

## 5. MODELO CONSTITUTIVO QUÍMICO-MECÁNICO PARA SUELOS EXPANSIVOS

### 5.1. INTRODUCCIÓN

La influencia de variables ambientales (geoquímicas) en los comportamientos mecánico e hidráulico de los materiales arcillosos es un hecho ya reconocido en la Ingeniería Geotécnica. Recientemente, la utilización de estos materiales como elemento aislante en los sistemas de almacenamiento de residuos, sobre todo los residuos radiactivos, ha aumentado considerablemente el interés en el estudio de las interacciones físico-químicas que tienen lugar en las barreras de ingeniería sometidas a acciones térmicas, mecánicas, hidráulicas y químicas. Este creciente interés ha demandado la utilización de formulaciones matemáticas cada vez más cercanas al comportamiento real de los materiales. Como consecuencia, las herramientas numéricas resultantes incorporan un creciente número de fenómenos y procesos acoplados.

Dentro de este contexto, se presenta en este capítulo un modelo constitutivo elastoplástico que relaciona las variables geoquímicas con el comportamiento mecánico de las arcillas expansivas. El modelo tiene en cuenta explícitamente el proceso de intercambio de cationes, que tiene considerable influencia en las propiedades de hinchamiento de las arcillas (Di Maio, 1996; Marcial *et al.*, 2001). Las variables geoquímicas elegidas en la modelación son las fracciones equivalentes de los cationes intercambiables y la succión osmótica. Este modelo establece un fuerte acoplamiento entre los problemas de transporte reactivo y THM discutidos en los capítulos anteriores.

El modelo constitutivo para el comportamiento de las arcillas expansivas químicamente activas se formuló dentro del marco general propuesto por Gens & Alonso (1992) para el comportamiento mecánico de las arcillas expansivas no saturadas. Este marco general tiene como principal característica la distinción de dos niveles estructurales para un suelo expansivo: un nivel macroestructural y otro microestructural. La microestructura es elástica y se comporta de manera independiente de la macroestructura. La macroestructura tiene su comportamiento análogo a los materiales granulares. En ella actúan los fenómenos capilares. Hinchamiento y retracción de la microestructura pueden inducir deformaciones plásticas macroestructurales, estableciendo un acoplamiento entre los dos niveles, que es otro de los puntos clave del modelo.

Tal como está estructurado, el modelo es apropiado para la consideración de las variables geoquímicas. Sus efectos se introducen en el comportamiento de la microestructura, que es donde se encuentran los minerales químicamente activos. Sólo se describe la parte

volumétrica del modelo, núcleo de su formulación matemática y parte más destacada en los estudios de los suelos expansivos. Su extensión al estado generalizado de tensiones es directa y robusta (Sánchez, 2001; Sánchez *et al.*, 2001). En el próximo capítulo se presentan ejemplos de aplicación y se discuten algunas limitaciones del modelo.

## 5.2. EVIDENCIAS EXPERIMENTALES Y MODELOS MICROESTRUCTURALES

En un trabajo pionero, Salas & Serratos (1953) encontraron grandes diferencias en la compresibilidad de una misma arcilla homoionizada con diferentes cationes en su complejo de cambio, evidenciando la necesidad de una teoría físico-química para explicar el comportamiento mecánico de estos materiales. En esta misma línea de investigación, Bolt (1956) demostró experimental y teóricamente a través de la teoría de la capa doble difusa que la compresibilidad de suspensiones de arcillas puras depende no sólo del tipo de cation intercambiable, sino también de la concentración de la sal disuelta en el agua de los poros.

A estos dos siguieron una serie de trabajos que mostraban que la compresibilidad y también la resistencia al corte de las arcillas dependían de manera muy acentuada de la composición del agua de los poros. Algunos ejemplos son los trabajos de Mesri & Olsen (1970), Mesri & Olsen (1971), Sridharan *et al.* (1986) y Moore (1991). Todos estos trabajos, y muchos otros no mencionados, supusieron un gran avance en el entendimiento del comportamiento mecánico de las arcillas homoionizadas.

Hasta entonces se había investigado el comportamiento de una arcilla homoionizada con un determinado tipo de cation a diferentes concentraciones. Pero poco se sabía qué efectos mecánicos se producirían, por ejemplo, en una montmorillonita sódica expuesta a una solución saturada de  $\text{CaCl}_2$ . El sodio inicialmente presente en el complejo de cambio sería reemplazado por el calcio de la solución (reacción de intercambio de cationes), posiblemente cambiando las propiedades mecánicas de la arcilla e induciendo deformaciones de origen químico.

La necesidad de usar bentonitas<sup>1</sup> naturales como elemento aislante en barreras de almacenamiento de residuos altamente radiactivos impulsó a los investigadores hacia el estudio de estos materiales sometidos a acciones químicas (ejemplos: Pusch, 1982; Yong *et al.*, 1992; Barbour & Yang, 1993; Komine & Ogata, 1995). Una bentonita natural tiene en su complejo de cambio cationes como el  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$  y  $\text{Mg}^{2+}$ . La hidratación con otro tipo de agua de composición muy distinta respecto al agua intersticial que se encuentra inicialmente en el material recién compactado, cambiará la salinidad del agua de los macroporos y posiblemente promoverá reacciones de intercambio de cationes.

---

<sup>1</sup>Arcilla derivada de la alteración de depósitos de polvo y ceniza volcánicos y está principalmente compuesta de montmorillonita (Blyth & de Freitas, 1989).

Trabajos recientes en el estudio del comportamiento mecánico de arcillas expansivas expuestas sucesivamente a diferentes tipos de sales muestran la importancia del intercambio de cationes en su comportamiento mecánico (Di Maio, 1996; Daupley, 1997; Di Maio, 1998). Un ejemplo es el trabajo de Di Maio (1996), que muestra como una bentonita (básicamente sódica) pierde todo su potencial de expansión cuando se la expone a una solución saturada de  $\text{CaCl}_2$  (figura 5.1). Por otro lado, en la figura 5.2 se puede observar que el mismo material sometido a ciclos de exposición a agua y a una solución saturada de  $\text{NaCl}$  aumenta sucesivamente su potencial de expansión, posiblemente por la sustitución progresiva de los cationes heterovalentes inicialmente presentes en la bentonita natural por el  $\text{Na}^+$  (Di Maio, 1996). Otros factores como el reordenamiento de la macroestructura frente a ciclos de hinchamiento y retracción de la microestructura también pueden estar presentes en este fenómeno. Más adelante, en los casos de aplicación del modelo (capítulo 6), se discutirán estos ensayos.

El efecto de los cationes divalentes en la disminución del hinchamiento de las montmorillonitas ha llamado la atención de algunos investigadores como Mesri & Olsen (1971), Sridharan *et al.* (1986), Sposito (1989), Yong *et al.* (1992) y Mitchell (1993). Cuando el cation absorbido es el calcio, las partículas de montmorillonita se unen formando unidades elementales llamadas cuasicristales (Mitchell, 1993). Parte de la disminución del hinchamiento de las montmorillonitas cálcicas es irreversible posiblemente porque la disminución de la concentración no da la energía suficiente para separar los casicristales (Yong *et al.*, 1992). Modelos como los basados en la teoría de la capa doble difusa consideran que las partículas de arcilla son partículas coloidales individuales e independientes y, por tanto, no tienen en cuenta este efecto (Mitchell, 1993).

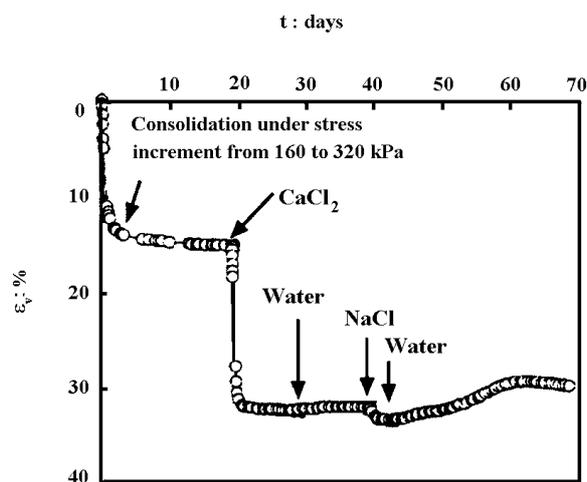


Figura 5.1. Bentonita natural (sódica) expuesta a soluciones saturadas de diferentes tipos de sales (Di Maio 1996).

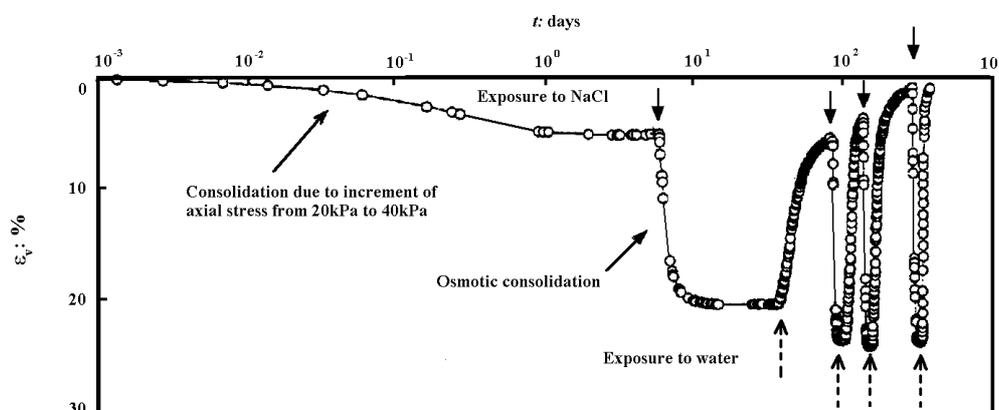


Figura 5.2. Bentonita natural (sódica) sometida a ciclos de exposición a solución saturada de NaCl y agua destilada (Di Maio 1996).

Salas & Serratos (1953) y Sridharan *et al.* (1986) también encontraron anomalías en el comportamiento de arcillas homoionizadas con potasio, ya que estas se comportan de manera semejante a las arcillas homoionizadas con cationes divalentes, alejándose de las arcillas homoionizadas con  $\text{Na}^+$  o  $\text{Li}^+$ . Las dimensiones del ion no hidratado de  $\text{K}^+$  le permiten fijarse parcialmente en la superficie irregular de la estructura cristalina del mineral en posición no intercambiable (Salas & Serratos, 1953; Sridharan *et al.*, 1986).

Posiblemente la hipótesis de una microestructura elástica propuesta en el presente modelo sigue siendo válida a pesar de su comportamiento irreversible frente a la exposición a diferentes tipos de soluciones salinas (figura 5.1). Lo que se extrae de las observaciones anteriores es que posiblemente lo que es irreversible (o parcialmente reversible) son las reacciones de intercambio de cationes bajo la aplicación de carga mecánica, y no el comportamiento mecánico de la microestructura. Debido a la naturaleza de las fuerzas que actúan en la microestructura (Madsen & Müller-VonMoos, 1989; Mitchell, 1993), si se consigue convertir otra vez la bentonita del ensayo de la figura 5.1 en una bentonita sódica se debe esperar que esta recupere el comportamiento altamente expansivo que tenía antes de la exposición a la solución saturada de  $\text{CaCl}_2$ .

Por otro lado, aunque se puede realizar esta conversión a través de repetidas inmersiones de la arcilla en la solución saturada y a través del aumento de la temperatura de la solución, no se trata de un proceso que ocurra espontáneamente en la naturaleza, y por ello, se puede decir que estos cambios en las propiedades mecánicas de las arcillas químicamente activas son de carácter permanente (Di Maio, 1996).

Los modelos más ampliamente utilizados en la interpretación del comportamiento mecánico de las arcillas expansivas a nivel interparticular son los modelos basados en la teoría de la capa doble difusa. Gouy y Chapman en 1910 desarrollaron este modelo de manera independiente. El modelo supone que en las proximidades de la superficie de las partículas de

arcilla hay un exceso de cationes necesarios para neutralizar su carga eléctrica negativa. Los aniones, a su vez, son excluidos por el campo de fuerzas negativo de las partículas. Al sistema formado por la superficie negativamente cargada de las partículas y la distribución de cargas adyacentes de los iones disueltos se denomina capa doble difusa.

En la teoría de Gouy-Chapman se considera que los iones son puntos de carga (sin dimensiones) y que no hay interacción mutua entre ellos. Esto resulta en un cálculo de concentraciones muy altas cerca de la superficie de la arcilla que no corresponde a la realidad. La realidad es que los iones tienen tamaño finito y los radios hidratados de los cationes determinan la máxima concentración posible cerca de la superficie de arcilla (Mitchell, 1993). En la tabla I se encuentran los valores de los radios hidratados de algunos cationes.

Tabla I. Radio hidratado de los cationes (Michell, 1993)

Cation	Hydrated Radius (Å)
Li <sup>+</sup>	7.3-10.0
Na <sup>+</sup>	5.6-7.9
K <sup>+</sup>	3.8-5.3
NH <sup>+</sup>	5.4
Rb <sup>+</sup>	3.6-5.1
Cs <sup>+</sup>	3.6-5.0
Mg <sup>2+</sup>	10.8
Ca <sup>2+</sup>	9.6
Sr <sup>2+</sup>	9.6
Ba <sup>2+</sup>	8.8

Se modificó la teoría de Gouy-Chapman para que se tenga en cuenta el tamaño de los iones hidratados en la capa doble, originando la teoría de Stern. La capa Stern consiste en los iones que están presentes en una densa y empaquetada capa cerca de la superficie de la partícula, con una capa difusa adyacente extendiéndose en la solución (Mitchell, 1993). De acuerdo con esta nueva teoría, el espesor de la capa doble también crecerá con el aumento del radio hidratado del cation. Puesto que el radio hidratado del K<sup>+</sup> es inferior al radio hidratado del Na<sup>+</sup> (tabla I), el espesor de la capa doble de una K-montmorillonita será menor que el espesor de una Na-montmorillonita (Yong *et al.*, 1992) y consecuentemente estos materiales tendrán propiedades mecánicas diferentes.

Desde el punto de vista matemático, los modelos fundamentados en la teoría de la capa doble difusa se basan en la determinación del potencial eléctrico en el punto central de dos partículas de arcilla paralelas bajo determinadas condiciones físico-químicas. A partir del potencial eléctrico, se calcula la fuerza de repulsión entre las partículas. Conocida la distancia entre las partículas, también se puede obtener la fuerza de atracción (fuerza de van der Waals). La fuerza de atracción aumenta con la proximidad de las partículas. En un proceso de expansión, la repulsión entre partículas disminuye mientras el volumen sigue aumentando

hasta que haya equilibrio entre atracción y repulsión (Yong *et al.*, 1992). Recientemente Komine & Ogata (1995) propusieron un modelo basado en este procedimiento matemático y reprodujeron el comportamiento expansivo de bentonitas compactadas. El modelo introduce aspectos interesantes de los suelos expansivos no contemplados anteriormente por otros modelos basados en la teoría de la capa doble, que se basan únicamente en el balance de fuerzas entre partículas de arcillas paralelas. Estos aspectos son la existencia de minerales químicamente inactivos (no expansivos) y la invasión de los macroporos causada por la expansión de los minerales activos. Pero el modelo adolece de otras limitaciones de la teoría de la capa doble, como la suposición del paralelismo entre las partículas de arcilla para representar la estructura real del suelo.

De hecho, aunque supuso un gran avance en el entendimiento del comportamiento de las arcillas, la teoría de la capa doble presenta limitaciones en cuanto a su aplicación. El cálculo de la distribución de los iones en suspensiones de partículas en soluciones electrolíticas sólo se mostró preciso para el caso de las esmectitas en soluciones monovalentes a bajas concentraciones salinas (Sposito, 1989). En una situación análoga, predicciones de las presiones de hinchamiento para montmorillonitas altamente expansivas son adecuadas para bajas concentraciones electrolíticas, pero para altas concentraciones las presiones de hinchamiento calculadas son inferiores a las experimentales (ver figura 4.20 de Yong *et al.*, 1992).

Karnland (1997) también comenta las limitaciones de la teoría de la capa doble difusa para las arcillas densamente compactadas, como las actualmente estudiadas para la utilización como material de sellado en los almacenamientos de residuos radiactivos, y propone un modelo termodinámico para describir las propiedades macroscópicas del sistema agua-partícula de arcilla. El origen del problema de aplicación de la teoría de la capa doble para materiales densamente compactados estaría en la pequeña separación entre las partículas de arcilla.

Madsen & Müller-VonMoos (1989) distinguen dos mecanismos para el hinchamiento de las arcillas. El primero, denominado hinchamiento intracristalino, se origina por la hidratación de los cationes fuertemente adheridos a la superficie (capa de Stern) cuando la distancia entre partículas es muy pequeña. El segundo mecanismo, denominado hinchamiento osmótico, tiene como causa la diferencia entre la concentración de los iones (principalmente cationes) electrostáticamente atraídos hacia la superficie de las partículas y la concentración en el agua de los poros. El hinchamiento intracristalino produce presiones de hinchamiento muy superiores a las producidas por el hinchamiento osmótico y es el mecanismo de mayor importancia en el caso de las arcillas secas o altamente compactadas, como las utilizadas en los almacenamientos de residuos altamente radiactivos.

Yong *et al.* (1992) dentro de la teoría de la capa doble difusa consideran que se puede reproducir la condición de pequeño distanciamiento entre partículas adicionando una energía de hidratación de los iones en la capa de Stern. También utilizan la teoría DLVO (Derjaguin,

Landau, Verwey, Overbeek) que evalúa las energías repulsiva y atractiva de interacción de los diferentes modos de interacción entre las partículas: cara-cara, borde-cara y borde-borde. Pero en este caso la aplicación a suelos reales es limitada ya que estos tienen una matriz porosa geoméricamente mucho más compleja (tridimensional) que las configuraciones entre partículas propuesta en el modelo (bidimensionales). Además, el hinchamiento puede causar una reorganización de la microestructura, cambiando el modo de interacción entre las partículas (Push, 1982).

Todos los modelos aquí comentados describen el comportamiento de las arcillas al nivel de interacción entre partículas, que dentro del marco general de Gens & Alonso (1992) se refieren exclusivamente al comportamiento de la microestructura. Este es un punto de gran interés y estrechamente relacionado con el modelo que se propone en este capítulo. La incorporación de nuevos modelos para el comportamiento de la microestructura se puede realizar con relativa facilidad, ya que la microestructura se comporta de manera independiente de la macroestructura.

Varios de los factores enumerados por Mitchell (1993) que tienen influencia en la capa doble difusa como la concentración electrolítica, la valencia del cation intercambiable y el tamaño de los iones hidratados en la capa de Stern están directamente relacionados con las variables geoquímicas propuestas en el presente modelo (fracciones equivalentes de los cationes intercambiables y succión osmótica). Por tanto, se concluye que desde los puntos de vista experimental y teórico (cualitativo), la elección de estas variables geoquímicas es adecuada para la modelación del comportamiento mecánico de la microestructura.

### **5.3. MODELO CONSTITUTIVO QUÍMICO-MECÁNICO**

#### **5.3.1. Fundamentos del modelo**

El modelo químico-mecánico se desarrolló en el contexto de un modelo conceptual de doble estructura concebido para reproducir el comportamiento mecánico de las arcillas expansivas no saturadas (Gens & Alonso, 1992). La principal característica de este modelo, denominado "Barcelona Expansive Model" (BExM), es la distinción de dos niveles estructurales para el material: un nivel microestructural y otro macroestructural.

En la microestructura se encuentran los minerales químicamente activos. Su comportamiento depende de las interacciones físico-químicas entre las partículas de arcilla de superficie negativamente cargada y el agua intersticial ionizada. Por otro lado, la macroestructura se origina de la unión de las partículas elementales de arcilla formando elementos macroestructurales llamados agregados o grumos. Los agregados confieren a la

macroestructura un esqueleto sólido y actúan como si fuesen partículas de arenas o limos en un suelo granular. En la macroestructura hay predominio de los fenómenos capilares sobre los de superficie (típicos de la microestructura). El comportamiento de la macroestructura se puede describir a través de conceptos y modelos desarrollados para los suelos convencionales. Si el suelo se encuentra bajo succión, la macroestructura estará en condición no saturada, mientras que la microestructura sólo estará no saturada a succiones muy altas.

La idea central del modelo es la formulación de un mecanismo para la interacción entre los dos niveles estructurales. La hipótesis básica es que la macroestructura no influye en el comportamiento de la microestructura. Esto es razonable ya que sería inverosímil que variables no locales afectasen las interacciones físico-químicas básicas. Por otro lado, Gens & Alonso (1992) consideraran que hinchamiento y retracción de los minerales activos causan reajustes del esqueleto sólido del suelo, modificando o reorganizando irreversiblemente la matriz macroestructural. Esto sugiere un acoplamiento unidireccional entre los dos niveles estructurales, donde una microestructura independiente de la macroestructura induce en esta última deformaciones plásticas (que dependen del estado de compactación de la macroestructura). Este acoplamiento viene dado por funciones de interacción entre los dos niveles.

En la figura 5.3 se presenta un esquema simplificado del medio poroso con dos niveles estructurales. En el diagrama de fases,  $e_M$  es el índice de vacíos macro,  $e_m$  es el índice de vacíos micro y  $e$  es índice de vacíos total ( $e = e_M + e_m$ ).

Una manera elegante de modelar las deformaciones dependientes del tiempo en un suelo es considerando que la transferencia de agua entre los dos niveles estructurales no es instantánea (Alonso *et al.*, 1991; Gens *et al.*, 1993; Sánchez, 2001; Wilson & Aifantis, 1982). No se considera este aspecto en el presente modelo. En su lugar, se admite que hay equilibrio hidráulico local entre macro y micro estructuras, es decir, el agua presente en los dos niveles estructurales tiene localmente el mismo potencial y consecuentemente la succión total de la macroestructura ( $s_M$ ) será igual a la succión microestructural ( $s_m$ ):

$$s_m = s_M = s + s_o \quad (5.1)$$

En la ecuación (5.1), la succión total  $s_M$  viene dada por la suma de las succiones matricial ( $s$ ) y osmótica ( $s_o$ ) y representa el potencial total del agua de los macroporos. La succión osmótica viene dada por la expresión:

$$s_o = -10^{-6} \frac{RT}{v_w} \ln(a_w) \quad (\text{MPa}) \quad (5.2)$$

donde  $R$  es la constante de los gases perfectos ( $8.3143 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ),  $T$  es la temperatura absoluta (en K),  $v_w$  es el volumen molar del agua (en  $\text{m}^3/\text{mol}$ ) y  $a_w$  es la actividad del agua

líquida.  $a_w$  se calcula a través del modelo geoquímico adoptado para el tipo de solución presente en los macroporos. En soluciones electrolíticas (concentradas o diluidas),  $a_w$  es función de las concentraciones de las sales disueltas (ver apéndice C).

De acuerdo con el modelo capilar frecuentemente adoptado para los suelos no saturados, la succión matricial viene dada por la diferencia entre las presiones de aire y agua ( $u_a - u_w$ ). Sin embargo, hay incertidumbre sobre el rango real de aplicabilidad del modelo capilar para suelos no saturados (Yong, 1998). Por tanto, aquí se utilizará el concepto de succión matricial sin referencia explícita a presiones capilares.

Mientras no hay ambigüedad con respecto al hecho de que es el potencial total del agua que controla la transferencia hidráulica de masa tanto local como globalmente, las variables relevantes en el comportamiento mecánico deben encontrarse con base en observaciones experimentales. De hecho, las componentes de la succión que afectan el comportamiento mecánico van a depender del nivel estructural que se considera.

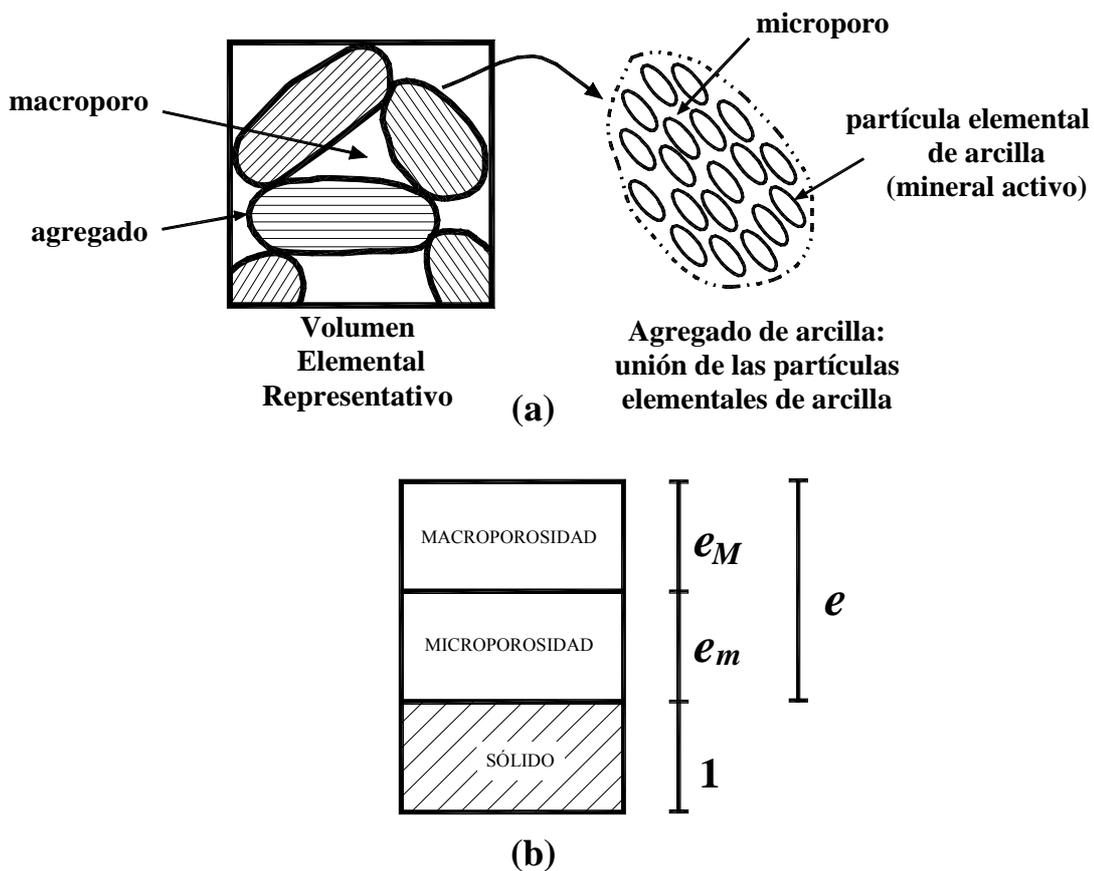


Figura 5.3. Medio poroso de doble estructura.  
 (a) Representación esquemática. (b) Diagrama de fases.

A continuación se incorporará al BExM variables de estado geoquímicas en la modelación del comportamiento mecánico de las arcillas expansivas, originando el modelo denominado BExCM.

Las variables elegidas en este trabajo como variables de estado geoquímicas para el comportamiento de la microestructura son la succión osmótica y las fracciones equivalentes de los cationes intercambiables. La succión osmótica contiene información sobre la concentración total de sales disueltas en el agua de los macroporos. Las fracciones equivalentes de cationes intercambiables son las concentraciones de los cationes adsorbidos en la superficie de la arcilla y por tanto tienen en cuenta el tipo de cation en el complejo de cambio, que a su vez está en equilibrio químico con el agua de los macroporos. De hecho, además del equilibrio hidráulico, el modelo también considera que hay equilibrio mecánico y químico entre los niveles estructurales.

Alonso (1998) dio el primer paso en la utilización de variables geoquímicas en el BExM proponiendo que la succión que intervenía en la microestructura era la succión total (matricial más osmótica). Aquí se mantendrá esta indicación y se introducirá el efecto de los cationes intercambiables.

Por tanto, para la completa formulación de este modelo elastoplástico para suelos expansivos se definen tres elementos básicos, enumerados a continuación:

- 1) Comportamiento para la microestructura.
- 2) Comportamiento para la macroestructura.
- 3) Acoplamiento entre macro y micro estructuras.

En los próximos apartados se describirán estos tres elementos. Se incluirán desde el principio las variables geoquímicas propuestas aquí. Sólo se describe la parte volumétrica del modelo, Alonso *et al.* (1999) establecieron las bases para la extensión del BExM al estado triaxial de tensiones. Más detalles sobre el BExM se encuentran en las referencias Gens & Alonso (1992), Alonso (1998) y Alonso *et al.* (1999). Se ha implementado el modelo en el programa de elementos finitos CODE\_BRIGTH utilizando un proceso de integración basado en conceptos de materiales multidisipativos y utilizando la teoría de plasticidad generalizada (Sánchez, 2001; Sánchez *et al.*, 2001).

### **5.3.2. Comportamiento de la macroestructura**

Como se ha dicho antes, es posible utilizar modelos convencionales para suelos no saturados para describir el comportamiento de la macroestructura. Al proponer originalmente el BExM,

Gens & Alonso (1992) consideraran que el "Barcelona Basic Model" (BBM), propuesto por Alonso *et al.* (1990) para representar el comportamiento de los suelos no saturados y moderadamente expansivos, se constituiría en un candidato natural para la modelación de la macroestructura.

Aquí se hizo la misma elección y se adoptó el BBM para modelar el comportamiento mecánico de la macroestructura. Aunque, naturalmente, se puede adoptar otro modelo sin que se altere la esencia de la formulación. A continuación se describirá brevemente el BBM.

El BBM está formulado en el marco de la elastoplasticidad con endurecimiento y extiende el modelo CamClay Modificado (Roscoe & Burland, 1968) a la modelación de los suelos no saturados, aunque también es posible utilizar otros modelos como referencia para el comportamiento del suelo saturado. Las variables independientes que intervienen en el comportamiento del suelo no saturado son la tensión neta (exceso de tensión total sobre la presión de aire) y la succión. La componente de la succión (o potencial del agua) utilizada en esta parte del modelo es la succión matricial. Evidencias experimentales sugieren fuertemente que la componente osmótica de la succión total no afecta de manera significativa el comportamiento mecánico de los suelos granulares.

Un punto básico del modelo es el aumento del tamaño de la superficie de fluencia con la succión. En la figura 5.4 se ilustra esta característica, donde se representa la superficie de fluencia del BBM en el diagrama  $p$ - $q$ - $s$  ( $p$  = tensión media neta,  $q$  = tensión desviadora y  $s$  = succión matricial). En la figura 5.5 se encuentra la traza de la superficie de fluencia en el plano isotrópico  $p$ - $s$ . Esta traza se llama LC porque representa el lugar geométrico de activación de las deformaciones plásticas de carga ("load") y colapso en un suelo no saturado. En la figura 5.5 se representan en el espacio  $p$ - $s$  una trayectoria de aumento de la tensión media  $p$  ("loading path") y otra de disminución de la succión matricial ("collapse path"). Las dos trayectorias llevan la curva LC a la misma posición final y por tanto producen iguales deformaciones volumétricas plásticas. La posición de la LC viene dada por la variable de historia  $p_o^*$ , que es la presión de preconsolidación del suelo saturado. En la figura 5.5 también se observa que la tensión de preconsolidación aparente ( $p_o$ ) aumenta con la succión matricial (a medida en que se seca el suelo).

A pesar de su simplicidad, el BBM es capaz de reproducir (por lo menos cualitativamente) las principales características de los suelos no saturados cuando estos materiales no exhiben un comportamiento altamente expansivo (Alonso *et al.*, 1990). Algunas de estas características son: aumento de la resistencia al corte y presión de preconsolidación ( $p_o$ ) con la succión, ocurrencia de deformaciones reversibles cuando se moja (disminución de  $s$ ) a bajas tensiones de confinamiento y desarrollo de deformaciones de colapso cuando la succión matricial disminuye a altas tensiones de confinamiento. Las ecuaciones que describen matemáticamente el BBM (Alonso *et al.*, 1990) y su extensión considerando efectos térmicos (Gens, 1995) se encuentran en el apéndice B.

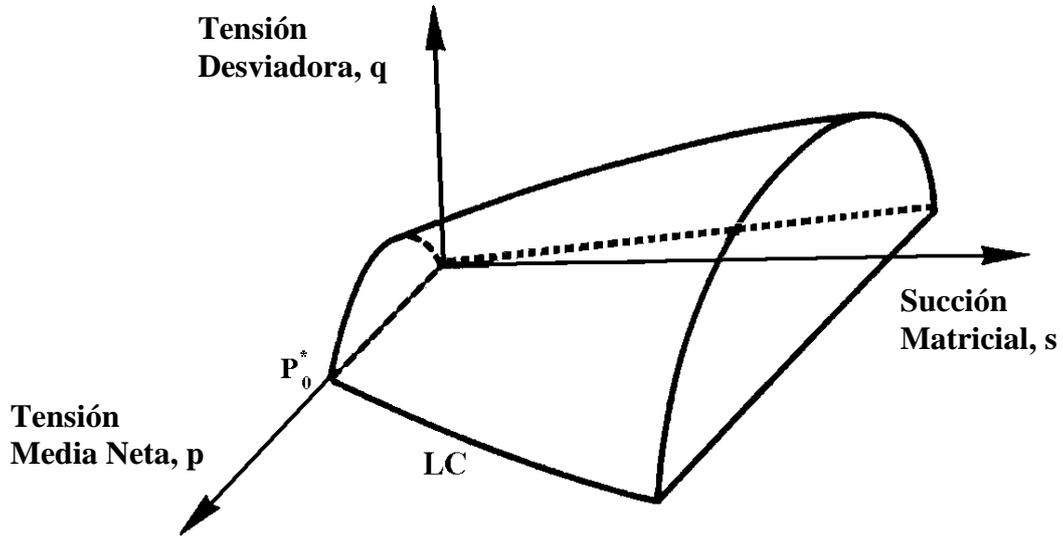


Figura 5.4. Superficie de fluencia del BBM en el espacio  $p$ - $q$ - $s$ .

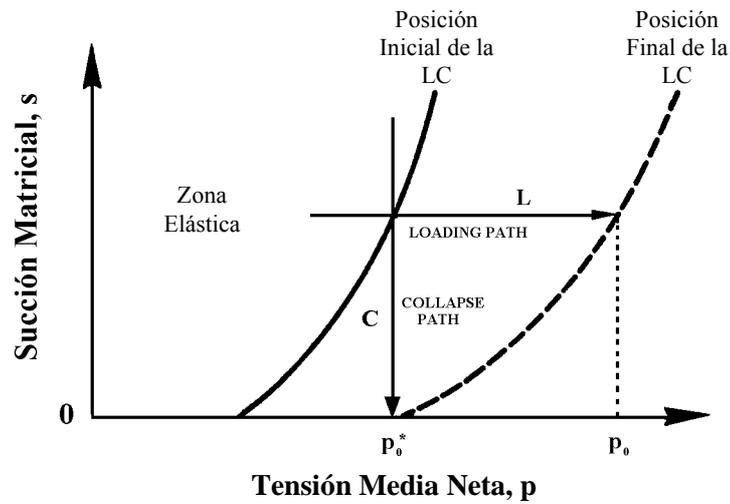


Figura 5.5. Trayectorias de carga (L) y colapso (C) llevando la LC a una misma posición final en el espacio  $p$ - $s$ .

### 5.3.3. Comportamiento de la microestructura

En el modelo conceptual propuesto por Gens & Alonso (1992), se considera que el comportamiento de la microestructura es elástico y volumétrico. La hipótesis de un

comportamiento volumétrico bajo condición isotrópica es razonable si la matriz formada por las partículas elementales de arcilla, promediada en todos agregados, no presenta orientación preferencial. La hipótesis de una microestructura elástica se origina de la naturaleza reversible de las fuerzas físico-químicas que actúan en la microestructura.

Con base en esto, para la microestructura se definen las tensiones efectivas de modo que el incremento de deformación volumétrica microestructural  $d\epsilon_m^e$  depende del incremento de tensión efectiva media de la microestructura  $d\hat{p}$ .

Como propuesta para la tensión efectiva media de la microestructura se adopta en este trabajo la forma general:

$$\hat{p} = p + \chi s_m \quad (5.3)$$

donde  $\chi$  es un número entre 0 y 1. Para tener en cuenta que bajo determinadas circunstancias la microestructura también puede estar no saturada, Alonso (1998) propuso que  $\chi = S_r^n$ , donde  $S_r$  es el grado de saturación del agua en los macroporos y  $n$  un coeficiente. Cuando  $n=0$  y no se considera la succión osmótica ( $s_m = s$ ), se recupera la definición clásica de tensión efectiva:  $\hat{p} = p + s$  (= tensión media total – presión de agua).

Para el comportamiento elástico y volumétrico de la microestructura se adopta (Alonso *et al.*, 1994) una ley exponencial (empírica):

$$d\epsilon_m^e = \beta_m e^{-\alpha_m \hat{p}} d\hat{p} \quad (5.4)$$

inspirada en los modelos que describen la distancia entre partículas en función de la tensión efectiva (figura 5.6) basados en la teoría de la capa doble difusa.  $\alpha_m$  y  $\beta_m$  son parámetros del material.

En este trabajo se plantea una nueva propuesta para el comportamiento de la microestructura en la cual los parámetros del material dependen de las concentraciones de los cationes intercambiables. Esta hipótesis está basada en las innumerables evidencias experimentales, algunas comentadas en este trabajo, sobre la influencia de estas variables geoquímicas en el comportamiento mecánico de las arcillas expansivas. Modelos teóricos como la teoría de la capa doble difusa también avalan esta hipótesis.

La propuesta inicial es que el parámetro  $\alpha_m$  en la ecuación (5.4) siga siendo una constante y  $\beta_m$  se defina como función de las fracciones equivalentes de los cationes intercambiables:

$$\beta_m = \sum_i \beta_m^i x_i \quad (5.5)$$

donde  $x_i$  es la fracción equivalente del cation intercambiable  $i$ , definida por (para detalles ver apéndice D):

$$x_i = \frac{\text{concentración del cation intercambiable en meq/100g de sólido}}{CIC \text{ (meq/100g de sólido)}} \quad (5.6)$$

En la ecuación (5.6),  $CIC$  es la capacidad de intercambio de cationes de la arcilla. Por tratarse de fracciones equivalentes, los  $x_i$  tienen las siguientes restricciones:

$$\sum_i x_i = 1 \quad ; \quad 0 \leq x_i \leq 1 \quad (5.7)$$

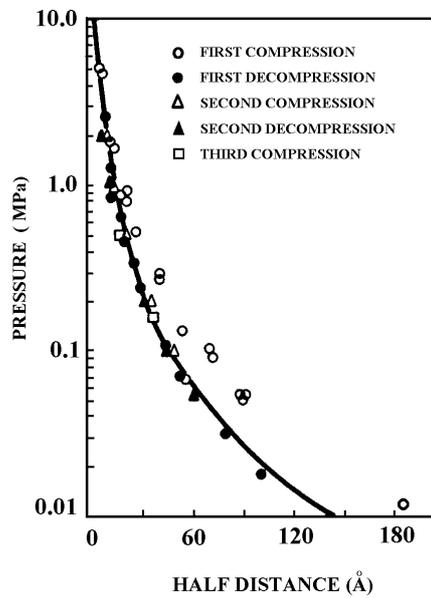


Figura 5.6. Distancia entre partículas versus la presión de hinchamiento en una montmorillonita (Warkentin *et al.* 1957).

Los  $\beta_m^i$  en la ecuación (5.5) son constantes definidas para cada uno de los cationes intercambiables y controlan la rigidez de la microestructura. Si se quiere establecer alguna analogía con la teoría de la capa doble difusa, los  $\beta_m^i$  están relacionados de cierta manera con los radios hidratados de los cationes (tabla I) y sus valencias.

La justificación para la elección de  $\beta_m$  como función de los cationes intercambiables y  $\alpha_m$  como un valor constante para el material se hará en los ejemplos de aplicación del modelo en el próximo capítulo. Pero el objetivo primordial de este trabajo no es justificar el modelo simplificado para la microestructura que se presenta en este apartado. Lo que se quiere es que el modelo elastoplástico inicialmente propuesto por Gens & Alonso (1992) responda de forma

adecuada a algunas características básicas de los suelos expansivos bajo acciones químicas. Una vez conseguidas estas respuestas, se intentará la implementación de modelos más sofisticados para la microestructura.

Se estiman los valores de los  $\beta_m^i$  de manera que este modelo esté cualitativamente de acuerdo con la teoría de la capa doble difusa. Según esta teoría, para soluciones con una misma molaridad, el aumento de la valencia de los cationes intercambiables causará la retracción de la capa doble (Mitchell, 1993). Igual efecto tendrá la sustitución de cationes intercambiables por otros de menor radio hidratado e igual valencia. Una retracción de la capa doble causa rigidización de la arcilla. La figura 5.7 ilustra muy bien este concepto, donde Sridharan *et al.* (1986) verifican experimentalmente que la compresibilidad de bentonitas homoionizadas disminuía con el aumento de la valencia de los cationes y aumentaba con el aumento del radio iónico hidratado (para comparación ver tabla I).

Con base en esta argumentación y teniéndose en cuenta las ecuaciones (5.4) y (5.5), se puede suponer que el coeficiente  $\beta_m^i$  para el cation intercambiable  $i$  guarda una proporcionalidad directa con su radio iónico hidratado e inversa con su valencia. Por tanto, se debe esperar que  $\beta_m^{\text{Li}} > \beta_m^{\text{Na}} > \beta_m^{\text{K}}$  y en general  $\beta_m^{\text{cation monovalente}} > \beta_m^{\text{cation bivalente}}$ .

Una vez definido que el parámetro  $\beta_m$  depende de las variables de estado geoquímicas, para que la microestructura sea hiperelástica es necesario proponer un potencial elástico para la misma. Para que el nuevo modelo elástico recupere su forma original respecto a  $d\hat{p}$  en la ecuación (5.4) se propone el siguiente potencial elástico para la microestructura:

$$\Omega_m^e = -\frac{\beta_m}{\alpha_m} e^{-\alpha_m \hat{p}} \quad (5.8)$$

y por tanto la deformación volumétrica microestructural viene dada por:

$$d\epsilon_m^e = d\Omega_m^e = \beta_m e^{-\alpha_m \hat{p}} d\hat{p} - \frac{1}{\alpha_m} e^{-\alpha_m \hat{p}} d\beta_m \quad (5.9)$$

De la ecuación (5.9) se concluye que, al proponer un potencial elástico para la microestructura, el proceso de intercambio de cationes, además de afectar su rigidez, también es capaz de causar deformaciones microestructurales, o sea, el intercambio de cationes también es un proceso deformacional originado de los cambios ( $d\beta_m$ ) de la variable de estado geoquímica  $\beta_m$ .

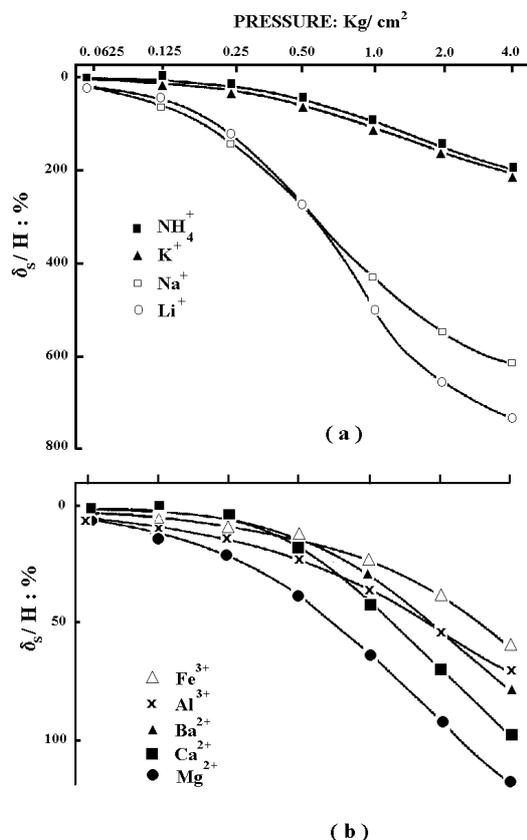


Figura 5.7. Ensayos edométricos en bentonita homoionizada (Sridharan *et al.*, 1986).  
 (a) Bentonitas homovalentes. (b) Bentonitas heterovalentes.

Según la ecuación (5.5), si se hace todos los  $\beta_m^i$  iguales a un valor constante e igual para todos los cationes ( $\beta_m^i = \beta_m$ ), se tiene que  $d\beta_m = 0$  y la ecuación (5.9) recupera la forma original de la ecuación (5.4). De esta manera se elimina la influencia de los cationes intercambiables y la única variable geoquímica que interviene en la microestructura es la succión osmótica ( $s_o$ ).

De cara al desarrollo e implementación del modelo, una manera más conveniente de escribir el potencial elástico de la microestructura en la ecuación (5.8) es:

$$\Omega_m^e = -\frac{\beta_m}{\alpha_m} e^{-\alpha_m \hat{p}} = -\frac{1}{\alpha_m} e^{-\alpha_m \psi} \quad (5.10)$$

donde la variable  $\psi$  viene dada por

$$\psi = \hat{p} - \frac{1}{\alpha_m} \ln \beta_m = p + \chi s_m - \frac{1}{\alpha_m} \ln \beta_m \quad (5.11)$$

y se llamará la “tensión efectiva químicamente modificada” de la microestructura.

Se la denomina así porque deformaciones volumétricas de la microestructura dependen únicamente de los cambios de  $\psi$ :

$$d\epsilon_m^e = d\Omega_m^e = e^{-\alpha_m \psi} d\psi \quad (5.12)$$

Se puede escribir la ecuación (5.12) de la forma:

$$d\epsilon_m^e = \frac{d\psi}{K_m} \quad (5.13)$$

donde  $K_m$  es la rigidez de la microestructura:

$$K_m = e^{\alpha_m \psi} \quad (5.14)$$

Sin ninguna pretensión más allá de simplificar la notación y la interpretación matemática del modelo, se reescribe la ecuación (5.11) como:

$$\Psi = p + \chi s_m + \psi_c \quad (5.15)$$

donde:

$$\psi_c = -\frac{1}{\alpha_m} \ln \beta_m \quad (5.16)$$

La variable  $\psi_c$  es función de los parámetros materiales de la microestructura  $\alpha_m$  y  $\beta_m^i$  y de las fracciones equivalentes de los cationes intercambiables  $x_i$ .

Basándose en la discusión anterior con respecto a los  $\beta_m^i$  y teniendo en cuenta que  $\beta_m$  es un número pequeño ( $<1$ ), un proceso de intercambio que cause un aumento de  $\beta_m$  (por ejemplo la sustitución de  $\text{Ca}^{2+}$  por  $\text{Na}^+$  en el complejo de cambio de la arcilla) resultará en una expansión de la capa doble y una disminución de  $\psi_c$ . De hecho, disminución de  $p$ ,  $s_m$  o  $\psi_c$  están asociados a una expansión de la capa doble y por ello cuando  $\psi$  disminuye se dirá que se está mojando la microestructura. Por otro lado, cuando el efecto neto de los cambios en las variables microestructurales  $p$ ,  $s_m$ , y  $\psi_c$  es un aumento de  $\psi$ , significa que hay retracción de la capa doble y por ello se considerará que se está secando la microestructura.

En Gens & Alonso (1992) se definió como línea neutra el lugar geométrico donde las deformaciones de la microestructura son nulas:

$$d\varepsilon_m^e = 0 \Rightarrow d\psi = 0 \quad (5.17)$$

Integrando (5.17) se llega a la ecuación:

$$\psi = \psi^* \Rightarrow p + \chi s_m + \psi_c = \psi^* \quad (5.18)$$

donde  $\psi^*$  es la variable de historia correspondiente al plano que representa el lugar geométrico de los estados de tensiones de mismo potencial elástico en el espacio  $p$ - $s_m$ - $\psi_c$  (figura 5.8). Mientras el estado de tensión permanezca en este plano (igual  $\psi^*$ ), no se tendrán deformaciones microestructurales. Este plano de carga neutra, denominado Plano Neutro (NP) en analogía a la línea neutra de Gens & Alonso (1992), divide el espacio  $p$ - $s_m$ - $\psi_c$  en dos regiones distintas: una donde las trayectorias de tensiones causan hinchamiento de la microestructura (mojado) y otra donde causan retracción (secado).

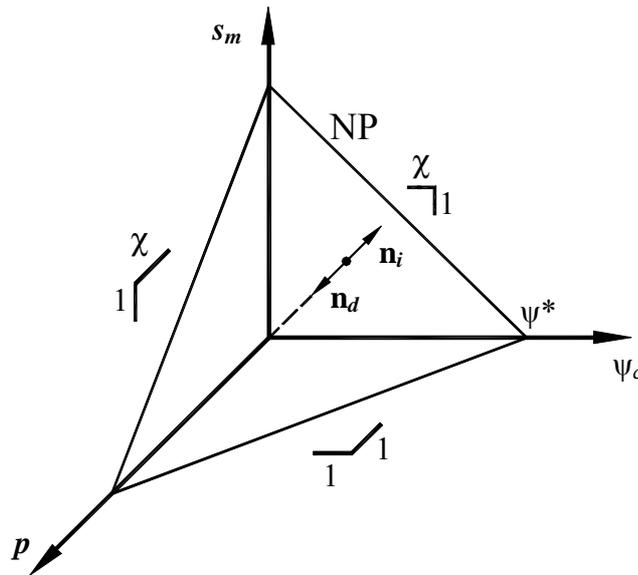


Figura 5.8. Representación del plano neutro (NP) en el espacio  $p$ - $s_m$ - $\psi_c$ .

En la figura 5.8, las normales al NP definen las direcciones de secado y mojado de la microestructura.  $\mathbf{n}_i$  es la normal que apunta hacia la dirección de aumento ("increasing") de  $\psi$  y por ello define la dirección de secado.  $\mathbf{n}_d$  es la normal que apunta hacia la disminución de  $\psi$  y define la dirección de mojado. Para el caso en que no hay intercambio de cationes, la línea neutra definida por Gens & Alonso (1992) es la intersección del NP con el plano  $\psi_c = \text{constante}$  en el espacio  $p$ - $s_m$ - $\psi_c$ , o sea, se recupera el concepto de línea neutra.

#### 5.3.4. Acoplamiento entre micro y macro estructuras

Deformaciones de la microestructura pueden causar reorganizaciones del esqueleto macroestructural conduciendo a deformaciones volumétricas irreversibles que se reflejan en la variación de la superficie de fluencia macroestructural a través de un cambio en la tensión de preconsolidación  $p_o^*$ . La curva LC (figura 5.5) se moverá según la macroestructura se abre (LC va hacia la izquierda indicando softening) o se cierra (LC va hacia la derecha indicando "hardening"). Es importante resaltar que el acoplamiento en el sentido contrario no existe, deformaciones macroestructurales como tales no influyen en los mecanismos microestructurales de deformación (Gens & Alonso, 1992).

Se puede plantear para este mecanismo plástico un dominio elástico en el cual las deformaciones microestructurales no afectan la actual configuración de la macroestructura. Como la microestructura es elástica y depende únicamente de los cambios de la "tensión efectiva químicamente modificada" ( $\psi$ ), se puede definir este dominio elástico acotando superiormente e inferiormente a  $\psi$ , originando dos superficies de fluencia para la macroestructura en función únicamente de variables microestructurales:

$$SI : F_{SI} = \psi_I^* - \psi \leq 0 \quad (5.19)$$

$$SD : F_{SD} = \psi - \psi_D^* \leq 0 \quad (5.20)$$

Los nombres de estas superficies SI ("suction increase") y SD ("suction decrease") se remontan a los orígenes del BExM y serán preservados aquí.  $\psi_I^*$  y  $\psi_D^*$  (con  $\psi_I^* \geq \psi_D^*$ ) son respectivamente el máximo y mínimo valores que  $\psi$  puede tener para que deformaciones en la microestructura no provoquen deformaciones plásticas en la macroestructura. Estas variables de historia definen los planos que representan las superficies SI y SD en el espacio  $p-s_m-\psi_c$  (figura 5.9). El plano neutro (NP) contiene el estado de tensiones actual y se encuentra entre las SI y SD. Las superficies SI y SD y el NP son planos paralelos en el espacio  $p-s_m-\psi_c$  (figura 5.9).

Una forma particular de utilización de este modelo es colapsar las SI, SD y el NP en un único plano en el espacio  $p-s_m-\psi_c$  considerando  $\psi^* = \psi_I^* = \psi_D^*$ . De esta manera, deformaciones elásticas de la microestructura siempre causarán deformaciones plásticas macroestructurales. El dominio elástico en este caso es el propio plano neutro. Esta opción de utilización del modelo sugiere el uso de la plasticidad generalizada para su implementación numérica, tal como se hace en Sánchez (2001) y Sánchez *et al.* (2001).

En Gens & Alonso (1992) se consideró que las deformaciones plásticas de la macroestructura eran funciones de las deformaciones microestructurales y de la actual configuración de la macroestructura, dada por la razón  $p/p_o$ , donde  $p$  es la tensión media neta aplicada y  $p_o$  es la tensión de preconsolidación aparente para el valor de succión matricial

actuando en el suelo.  $p/p_o$  representa una medida de la distancia del estado de tensiones actual a la superficie de fluencia de la macroestructura y tiene el mismo significado de la razón de sobreconsolidación de un suelo saturado isotropicamente consolidado (Alonso *et al.*, 1999). Valores de  $p/p_o$  cercanos a 1 indican una macroestructura abierta y colapsable. Valores pequeños de  $p/p_o$  indican un alto grado de empaquetamiento del suelo.

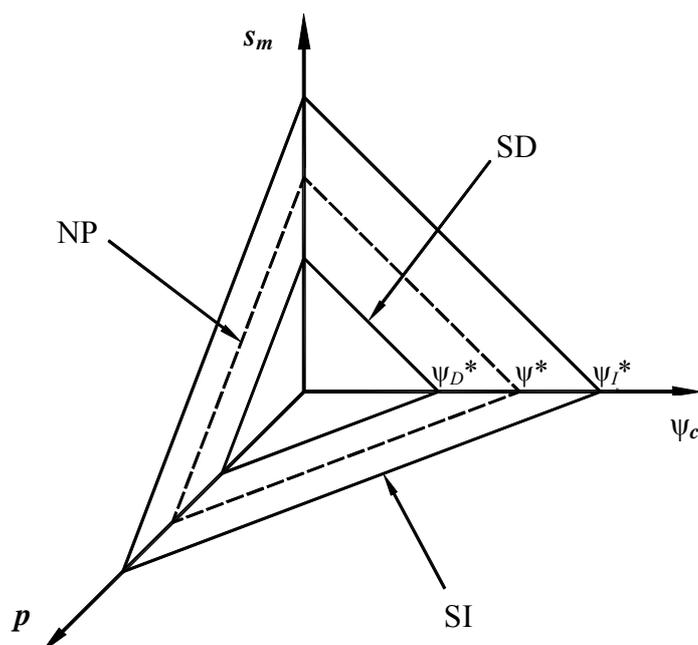


Figura 5.9. Representación de las superficies de fluencia SI y SD y el plano neutro (NP) en el espacio  $p$ - $s_m$ - $\psi_c$ .

Con base en esto, Alonso *et al.* (1994) proponen para el cálculo de la deformación volumétrica plástica macroestructural ( $d\epsilon_M^p$ ) las expresiones:

$$d\epsilon_M^p = f_D d\epsilon_m^e \quad (5.21)$$

en el caso de activación de la SD (hinchamiento de la microestructura) y

$$d\epsilon_M^p = f_I d\epsilon_m^e \quad (5.22)$$

en el caso de activación de la SI (retracción de la microestructura).

En las ecuaciones (5.21) y (5.22),  $f_D$  y  $f_I$  son funciones de interacción que dependen de  $p/p_o$ . Cuanto menor es el valor de  $p/p_o$ , más densa se encuentra la macroestructura y por tanto se espera que un hinchamiento microestructural cause mayores deformaciones plásticas macroestructurales para pequeños valores de  $p/p_o$ . Por analogía, deformaciones plásticas de la

macroestructura inducidas por retracciones microestructurales son mayores para valores de  $p/p_0$  más cercanos a 1, que corresponden a una macroestructura más abierta. En la figura 5.10 se presentan esquemáticamente las funciones  $f_D$  y  $f_I$  en función de  $p/p_0$ .

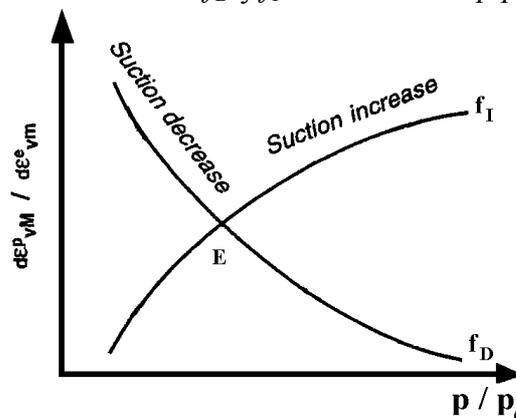


Figura 5.10. Representación esquemática de las funciones de interacción  $f_I$  y  $f_D$ .

En la figura 5.10, al punto de encuentro (E) de las curvas  $f_D$  y  $f_I$  se denomina punto de equilibrio (Alonso *et al.*, 1999). Este punto representa un estado del suelo en que acciones cíclicas de cambios de succión no resultan en acumulaciones de deformación. A la izquierda de este punto (cargas bajas), cambios cíclicos de succión resultan en una expansión neta porque, para una misma deformación microestructural, deformaciones volumétricas plásticas de hinchamiento predominan sobre las deformaciones volumétricas plásticas de retracción. El caso opuesto ocurre para estados de tensión a la derecha del punto E (cargas altas).

La deformación volumétrica plástica de la macroestructura resultante del acoplamiento con la microestructura viene dada por la combinación de las ecuaciones (5.13), (5.21) y (5.22):

$$d\varepsilon_{M\beta}^p = f_\beta d\varepsilon_m^e = f_\beta \frac{d\psi}{K_m}, \quad \beta = I, D \quad (5.23)$$

donde el subíndice  $\beta$  indica el mecanismo de interacción actualmente activado. Si la SI está activada  $\beta = I$ . En cambio,  $\beta = D$  cuando se activa la SD. Al mecanismo plástico originado de la activación de la SI o SD se llamará mecanismo  $\beta$  (Sánchez, 2001; Sánchez *et al.*, 2001).

Quedan por definir la ley de endurecimiento ("hardening") del mecanismo  $\beta$  (superficies SI y SD) y una nueva ley de hardening para la superficie del BBM que tenga en cuenta el acoplamiento entre macro y micro estructuras.

La variable de historia asociada al mecanismo  $\beta$  es  $\psi_\beta^*$  ( $\beta = I, D$ ) y cuando este mecanismo está activado  $\psi = \psi_\beta^*$ . Por otro lado, considerando la ecuación (5.23) que define la

deformación volumétrica plástica del mecanismo  $\beta$ , se obtiene la ley de endurecimiento para este mecanismo:

$$d\psi_{\beta}^* = \frac{K_m}{f_{\beta}} d\epsilon_{M\beta}^p, \quad \beta = I, D \quad (5.24)$$

El acoplamiento existente entre el mecanismo  $\beta$  y la superficie de fluencia de la macroestructura establece que cuando hay una densificación de la estructura del suelo la superficie del BBM (figura 5.4) se expande (curva LC se mueve hacia la derecha en la figura 5.5). Por otro lado, cuando la estructura del suelo se abre, la superficie de fluencia de la macroestructura se contrae (curva LC se mueve hacia la izquierda). Este fenómeno se representa matemáticamente considerando en la ley de endurecimiento del BBM (ecuación (B.41) en el apéndice B) la deformación plástica volumétrica total de la macroestructura, dada por la suma de las deformaciones plásticas de los mecanismos LC ( $d\epsilon_{MLC}^p$ ) y  $\beta$  ( $d\epsilon_{M\beta}^p$ ):

$$\frac{dp_o^*}{p_o^*} = \frac{1 + e_M}{\lambda(0) - k_{io}} (d\epsilon_{MLC}^p + d\epsilon_{M\beta}^p) \quad (5.25)$$

donde  $\lambda(0)$  y  $k_{io}$  son parámetros del material en el BBM (Alonso *et al.*, 1990) y  $e_M$  es el índice de vacíos macro. Se observa que, en régimen plástico, se puede activar simultáneamente los dos mecanismos, pero situaciones en que solamente uno de ellos se activa son también perfectamente posibles.

En las leyes de endurecimiento definidas en las ecuaciones (5.24) y (5.25), la activación del mecanismo  $\beta$  resulta en un "hardening" de la LC, pero el mecanismo  $\beta$  no es afectado por la activación de la LC.