicitudes más graves debe recurirse a los métodos no lineales.

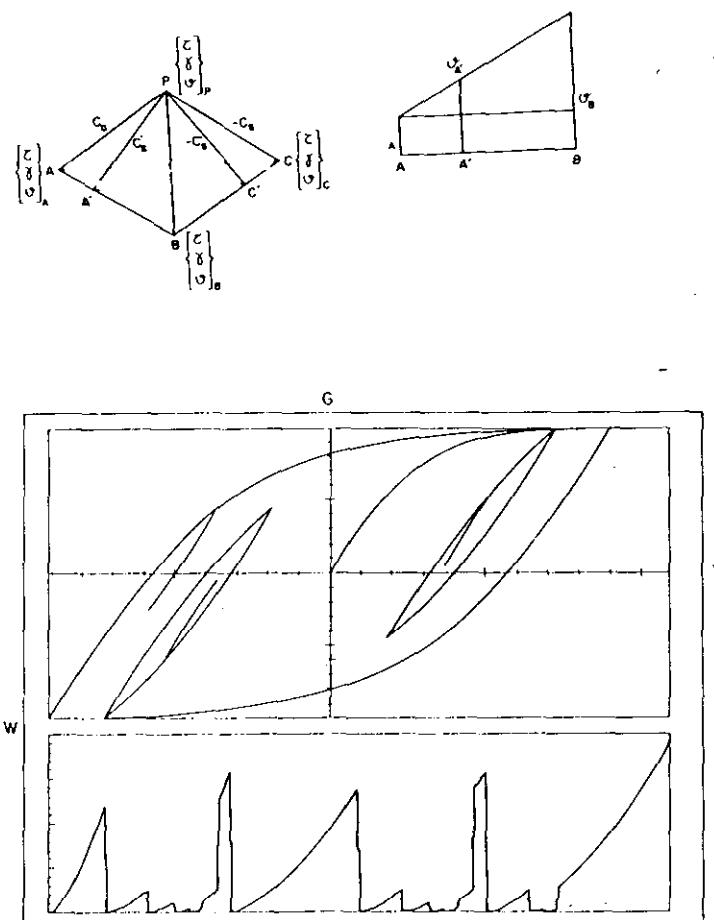


Figura 24.—Interpolación en el interior de cada diamante si G depende de la deformación.

8. LICUACION DE SUELOS

Uno de los problemas más espectaculares que ha debido afrontar la ingeniería sísmica es el reflejado en la figura 3 y que ha recibido el nombre de licuación o licuefacción de suelos. Los estudios más serios para interpretarlo se produjeron tras los terremotos de Niigata (1964) en Japón y Anchorage (1964) en Alaska, aunque el fenómeno era conocido de antiguo y todos los laboratorios de mecánica del suelo del mundo tienen preparada una demostración del tipo de la recogida en la figura 27 (Holtz y Kovacs). En 27a se representa una cuba llena de arena y sometida a un flujo de agua de abajo arriba. Puesto que las fuerzas por unidad de volumen son

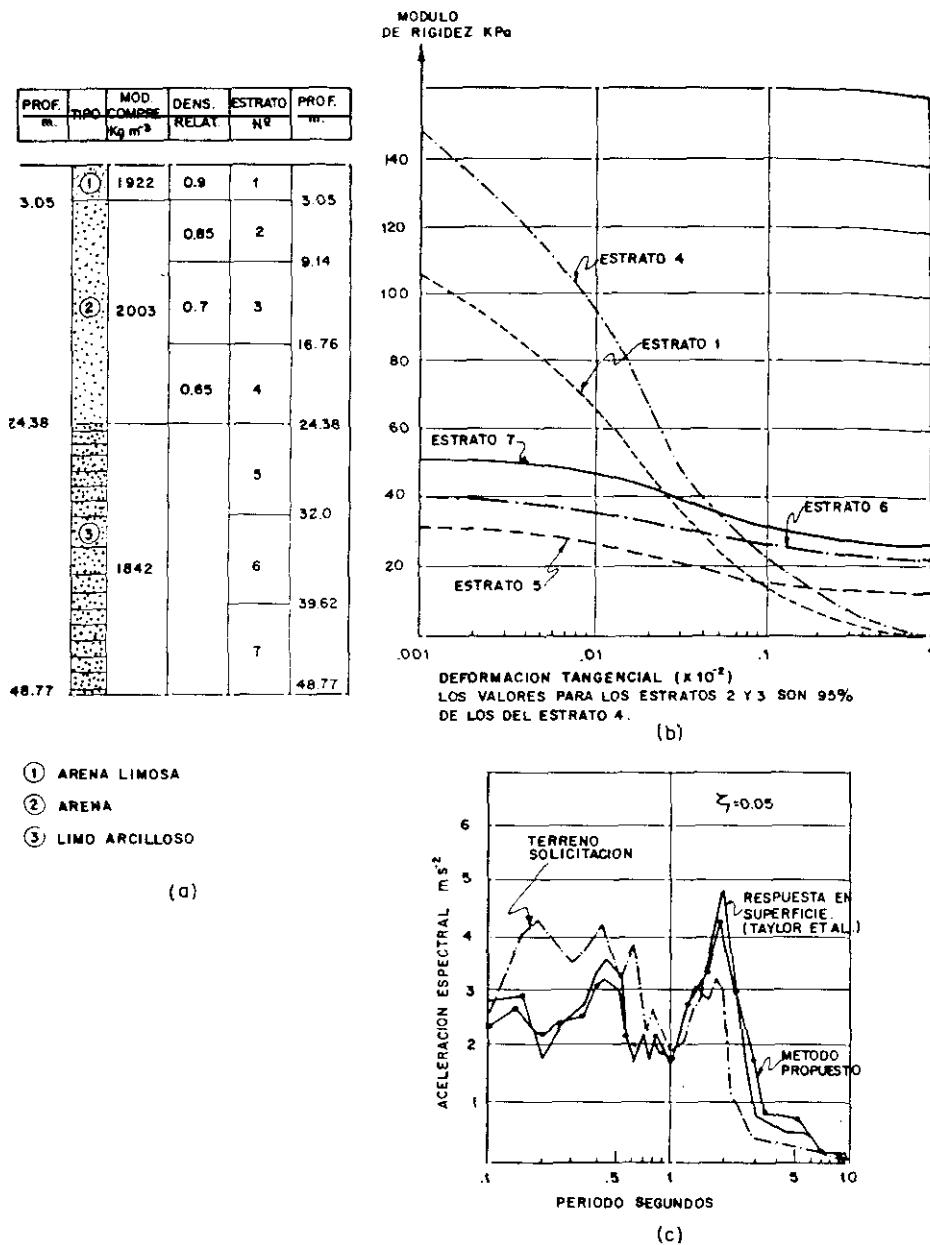


Figura 25.—Caso concreto estudiado por el método de las características.

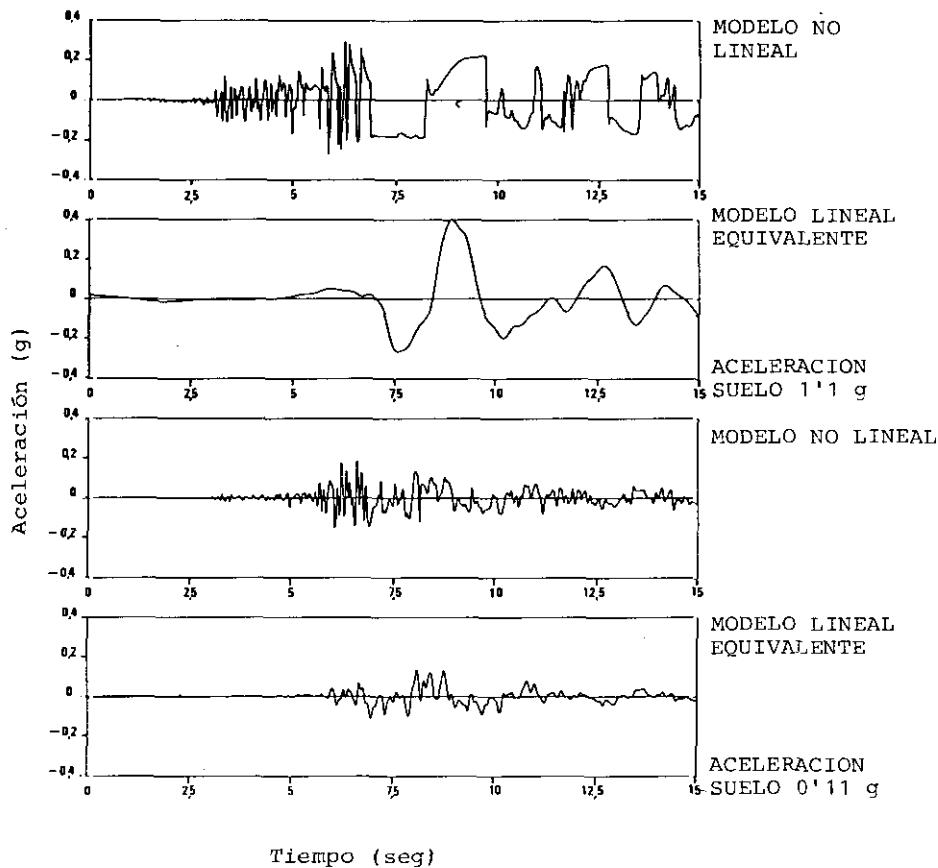


Figura 26.—Aceleraciones producidas en modelos lineales y no lineales.

una combinación del peso propio y el gradiente de presiones (ec. 13), es posible imaginar que en un determinado momento las tensiones totales quedan compensadas por las neutras, con lo que será posible, al anularse las tensiones efectivas responsables de la resistencia al corte, remover con una regla la masa de arena sin apenas esfuerzo.

En la figura 27b la situación es la contraria. Al abrir una llave de paso en el fondo de la cuba la dirección del flujo de agua se invierte, con lo que las tensiones totales y las neutras se suman, aumentando la tensión efectiva. Es difícil remover la barra de la posición en que quedó el estado anterior y se puede cargar el terreno con la pesa que aparece en la figura, que es soportada sin problemas. La resistencia al corte es apreciable. Se deja que el nivel freático descienda ligeramente bajo la superficie de la arena y se aplica una sacudida brusca (mediante un puñetazo en la figura 27c). Como la arena estaba muy suelta por efecto del estado 27a, la carga tiende a

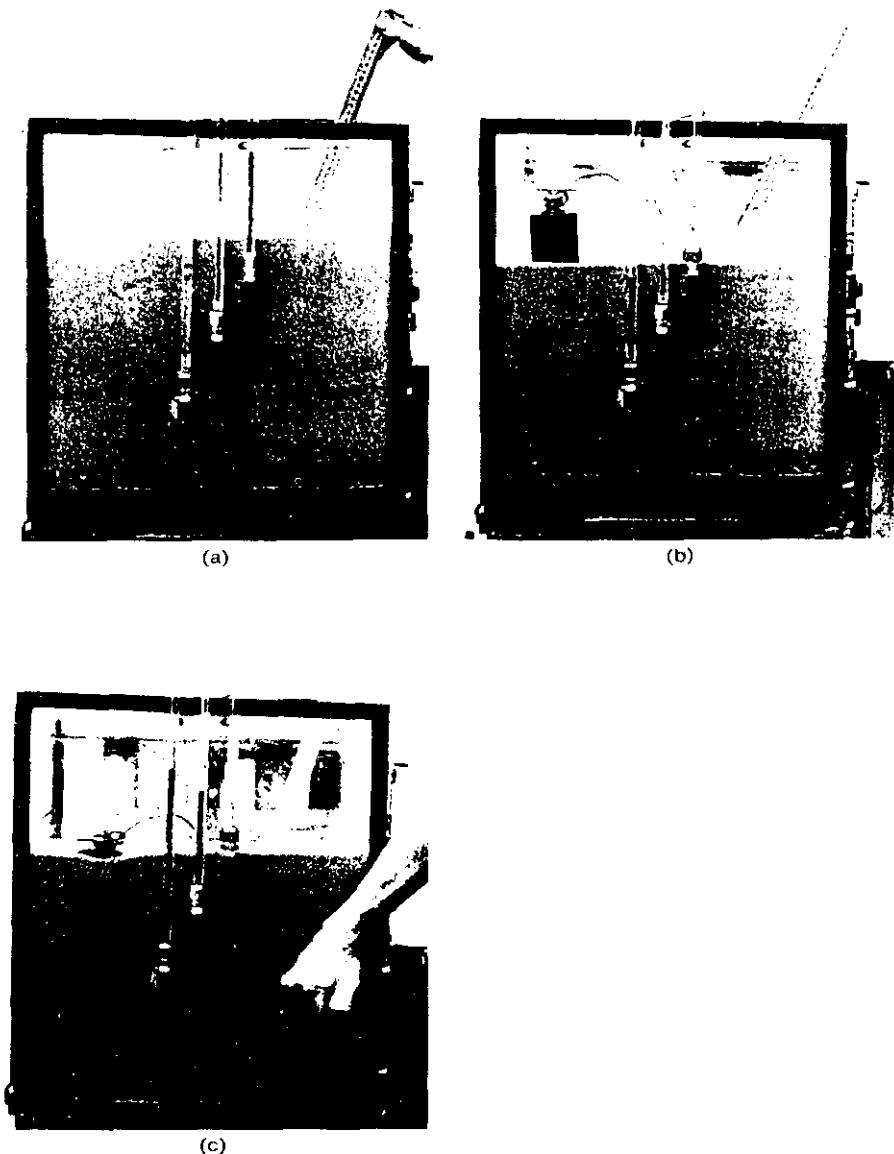


Figura 27.—Demostración en laboratorio del fenómeno de licuefacción (Holtz y Kovacs, 1981).

densificarla, pero, al ser muy rápida, aquélla no puede cambiar de volumen, lo que implica que la presión neutra aumenta y, a tensión total constante, la efectiva disminuye; con ello baja la resistencia al corte y se ve que la pesa se hunde en el terreno en forma semejante a lo sucedido con los

edificios de la figura 3. El nivel de agua en los piezómetros apoya el razonamiento anterior.

Evidentemente un fenómeno tan complejo no puede ser representado con los modelos en totales expuestos en páginas anteriores. Su modelado matemático es todavía una cuestión abierta sobre la que se harán algunos comentarios más abajo, pero la ineludibilidad del diseño ha conducido a preparar métodos simplificados basados en ensayos «ad hoc» en los que se ha distinguido la escuela de Berkeley dirigida por Seed.

Las figuras 28 y 29 recogen algunos resultados publicados por Seed y

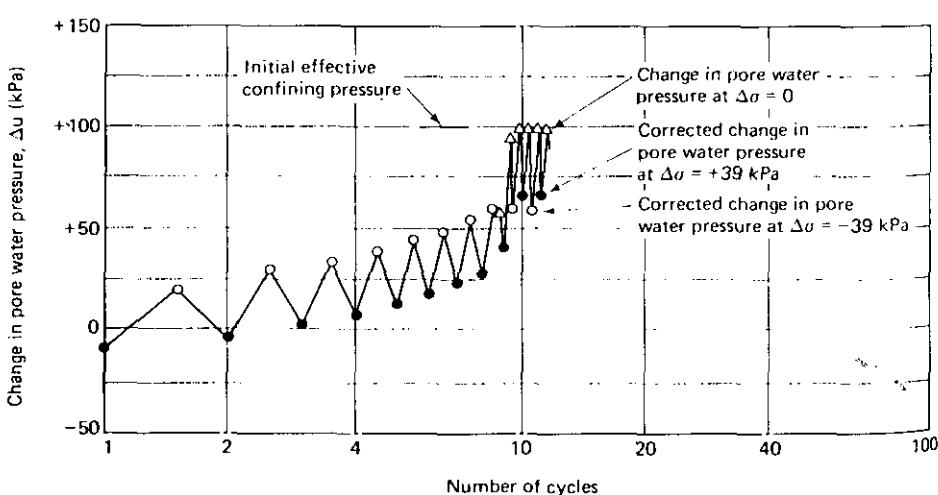
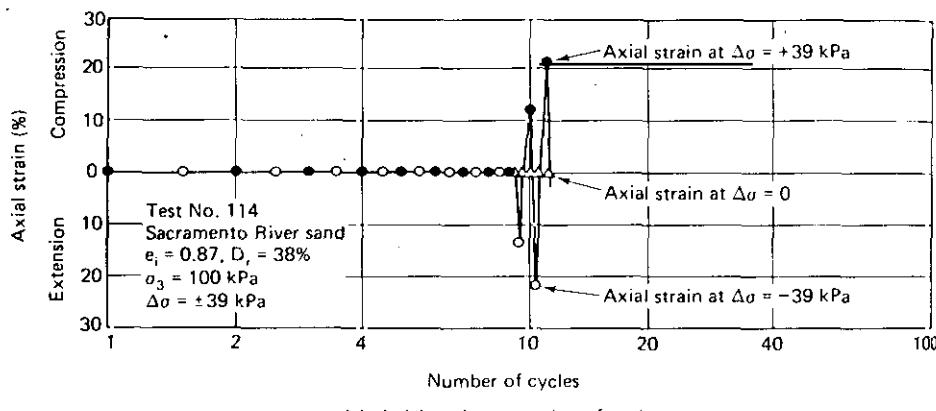


Figura 28.—Comportamiento de arenas flojas en un ensayo triaxial cíclico (Seed y Lee, 1966).

Lee en 1966, donde se observa el comportamiento de arenas flojas y densas respectivamente en un ensayo triaxial cíclico.

En el primer caso se observa cómo al llegar a 10 ciclos la deformación axial (Fig. 28a) se dispara, coincidiendo con el momento en que las presiones neutras (Fig. 28b), tras un proceso de crecimiento continuo, igualan la presión total aplicada, lo que concuerda con la explicación bosquejada anteriormente.

En el caso de arenas densas la situación es más complicada, aunque se observa igualmente un crecimiento de las puntas de deformación controlado, sin embargo, por la tendencia dilatante de las arenas densas, que hace

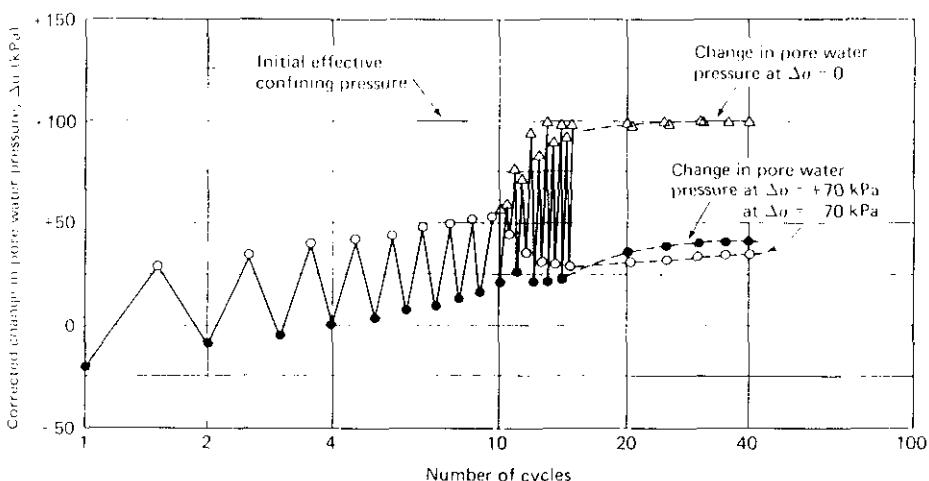
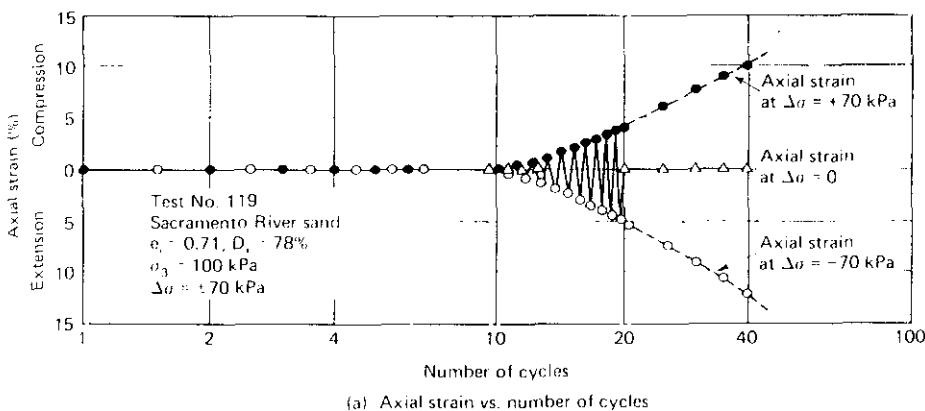


Figura 29. Comportamiento de arenas densas en un ensayo triaxial cíclico (Seed y Lee, 1966).

disminuir la presión neutra tan pronto como se produce su igualdad con la total. A veces se llama a este fenómeno «movilidad cíclica» para distinguirlo del neto efecto de fallo que sucede con las arenas flojas.

La aproximación práctica de Seed consiste en comparar las curvas de tensión cíclica provocadas por N ciclos del terremoto de cálculo con la curva, determinada en laboratorio, de la tensión cíclica capaz de producir la licuación en N ciclos en el terreno en cuestión. De esta comparación es posible extraer la zona peligrosa (Fig. 30), aunque para ello ha sido preciso desarrollar criterios que permiten pasar de un movimiento sísmico real a otro equivalente y uniforme.

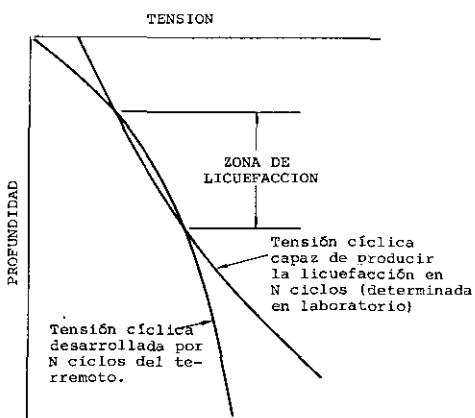


Figura 30.—Comparación de curvas de tensión cíclica en el laboratorio y en el terreno y zona de posible licuefacción.

Supóngase, figura 31a, un elemento de terreno que sufre en superficie una aceleración a_{\max} . Si toda la columna de suelo de altura h se porta como un suelo rígido:

$$(\tau_{\max})_{rig} = \frac{\gamma h}{g} a_{\max} \quad [65]$$

y si se considera su deformabilidad:

$$\tau_{\max} = 0,65 \frac{\gamma h}{g} a_{\max} r_d \quad [67]$$

A su vez, el número de ciclos significativos depende de la magnitud del sismo, proponiéndose la siguiente correlación:

Magnitud	$5\frac{1}{4}$	6	$6\frac{1}{4}$	$7\frac{1}{2}$	$8\frac{1}{2}$
Número de ciclos significativos	2-3	5	10	15	26

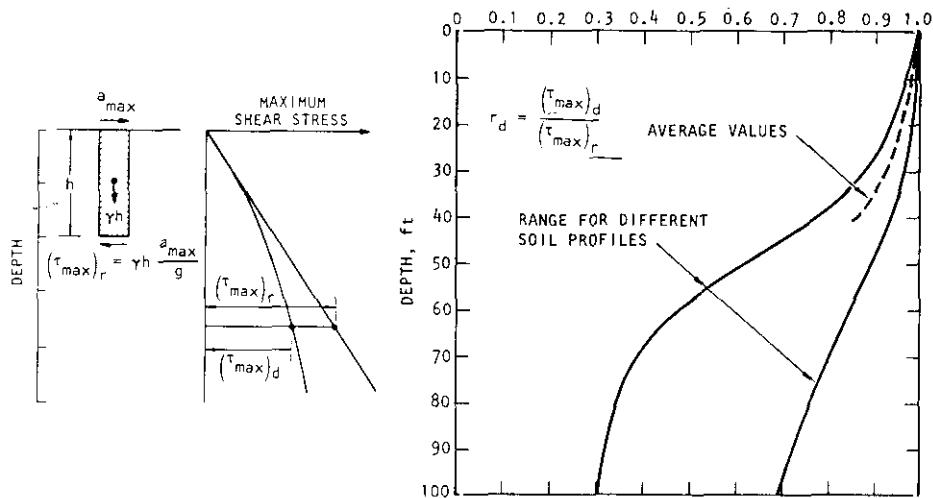


Figura 31.—Comportamiento de un elemento de terreno sometido a una aceleración en superficie (Seed e Idriss, 1971).

Con ello es posible construir la curva de tensión ciclica producida por el terremoto a cada profundidad y escoger el número de ciclos a que debe ensayarse una muestra en laboratorio. La figura 32a recoge una curva típica, resultado de ensayos en laboratorio, mientras que la 32b representa el resultado de análisis paramétricos normalizados en función del valor τ_i , correspondiente a un ciclo.

Combinando toda la información disponible, Seed llega a la curva práctica representada en la figura 33, donde la tensión tangencial equivalente τ_{eq} se da en función de la tensión vertical efectiva σ'_v , de la magnitud M

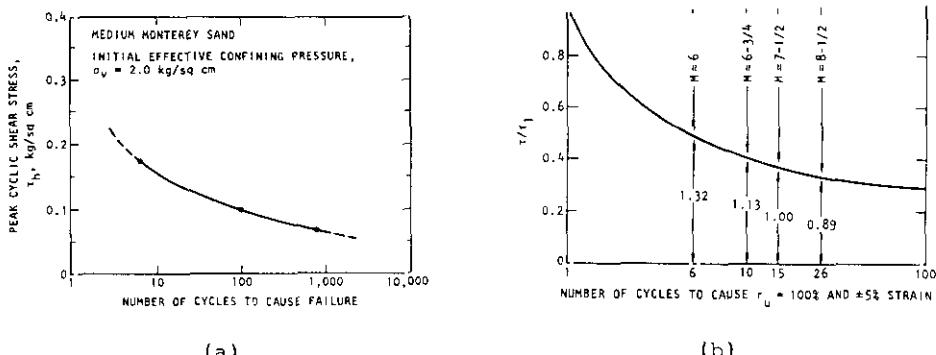


Figura 32.- Curvas de tensión ciclica: a) resultado de ensayo en laboratorio; b) resultado de análisis paramétricos normalizados en función de τ , correspondiente a un ciclo (Seed e Idriss, 1982).

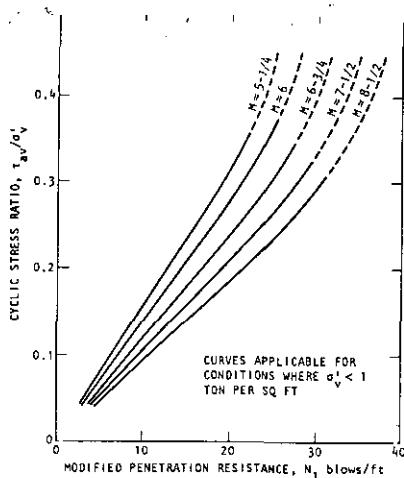


Figura 33.—Curvas prácticas de tensión tangencial equivalente en función de la tensión vertical efectiva σ'_v , de la magnitud del terremoto M y de la resistencia a la penetración N_1 (Seed e Idriss, 1982).

del terremoto y de la resistencia a la penetración N_1 . (Este último valor corresponde a un ensayo muy corriente en la práctica del análisis de suelos y consiste en contar el número de golpes necesarios para hincar 30 cm en el suelo una pieza normalizada sometida al impacto de una pesa igualmente normalizada, cayendo desde una altura fija.)

Así pues, conociendo:

$$\frac{\tau}{\sigma'_v} = 0,65 \frac{\gamma h}{g} \frac{a_{\max}}{\sigma'_v} r_d \quad [68]$$

y N_1 , es posible estimar la seguridad de un terreno frente a un terremoto de magnitud prefijada por simple dibujo en el gráfico.

El método descrito incluye fuertes dosis de ingenio e improvisación, por lo que sólo puede considerarse como una primera aproximación al problema.

Ello ha impulsado el desarrollo de intentos de formalización inspirados, bien en los trabajos de Seed (programa GADFLEA), bien en una aproximación analítica en tensiones efectivas aprovechando las ventajas conceptuales del modelo Cam-Clay, las teorías de plasticidad no asociadas, el modelo de campo de módulos de rigidización y las ventajas computacionales del método de los elementos finitos.

La complejidad a que deben hacer frente estos modelos quedó de manifiesto en la figura 7 y se puede apreciar en la figura 34, donde se representan resultados con arenas, con diferentes valores de densidad relativa, sometidas al ensayo triaxial sin drenaje (Castro).

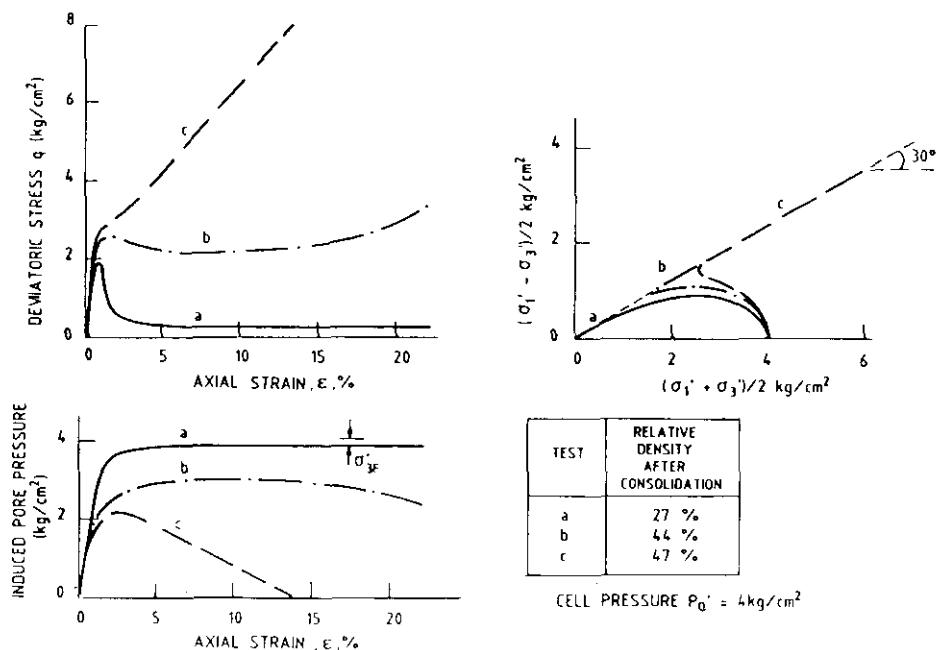


Figura 34.—Comportamiento de arenas de diferente valor de densidad (Castro, 1969).

Un modelo muy prometedor ha sido desarrollado recientemente por Pastor y combina una superficie de plastificación (línea continua) (Fig. 35) con otras de potencial plástico (línea discontinua), de modo que se tiene una plasticidad no asociada. El juego relativo de las normales a ambas superficies permite representar los casos de arena densa y floja y la

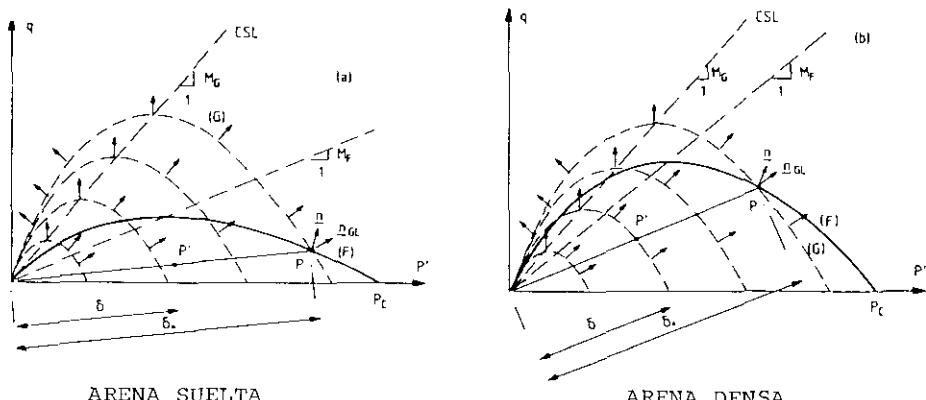
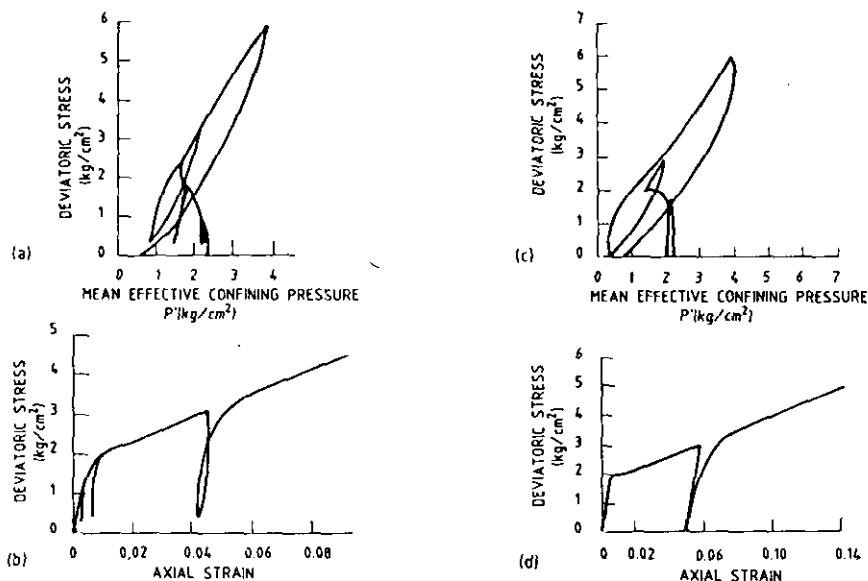
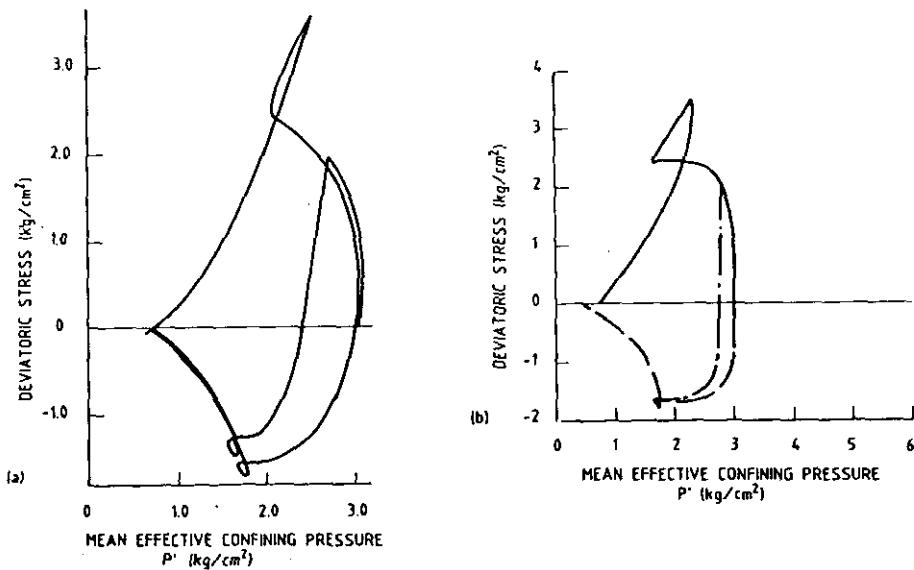


Figura 35. Comportamiento de arenas de distinto grado de plasticidad (Pastor *et al.*, 1985).



Loading-unloading behaviour of loose Fuji river sand: (a) and (b) data from Ishihara *et al.*; (c) and (d) predicted



Loading-unloading behaviour of loose Fuji river sand: (a) data from Ishihara *et al.*, (b) predicted

Figura 36.—Resultados experimentales y producidos por el modelo de Pastor *et al.* (1985).

introducción de la línea de estado crítico (CSL) conecta con los modelos desarrollados en Cambridge. Se utiliza además la idea de Dafalias para puntos situados en el interior de la superficie de plastificación. La capacidad predictiva del modelo queda puesta de manifiesto en la figura 36, donde se recogen resultados experimentales y los producidos por el modelo citado, que puede ser estudiado con más detalle en las referencias indicadas en la bibliografía.

9. CONCLUSIONES

En las páginas anteriores se han bosquejado los fenómenos más llamativos de la dinámica de suelos, así como algunos métodos experimentales y numéricos utilizados para su comprensión y análisis.

Aunque se dispone de una considerable cantidad de conocimientos, éstos son todavía, desde un punto de vista puramente científico, dispersos, confusos y contradictorios.

Conviene tener en cuenta que la Mecánica de Suelos es una ciencia relativamente joven y que su tratamiento con las herramientas de la Mecánica del Continuo presenta problemas formidables. Sería injusto, sin embargo, no calificar de espectaculares los avances conseguidos en los últimos veinte años, con una afortunada síntesis de investigación teórica, aplicación de los métodos informáticos y mejora de las técnicas de ensayo en laboratorio y en campo.

Para el ingeniero práctico la situación es comprometida, pues debe tomar decisiones con un nivel de conocimientos limitado; pero ésa justamente es la motivación que impulsa a los investigadores que día a día van aclarando un campo apasionante del conocimiento.

BIBLIOGRAFIA

Sobre mecánica del suelo existe una abundante bibliografía, siendo la más interesante en castellano la obra de:

1. J. A. Jiménez Salas *et al.* (1980): *Geotécnica y cimientos*. Ed. Rueda.

El enfoque clásico puede verse en el excelente libro de:

2. R. D. Holtz y W. D. Kovacs (1981): *An introduction to Geotechnical Engineering*. Prentice-Hall.

mientras que la teoría de Cambridge está magistralmente expuesta en:

3. J. H. Atkinson y P. L. Bransky (1978): *The Mechanics of soils; An introduction to Critical State Soil Mechanics*. McGraw-Hill.

Sobre dinámica de suelos se han escrito también numerosas, entre las que cabe destacar.

4. F. E. Richart, J. R. Hall, R. D. Woods (1970): *Vibration of soils and foundations*. Prentice-Hall.

5. T. H. Wu (1971): *Soil Dynamics*. Boston; Allyn & Bacon.
6. R. V. Whitman: *Soil-Dynamics*. Notas de clase M.I.T. No publicadas.
7. S. Prakash (1981): *Soil Dynamics*. McGraw-Hill.
8. A. Pecker (1984): *Dynamique des sols*. Presses des Ponts et Chaussées.
9. J. P. Wolf (1985): *Dynamic of soil-structure interaction*. Prentice-Hall.
10. ASME (1978): *Earthquake engineering and soil dynamics*. 3 tomos.

Un resumen interesante desde el punto de vista práctico es la excelente obra de:

11. H. B. Seed y I. M. Idriss (1982): *Ground motions and soil liquefaction during earthquakes*. Earthq. Eng. Res. Inst.

Finalmente, la teoría de ondas puede estudiarse en multitud de libros, entre los que cabe destacar:

12. H. Kolsky (1963): *Stress waves in solids*. Dover.
13. J. D. Achenbach (1973): *Wave propagation in elastic solids*. North Holland.
14. W. K. Nowacki (1978): *Stress waves in non-elastic solids*. Pergamon.
15. K. F. Graff (1975): *Wave motion in elastic solids*. Ohio State Univ. Press.

REFERENCIAS

1. Steedman *et al.* (1986): *Conferencia Europea de Ingeniería Sísmica*.
2. A. Casagrande (1940): *The structure of clay and its importance in foundation engineering*. Contrib. S. M. Boston Soc. Civ. Eng.
3. K. Terzaghi (1936): *The shearing resistance of saturated soils and the angle between the planes of shear*. Proc. 1st Int. Conf. Soil Mech. & Found. Eng. Vol. 1.
4. Urbar (1978): *Documentación técnica*. 1978.
5. W. T. Thomson (1950): «Transmission of elastic waves through a stratified solid medium», *Jour. Appl. Phys.*, vol. 21.
6. N. A. Haskell (1953): «The dispersion of surface waves on multilayered media», *Bull. Seism. Soc. of America* 43.
7. N.A. Haskell (1960): «Crustal reflection of plane SH waves», *Journ. Geoph. Research* 65.
8. N. A. Haskell (1962): «Crustal reflection of P and SV waves», *Journ. Geoph. Research* 67.
9. B. O. Hardin, V. P. Drnevich (1972): «Shear modulus and damping in soils: Design equations and curves», *Jour. Soil Mech. and Found. Div. ASCE* 98 SM 7.
10. B. O. Hardin, F. E. Richart (1963): «Elastic wave velocities in granular soils», *Jour. Soil Mech. Found. Div ASCE* 89 SM 1.
11. H. B. Seed, I. M. Idriss (1970): «Soil moduli and damping factors for dynamic response analysis». Rep. núm. 70-1. EERC. Berkeley, Cal.
12. J. Lysmer, T. Uda, C. F. Tsai, H. B. Seed (1975): «Flush. A computer program for approximate 3D analysis of soil structure interaction problems». Rep. EERC. 75-30. Berkeley, Cal.
13. S. L. Quimby (1925): *Physical Review* 25.558.
14. L. Knopoff y G. J. F. Mac Donald (1960): *Journal of Geophysical Research*. 65, 2191-2197.
15. María S. Gómez Lera, J. Dominguez y E. Alarcón (1985): *On the use of a 3-D. Fundamental solution for Axisymmetric Steady State Dynamic Problems en Boundary Elements VII*. Springer Verlag.
16. A. Mróz (1967): «On the description of anisotropic workhardening», *Journ. Mech. and Phys. of Solids*. 15.
17. J. H. Prevost (1978): «Plasticity theory for soil stress-strain behaviour», *Journ. of Eng. Mech. Div.* vol. 104 EM 5.
18. Y. F. Dafalias, L. R. Herrman, J. S. Denatale (1980): «Description of natural clay behaviour by a simple bounding surface plasticity formulation». Proc. Limit Equil. Plast. and General. Stress-Strain in Geotech. Engin. ASCE. Mc Gill Univ.

19. L. E. Malvern (1951): «The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar of material exhibiting a strain rate effects», *J. Appl. Mech.* 18.
20. V. V. Sokolovskii (1948): *Propagation of elastic-viscoplastic waves in bars* (en ruso). Dokl. Akad. Nauk. SSSR 60.
21. P. Perzyna (1963): *Theory of viscoplasticity* (en polaco). PWN.
22. W. K. Nowacki (1974): *Stress waves in plastic bodies*. Ed. Indt. of Technology, Poznan.
23. J. Gallego, R. Alvarez, W. K. Nowacki, E. Alarcón (1985): «Aplicación del método de las características a problemas de impacto en medios viscoplásticos». Primer Congreso Ibero-Americanico de Métodos Computacionales en Ingeniería. Cedex.
24. María S. Gómez Lera, P. Guelin, W. K. Nowacki, E. Alarcón (1985): «Respuesta sísmica de suelos con histéresis y viscosidad». Primer Congreso Ibero-Americanico de Métodos Computacionales en Ingeniería. Cedex.
25. H. B. Seed, K. H. Lee (1966): «Liquefaction of saturated sands during cyclic loading», *Proc. Am. Soc. Civ. Eng. J. Soil Mech. Found. Div.* 92 SM 2, 1966.
26. H. B. Seed, I. M. Idriss (1971): «Simplified procedure for evaluation of soil liquefaction potential», *Journ. Soil Mech. and Found. Div. ASCE.* vol. 97, SM 9.
27. J. R. Booker, M. S. Rohman, H. B. Seed (1976): «Gadflee. A computer program for the analysis of pore pressure generation and dissipation during cyclic or earthquake loading». Rep. EERC 76-24; Berkeley, Cal.
28. G. Castro (1969): «Liquefaction of sands». Ph. D. Thesis. Harvard Univ.
29. K. Ishihara, F. Tatsnoka, S. Yasuda (1975): «Undrained deformation and liquefaction of sands under cyclic stress», *Soils and Foundations*, 15.
30. M. Pastor, O. C. Zienkiewicz, K. H. Leung (1985): «Simple model for transient soil loading in earthquake analysis II. Non-associative models for sands», *Int. Jour. Num. and Analy. meth. in Geomechanics*, vol. 9.