

Capítulo 2

Comportamiento de Materiales Granulares a Bajas y Altas Tensiones

Los materiales granulares son fragmentos de roca producidos por acciones erosivas. Su tamaño y forma depende de: la calidad de la roca madre de donde se originaron, del grado de meteorización, y del desgaste que haya sufrido durante el transporte. Se encuentran en sitios muy variados en la superficie terrestre. Se localiza en: los depósitos glaciares, los fondos de los valles, acumulaciones volcánicas, las brechas de falla, los lechos de los ríos y lagos, y los mares. Dada su distribución es frecuente utilizarlos como material de cimentación en obras de infraestructura civil. También se utilizan para la construcción de estructuras de tierra como: presas, pedraplenes de carreteras y vías férreas, pavimentos, capas de balasto, entre los más comunes. A falta de este tipo de materiales en estado natural, se generan artificialmente triturando la roca sana. Debido a su uso tan generalizado, se dispone de una gran cantidad de estudios experimentales que describen su comportamiento bajo distintas condiciones de carga.

La clasificación clásica de los materiales granulares se basa en los tamaños de las partículas que los conforman. Partiendo de un tamaño menor hacia uno mayor tenemos: limos, arenas, gravas, y escolleras. Esta clasificación nos dice poco de su comportamiento, por lo que para obtener una descripción completa se acude a otras características, como: origen geológico, composición mineralógica, grado de alteración, resistencia y existencia de planos de fracturación, forma de la partícula, es decir una descripción geotécnica.

El comportamiento de materiales granulares sometidos a tensiones cambia, en la medida que el tamaño de partícula aumenta. La variación de las propiedades se atribuye en gran medida a la rotura de partículas (Marsal 1963, Marachi *et al.* 1969, Nobari y Duncan 1972, Biarez y Hicher 1997, MacDowell y Bolton 1998, entre otros). Este fenómeno puede explicarse de una manera sencilla, calculando las tensiones desarrolladas en los puntos de contacto entre las partículas. Debido a que, el área de contacto entre las partículas es muy pequeña, las tensiones son tan elevadas que llegan a romper el material. Cuando aumenta el número de contactos disminuyen la magnitud de las fuerzas de contacto. En una placa con una superficie unitaria que se encuentra en contacto con una masa de material granular, el número de contactos con la placa se incrementa al disminuir el diámetro de las partículas. Marsal (1963) utilizó el concepto anterior para hacer una estimación de la magnitud del promedio de las fuerzas de contacto. La valoración la hizo en una arena (con diámetro 0.2 mm) y una escollera (con diámetro de 20 cm) con granulometrías uniformes, sometidas a una tensión hidrostática de 98 kPa. Las magnitudes promedio obtenidas fueron 1.96×10^{-3} N (0.2 gf) para la arena y 3922.66 N (400 kgf) para la escollera. A la luz de estos datos, resulta evidente que se presentarán mas roturas partículas en la escollera que en la arena. Por supuesto, hay muchos factores más involucrados en este proceso que favorecen o perjudican este mecanismo son principalmente: la distribución granulométrica, la forma de la partícula, la resistencia del material.

En un ensayo triaxial con materiales granulares susceptibles a la rotura, la dilatancia del material disminuye notoriamente. Si se incrementa la presión de confinamiento, hay un punto donde la dilatancia puede llegar a desaparecer. Por otro lado, en un ensayo edométrico la rotura aumenta la compresibilidad del material.

La rotura de partículas también es afectada por el cambio en el contenido de humedad del material. En respuesta a esta modificación, la respuesta del material a sollicitaciones externas también se altera. En general un aumento en el contenido de humedad, genera una disminución de volumen y de la resistencia al corte del material (Nobari y Duncan 1972, Veiga Pinto 1983, Coop y Lee 1995, Oldecop y Alonso 2001).

En este capítulo se expone el comportamiento de los materiales granulares bajo distintos estados de tensión y humedad. Posteriormente se presentan las superficies de fluencia y

potenciales plásticos utilizados para su modelación. Se expone también como modelar su comportamiento denso-dependiente. Por último, en las conclusiones, se dan una serie de recomendaciones a tomar en cuenta en la creación de modelos constitutivos elasto-plásticos para escolleras, basadas en las ideas presentadas.

2.1 Importancia de la rotura de partículas en los materiales granulares

Cuando se somete a cambios de tensión a muestra de grava o escollera, se ha observado que la granulometría inicial cambia. Este cambio es el resultado de un proceso de rotura de partículas, debido a que se supera la resistencia individual o de una parte muy específica de la partícula. Para apreciar el fenómeno, en la Figura 2.1 se muestran resultados de ensayos triaxiales de Lee y Farhoomand (1967). El material que utilizaron fue una grava de origen granítico, cuyo tamaño osciló entre $\frac{3}{4}$ " (19.1 mm.) y el tamiz No. 100 (0.149 mm.). Las distribuciones granulométricas originales y finales se muestran en el gráfico. Los resultados muestran claramente la variación de tamaño de las partículas de grava por efecto del ensayo realizado.

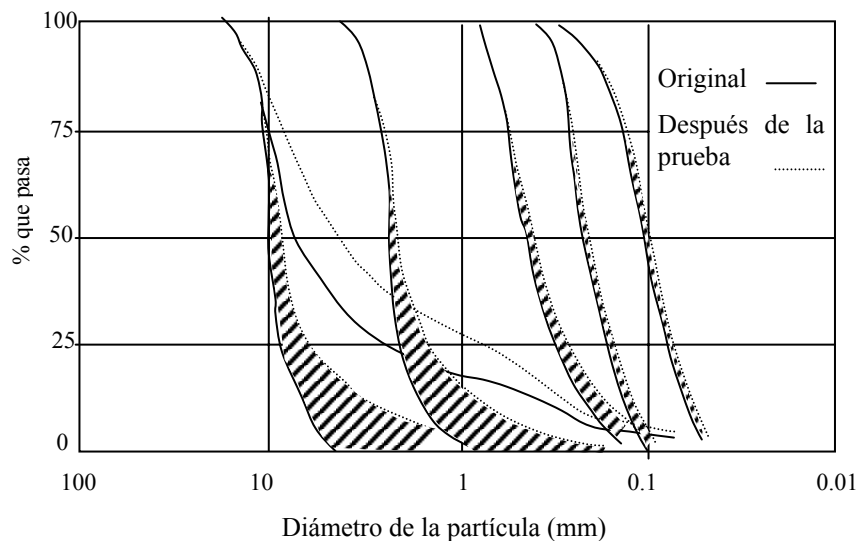


Figura 2.1 Variaciones granulométricas en pruebas triaxiales Lee y Farhoomand (1967).

La rotura de partículas depende claramente del nivel de tensiones aplicado. El efecto puede ser visto con más detalle en los ensayos edométricos bajo carga cíclica, que realizó Chávez (1996) en una grava de origen basáltico. En el ensayo se aplicaron cargas con oscilaciones senoidales con diferentes amplitudes, durante un tiempo de 24 hrs. En la Figura 2.2 se

observa claramente cómo la granulometría final cambió en respuesta a la tensión mecánica que fue sometida.

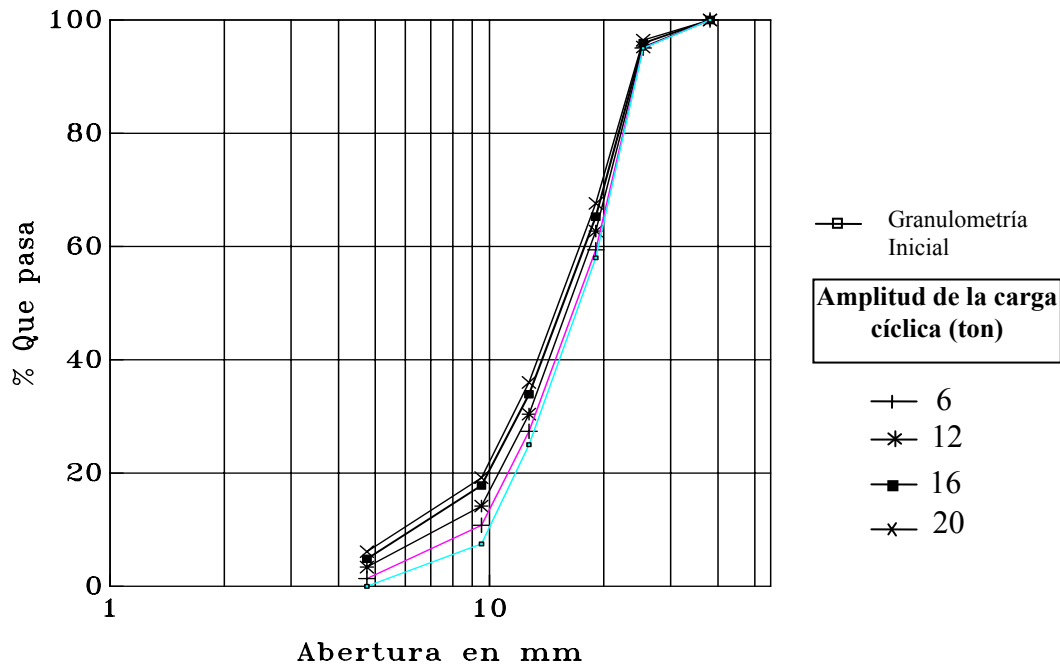


Figura 2.2 Cambio granulométrico debido a la aplicación de diferentes amplitudes de cargas cíclicas senoidales en un ensayo edométrico de balasto (Chávez 1996).

Más aún, se puede decir que existe un nivel de tensiones a partir del cual, la rotura de partículas empieza a ser más significativa. Este rasgo se observa en el estudio del comportamiento triaxial de las arenas de Cambria realizado por Yamamuro y Lade (1996). En el experimento se aplicaron presiones de confinamiento que van desde 2.1 hasta 52 MPa. Al terminar cada ensayo se realizaron cuantificaciones de la rotura de partículas mediante el índice de Hardin (1985), B_r . El índice se calcula como el cociente entre la rotura total B_t (área delimitada por las curvas granulométricas inicial y final, y una línea vertical que coincide a la abertura de la tamiz No. 200) y la rotura potencial B_p (área delimitada por la granulometría original y la línea vertical que coincide a la abertura de la tamiz No. 200, es la suma del área cuadrículada y el área rellena de rombos), ver Figura 2.3. En la Figura 2.4 se muestran los resultados de las pruebas triaxiales de compresión y extensión, y se grafica el índice B_r de Hardin contra el valor de la tensión media normal efectiva en la rotura ($p'_f = (\sigma'_{1f} + 2\sigma'_{3f})/3$). En los ensayos de extensión se mantuvo la presión de confinamiento, σ_3 , constante y se disminuyó la tensión axial, σ_1 . Analizando los resultados, se observa que para bajos valores de p'_f , B_r , tiene un valor pequeño, y que una

vez sobrepasado un límite (4 MPa para compresión y 7 MPa para extensión, resultados para el material estudiado), B_r comienza a crecer de una manera lineal con el logaritmo de p'_f . La tendencia se interrumpe cuando el material deja de romperse, B_r no sobrepasa el valor de 0.35 en compresión (0.23 para extensión).

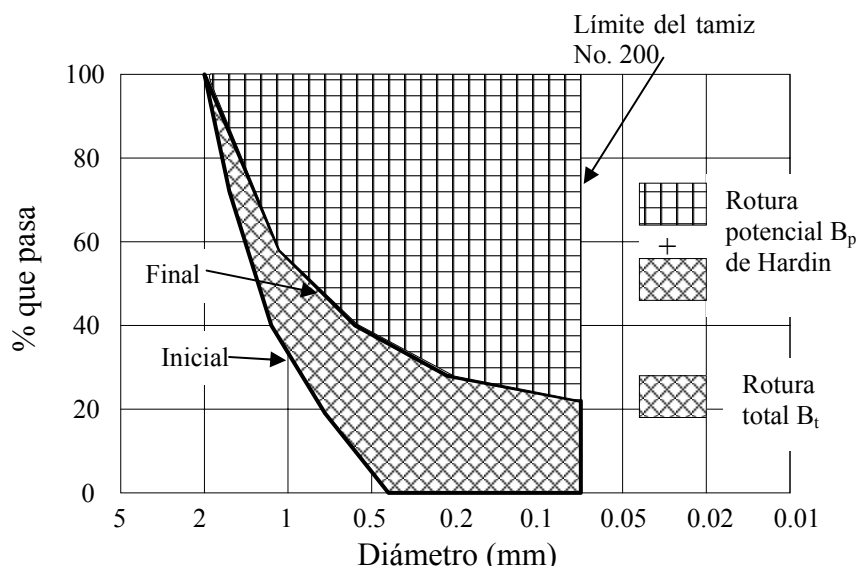


Figura 2.3 Esquema de apoyo para definir el factor de rotura de Hardin (1985).

En ensayos edométricos se ha detectado un punto donde cambia la compresibilidad del material. En los ensayos de este tipo con un material de escollera de Oldecop (2000), se observa el fenómeno también. El material que utilizó fue una pizarra del río Pancrudo, en Teruel, todas las características el material se presentan en el capítulo 4. Los resultados de los ensayos edométricos se muestran en la Figura 2.12. En la curva de tensión-deformación vertical se observa un punto en donde la pendiente cambia ligeramente, este cambio de tendencia lo atribuyeron a el inicio de la rotura de partículas. En general, se puede afirmar que el inicio de la rotura de partículas en la escollera es a un nivel de tensiones mucho más bajo que para el observado en la arena (en los ensayos en arena de Yamanuro y Lade 1996: 4 MPa compresión, en los ensayos en escolleras de Oldecop 2000: 0.29 MPa). Los dos materiales mencionados no son directamente comparables, por las diferencias experimentales y de la roca que dio origen a los materiales.

Dados los argumentos anteriores se concluye, que la rotura de partículas tiene límites acotados, principalmente por la resistencia de la roca matriz, y el tamaño de partículas.

La rotura de partículas puede ser también originada por los cambios en el contenido de humedad del material. Para confirmarlo, Nobari y Duncan (1972) realizaron análisis granulométricos en cada etapa de un ensayo edométrico en una arena de la presa de Pyramid. Los resultados se muestran en la Figura 2.5. La granulometría original es bastante homogénea (curva A), el área con trazos inclinados entre las curvas C y D muestra el cambio granulométrico que existió en el colapso provocado por la inundación de la muestra. La curva E, es la granulometría para el mismo material ensayado totalmente húmedo desde el inicio de la prueba. La curva E no está muy separada de la D, lo que indica, que la rotura no depende de la trayectoria tensión-humedecimiento, lo que importa es que al final existían las mismas condiciones de humedad y estado de tensiones.

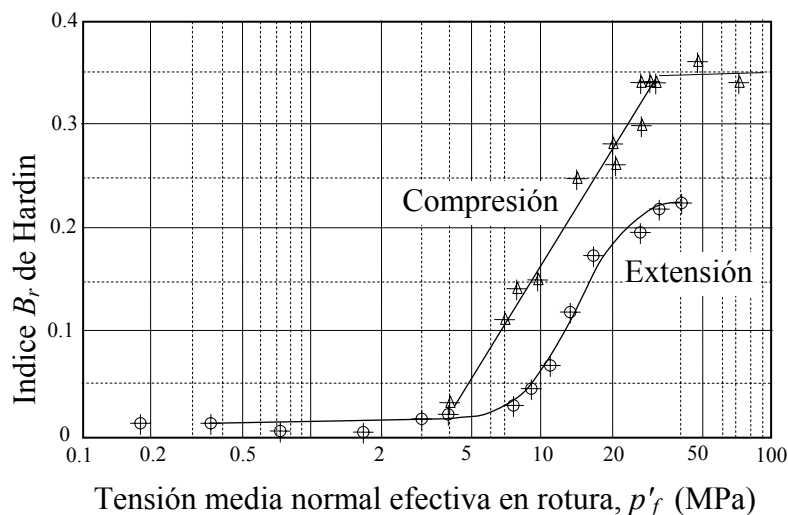


Figura 2.4 Pruebas de compresión y extensión confinada en arena de Cambria (Yamamuro y Lade 1996).

Esta idea es respaldada también en los ensayos triaxiales sobre arena de granito alterado de Lee y Coop (1995). En la Figura 2.6, se muestran los resultados obtenidos por estos investigadores. La evaluación de rotura de partículas al término de los ensayos triaxiales se hizo con el parámetro B_r . En los experimentos se alcanzaron deformaciones desviadoras hasta del 20%, en ellos se observó una tendencia clara a alcanzar el estado crítico (ver Figura 2.13). En el gráfico de la Figura 2.6, la información puntual representa los resultados de los ensayos en suelos no saturados. La información de los ensayos saturados fue sustituida por una regresión lineal para mejorar la claridad del gráfico. En la apreciación de los resultados, lo primero a destacar es la existencia de dos diferentes tendencias de rotura que corresponden al material en estado seco y saturado. Las partículas saturadas se rompen más que las secas, no obstante, si se humedecen las que estaban

inicialmente secas, se rompen también. La rotura de partículas creada por este mecanismo es similar a la obtenida con el material originalmente seco.

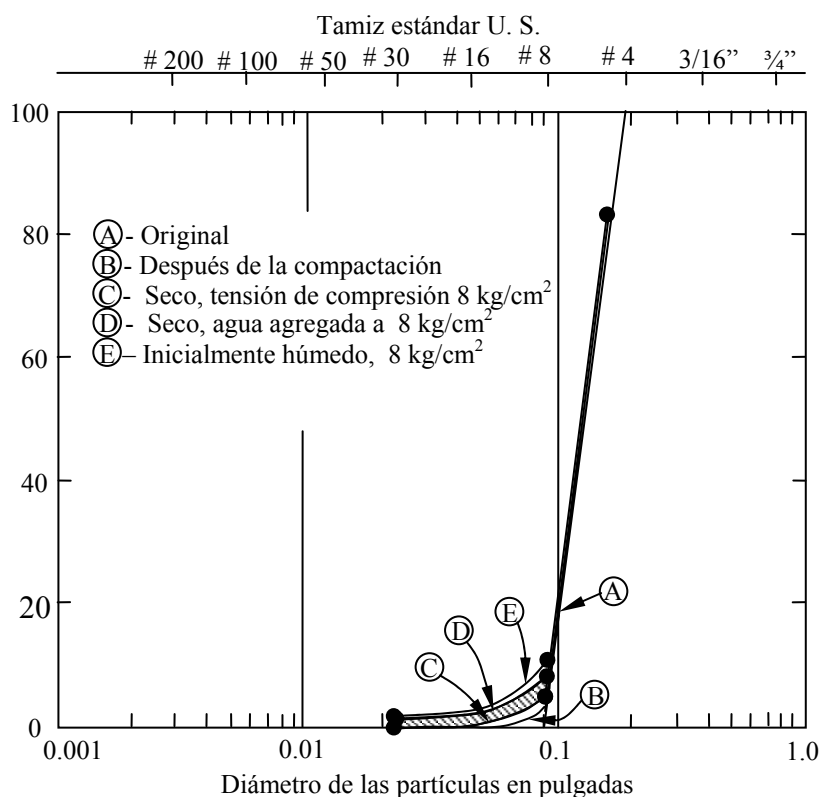


Figura 2.5 Rotura de partículas debido al humedecimiento del material, Nobari y Duncan (1972).

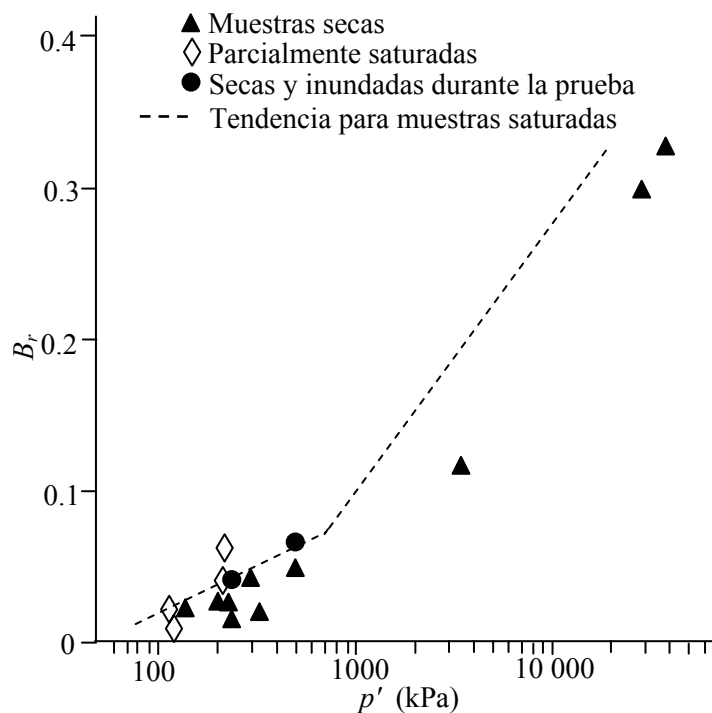


Figura 2.6 Variación del índice de rotura B_r en ensayos triaxiales, Lee y Coop (1995).

La rotura por humedecimiento se ha explicado en base a dos mecanismos: la fractura de los minerales que componen el material (Coop y Lee 1995, Oldecop y Alonso 2001), o debido a la reducción significativa de la succión que pudiera existir dentro de algunos minerales de arcilla, en partículas compuestas de amalgamas de minerales (Lee *et al.* 1967, Coop y Lee 1995). En partículas heterogéneas se pueden presentar los dos mecanismos. Por un lado existe la disminución de la succión, que provoca reblandecimiento de zonas específicas de las partículas, y por otro, pueden existir fracturas que se activen con el cambio de distribución de tensiones dentro de la partícula o por la corrosión provocada por el medio ambiente.

Oldecop y Alonso (2001), explicaron lo arriba expuesto, mediante la teoría de la propagación subcrítica de la fractura. Cualquier defecto es un punto potencial de inicio de agrietamiento, en un incremento de tensiones o por cambio de las propiedades del material cuando este se humedece. Dentro de esta teoría, el factor de intensidad de tensiones, K , de la mecánica de la fractura lineal y elástica, se utiliza como medida de las concentraciones de tensiones. En la fisura, la punta es el sitio más susceptible ha ser afectado en un proceso de corrosión. Un material sometido a corrosión se debilita, y es susceptible a romperse con valores de intensidad de tensiones menores. En la Figura 2.7 se muestran curvas tradicionales que relacionan la velocidad de propagación de la fisura, V , con el factor de intensidad de tensiones, K , para una humedad relativa constante. Existe un valor característico (el valor K_0 en la en el grafico) de cada material, que después de ser superado, se inicia la propagación de la fisura, esté valor disminuye en la medida que la humedad del material se incrementa. En la región II limitada por K_0 y K_C , la velocidad de propagación de la fisura se incrementa paulatinamente. Cuando el valor de intensidad de tensiones se acerca al valor crítico, K_C , la velocidad se incrementa drásticamente y se presenta la fracturación. Por lo tanto, las condiciones de humedad que prevalezcan en el ambiente determinan la magnitud de la deformación temporal de los materiales granulares.

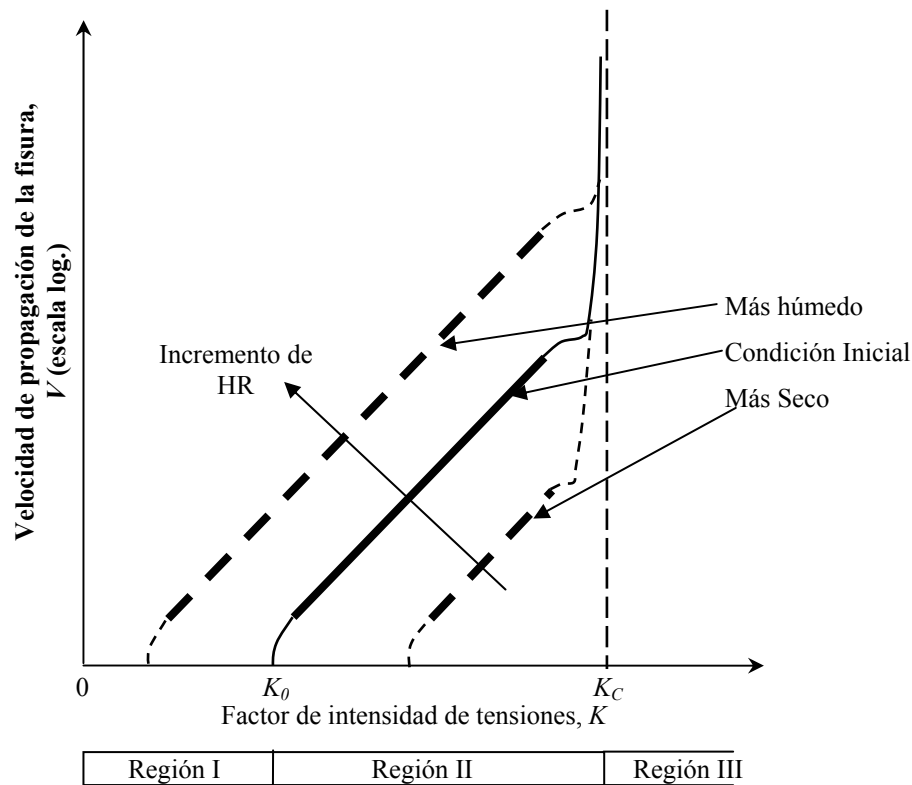


Figura 2.7 Curvas de propagación sub-crítica de las fisuras. Modelo conceptual de deformación volumétrica de escolleras (Oldecop y Alonso 2001).

La pendiente de la curva de compresión-deformación en ensayos edométricos aumenta, debido a, la rotura de partículas y su reacomodo (Miura y O-Hara 1979, Coop 1990, Biarez y Hicher 1997, Oldecop y Alonso 2001), ver Figura 2.12. En ensayos triaxiales existe una disminución significativa de la resistencia pico del material (Lee *et al.* 1967, Miura y O-Hara 1979, Coop 1990, Yamamuro y Lade 1996, Biarez y Hicher 1997). Un ejemplo de este tipo de resultados se presenta en la Figura 2.8. Son datos de ensayos triaxiales a altas presiones presentados por Yamamuro y Lade (1996). El material utilizado fue la arena de Cambria, compuesta de partículas subredondeadas con tamaños entre 0.83 y 2 mm, y granulometría uniforme. Se observa claramente la tendencia de disminución de la dilatancia cuando aumenta la tensión de confinamiento (ver también Figura 2.4 para ver la variación de la rotura). Para contrastar el comportamiento anterior, ver la Figura 2.10, en las que se presentan resultados de ensayos triaxiales drenados en la arena de Huston (Biarez y Hicher 1994), realizados con bajas presiones de confinamiento en las que no se presenta rotura de partículas.

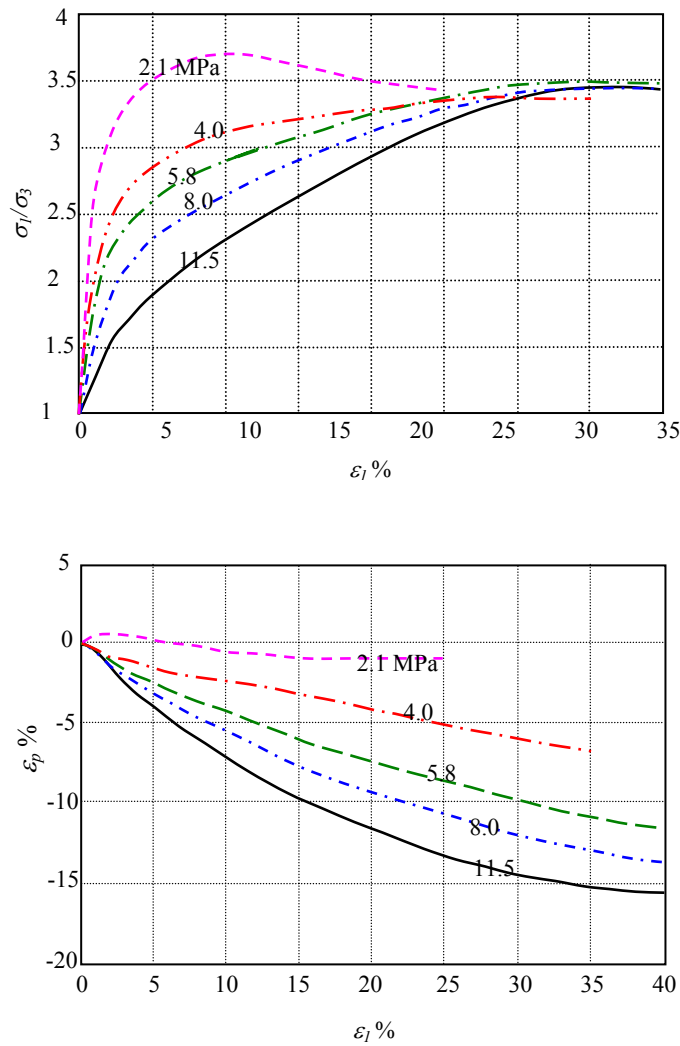


Figura 2.8 Ensayos de compresión triaxial con σ_3 entre 2.1 y 11.5 MPa, Yamamuro y Lade (1996).

Las interacciones entre partículas y su orden en un ensayo triaxial, explican el comportamiento fenomenológico que presenta el material a este tipo de solicitaciones. La envolvente de rotura está determinada por el ángulo de fricción interna (φ), la cual suele ser ligeramente curvada. La mecánica inter-granular puede explicar la desviación. El ángulo de fricción interna φ , depende de la fricción entre partículas (φ_μ) y la interferencia geométrica (φ_g) (Terzaghi, Peck y Mesri 1996). La fricción inter-granular depende directamente de la textura del material en cuestión, en cuanto más poroso es el material mayor la fricción que genera con alguna superficie. Para poder mover un bloque sometido a un carga normal (ver Figura 2.9a), es necesario aplicar una fuerza horizontal que supere la fuerza de fricción del bloque con la superficie. En la medida que el coeficiente de fricción crezca será necesario aplicar una fuerza mayor para inicial el movimiento del

bloque. Otro aspecto importante, es la interferencia geométrica ($\phi_g = \phi_e + \phi_d$), que depende del grado de acomodo entre partículas (ver Figura 2.9b y c). Cuando un material se encuentra en un estado suelto, esta interferencia se traduce a un empuje entre partículas (ϕ_e). En el caso en el cual, exista un acomodo más denso, al empuje se le suma la componente de la dilatancia (ϕ_d). Producida por la tendencia a cabalgar unas partículas sobre las otras. La dilatancia depende fuertemente de la forma de las partículas y su orientación (Santamarina y Cho 2004, ver Figura 2.9d y e). En el caso donde las partículas alargadas con su dimensión mayor orientada en sentido horizontal, la dilatancia se reducirá ya que el cabalgamiento tiende a suceder sobre la dimensión menor de la partícula. En el caso donde la dimensión mayor corresponda con la vertical, la dilatancia se incrementa, ya que el ángulo de a superar es mayor. Cuando existe una combinación de presión de confinamiento y fuerzas inter-granulares, tal que, en algún punto se sobrepase la resistencia de la partícula y exista rotura de partículas (ver Figura 2.9f), después se presenta un reacomodo. La rotura de partículas y el reacomodo disminuye la componente de dilatancia.

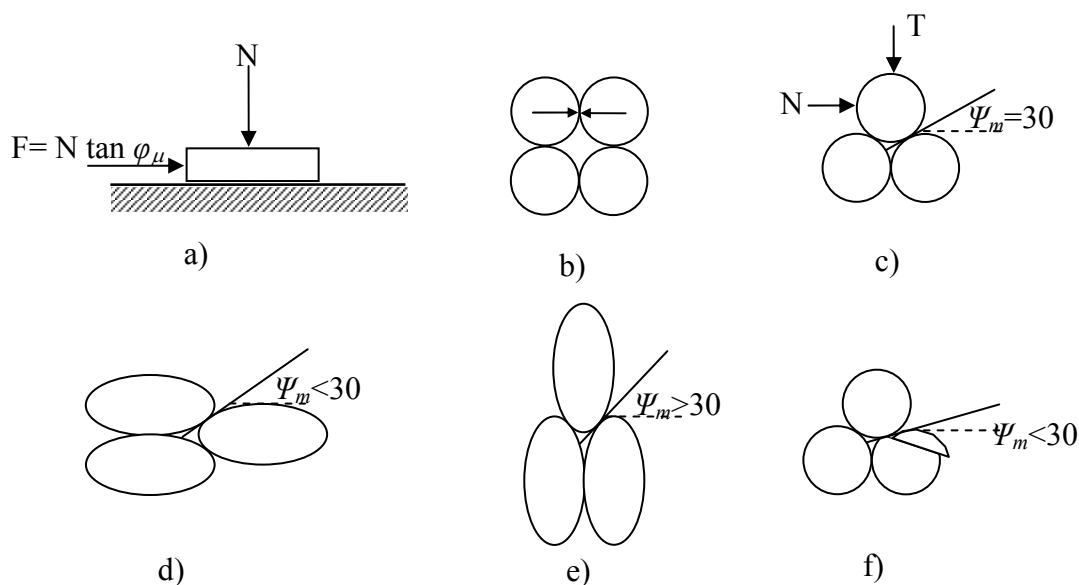


Figura 2.9. Esquemas de apoyo para explicar las interacciones inter-granulares de las partículas. a) Fricción entre superficies planas, b) empuje entre partículas sueltas, c), d) y e) influencia de la forma de las partículas en la dilatancia Santamarina y Cho (2004), f) Influencia de la rotura de partículas sobre la dilatancia.

El estado donde se alcanza una deformación continua a tensión de corte constante se le denomina, estado crítico. Esta condición establece la existencia de un estado dinámico tensional, en el cual las tensiones aplicadas son ligeramente mayores que las fuerzas

intergranulares que se oponen al movimiento. El ángulo de fricción interna que se obtiene en estas condiciones es denominado, ángulo de fricción en estado crítico, φ_{cr} . Es el resultado de sumar el ángulo de fricción intergranular, φ_{μ} , y la interferencia geométrica, φ_g , que quedó reducida al empuje entre partículas.

En base a la mecánica intergranular, podemos argumentar que la curvatura de la envolvente de rotura es producida por el cambio de la dilatancia a diferentes presiones de confinamiento. Con presiones de confinamiento pequeñas la dilatancia es grande. A presiones mayores se presenta una gran cantidad de rotura de partículas y produce una contractancia, que sigue curvando la envolvente. A muy elevadas presiones la tendencia a romperse el material, ira disminuyendo, con lo que se prevé que la curvatura gradualmente desaparezca.

La obtención de la línea de estado crítico en materiales granulares no es simple. El principal problema a vencer la localización (discontinuidad cinemática), en la práctica convencional se recomienda disminuir la fricción entre los granos y los filtros porosos del cabezal y la base de la probeta. Con estas recomendaciones se puede evitar la localización y permitir que el material no interrumpa su dilatación. También se recomienda reducir la relación altura de la probeta contra diámetro del espécimen ($H/D < 2$). En la Figura 2.10 se muestran los resultados de ensayos triaxiales con arena de Huston (Biarez y Hicher 1994), donde se aplicaron las técnicas mencionadas. Los ensayos se realizaron con presiones de confinamiento de 0.1 y 0.8 MPa, estas presiones no produjeron rotura de partículas durante el ensayo. La Figura 2.10f, muestra como la dilatancia no se termina hasta que se alcanza el estado crítico. La línea de estado crítico es paralela a la de compresión isotropa, y está delimitada por la relación de vacíos máxima y mínima del material.

Been *et al.* (1991) estudió las arenas de Erksak 330/0.7. Arena compuesta principalmente de minerales de cuarzo y feldespatos, con partículas subredondeadas y granulometría uniforme (d_{50} 0.33 mm, $d_{60}/d_{10} = 1.8$). Al analizar sus resultados encontraron que la línea de estado crítico es bilineal, el punto donde cambia la pendiente ($p' = 1$ MPa) lo atribuyeron a el inicio de la rotura de partículas. El estado crítico bilineal para arenas es bastante aceptado (Been *et al.* 1991, Biarez y Hicher 1997, Leroueil 1997, Konrad 1997), además de ser una herramienta muy potente en la modelación de suelos. Observando el

comportamiento de arenas sometidas a altas presiones podemos extrapolar las ideas y suponer un estado crítico para escolleras, ya que se presenta el mismo fenómeno pero a tensiones menores.

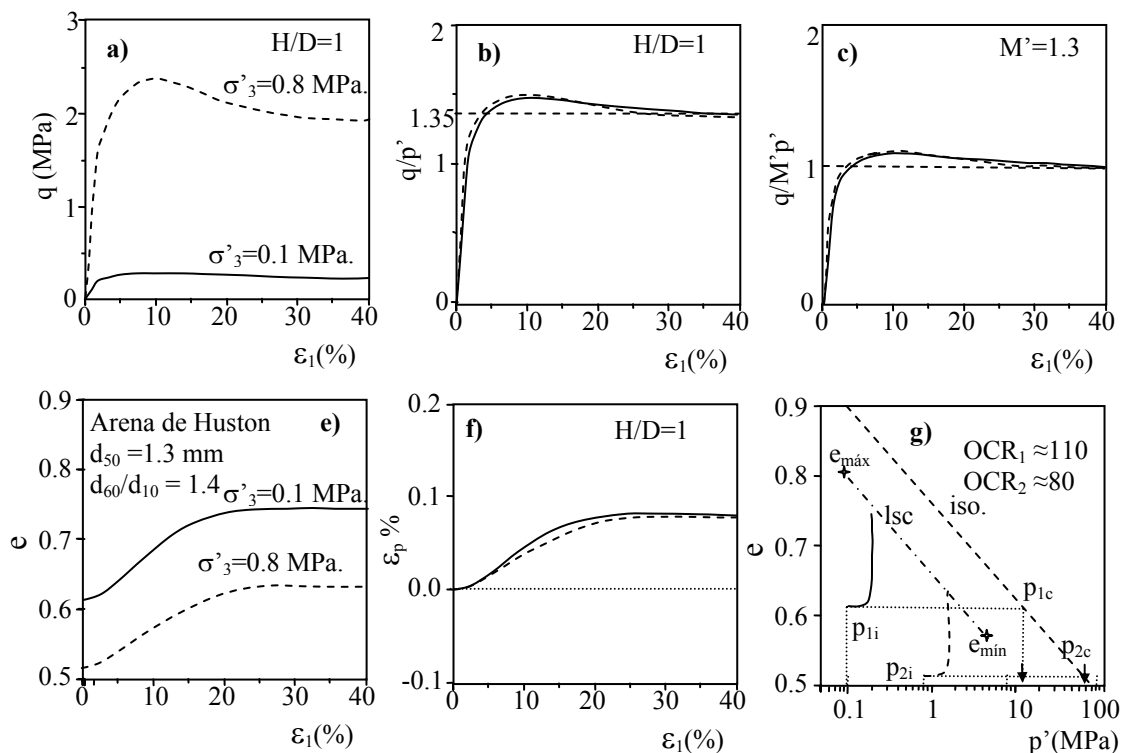


Figura 2.10. Ensayos triaxiales drenados en arena de Huston. Biarez y Hicher (1994).

Biarez y Hicher (1997) para explicar el cambio de pendiente de la línea de estado crítico, toman como referencia una línea de estado crítico que se encuentra acotada entre la relación de vacíos máxima y mínima posibles para el material, sin que se produzca rotura de partículas alguna (ver Figura 2.11). Para otras granulometrías con relaciones de vacíos límites menores, sin que se produzca rotura, se obtendrán curvas paralelas a la anterior. A medida que la relación de vacíos disminuya el coeficiente de uniformidad de la curva granulométrica será cada vez mayor. En un ensayo real, a altas tensiones, donde se produce la rotura de partículas, la relación de vacíos en el estado crítico se sale de los límites acotados, pasa a otras líneas de estado crítico diferentes hasta alcanzar un equilibrio para cada nivel de tensiones. Cuando se realizan varios ensayos con rotura a distintas presiones de confinamiento se produce un estado crítico bi-lineal. Además se observan que hay una tensión de confinamiento en la que no hay más rotura y la línea de estados críticos sigue la pendiente que se correspondería a un material sin rotura de partículas. Lo que indica que

existe un punto donde disminuye la rotura de partículas (comportamiento que se observa claramente en los ensayos de Yamamuro y Lade 1996, Figura 2.4).

Existen otros factores que pueden afectar la rotura de partículas en un material sometido a tensiones como: la distribución granulométrica, la forma de las partículas, etc. Pero en nuestro estudio no se profundizara en estas características, ya que su variación solo produciría un cambio en la posición del punto de inicio o final de rotura de partículas del material.

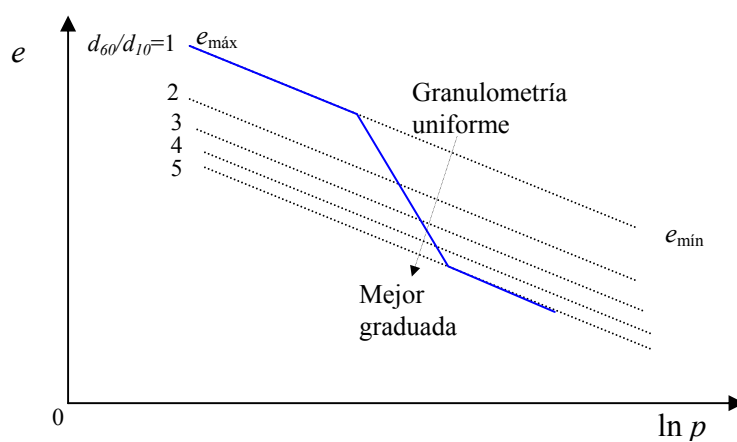


Figura 2.11 Cambio de pendiente provocado por la rotura de partículas (Biarez y Hicher 1997).

2.2 Ensayos edométricos y triaxiales en suelos granulares a distintas humedades

En este apartado se presentan estudios que muestran como el contenido de humedad afecta el comportamiento de los suelos granulares, bajo condiciones de carga isotropa y desviadora. La variación de la resistencia del material con el contenido de humedad es el principal factor que influencia el cambio de su comportamiento. El contenido de humedad del material se puede controlar mediante la humedad relativa de la atmósfera donde se encuentra el material (ver apartado 3.3).

2.2.1 Ensayos edométricos

El comportamiento de este tipo de materiales bajo un estado edométrico, ha sido estudiado por Fumagalli (1969), Nobari y Duncan (1972), Marsal (1973), Veiga Pinto (1983),

Maranha das Neves y Veiga Pinto (1998), más recientemente Oldecop y Alonso (2001). En los ensayos de Oldecop y Alonso (2001) se puede observar claramente el cambio de compresibilidad de estos materiales cuando se varía su contenido de humedad. Parte de los resultados de los ensayos de Oldecop (2000) se muestran en la Figura 2.12. Estos ensayos fueron realizados con humedad relativa controlada. En la figura cada curva tiene asociada una HR distinta. La variación de la humedad relativa cambia la compresibilidad, la máxima pendiente la toma el ensayo totalmente saturado. La resistencia de las partículas está relacionada con su contenido de humedad, por lo que esta diferencia en compresibilidad se debe a la diferencia en rotura y acomodo de partículas. También se verifica que existe un nivel de tensiones (aproximadamente 0.2 MPa), tal que para valores menores no hay diferencia clara en su comportamiento, aunque se varíe su humedad. Este punto marca el inicio de la rotura de partículas. A partir de este momento el material se rompe y se reacomoda de acuerdo a su resistencia.

La pendiente de la curva el material con HR 100 % disminuye en la última parte (en función del logaritmo de σ_v). Esta disminución es debida a un cambio en la tendencia de rotura del material. La granulometría del material evoluciona hacia mejor graduada (Biarez y Hicher 1997) y existe una mejor distribución de las tensiones (Marsal 1963). Las granulometrías bien graduadas tienen un mayor número de contactos entre partículas, por lo que las fuerzas aplicadas en cada partícula se distribuyen en un área cada vez mayor, así que las tensiones aplicadas a cada partícula disminuyen a medida que la granulometría evoluciona. Este comportamiento se observa en menor grado, en las curvas que corresponde a una humedad relativa menor a 100 % en los ensayos efectuados.

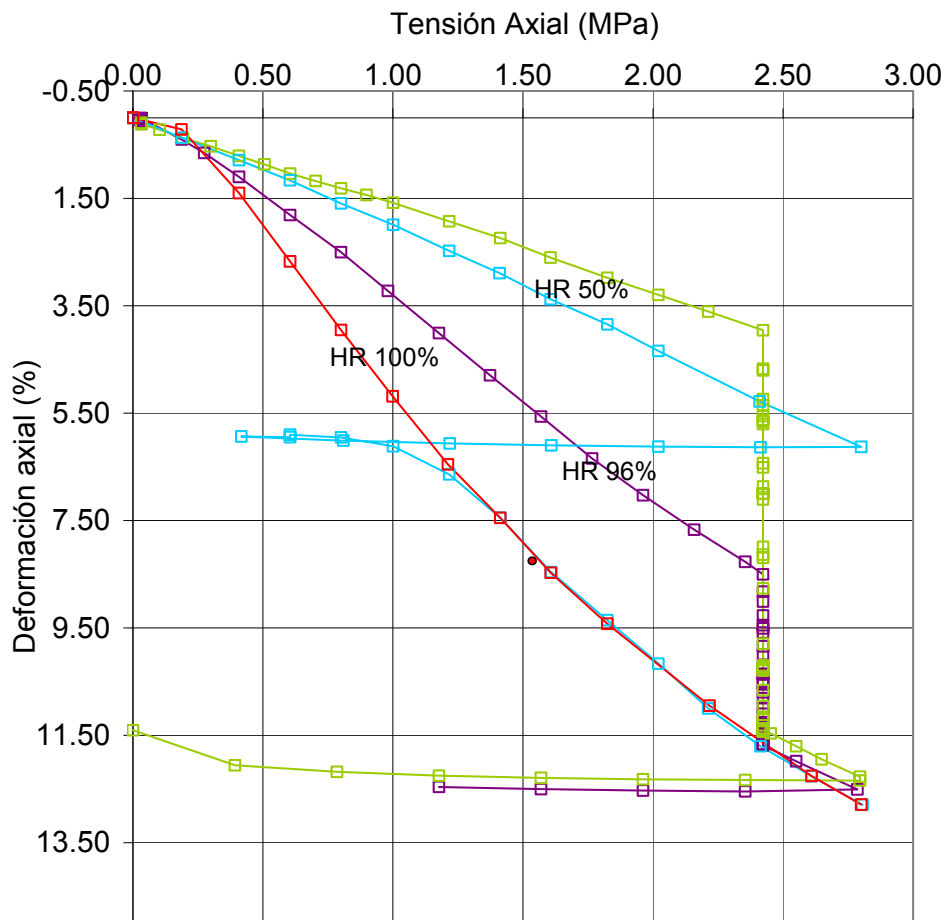


Figura 2.12 Ensayos edométricos con humedad relativa controlada realizados por Oldecop (2000).

2.2.2 Ensayos Triaxiales

En los ensayos realizados por Lee *et al.* (1967) en la arena de Antioch California (muestreo realizado en el Río Sacramento). Con tamaño entre el tamiz No. 50 y el No. 100. El análisis petrográfico de la arena indicó que su composición era del 50% de cuarzo 20% agregados minerales, 10% minerales pesados y 10% otros; mica, menos del 1%. Se observó una clara diferencia entre los ángulos de fricción interna de los materiales secos en el horno y los saturados; los ángulos obtenidos fueron 50 y 45° respectivamente. Esta tendencia se ha observado en otros estudios posteriores (Nobari y Duncan 1972, Veiga Pinto 1983, Lee y Coop 1995).

La Figura 2.13 muestra claramente una diferencia en el comportamiento triaxial de un material en estado seco y saturado. El material utilizado es un granito meteorizado, con

partículas subredondeadas y granulometría bien graduada. En su composición predominan el cuarzo y los feldespatos, con pequeñas cantidades de mica, caolinita y esmectita. Al suelo ensayado se le destruyó su estructura natural y se le eliminó las partículas mayores de 5 mm; contiene un 6% de partículas menores a 0.074 mm. En la figura, se observa como el ensayo con el material seco dilata más que el ensayo con el material saturado. Parece evidente que el cambio en la dilatancia es debido al incremento de la rotura de partículas y su reorganización.

Lee y Coop (1995) además realizaron trayectorias donde humedecieron el material a desviador constante y a deformación de corte constante (ver Figura 2.13). En la primera trayectoria mencionada, se puede ver como durante la saturación el material experimento un colapso, y posteriormente sigue la misma trayectoria del material saturado. En la segunda trayectoria, existe una relajación en la tensión desviadora pero una vez que se deforma más el material recobra la resistencia y retoma la trayectoria del material saturado. El colapso volumétrico esta presente en ambas trayectorias; después siguen la trayectoria volumétrica del ensayo saturado. La rotura de partículas de estas dos trayectorias es la misma que se obtuvo para la trayectoria saturada desde un inicio (ver Figura 2.6).

En la Figura 2.13 también se observa que cualquier trayectoria lleva al material al estado crítico. Se puede ver también que las relaciones de vacíos son diferentes al final para las trayectorias seca y saturada. Lo que sugiere por tanto, que la posición de la línea de estado crítico para el granito meteorizado depende del contenido de humedad del material. En otros materiales se ha observado el mismo comportamiento (Nobari y Duncan 1972, Veiga Pinto 1983) pero no se ha alcanzado el estado crítico tan claramente. Los datos de apoyo para la obtención de la línea de estado crítico de la condición saturada, no se muestran en la figura para evitar confusión. En estos ensayos, dentro del rango de presiones de confinamiento utilizadas (50 kPa a 40 MPa) no se detectó bilinearidad en la línea de estado crítico.

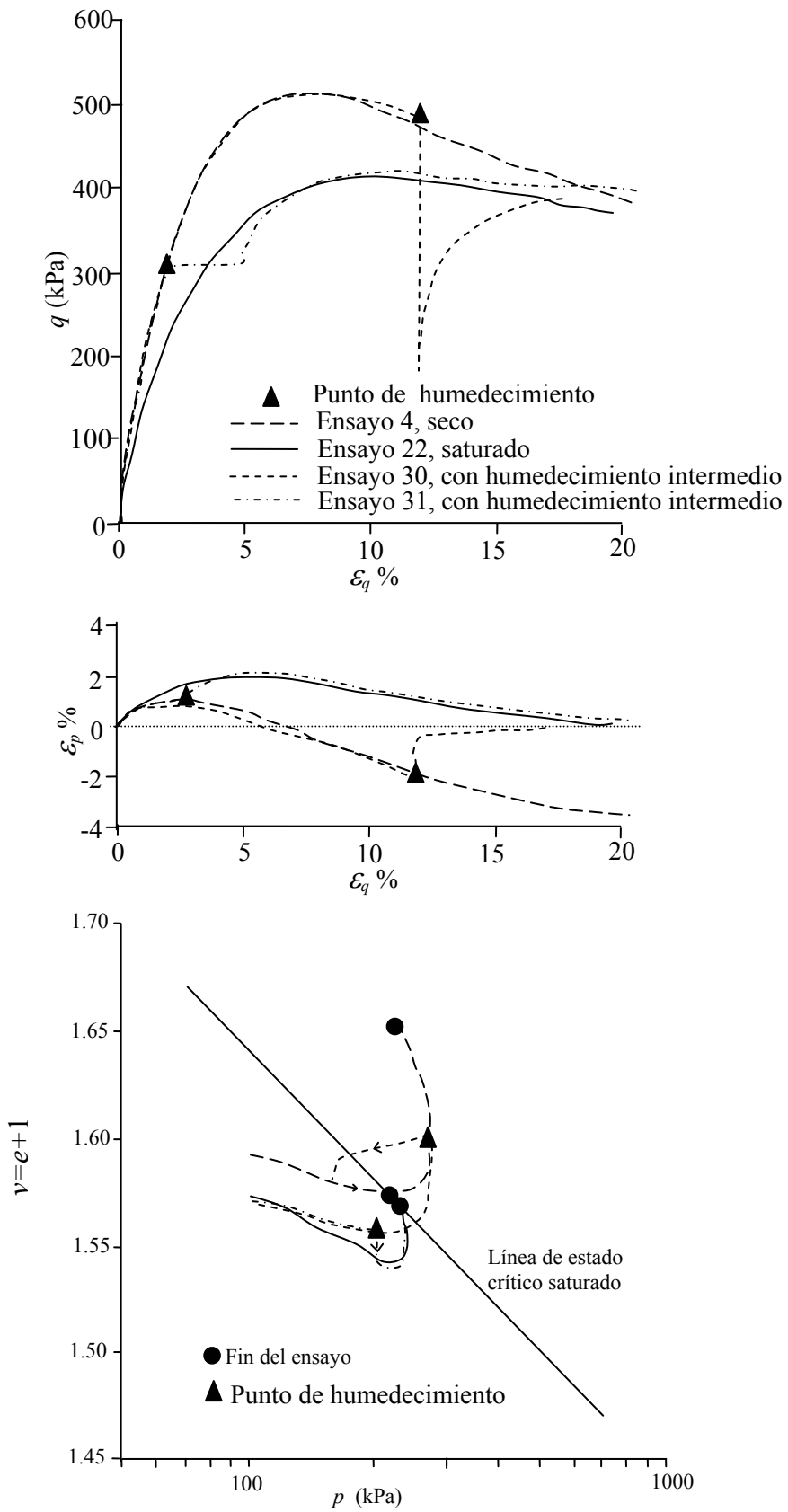


Figura 2.13 Ensayos triaxiales sobre arena granítica alterada Lee y Coop (1995).

2.3 Modelación del comportamiento de materiales granulares

La mayoría de los modelos existentes que reproducen el comportamiento de suelos granulares son para arenas, y existen muy pocas propuestas para escolleras. De igual manera que en los apartados anteriores, en éste, se aprovechan las ideas desarrolladas para materiales granulares en general, con la finalidad de fundamentar el desarrollo de un modelo elasto-plástico constitutivo para escolleras.

La teoría clásica de la elasto-plasticidad se utilizará para el desarrollo del modelo, por lo que es necesario contar con una superficie de fluencia, y un potencial plástico que nos defina la regla de flujo.

2.3.1 Trayectorias edométricas

Una de las propuestas más recientes de modelación elasto-plástica de comportamiento de escolleras, donde se analizó la importancia de la humedad relativa del ambiente en el que se encuentra el material, la realizaron Oldecop y Alonso (2001). Ellos realizaron ensayos edométricos en una pizarra de tamaño máximo de 40 mm, en un edómetro tipo Rowe, a tensiones verticales máximas de 2.5 MPa. Para realizar el control de la humedad relativa del material en el ensayo se colocó el edómetro en un circuito (ver Figura 2.14), donde mediante una bomba de aire se hacía circular aire con vapor de agua. La cantidad de vapor de agua esta regulada por una solución salina depositada en un recipiente incluido en el circuito. La humedad relativa que se impone mediante esta técnica, está relacionada con la succión que se produce dentro de los poros de cada partícula por medio de la ley psicrométrica (ecuación 3.19). En este caso la succión se entiende como un grado de humedad dentro de la partícula que puede alterar su resistencia individual. Con está técnica se controla la succión total y no se tiene control sobre las pequeñas succiones capilares que se presentan cerca de la saturación. Para estudiar el efecto de las pequeñas succiones se utilizan otras técnicas, como la traslación de ejes.

Oldecop y Alonso (2001) hicieron experimentos con trayectorias de carga con humedad relativa constante. Posteriormente provocaron el colapso a una tensión constante mediante

el incremento paulatino de la humedad relativa en el circuito, cambiando la sal del recipiente. Los resultados de estos ensayos se muestran en la Figura 2.12. Con estos resultados Oldecop y Alonso (2001), propusieron un modelo elasto-plástico que reproduce adecuadamente el comportamiento de este tipo de trayectorias de tensión, con control de succión en materiales granulares. A continuación se hace una breve descripción del modelo.

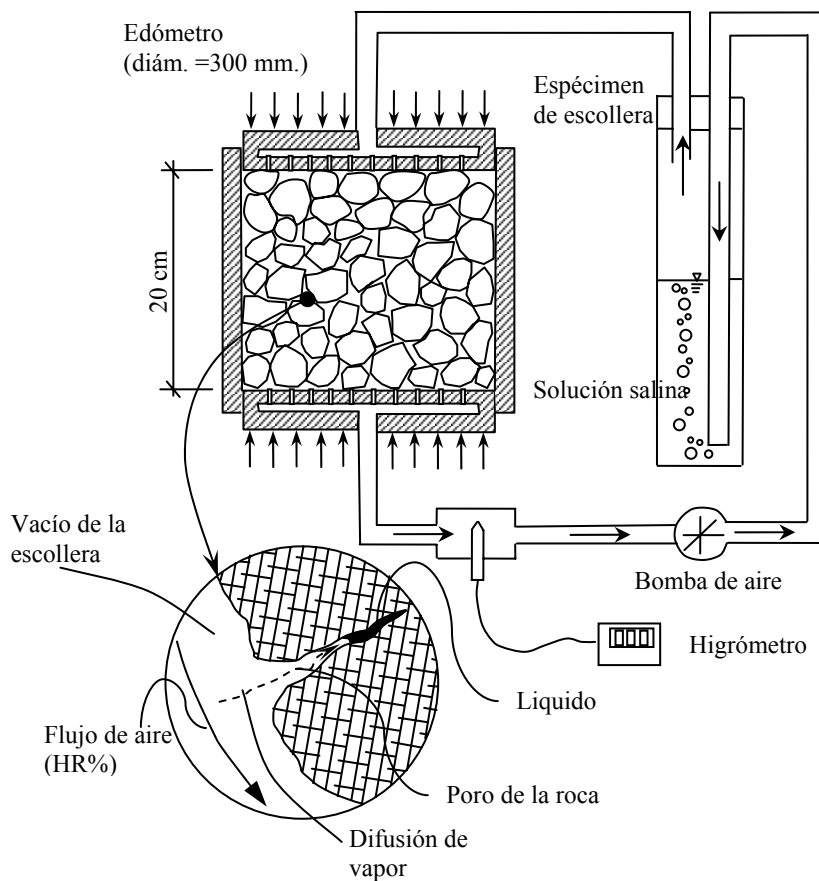


Figura 2.14 Esquema del edómetro con humedad relativa controlada Oldecop y Alonso (2001).

Identificaron dos mecanismos de deformación. El primero por reacomodo de partículas que se produce a lo largo de todo el ensayo (deformación instantánea). Las deformaciones de fluencia clástica son el segundo mecanismo (dependiente de la succión y el tiempo), se produce por la rotura sucesiva de partículas. Las deformaciones de fluencia por rotura de partículas y cambio de succión solo se presentan después de un límite de la tensión vertical σ_y . Por lo que las deformaciones totales ε para $\sigma < \sigma_y$ solo toman en cuenta la componente de reacomodo λ^i , ecuación (2.1). Para $\sigma > \sigma_y$, las deformaciones tienen dos componentes

el reacomodo y la fluencia por rotura dependiente de la succión $[\lambda^i + \lambda^d(\psi)]$, ecuación(2.2) (ver Figura 2.15b).

$$\text{Para } \sigma < \sigma_y, d\varepsilon = d\varepsilon^i = \lambda^i d\sigma \quad (2.1)$$

$$\text{Para } \sigma > \sigma_y, d\varepsilon = d\varepsilon^i + d\varepsilon^d = [\lambda^i + \lambda^d(\psi)] d\sigma \quad (2.2)$$

Las deformaciones elásticas se suponen independientes de la succión, así que:

$$d\varepsilon^e = \kappa d\sigma \quad (2.3)$$

donde κ es la pendiente de la línea de descarga.

Se produjo un pequeño hinchamiento cuando el material se saturó bajo una carga muy pequeña en la trayectoria saturada. Se asume que es una deformación elástica que depende de la succión y no está afectada por el nivel de tensiones para simplificar la formulación.

$$d\varepsilon^\psi = \kappa_\psi \frac{d\psi}{\psi + p_{atm}} \quad (2.4)$$

donde κ_ψ el índice de expansión/compresión, ψ la succión y p_{atm} la presión atmosférica.

La superficie de fluencia propuesta por Oldecop y Alonso (2001), fue deducida de una manera muy similar a la del Modelo Básico de Barcelona para suelos no-saturados (Alonso *et al.* 1990). Para ello utilizaron el esquema que se encuentra en la Figura 2.15. Calcularon las deformaciones que se producían en una muestra por el camino 0-A-B, que corresponde a una trayectoria húmeda con menor contenido de humedad que el de saturación de las partículas, y 0-C, que corresponde a una trayectoria con el material en estado muy seco. Se supuso que los puntos B y C pertenecen a una misma superficie de fluencia, por consiguiente se puede llegar a C, partiendo de B, por medio de la trayectoria elástica B-D-C. Así que teniendo una vez calculadas las deformaciones, por dos caminos diferentes, se igualan y se obtiene la superficie de fluencia, que tiene la forma siguiente:

$$F(\sigma, \psi) = \sigma_0 [\lambda^i + \lambda^d(\psi) - \kappa] - \sigma_y \lambda^d(\psi) - \sigma_0^* (\lambda^i - \kappa) = 0 \text{ para } \sigma > \sigma_y \quad (2.5)$$

$$F(\sigma) = \sigma_0 - \sigma_0^* = 0 \quad \text{para } \sigma < \sigma_y \quad (2.6)$$

donde σ_0^* es la tensión de fluencia en estado seco del material y se usa como parámetro de endurecimiento. La regla de endurecimiento volumétrico utilizada es:

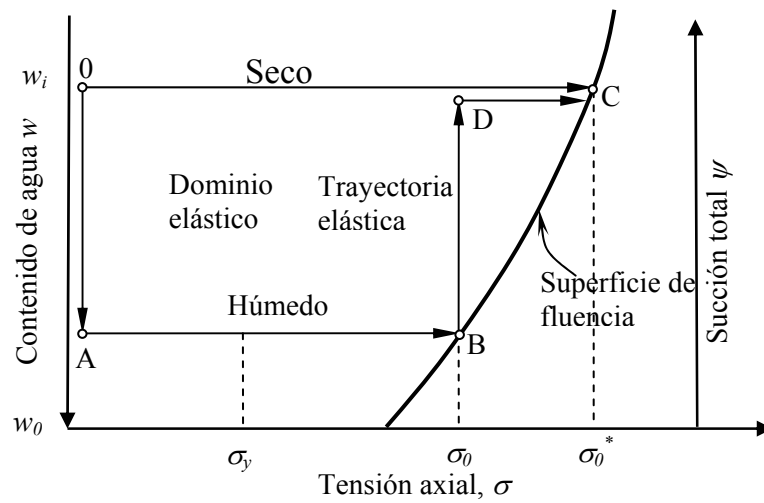
$$d\sigma_0^* = \frac{d\varepsilon^p}{\lambda^i - \kappa} \quad (2.7)$$

En los experimentos realizados por Oldecop y Alonso (2001), se obtuvo una relación lineal entre las deformaciones de colapso y el logaritmo de la succión (Figura 2.16). Sugirieron entonces una ley logarítmica para la variación de λ^d con la succión, que tiene la forma siguiente;

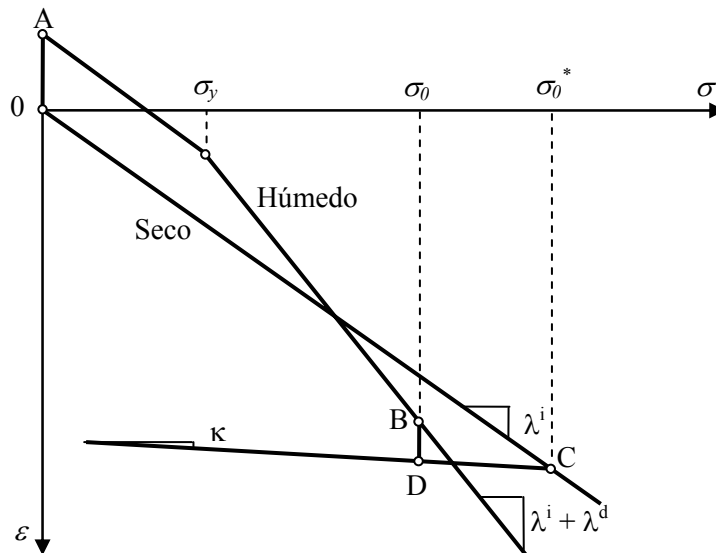
$$\lambda^d(\psi) = \lambda_0^d - \alpha_\psi \ln\left(\frac{\psi + P_{atm}}{P_{atm}}\right) \quad (2.8)$$

donde λ_0^d es la pendiente $\lambda^d(\psi)$ para $\psi = 0$. Este estado coincide con un contenido de humedad de 3.2% para el material utilizado; esta humedad se encontró cambiando la HR paulatinamente. El contenido de humedad que adquiere las partículas cuando se saturan es mayor a 3.2%, pero la deformación de colapso es igual para ambas condiciones. En base a esta observación se concluyó que: el efecto de la succión capilar era despreciable, y que la deformación de colapso que se presentó era debida solo al cambio de las condiciones de humedad dentro de las partículas. Por otro lado, existe una succión límite donde la pendiente $\lambda^d(\psi)$ disminuye rápidamente. Esta condición fue llamada “estado muy seco”, corresponde a un contenido de humedad de 0.45% y una succión de 67 MPa, para la pizarra utilizada (Figura 2.16). Con estos límites se obtiene la constante α_ψ de la ecuación(2.8).

Este modelo es muy útil y aplicable a condiciones isotropas. Se toma como base para la propuesta de un modelo constitutivo para escolleras en el espacio triaxial, que tome en cuenta el efecto de la succión (ver capítulo 5).



(a)



(b)

Figura 2.15 Esquema general del comportamiento de escolleras Oldecop y Alonso (2001). a) Superficie de fluencia, b) Trayectorias seca y húmeda tensión deformación.

2.3.2 Trayectorias desviadoras

La modelación del comportamiento desviador de las escolleras tradicionalmente se ha hecho con la ecuación no lineal hiperbólica (Duncan y Chang 1970, Nobari y Duncan 1972, Veiga Pinto 1983, Maranha das Neves y Veiga Pinto 1988). También se han propuesto modelos estadísticos (Marsal 1973) y modelos elasto-plásticos (Balasubramaniam *et al.* 1991). En general existen pocas propuestas de modelos elasto-

plásticos para escolleras, que reproducen trayectorias desviadoras, y ninguna contempla la influencia de la succión.

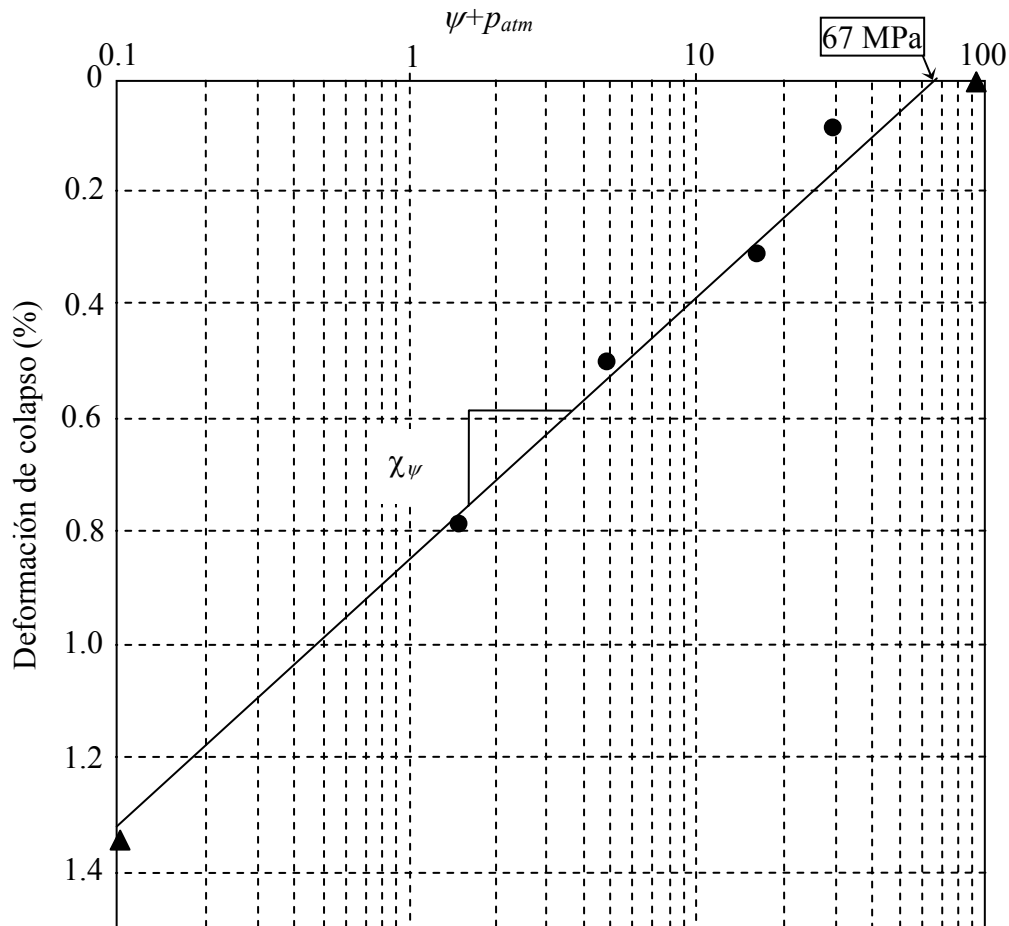


Figura 2.16 Deformación de colapso contra succión total, tensión vertical $\sigma = 0.6$ MPa.

En cambio, existe una gran cantidad de ecuaciones constitutivas elasto-plásticas que reproducen el comportamiento de las arenas. Se pueden clasificar atendiendo a la forma de la superficie de fluencia que se utiliza en su formulación (Yasufuku *et al.* 1991, ver Figura 2.17). Poorooshasb *et al.* (1967) obtuvo la forma de la superficie de fluencia de corte para arenas, Figura 2.17a. Sugirió que la superficie de fluencia puede ser descrita aproximadamente por líneas de $q/p' = \eta = \text{constante}$. La superficie puede tener una ligera curvatura debido a la dilatación que se presenta en pequeñas presiones de confinamiento. Este tipo de superficies han sido utilizadas en modelos elasto-plásticos de arenas recientemente (Lade y Duncan 1975, Manzari y Dalfalias 1997, Gajo y Wood 1999). La ley endurecimiento puede depender del trabajo plástico o de las deformaciones plásticas de

corte. El proceso mecánico intergranular que produce el endurecimiento por corte es diferente del que se presenta solo en una compresión isótropa (ver apartado 2.1). En la compresión isótropa no existe la dilatancia, ni un plano preferencial de movimiento de las partículas. Es por esta causa las trayectorias de tensión isótropas se modelan sólo con una superficie de fluencia volumétrica, visualizada como una superficie vertical en el plano $p-q$ (Figura 2.17b). Este tipo de superficie las utilizaron Vermeer (1978) y Wan y Guo (1998).

La utilización de un modelo constitutivo que contemple los mecanismos de corte y de deformación volumétrica es razonable; ya que existen dos mecanismos distintos (Wood 1990). Lo que da origen a la utilización de dos superficies de fluencia, la superficie de corte depende de las deformaciones plásticas de corte y la otra de las deformaciones plásticas volumétricas (Figura 2.17c). Se pueden establecer acoplamientos entre las dos superficies o no, dependiendo de las hipótesis que se adopten en la formulación. Cuando la superficie volumétrica se extiende a la zona de corte, tiene una geometría curva (Miura *et al.* 1984, Yasufuko *et al.* 1991). Sin embargo, se puede considerar como una línea recta vertical para simplificar la formulación (Vermeer 1978 y Wan y Guo 1998). No obstante, la simplificación puede reducir la capacidad del modelo para reproducir ciertas trayectorias. Por último, existen también modelos que utilizan una superficie de fluencia con geometría similar a la del modelo Cam-Clay (Figura 2.17d). Es tipo de superficie la utilizan el modelo Nor-Sand propuesto por Jefferies (1993) y en el propuesto por Lade y Kim (1988).

La implementación de modelos constitutivos que incluyan el efecto de la rotura de partículas es menos frecuente. Los modelos de Rahma (1996) y Daouadji y Hicher (1997) son los únicos a los que se tuvo acceso. Utilizan un modelo basado en el estado crítico, que modificaron en base la idea de Biarez y Hicher (1997), presentada en la Figura 2.11. Lo implementaron modificando el parámetro que determina la posición de la línea de estado crítico. Este parámetro lo hicieron depender del trabajo plástico, y le atribuyeron una variación hiperbólica. La reproducción de sus modelos resultó adecuada.

En este apartado se realiza una revisión de la metodología de la obtención de las superficies de fluencia. Se describe la forma que puede tener el potencial plástico para suelos granulares utilizando la teoría de Rowe (1962) y sus modificaciones. Por último, se

muestra cómo una adecuada elección de un parámetro de estado, genera de una manera natural el pico que presenta la curva tensión-deformación de los materiales granulares densos (Wood *et al.* 1994, Wan y Guo 1998). Esta revisión no es exhaustiva, sino que se han elegido los temas que se han creído más adecuados, para el desarrollo del modelo constitutivo que se presenta más adelante.

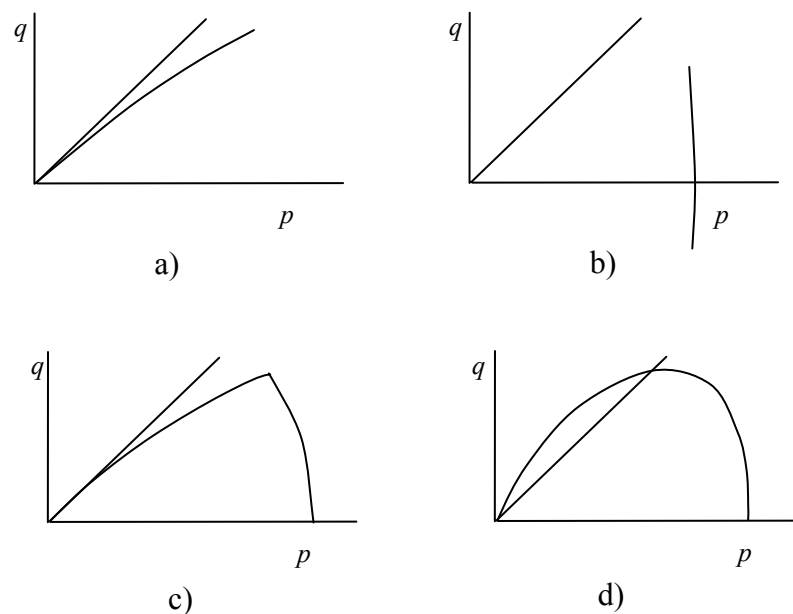


Figura 2.17 Formas de superficie de fluencia más comunes encontradas en arenas Yasufuku *et al.* (1991).

2.3.3 Superficie de fluencia

En este apartado se muestra la forma de las superficies de fluencia de arenas y escolleras. Se presenta una revisión de los principales trabajos en este tema, que pueden contribuir al entendimiento del comportamiento de materiales de escolleras. El trabajo precursor en el tema lo realizaron Poorooshasb *et al.* (1967). Ellos realizaron ensayos triaxiales con trayectorias de tensiones escalonadas para obtener la superficie de fluencia de corte, en la arena de Ottawa con granulometría uniforme (tamaños entre 0.15 y 0.75 mm). Las trayectorias de cada ensayo (ver Figura 2.18) comenzaron con una compresión isótropa (trayectoria 0a), seguida de una trayectoria triaxial drenada (trayectoria ab), hasta un estado de tensiones predeterminado, definido arbitrariamente (punto b). A partir de aquí, se descarga y se incrementa la tensión isótropa (trayectoria bcd). Desde el punto d, se siguió una trayectoria de un ensayo triaxial drenado convencional nuevamente (trayectoria df). Se

obtuvieron superficies de fluencia con forma de líneas rectas o ligeramente curvadas como la que se muestran en la Figura 2.18.

Tatsuoka y Ishihara (1974) obtuvieron resultados similares y, enfatizaron que la ligera curvatura observada en la superficie de fluencia, se incrementa a medida que se aumenta la densidad del material. La curvatura de la superficie de fluencia se atribuye al cambio de la dilatancia del material y la rotura de partículas. Cuanto más grande es la densidad, se producen mayores tensiones entre las partículas, lo que conduce a una restricción de la dilatancia y susceptibilidad a la rotura de partículas.

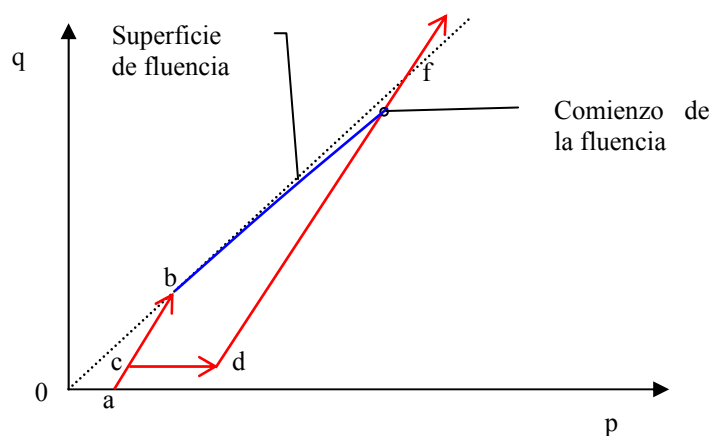


Figura 2.18 Trayectorias para determinar la superficie de fluencia en arenas (Porooshasb 1967).

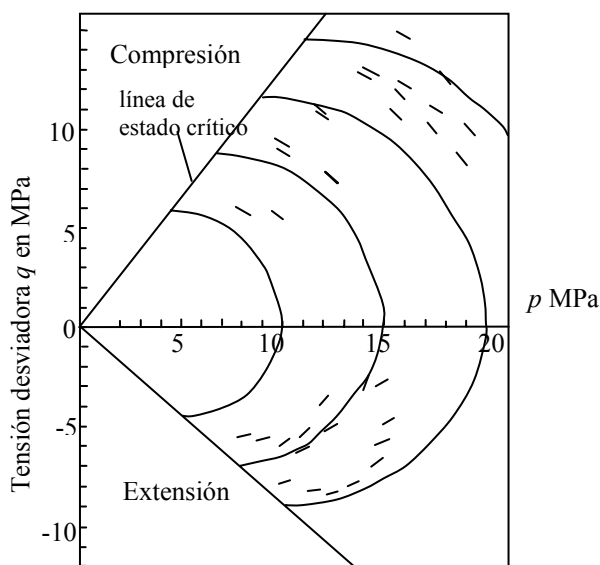


Figura 2.19 Familia de superficies de fluencia en zona de rotura Miura *et al.* (1984).

La forma de la superficie de fluencia, en la zona de tensiones donde se produce la rotura de partículas, fue investigada por Miura *et al.* (1984). Utilizaron pruebas triaxiales de compresión y extensión con trayectorias similares a las utilizadas por Poorooshasb (1967). El material que utilizaron para los ensayos fue la arena de Toyoura. Sus principales propiedades son: densidad relativa = 2.64, diámetro máximo = 0.25 mm, coeficiente de uniformidad = 1.5, relación de vacíos máxima = 0.92 y relación de vacíos mínima = 0.58. La forma de la superficie de fluencia que encontraron es muy parecida a la del Cam Clay Modificado (ver Figura 2.19). Los segmentos de la superficie de fluencia mostrados, fueron obtenidos suponiendo que los incrementos de deformaciones plásticas son normales a la superficie de fluencia (comportamiento asociado). El comportamiento de materiales granulares en general ha mostrado ser no asociado, por tanto la forma real de la superficie de fluencia encontrada por Miura *et al.* (1984) puede ser diferente.

Un trabajo más completo lo realizó Yasufuku *et al.* (1991). Obtuvieron la forma de la superficie de fluencia a bajas y altas tensiones (sin rotura y con rotura de partículas), y encontraron que la influencia de la trayectoria previa de tensiones, determina la forma de la superficie. El material utilizado fue la arena de “Aio”; se compone mayormente de cuarzo y feldespato, tiene una forma angular a subangular. Sus propiedades índice fueron: densidad relativa de los sólidos = 2.63, coeficiente de uniformidad = 1.5, $D_{50} = 0.48$, $e_{max} = 1.05$ y $e_{min} = 0.58$. En ese trabajo se siguieron trayectorias de tensiones isotropas y anisotropas en compresión y extensión. La trayectoria inicial se utilizó para posicionar la superficie de fluencia en un punto, la cual partió del origen con $q/p = \text{constante}$. El punto A en la Figura 2.20 representa la posición inicial de la superficie de fluencia, para la trayectoria mostrada. Después se realizó una descarga sobre la trayectoria previa ($q/p = 0.5$), hasta un punto B, de donde partieron diferentes trayectorias a interceptar la superficie de fluencia. Una vez interceptada la superficie de fluencia se prolonga el ensayo hasta definir adecuadamente el punto de fluencia. Este procedimiento implica la realización de un ensayo para interceptar la superficie de fluencia en distintas zonas, y después, unir los puntos para formar la superficie. En la Figura 2.20 se representa con línea continua la superficie de fluencia que se obtuvo a bajas tensiones. Se ve que tiene una forma de elipse asimétrica con su eje mayor girado respecto al eje de las abscisas. Se dibujan además los

vectores de deformación plástica en los puntos de fluencia. La dirección de los vectores claramente incumple la normalidad con la superficie de fluencia.

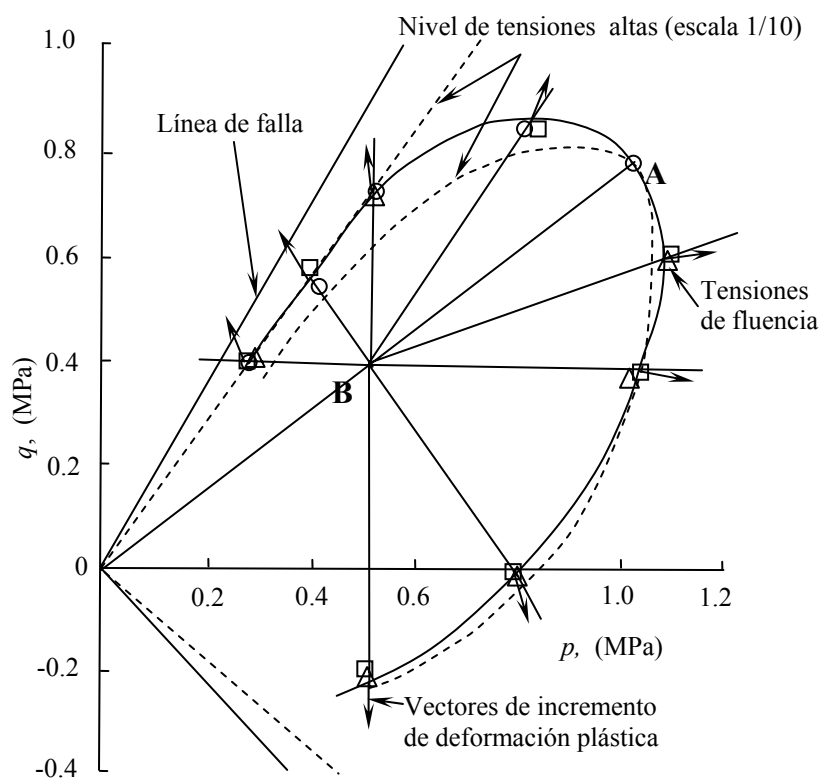


Figura 2.20 Curvas experimentales obtenidas en bajas y altas tensiones para una trayectoria inicial, 0A, en compresión (Yasufuku *et al.* 1991).

Los ensayos a altas tensiones siguieron trayectorias similares a los ensayos a bajas tensiones. Sólo que las tensiones aplicadas se multiplicaron por 10. Para hacer comparable la superficie resultante con la obtenida a bajas tensiones se escaló a 1/10 (curva punteada en la Figura 2.20). Se observa que su forma es casi la misma que la obtenida para los ensayos a bajas tensiones, con un ligero desvío en la parte superior, donde la superficie se contrae. Como se vio antes la rotura de partículas provoca que se observe un comportamiento menos dilatante. Es por eso, que la superficie de fluencia a altas presiones en su zona cercana a la línea de falla se contrae. Siguiendo el orden de ideas previas, si la rotura de partículas se provoca por cambio en el contenido de humedad, se debe presentar un efecto parecido al de las altas tensiones. Sólo que el cambio de humedad provoca menor rotura de partículas que la tensión desviadora, y la influencia en la superficie de fluencia puede que sea menos apreciable.

En la Figura 2.21 se muestran tres superficies de fluencia diferentes. Para generarlas, Yasufuku *et al.* (1991) cambiaron la pendiente de la trayectoria de posicionamiento inicial. Se muestran las superficies de fluencia generadas con trayectorias de posicionamiento en la zona de compresión triaxial ($\eta = 0.5$), compresión isótropa ($\eta = 0$) y extensión triaxial ($\eta = -0.5$). Las curvas están normalizadas por p_0 , que es el valor de p en la superficie de fluencia donde $\eta = q/p = \alpha$. Como se observa en la figura, la forma de las superficies de fluencia obtenidas depende marcadamente de la trayectoria previa de tensiones. Las líneas gruesas representan los resultados experimentales, las líneas finas están generadas con una ecuación propuesta por Yasufuku *et al.* (1991), que es la siguiente:

$$f = (\eta - \alpha)^2 + 2N(N - \alpha) \ln p/p_0 = 0 \quad (2.9)$$

donde N es el valor de η cuando $dq/dp = 0$. En la obtención de las curvas de la Figura 2.21 solamente se varió el parámetro α . La ecuación (2.9) se dedujo suponiendo que dq/dp eran función sólo de η y α . Hipótesis que dio buenos resultados.

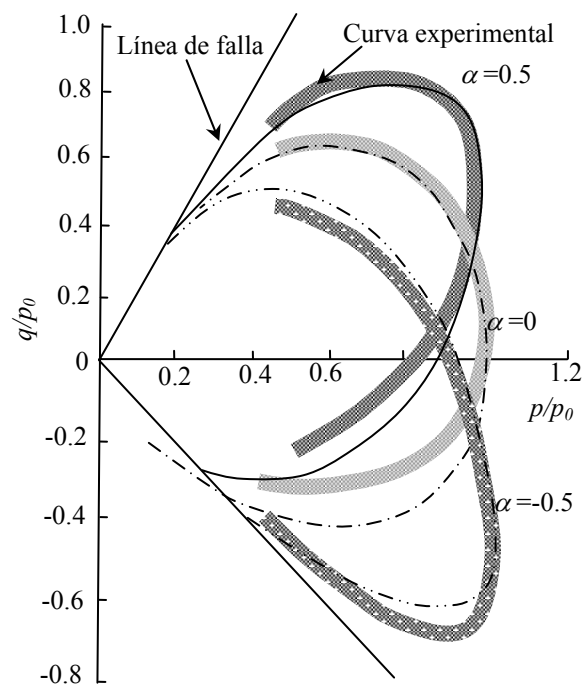


Figura 2.21 Comparación del comportamiento observado y el modelado, para bajas tensiones. (Yasufuku *et al.* 1991).

Por último se presentan, los resultados obtenidos por Balasubramaniam *et al.* (1991). Ellos hicieron ensayos con trayectorias con $\eta = q/p = \text{constante}$, con gravas de tamaño máximo de $\frac{1}{2}$ " a 0.1 mm, granulometría bien graduada. Las trayectorias seguidas se muestran en la Figura 2.22, junto con los puntos de fluencia y los bosquejos de las superficies de fluencia que obtuvieron por distintos procedimientos. La forma de la superficie en general es la misma que la que se obtuvo para arenas por Yasufuku *et al.* (1991). Lo que indica que tiene poco efecto el tamaño del material en la forma de la superficie de fluencia.

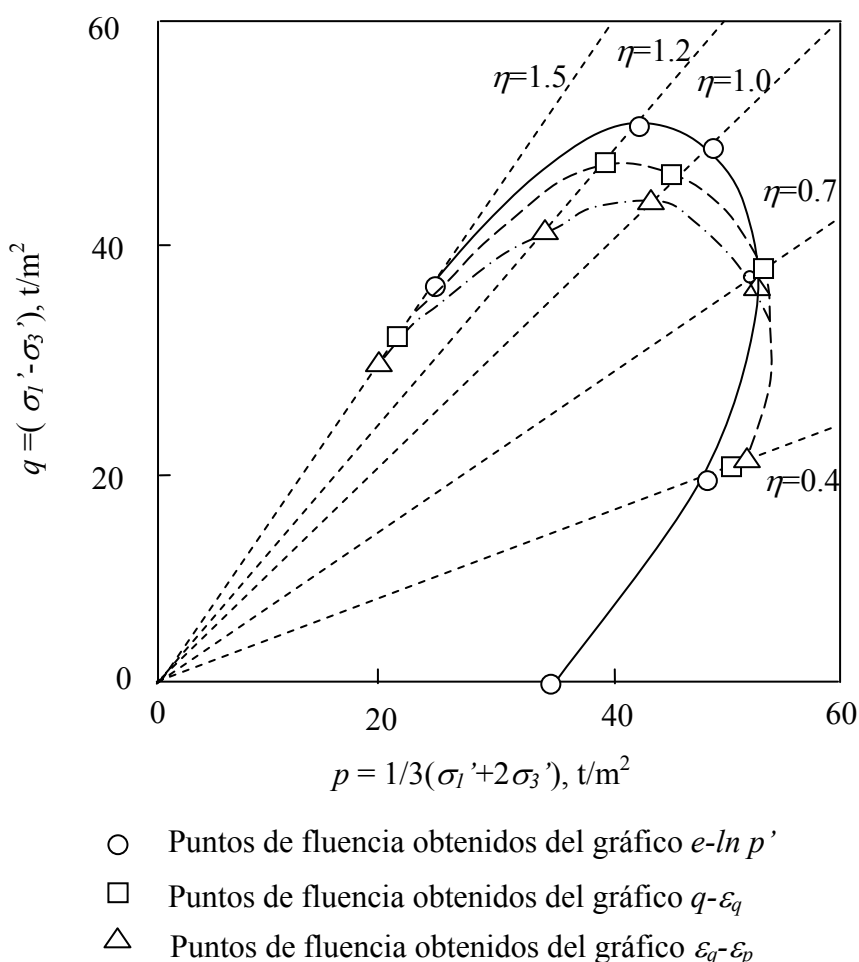


Figura 2.22 Superficie de fluencia obtenida por Balasubramaniam *et al.* (1991).

De acuerdo con la evidencia experimental mostrada aquí, la superficie de fluencia de un material granular tiene la forma de una elipse. Su geometría puede ser ligeramente modificada y girada debido a la trayectoria previa al inicio del ensayo. Además, puede estar influenciada por la rotura del material. En un material de escollera que se rompe a

bajas tensiones, la superficie de fluencia cambiará en función a la rotura de partículas y también cabe esperar que gire de acuerdo a la trayectoria de tensiones aplicada.

2.3.4 Potencial plástico

La regla de flujo plástico, establece las relaciones entre los incrementos de deformación plástica al alcanzar la condición de fluencia. Las deformaciones plásticas, en la teoría de la plasticidad, se obtienen aplicando la siguiente ecuación:

$$d\varepsilon_{ij}^p = d\lambda \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2.10)$$

donde $d\lambda$ es una constante de proporcionalidad que determina la magnitud del incremento de las deformaciones plásticas y, Q es una función de potencial plástico que determina la dirección del incremento. En el caso más simple se iguala la función del potencial plástico con la función de la superficie de fluencia. Esta igualación se conoce como plasticidad asociada. Pero, para materiales granulares existe evidencia de que su comportamiento es no asociado (Poorooshab *et al.* 1966, Lade *et al.* 1987, Yasufuku *et al.* 1991), así que es más razonable trabajar con un potencial plástico no asociado.

La teoría de Rowe (1962) explica cómo la dilatancia de un material granular se relaciona con las tensiones que se le aplican. Aprovechando su apropiada descripción del fenómeno, se le ha utilizado como regla de flujo en modelos de arenas. La teoría de Rowe introduce la relación entre el cociente de tensiones principales $R = \sigma_1/\sigma_3$ con el parámetro de dilatancia del material $D = 1 - (d\varepsilon_p/d\varepsilon_1)$. La expresión matemática se dedujo, para condiciones triaxiales, minimizando el cociente entre el trabajo aplicado y el trabajo inducido ($\sigma_1 d\varepsilon_1 - 2\sigma_3 d\varepsilon_3 = K$). Donde $K = \tan^2(45 + \phi_f/2)$, y ϕ_f varía entre el ángulo de fricción interna en el estado crítico (ϕ_{cr}) y el ángulo de fricción entre partículas del material (ϕ_μ).

Debido a las características geométricas de los materiales granulares, se ha utilizado la analogía de la existencia de una superficie dentada en la dirección preferente de corte, para describir el comportamiento dilatante del suelo en estados de compactación densos. Aplicando esta analogía De Josselin (1976) encontró que la ecuación de Rowe (1962) se podía deducir también de estas condiciones. Este modelo es bastante simplista pero ayuda a comprender de una manera clara lo que puede estar sucediendo con el material.

Para condiciones de deformación plana la teoría de Rowe (1962), se deduce partiendo de la ecuación:

$$\frac{\sigma_1 d\varepsilon_1}{-\sigma_3 d\varepsilon_3} = K \quad (2.11)$$

De la Figura 2.23b se puede deducir la relación de tensiones principales, que tiene la forma:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \frac{1 + \text{sen } \varphi_m}{1 - \text{sen } \varphi_m} \quad (2.12)$$

donde φ_m es el ángulo de fricción movilizada. Del círculo de Mohr de incremento de deformaciones (Figura 2.23a) se puede obtener,

$$\frac{-\delta\varepsilon_1}{\delta\varepsilon_3} = \frac{1 - \text{sen } \psi}{1 + \text{sen } \psi} \quad (2.13)$$

donde ψ es el ángulo de dilatancia del suelo. Como $K = \tan^2(45 + \phi_f/2) = (1 + \text{sen } \phi_f) / (1 - \text{sen } \phi_f)$ y sustituyendo ϕ_f por ϕ_{cr} nos queda que:

$$K = \frac{1 + \text{sen } \varphi_{cr}}{1 - \text{sen } \varphi_{cr}} \quad (2.14)$$

Sustituyendo en la ecuación (2.11), las ecuaciones (2.12), (2.13) y (2.14), y reacomodando la expresión se puede llegar a:

$$\text{sen } \psi_m = \frac{\text{sen } \phi_m - \text{sen } \phi_{cr}}{1 - \text{sen } \phi_m \text{sen } \phi_{cr}} \quad (2.15)$$

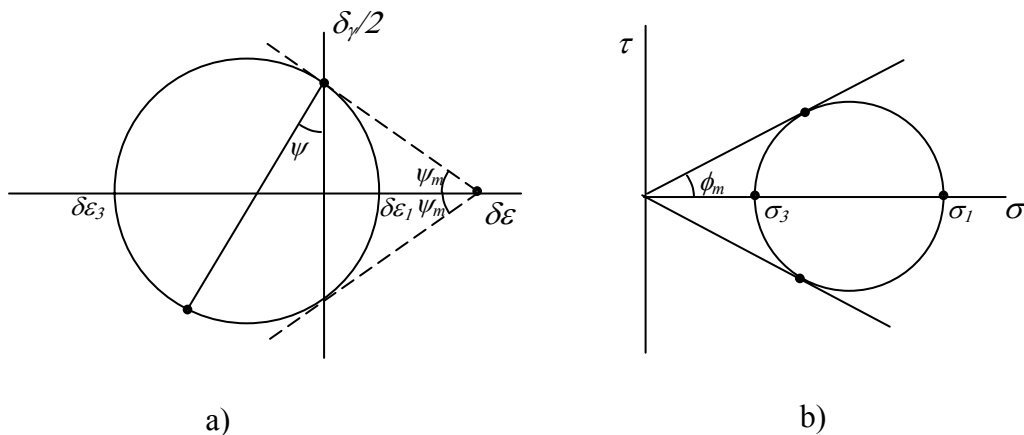


Figura 2.23 a) Definición del ángulo de dilatancia, b) Ángulo de fricción movilizada.

El $\text{sen}\psi_m$ relaciona el incremento de deformaciones desviadoras plásticas con el incremento de deformaciones volumétricas plásticas ($\text{sen}\psi_m = -d\varepsilon_p^p/d\varepsilon_q^p$). Si $\psi_m > 0$, las tensiones de corte producen un incremento de volumen. Si por el contrario $\psi_m < 0$, el corte induce reducción de volumen.

Wan y Guo (1998) introdujeron el término $(e/e_{cr})^\alpha$ en la ecuación (2.15). Este es un parámetro de estado similar al propuesto por Been y Jefferies (1985) (ver sección 2.3.5). El parámetro produce una desviación en el valor de la ecuación original de Rowe, que depende del estado de compactación del material con referencia al estado crítico. Esta modificación reproduce la variación de K que se da en la realidad, cuando la densidad y las tensiones varían a lo largo del ensayo. Si tenemos un material muy denso se producirá una contracción seguida de una dilatancia (curva continua a la derecha de la línea que representa a K_{cr} , la Figura 2.24), si por el contrario tenemos un material poco denso se producirá contracción durante todo el proceso de carga (curva continua a la izquierda de la línea que representa a K_{cr} , Figura 2.24). Ambos caminos llegan al final al estado crítico cuando la relación de vacíos e se iguala a la crítica. El parámetro α puede representar cualquier cambio de dilatancia que dependa de la trayectoria de tensiones previa, puede estar ligado a un tensor de estructura, deformaciones plásticas desviadoras y al efecto de la tensión intermedia. El parámetro α toma el valor de cero para el caso de deformación plana. La modificación de la ecuación (2.15) quedó como:

$$\text{sen}\psi_m = \frac{\text{sen}\phi_m - \left(\frac{e}{e_{cr}}\right)^\alpha \text{sen}\phi_{cr}}{1 - \left(\frac{e}{e_{cr}}\right)^\alpha \text{sen}\phi_m \text{sen}\phi_{cr}} \quad (2.16)$$

Si aquí se considera un estado crítico bi-lineal, se introduce el efecto que la rotura de partículas produce sobre la dilatancia de una manera sencilla. Cuando el material se rompe tiene menos dilatancia y así se pueden esperar trayectorias como las mostradas en líneas punteadas en la Figura 2.24, tanto en el material denso como suelto.

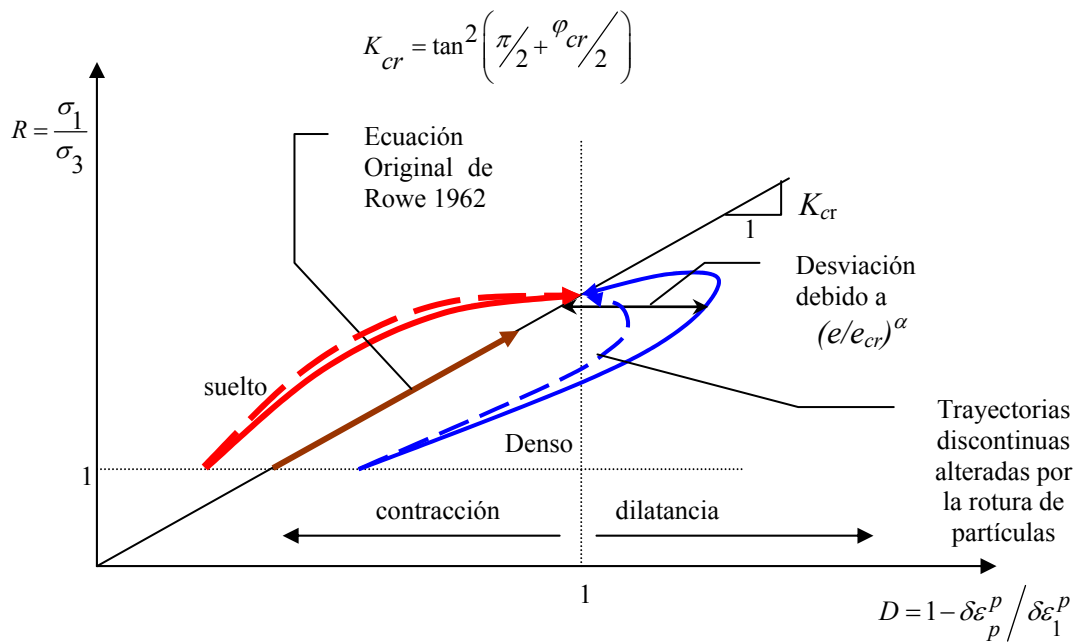


Figura 2.24 Representación gráfica de la ecuación modificada de Rowe, Wan y Guo (1998).

Con el objetivo de incluir el efecto de la succión en la dilatancia del material, Stewart *et al.* (2001) modificó la teoría de Rowe (1962). La ecuación la aplicó para modelar el comportamiento de arenas no saturadas con una porción de bentonita mezclada. La ecuación que dedujo es la siguiente:

$$\sigma_1'' = \sigma_3'' \tan^2\left(45 + \frac{\phi_f}{2}\right) D + \chi^* s D \left[\tan^2\left(45 + \frac{\phi_f}{2}\right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

donde $\sigma_1'' = (\sigma_1 - u)$ y $\sigma_3'' = (\sigma_3 - u)$ son las tensiones netas, $D = (1 - d\varepsilon_p/d\varepsilon_1)$, s la succión, χ^* es una constante, ϕ_f es el ángulo de fricción en la falla. En esta expresión se agrega un segundo factor que depende de la succión, lo que implica que la relación de tensiones σ_1/σ_3 como la dilatancia D aumentan con la succión. La ecuación (2.17) es un criterio de falla y se puede reescribirse sustituyendo las expresiones (2.12), (2.13) y (2.14), y obtener una ecuación en términos del ángulo de dilatancia. Hay que hacer notar que el papel de la succión matricial es importante ya que la bentonita facilita su propagación. En la arena se presentan succión matricial con valores pequeños, pero en materiales de tamaño más grande la succión capilar no está presente, a menos que el material tenga un alto contenido

de finos. El interés de esta ecuación, radica en que es una aplicación de la teoría de Rowe (1962) a suelos no saturados.

2.3.5 Modelos que dependen del estado de tensión y densidad

El parámetro de estado es una referencia actual respecto al estado de deformación o tensión final, la línea de estado crítico, que evoluciona constante con forme el material se deforma. El valor del parámetro depende de la densidad y tensión existentes en cada momento en el material. Entre los existentes, el más conocido es el parámetro de estado de Been y Jefferies (1985), que se encuentra definido en la Figura 2.25. El parámetro se define como la distancia que existe entre la relación de vacíos en cada momento en el material, y la línea de estado crítico. Esta distancia depende de la densidad y de la tensión media, p , a la que esté sometido el material. Otras formas del parámetro de estado son: e/e_{cr} , de Wan y Guo (1998) y $R_s = p/p_{cr}$, de Klotz y Coop (2002). Existen varios modelos elasto-plásticos que incluyen en su formulación algún tipo de parámetro de estado (Jeefferies 1993, Wood *et al.* 1994, Manzari y Dafalias 1997, Wan y Guo 1998, Gajo y Wood 1999). Aquí se expone una idea que presentó Wood *et al.* (1994), que ha servido para modelar la parte desviadora en algunos modelos elasto-plásticos (Manzari y Dafalias 1997, Gajo y Wood 1999). Es un ejemplo que ayuda a valorar los beneficios de la utilización de parámetros de estado, en la modelación elasto-plástica de materiales granulares.

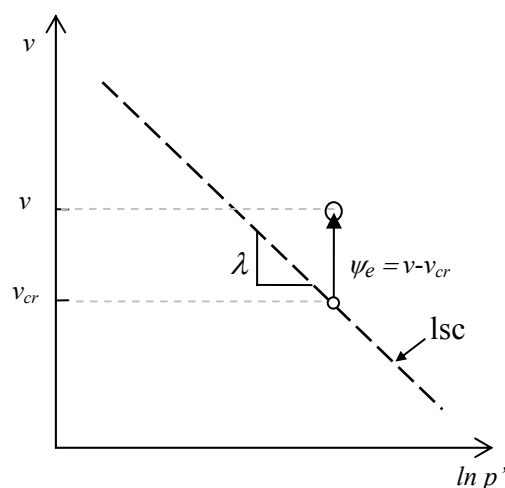


Figura 2.25 Definición del parámetro de estado según Been y Jefferies (1985).

Con el parámetro de estado ψ_e , se define $r = 1 - k\psi_e$, donde k es una constante. El parámetro r toma valores mayores que 1, cuando la relación de vacíos inicial está por debajo de la línea de estado crítico, y menor de uno cuando se tienen estados iniciales sueltos. Cuando en un ensayo triaxial avanzan las deformaciones y se tiende al estado crítico, r tiende a 1. Wood *et al.* (1994) introdujeron el parámetro r en una ecuación hiperbólica con el propósito de normalizar la influencia que tiene densidad en el material, obteniendo la ecuación:

$$\frac{\eta_s}{rM_{cr}} = \frac{\varepsilon_q^p}{(b + \varepsilon_q^p)} \quad (2.18)$$

La ecuación anterior producirá un pico en el caso que se tengan materiales en estado denso, y en el caso de estados pocos densos cambia ligeramente la forma de la curva (ver Figura 2.27). Por ello el resultado final en ambos casos es una hipérbola cuyo valor máximo tiende a 1 (estado crítico). El parámetro b de la ecuación (2.18) sirve para ajustar la forma de la curva (ver Figura 2.26).

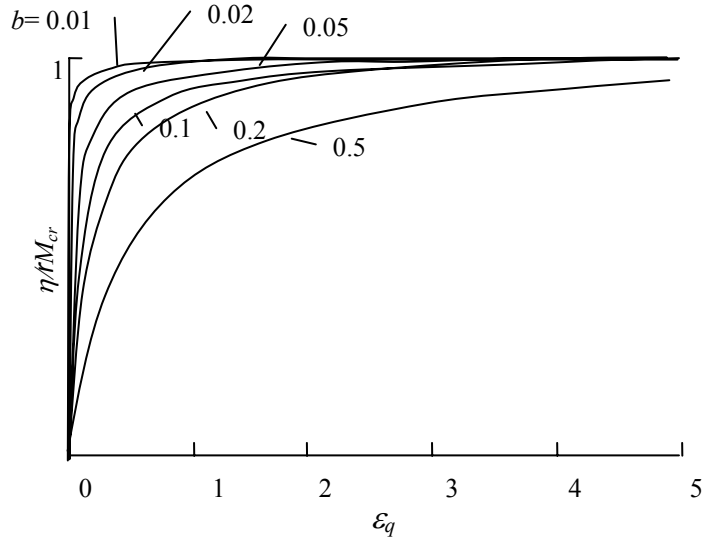


Figura 2.26 Efecto de la variación del parámetro b en la ecuación hiperbólica, Wood *et al.* (1994).

En un material con distintos grados de compactación, la relación de vacíos inicial es distinta. Lo anterior expresado en términos del valor inicial de $\psi_{e0} = v_0 - v_{cr}$, significa que para un material muy compacto, ψ_{e0} , es negativo, y para uno menos compacto es positivo, como se explicó anteriormente. Aplicando varios valores de ψ_{e0} en la ecuación (2.18) se

generan las curvas que se muestran en la Figura 2.27. En las se observa claramente el efecto del estado de compactación inicial en la resistencia pico. Para valores menores de ψ_{e0} el pico y la rigidez inicial crecen. Esta idea es sencilla y fácil de implementar en un modelo elasto-plástico para escolleras.

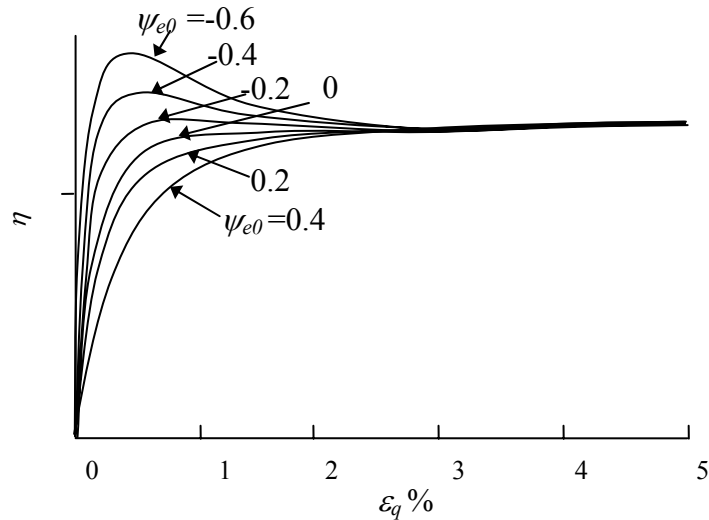


Figura 2.27 Efecto del valor inicial del parámetro de estado ψ_e , Wood *et al.* (1994).

2.4 Conclusiones

A continuación se resumen los principales puntos que deben ser considerados en el planteamiento de una ecuación constitutiva para escolleras.

- La rotura de partículas es un factor que afecta de manera notable el comportamiento volumétrico y desviador de los materiales granulares. En general a mayor rotura de partículas, se presenta mayor compresibilidad y menor dilatancia. La rotura está determinada por el nivel de tensiones, origen geológico del material, forma de la partícula y mecanismo de aplicación de carga (Se observó que en las trayectorias desviadoras se presenta más rotura que las isotrópicas).
- Existe un umbral en el cual se presenta una rotura de partículas más pronunciada, tanto en trayectorias isotrópicas como desviadoras.
- La resistencia al corte de un material seco es mayor que la de un material saturado. La compresibilidad de un material saturado es mayor que la de un seco. Si el

material seco se humedece se produce un colapso (deformaciones adicionales), generado rotura de partículas en el material reblandecido por el agua. La rotura de partículas que se produce en muestras colapsadas o bien originalmente saturadas es muy similar.

- La diferencia que existe en el comportamiento, entre materiales granulares finos (arenas) y gruesos (gravas, escolleras), es producida por la rotura de partículas. Las arenas presentan menor rotura de partículas de una escollera para una misma presión aplicada. Por ello es necesario aplicar altas tensiones para que en la arena se presente rotura de partículas. En consecuencia las arenas sometidas a altas tensiones se comportan de manera similar que las escolleras a bajas tensiones.
- Se ha propuesto un estado crítico bi-lineal para el caso de escolleras. La segunda pendiente estará determinada por la resistencia del material a la rotura de partículas.
- Existen pocos modelos elasto-plásticos para escolleras. Por tanto, se aprovechara la experiencia ganada en arenas sometidas a grandes presiones con fin de desarrollar un modelo constitutivo elasto-plástico.
- El modelo elasto-plástico de Oldecop y Alonso (2001) reproduce adecuadamente el comportamiento edométrico de las escolleras. Se reformulará en condiciones isotropas, y es tomado como base para describir la parte volumétrica del modelo elasto-plástico en el espacio triaxial que se presentada en este documento.
- La deformación de colapso está relacionada con el logaritmo de la succión mediante una relación lineal.
- La forma de la superficie de fluencia desviadora de la arenas es muy similar a la de las gravas, ambas tienen una forma elíptica. Su forma es afectada por la trayectoria de tensiones previas aplicadas al material y el nivel de carga aplicado, (formas elípticas giradas).

- La teoría de Rowe (1962) con sus posteriores modificaciones, es un potencial plástico que tiene sentido físico para materiales granulares, tanto en estado saturado como a una succión determinada.
- Es importante utilizar algún tipo de parámetro de estado, que incorpore los efectos de un cambio de densidad en las modelaciones del comportamiento de los materiales granulares, a fin de que los resultados arrojados por los modelos constitutivos reproduzcan de una manera adecuada comportamiento experimental.