

**BİR SÜREKLİ EĞRİSEL KIRIK TEORİ
VE BUNUN YERALTI TÜNEL VE GALERİLERİ ETRAFIMDA
MEYDANA GELEN KIRIK ZONLARININ ANALİZİNE TATBİKİ**

Dr. Saim ÜLGÜDÜR (*)

1.1 GİRİŞ

Son yıllarda kaya mekaniği sahasında iki önemli gelişme kaydedildi : ilkin Güney Afrika ve diğer ülkelerde yapılan yoğun çalışmaların sonucu tünel veya galeri duvarı ötesinde bulunan bakir kayacın izotropik elastik bir model cinsinden izah edilebileceği ispat edildi» Sonra laboratuvarda uygun biçimde hazırlanmış genellikle silindirik numuneler üzerinde yapılan testlerle Şekil : 1'de görülen komple yük - deformasyon eğrisinin elde edilmesine olanak sağlayan katı fetiff) ve serva-kumandalı test makineleri geliştirildi. Bu gelişmeler üzerine bir çok bilim adamı derin yeraltı ekskavasyonları etrafında tabaka hareket ve defoarmasyonlaTiBB! kantatif yolla izah için girişimlerde bulundu, RYDER ve OFFICER (1), ORTLEPP ve COOK (2).

Bu maksatla dörtgerümsi yatay açıklıklar (tabular opening) etrafındaki kayaçların elastik gerilim ve deformasyonlarını ölçebilen elektrolitik, SALAMON et al (3) rezistans tipi analoglar SALAMON ve ORAVECZ (4) geliştirildi. Potansiyelle deplasman gerilimle akün arasındaki analoginin maden düzlemi dışında geçerli olamaması bu faydalı tekniğin ana dezavantajım, teşkil ederse de daha ziyade sonlu elemanlar metoduna dayanan ve yukarıdaki dezavantajı ihtiva etmemesi yanında sayısız yenilikleri de bünyesinde taşıyan pek çok program paketi hazırlandı, ZIENKIEWICZ et al (5), DEIST et al (6).

(*) Maden Y. Müh., Ereğli Kömürleri İşletmesi, Zonguldak.

Elastik malzeme hiç bir zaman dengesizlik (instability) gösteremeyeceğine göre o halde bilhassa derin maden işletmeciliğinde sık sık karşılaşılan instabiliteler, büyük enerji boşalmaları ve kaya patlamalarının kaynağı açıkların etrafında teşekkül eden kırık zon içinde olmalı.

Diğer bir deyimle kırık zonundaki kayacın inelastik deformasyonu ile çevresinde bulunan bakir kayacın elastik deformasyonları arasındaki tepkime bakir kayacın gerilim ve deformasyonunu önemli ölçüde değiştirir ve ekskavasyonun stabilitesi üzerinde etkin rol oynar, STARFIELD (7).

Bakir kayaç yığınlarının lineer elastik bir model cinsinden izah edilebildiğini, stiff ve servo - kumandalı makinelerle de kırık kayaçların laboratuvarında incelenebildiğini gören araştırmacılar klasik elastik teori düzeyinde ve onu özel bir hal olarak ihtiva eden genel bir 'eğrisel (nonlinear) kırık teorisinin' geliştirilmesi yolunda girişimlerde bulundular DEIST (8), ÜLGÜDÜR (9). Böyle bir teori geliştirildikten ve teorik neticeleri deneysel olarak kanıtlandıktan sonra ancak maden mühendisinden pano geometrisi, derinlik, arın ilerlemesi ve tahkimat türü gibi öğelerin kaya patlamaları ve patlama şiddeti üzerinde etkilerini güvenle tahmin etmesi beklenebilir.

Bu tebliğimizde DEIST'in (8) hipotezlerini ileri sürdüğü ÜLGÜDÜR'ün (9) geliştirdiği eğrisel kırık teorisinin ışığı altında tünel ve galeriler etrafında meydana gelen kırık zonların gerilim ve deformasyon değerlerini inceleyerek elde edilen teorik neticelerin deneysel yolla ispatına çalışacağız. Fakat böyle bir incelemeye geçmeden teori hakkındaki kısa bilgi vermekte ve onu basit haller için formüle etmekte yarar var.

2.1 TEORİNİN ESASLARI

Yeraltı kırılma olaylarını izah çabaları daha ziyade mikro seviyedeki bireysel kırıklıkların incelenmesi şeklinde süre gelmiş ve bu düzeydeki kırık mekanizması hakkında bir hayli bilgi elde edilmiştir. Ancak bu mikro neticeleri makro çevreye uygulanır bir şekle sokmak için herhangi bir çalışma olmamıştır. Öte yanda modeller üzerinde yapılan çalışmalar, HOEK (10) bu yöntemin, teorik gelişmelere öncülük yapma yerine bu tür gelişmelerin ışığı altında uygulanması gerekliliğini göstermiştir. Literatürde sık sık bahsi geçen klasik 'kemer' ve 'kiriş' teorilerine gelince bunlar kırık zonlarını kantatif yolla izaha yeterli değildir. Bunlardan ilki tavan taşının ağırlığının bir gerilim yayı tarafından desteklendiğini, ikincisi de arın gerisindeki tabakaların arkaya doğru yatıp aralarında boşluklar meydana geldiğini ve her tabakanın müstakil bir kiriş gibi davrandığını

ve bunların ramble veya göçük ile arın arasında ferahlamış bir kısım meydana getirdiklerini öngörür.

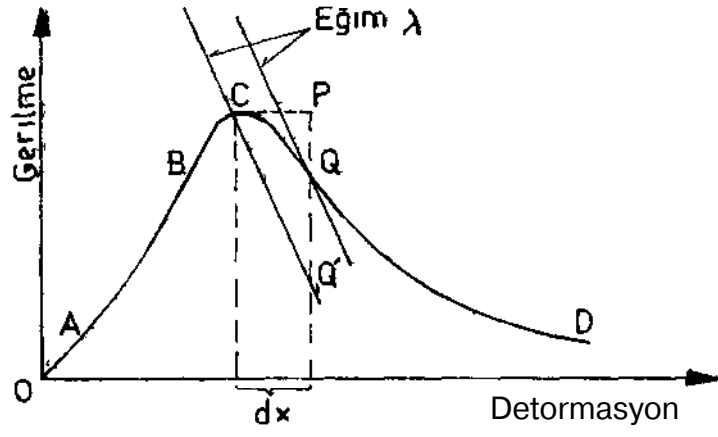
Mevcut teorilerden hiç biri hadisenin dinamiğini gözönüne almazlar. Aslında kırık fenomeni tabiatı itibariyle dinamik olduğu için kırık hadiselerinin yaklaşık da olsa izahı dinamik bir teori ile ancak mümkün olabilir.

Yeraltı gözlemler, pek çok kere açıklıklar etrafında sıkıca birbirine geçmiş kırık kayaç yığınlarının uzun süreli dengede veya görelî olarak dengede olduğunu göstermiştir. Diğer bir deyimle kırılma noktasına kadar yüklenmiş olan bir kayaç kütlesi bu noktaya ulaştığında aniden patlayarak içinde depolanmış olan birim deformasyon enerjisini çevreye vermez. Aksi halde yeraltı açıkları etrafında mevcut kütlelerden herhangi birinin kırılma noktasına gelmesi üzerine zincirleme patlamalar olur ve felaket olarak telakki edilecek neticeler hasıl olurdu.

HOEK (11) ve daha sonra CROUCH (12) Güney Afrika altın madenlerinde raslanılmış ve önemli sayılabilecek pek çok kaya patlamalarının kaynağını teşkil eden kuvarszitlerin A kırılma noktasının (Şekil : 2) düz bir Mohr-Coulomb zarfı cinsinden ifade edilebileceğini tesbit ettiler. Kayaçların nihai kırık haline gelince burada makaslama gerilimin makaslama deformasyonundan bağımsız hale geldiğini ve deformasyonun sürtünme kuvvetlerinden ileri geldiğini düşünmek yerinde olur. Bunu teyid eden deneysel neticeler mevcuttur JAEGER (13) ve BIENIAWSKY et al (14). Kayaçların nihai kırık hali toprak mekaniğinde kullanılan modele yakinen benzer görünmekteyse de onun aynı değildir. Zira yapılan gözlemler kaya patlamalarının büyük sayılabilecek kütle hareketleriyle ilgili olmadığını ve bu nedenle toprak mekaniği kuramlarıyla incelenen dengesiz sed ve banket kaymalarına benzetilemeyeceğini göstermiştir.

Böylece kayaçların nihai kırık hali *dengesizliklerin tek* başına sebebi olamaz ve bu dengesizliklerin kırık zona yerleşmiş olan herhangi bir kayaç kütesinden kaynaklanamayacağı kolaylıkla gösterilebilir. Elastik malzeme de dengesizliklerin kaynağı olamayacağına göre tüm dengesizliklerin ve kaya patlamalarının kaynağı elastik halden nihai kırık haline (state) geçiş sahasında aranmalıdır.

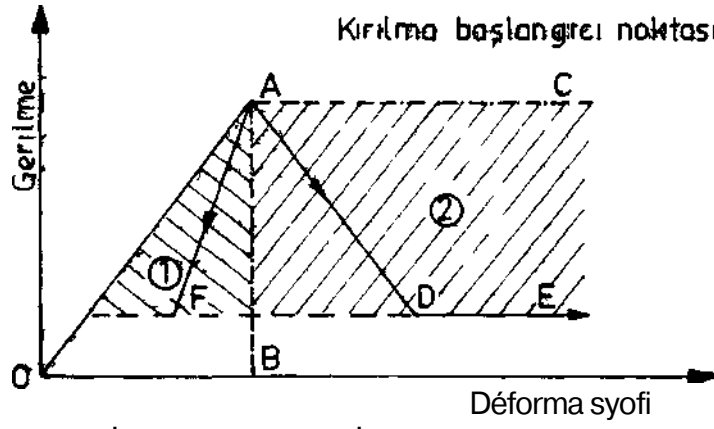
Elastik halden nihai kırık haline muhtemel geçiş (Şekil : 2), ilk kademede eğrinin eğimi ihmal edilirse, AF ve AD çizgileri boyunca olabilir. 1 inci ve 2 nd bölgeler AF ve AD çizgilerinin özelliklerini kaybetmeden alabilecekleri eğim değerlerini sınırlar. AF boyunca olan bir geçiş, kırılma noktasına ulaşan her kayaç kütesinin içinde depolanmış olan birim deformasyon enerjisini çevresine verdiğini ve bir dengeye ulaşabilmek



GEVREK KAYACBFRIN KOHPLE YUK -DEFQRMASVON

EGRtSi

SEKIL-1



ELASTİK ve KIRIK REJİM YUK-DEPLASMAN

İLİŞKİSİ

ŞEKIL-L-2

için o kütleyi çevreleyen kayaçların büzülerek tepki gerilimlerini derhal düşürdükleri anlamına gelir. Böyle bir husus tecrübelerle aykırı ©Idugu gibi katı ve servo - kumandalı makineleriyle yapılan testlerle de tesbit edilememiştir. O halde 1 inci bölge kırık karakteristiğini ifade edemez. AD boyunca olan bir geçişte malzemenin kırılmaya başlamasından itibaren kırık hali ilerledikçe 'azalan bir yük' taşıma özelliği gösterdiği ve ilave enerjiyle - pek az miktarda da olsa-tamamen kırılabileceği kabul edilebilir. Bundan böyle AD tipi geçişlere kırılma bölgesi/hali/rejimi diye atıfta bulunacağız.

Kırılma 'geri çevrilemez' (irreversible) bir olaydır. Dinamik bir teori bu geri çevrilemezlik prensibini ihtiva etmeli. Sorun kırılmaya devam etmekte olan bir kütlenin bu kırılmaya engel olmak isteyen bir ortamda, nasıl bir tepki göstereceğinin tesbitidir. En akla yatkın şey kütlenin elastik hale dönüştüğünü sanmaktır, tabii kırılmanın engellendiği nokta civarındaki değişimler cinsinden. Fiziksel olarak bu kavrayışa akla çok yatkın, zira kırılmanın engellenmesiyle Griffith kırıklarının kapandığı sürtünme kuvvetlerinin sınır değerlerin altına düştüğü düşünülebilir. Söz konusu kütlenin tekrar kırılmaya başlayıp başlamaması tamamen çevre şartlarına bağlıdır.

Yukarıda sıraladığımız esaslar ile mevcut deneysel neticeler ve elastik hale dönüş ihtimali sürekli bir eğrisel kırık teorisinin formüle edilmesi için gerekli ve yeter şartları teşkil eder.

3.1 TEORİNİN FORMÜLASYONU

Bir önceki bölümde geliştirilen hipotezleri hidrostatik bir gerilim sahası içinde açılmış bulunan ve düzlem deformasyon altında öten- dairevi bir tünele uygulayalım Bu uygulamanın pratik önemi yanında alakalı matematik işlemleri kolaylaştırıcı pek çok avantajı vardır.

- 1) HOEK (15) ve DEIST (16) kırılma geriliminin düzlem deformatasyon yönündeki ana gerilimle ilişkili olmadığını kanıtladılar. Süreklilik nedeniyle bu bağıntı kırılmanın devamı süresince de geçerli olacaktır.
- 2) Dairevi bakışım nedeniyle ana gerilim/deformasyon. yönleri kırılmanın devamı süresince aynı kalırlar.

Bu nedenle sürekli yüklemeler düşünüldüğünden gerilim/deformasyon bağıntılarını, bu değişimlerin artık değerleri (increment) yerine mutlak değerleri cinsinden formüle edebiliriz.

Kırılma başlamadan önce lineer elastik ve izotropik bir kaya ortamında silindirik koordinatlar cinsinden,

$$\sigma_r = (K + 4/3G)\epsilon_r + (K - 2/3G)\epsilon_\theta \quad \text{a)}$$

$$\sigma_\theta = (K - 2/3G)\epsilon_r + (K + 4/3G)\epsilon_\theta \quad \text{b)}$$

3.1

$$\sigma_z = \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) \quad \text{c)}$$

$$\sigma_{r\theta} = \sigma_{rz} = \sigma_{\theta z} = 0$$

burada K = Hacim Modülü

G = Kayma Modülü

ν = Poisson Sabiti

Ana eksenler r, θ ve z yönleri doğrultusundadırlar. Belirtildiği gibi σ_z kırılmanın başlangıcı veya devamı üzerinde etkisi yoktur. Bu nedenle bundan böyle sözü edilmeyecektir.

öte yandan Mohr - Coulomb zarfını ana gerilimler cinsinden ifade edersek

$$\sigma_r - \sigma_\theta = 2 \frac{S_0}{\mu} \eta - \eta(\sigma_r + \sigma_\theta) \quad \text{3.2}$$

burada μ = dahili sürtünme katsayısı

S_0 = kayacın kayma mukavemeti

η, μ ve tek eksenli basma mukavemetli C_0 arasındaki bağıntılar şöyle ifade edilir :

$$\eta = \frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu^2}} \quad \text{a)}$$

3.3

$$C_0 = -2 \frac{S_0}{\mu} \frac{\eta}{1 - \eta} \quad \text{b)}$$

Mohr-Coulomb zarfının düz bir hat olması nedeniyle kırılma başlangıcı şöyle mütealâa edilebilir.

$s' = |\sigma| + \mu\sigma$ herhangi bir noktadan geçen bir düzlem üzerindeki gerilim $\sigma =$ makaslama gerilim, $\mu =$ dahili sürtünme katsayısı ve

σ_r normal gerilim olsunlar. S' söz konusu noktadan geçen düzlemlerin eğiminin fonksiyonu olarak değişir ve bir yerde S'_{max} değerine ulaşır. Kayaç kütlesi belli bir çevre basıncı altında tutulduğu zaman S'_{max} malzemenin kayma mukavemeti olan S_0 değerine ulaşmaya kadar elastik olarak davranır ve sonra kırılmaya başlar. Bu nedenle kırık kayaç davranışını temsil eden eğriselliği (nonlinearity) makaslama gerilimi cinsinden ifade etmek yerinde olur.

Şöyle ki, malzeme kırılma noktasındaki makaslama deformasyonunun üstünde bir deformasyona tabi tutulur ve bu arada şiddetli bir kırılmayı önlemek için kayma gerilimi uygun şekilde düşürülür. Aynı şekilde çevre baskı kuvvetleri cinsinden arzu edilen eğrisellik de, kütlenin kırılma anındaki üstünde bir hacimsal deformasyona tabi tutulmasıyla sağlanır.

Yukarıdaki beyanlar hiç bir zaman fiziki bir kırılma mekanizmasını ifade için yapılmamıştır. Amaç fiziksel prensiplere ve deneysel sonuçlara ters düşmeyen tutarlı bir takım fenomenolojik gerilim/deformasyon bağıntılarının elde edilmesidir.

3.1 Çevresel baskı ve kayma gerilimleri cinsinden ifade edilirse,

$$\begin{aligned} \sigma_r + \sigma_\theta &= 2(\kappa + G/3)(\epsilon_r + \epsilon_\theta) & \text{a)} \\ \sigma_r - \sigma_\theta &= 2(\epsilon_r - \epsilon_\theta)G & \text{b)} \end{aligned} \quad 3.4$$

3.4 Kırılma noktasına kadar (bu nokta dahil) geçerlidir. Kırık zonu için değiştirilmeleri gerekir. Deformasyonları bağımsız değişken olarak alırsak, elastik rejim için,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\sigma_r + \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r - \epsilon_\theta)} &= 0 & \frac{\partial(\sigma_r + \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r + \epsilon_\theta)} &= 2(\kappa + G/3) & \text{a)} \\ \frac{\partial(\sigma_r - \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r - \epsilon_\theta)} &= 2G & \frac{\partial(\sigma_r - \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r + \epsilon_\theta)} &= 0 & \text{b)} \end{aligned} \quad 35$$

Sabit ana yön ve sürekli yüklemeler için 3.5 en fazla aşağıdaki şekilde değiştirilmeli,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\sigma_r + \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r - \epsilon_\theta)} &= f_1 \left\{ (\epsilon_r - \epsilon_\theta), (\epsilon_r + \epsilon_\theta) \right\} & \text{b)} \\ \frac{\partial(\sigma_r + \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r + \epsilon_\theta)} &= f_2 \left\{ (\epsilon_r - \epsilon_\theta), (\epsilon_r + \epsilon_\theta) \right\} & \text{a)} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\sigma_r - \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r - \epsilon_\theta)} = f'_1 \{(\epsilon_r - \epsilon_\theta), (\epsilon_r + \epsilon_\theta)\} \quad c) \quad 3.6$$

$$\frac{\partial(\sigma_r - \sigma_\theta)}{\partial(\epsilon_r - \epsilon_\theta)} = f'_2 \{(\epsilon_r - \epsilon_\theta), (\epsilon_r + \epsilon_\theta)\} \quad d)$$

Gerilim/deformasyon eğrisinin eğimi kırık sonunda negatif olduğu için f'_1 negatif olmalı. Bu nedenle yaklaşık olarak,

$$f'_1 = A_1; \quad f'_2 = A_2; \quad f'_3 = -A_1' \text{ ve } f'_4 = A_2' \quad 3.7$$

Burada A_1, A_2, A_1' ve A_2' sabitler olup, $A_1' > 0$. 3.6 daki bağıntılar ayrı ayrı entegre edilirse,

$$\begin{aligned} (\sigma_r + \sigma_\theta) &= A_0 + A_1(\epsilon_r + \epsilon_\theta) + A_2(\epsilon_r - \epsilon_\theta) \quad a) \\ (\sigma_r - \sigma_\theta) &= A_1'(\epsilon_r - \epsilon_\theta) + A_2'(\epsilon_r + \epsilon_\theta) \quad b) \end{aligned} \quad 3.8$$

Sabitler, 3.2, 3.4 ve 3.8 bağıntılarının faep bir arada geçerli oldukları kırılma noktası için bulunur ve 3.8 aşağıdaki şekli alır, ve 3.9 formülü ortaya çıkar.

$$\begin{aligned} \sigma_r + \sigma_\theta &= (K + G/3) \left[\frac{5\sigma_0}{\mu G} (1 - \beta) + \beta(\epsilon_r + \epsilon_\theta) - \frac{\gamma}{\eta} (1 - \beta)(\epsilon_r - \epsilon_\theta) \right] \\ \sigma_r - \sigma_\theta &= 2(K + G/3) \left[\frac{5\sigma_0}{\mu G} \eta (1 + \alpha) - \eta (1 + \alpha)(\epsilon_r + \epsilon_\theta) - \alpha \delta (\epsilon_r - \epsilon_\theta) \right] \\ \text{Burada } \gamma &= \frac{G}{K + G/3} = 1 - 2\nu \quad \text{yani } 0 \leq \gamma \leq 1 \end{aligned}$$

α ve β burada takdim ettiğimiz iki malzeme sabitidir. 3.9. bağıntılarında α yerine -1 ve β yerine $+1$ konulduğu zaman elastik rejim denklemleri 3.4 elde edilir. Böylece $\alpha = -1$ ve $\beta = 1$ bu sabitlerin değerleri üzerinde fiziki limit teşkil ederler.

3.1 KIRIK REJİMİ İÇİN GERİ ÇEVİRİLEMEZLİK (IRREVERSIBILITY) KOŞULU

3.9 daki bağıntılar, malzemeyi gittikçe kırılmaya sevk eden sürekli bir yükleme sistemi için elde edildiler. Bu nedenle DEIST (8) tarafından ileri sürülen elastisiteye dönüş ihtimalini gözönünde tutmazlar. Bunun sonucu olarak 3.9 kullanılarak elde edilen neticeler fiziksel geçerlilik için kontrol edilmeli. Bir yükleme basamağı sonunda sistemin içindeki tüm

noktalar kırılmaya devam ediyorsa 3.9'la elde edilen sonuçlar geçerlilik kazanırlar. Böyle bir davranış için gerek ve yeter koşullar sistemin enerjisinden elde edilebilir.

Elastik davranış için birim hacim deformasyon enerjisi,

$$E_{1\theta} = \frac{1}{4} \left[\frac{(\sigma_r + \sigma_\theta)^2}{2(K + G/3)} + \frac{(\sigma_r - \sigma_\theta)^2}{2G} \right]$$

olarak ifade edilebilir.

Şayet kırık rejimi içindeki bir kütle elastik davranmaya zorlanmışsa 3.10'la verilen enerji miktarı kadar depolanmış enerji, yükü uygun şekilde sıfıra indirmekle elde edilir.

Diğer bir deyimle bu enerji miktarına kütle içinde 'tekrar -elde edilebilir' depolanmış enerji olarak bakılacaktır. Bu nedenle şayet bir kütle gerilim/deformasyon değişimi sırasında kırılma rejimi içine gömülerek kırılmaya devam edecekse bu kütle üzerinde yapılan harici iş tekrar elde edilebilir deformasyon -enerjisinden %üyükolmalı, $d\sigma_r$ ve $d\epsilon_a$ deformasyon değişimleri için birim hacimdeki kütle üzerinde yapılan iş,

$$dW = \frac{1}{2} \left[(\sigma_r + \sigma_\theta) d(\epsilon_r + \epsilon_\theta) + (\sigma_r - \sigma_\theta) d(\epsilon_r - \epsilon_\theta) \right] \quad 3.11$$

3.10'nun türevi alındıktan sonra

$$dE = \frac{1}{4} \left[\frac{(\sigma_r + \sigma_\theta)}{(K + G/3)} d(\sigma_r + \sigma_\theta) + \frac{(\sigma_r - \sigma_\theta)}{G} d(\sigma_r - \sigma_\theta) \right] \quad 3.12$$

3.9 kullanarak gerilim değişimleri deformasyon değişimleri cinsinden ifade edilirse, kırılmanın devamı koşulu olarak :

$$d(\epsilon_r - \epsilon_\theta) + \frac{\eta}{\gamma} d(\epsilon_r + \epsilon_\theta) \geq 0 \quad b)$$

$$\frac{\eta}{\alpha\gamma} \geq - \frac{(1 - \beta)}{1 + \alpha} \mu \frac{(\sigma_r + \sigma_\theta)}{(\sigma_r - \sigma_\theta)} \quad 3.13$$

elde edilir. 3.13 tüm gerilim/deformasyon değişimleri için kırık rejimi içindeki her noktada geçerli olmalı ki, 3.9 kullanılarak elde edilen neticelerin fiziki manası olsun. Eşitsizliklerin geçerli olmadığı her hangi bir eleman (uzayda kesin sınırları olan küçük bölge) elastik rejime girmiştir ve çözümler ona göre değiştirilmeli.

3.3 NİHAİ KIRIK KALE GELMİŞ KAYACIN DURUMU

Basite indirgemek amacıyla teorinin esaslarında ileri sürülen kayacın nihai kırık hali bundan böyle ihmal edilecektir. Böylelikle 3.9 kırık rejiminde $\sigma_r - \sigma_\theta = 0$ oluncaya kadar geçerli olacağından

$$\sigma_r - \sigma_\theta \geq 0 \quad 3.14$$

elde edilir. Ayrıca $(\sigma_r - \sigma_\theta)$ kırılma noktasındaki makaslama geriliminden küçük veya ona eşit olacağından

$$0 \leq (\sigma_r - \sigma_\theta) \leq 2G(\epsilon_r - \epsilon_\theta) \quad 3.15$$

elde edilir.

4.1 ELASTİK VE KIRIK REJİM DEFRANSİYEL DENKLEMLERİNİN ÇÖZÜMÜ VE TEORİNİN HİDROSTATİK BİR GERİLİM SAHASINDAKİ DAİREVİ TÜNELE UYGULANIŞI:

Söz konusu tünelin dairevi simetri bakışımı nedeniyle denge denklemleri aşağıdaki basit şekle indirgenir :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad 4.1$$

Ayrıca radyal yöndeki deplasman cinsinden gerilim/deformasyon bağıntıları

$$\epsilon_r = \frac{du}{dr} \quad a) \quad 4.2$$

$$\epsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad b)$$

olarak ifade edilebilir.

4.1'deki gerilim değerleri yerine 3.8'deki değerleri koyduktan ve 4.2.'yi kullanarak deformasyonları deplasman cinsinden ifade ettikten sonra, deformasyon - uygunluk (compatibility) bağıntılarına uyan u cinsinden bir defransiyel denklem elde ederiz,

$$R \frac{d}{dr} \left(\frac{du}{dr} + \frac{u}{r} \right) + S \frac{1}{r} \left(\frac{du}{dr} + \frac{u}{r} \right) + C \frac{1}{r} \left(\frac{u}{r} \right) = Q \frac{1}{r} \quad 4.3$$

$$\begin{aligned} \text{Burada, } R &= (\beta - \alpha \delta) - \eta (1 + \alpha) - \frac{\gamma}{\eta} (1 - \beta) \\ S &= 2 \left(\frac{\gamma}{\eta} (1 - \beta) - \eta (1 + \alpha) \right) \\ C &= -4 \frac{\gamma}{\eta} (1 - \beta) \\ Q &= -\frac{2S_0}{\mu G} \eta \gamma (1 + \alpha) \end{aligned}$$

$a = (S + R)/R$, $b = (C + S - R)/R$ ve $c = Q/R$ için 4.3 daha da basitleştirilerek

$$r^2 \frac{d^2 u}{dr^2} + ar \frac{du}{dr} + bu = cr \quad 4.4$$

şeklinde ifade edilebilir.

4.4 ikinci dereceden Euler tipi bir defransiyel" denklemdir. Bu denklemden genel bir çözüm için tamamlayıcı ve özel çözümlerini ayrı ayrı düşünmek zorundayız.

4.2 TAMAMLAYICI (COMPLEMENTARY) ÇÖZÜM

4.4'ün tamamlayıcı formu

$$r^2 \frac{d^2 u_c}{dr^2} + ar \frac{du_c}{dr} + bu_c = 0 \quad 4.5$$

olsun. Tamamlayıcı çözüm olarak

$u_c = r^z$ $r^z \neq 0$ alalım ve $u_c = r^z$ yi 4.5'de yerine koyduktan ve defransiyelini aldıktan sonra

$$z^2 + (a-1)z + b = 0 \quad 4.6$$

elde edilir. İkinci derecede Euler denklemini 4.4'ün tamamlayıcı çözümü 4.6 kuadratiğin D diskriminantınının alacağı + ve, 0 veya - ve değerlere bağlı olarak değişir.

$D > 0$ için

$$U_c = M r^{z_1} + N r^{z_2} \quad \text{a)}$$

$D = 0$ için

$$U_c = r^z [M \ln |r| + N] \quad \text{b) 4.7}$$

$D < 0$ için

$$U_c = r^{z_1} [M \cos(z_2 \ln |r|) + N \sin(z_2 \ln |r|)] \quad \text{c)}$$

$D < 0$ için tamamlayıcı çözüm kompleks olacağından böyle bir çözüm fiziksel yönden kabule şayan değildir. Bu nedenle fiziksel yönden anlamlı çözümler için $0 \leq D$ olmalı. 4.7b denklemini 4.7a'nın bir sınır hali olduğu için

$$U_c = M r^{z_1} + N r^{z_2} \quad \text{4.8}$$

geçerli çözüm olarak alınır.

M ve N sabitlerinin değerleri sonra bulunacaktır.

4.6'nın köklerini

$$z_1 = [(1-\alpha) + \sqrt{D}] / 2 \quad \text{a)}$$

$$z_2 = [(1-\alpha) - \sqrt{D}] / 2 \quad \text{b)}$$

4.9

olarak ifade ettikten ve a ve D'nin değerlerinin yerine koyduktan sonra

$$z_1 = (w + \lambda) / \theta \quad \text{4.10}$$

$$z_2 = (w - \lambda) / \theta$$

$$\text{Burada } w = \eta(1 + \alpha) - \frac{\gamma}{\eta}(1 - \beta)$$

$$\lambda = [(\beta - \alpha\gamma)^2 - 4\gamma(1 + \alpha)(1 - \beta)]^{1/2}$$

$$e = (\beta - \alpha\gamma) - \eta(1 + \alpha) - \frac{\gamma}{\eta}(1 - \beta)$$

4.3 ÖZEL PARTICULAR) ÇÖZÜM

4.4'ün özel çözümü

$$u_p = \phi r \quad 4.H$$

olsun. Burada ϕ bir sabit. Böylece,

$$\frac{du_p}{dr} = \phi$$
$$\text{ve } \frac{d^2u_p}{dr^2} = 0 \quad 4.12$$

özel çözüm cinsinden 4.4

$$r^2 \frac{d^2u_p}{dr^2} + ar \frac{du_p}{dr} + bu_p = cr \quad 4.13$$

şeklinde ifade edilir. Ayrıca 4.11, 4.12 ve 4.13'ü kullanarak

$$\phi = \frac{c}{a+b} = \frac{S_0 \gamma}{2\mu G} \quad 4.14$$

elde edilir.

4.4 GENEL ÇÖZÜM

$$u = u_p + u_c$$

olacağından, kırık rejimi için 4.8, 4.10, 4.11 ve 4.14'ü kullanarak

$$u = Mr^{\frac{\omega+\lambda}{\theta}} + Nr^{\frac{\omega-\lambda}{\theta}} + \frac{S_0}{2\mu G} r \quad 4.16$$

elde edilir. 4.2 a ve b'yi 4.16 cinsinden ifade edersek deformasyonların toplam ve farkı için aşağıdaki bağıntıları elde ederiz :

$$\epsilon_r + \epsilon_\theta = (p+2)Mr^p + (q+2)Nr^q + \frac{S_0 \gamma}{\mu G} \quad 4.17$$

$$\epsilon_r - \epsilon_\theta = pMr^p + qNr^q \quad .b)$$

$$\text{burada } p = (\omega + \lambda - \theta) / \theta \text{ ve } q = (\omega - \lambda - \theta) / \theta$$

4.5 SABİTLERİN TESBİTİ

Kırık rejimi gerilim/deformasyon denklemleri 3.8'de α yerine -1 ve P yerine + 1 değerleri konulduğu zaman elastik rejim denklemlerinin elde edildiğini daha önce belirtmiştik. Aynı şekilde $\alpha = -1$ ve $\beta = +1$ olarak yerine konulduğundan 4.16'dan genel elastik çözüm elde edilir. Yani,

$$U = M e^r + \frac{1}{r} N e \quad 4.18$$

Burada yine Me ve Ne herhangi iki sabit olsunlar.

M, Me, N ve Ne sabitlerini kulmak için istenen hidrostatik alan, yükü sonsuzda (infinite) tatbik etmek suretiyle elde edilecektir. Yük artıkça bir safhada artık tünel duvarı etrafındaki kayaç kırılmaya başlayacaktır. Bunun sonucu olarak a_0 yarı çapındaki tünel duvarından r_0 yarı çapına kadar uzanan halka şeklindeki bir kırık zonun teşekkül edeceği beklenebilir, (Şekil : 3)

Kütleleri gittikçe kırık zonu derinlikleri içine iten sürekli ve quasi-static yükler için r_0 'in devamlı olarak artacağını beklemek yerinde olur.

Bu nedenle aşağıdaki sınır şartların elastik/kırık rejim sınırında geçerli olması gerekir :

- 1) Süreklilik için ara sınırdaki deplasmanlar her iki rejim için eşit olmalı.
- 2) Denge için ara sınırdan geçen radyal gerilim sürekli olmalı (continuous)
- 3) Ara sınırın elastik rejim tarafında kalan kütleleri tam kırılma noktasına gelmiş olmalı.

Sonsuzda tatbik edilen yük a_0 yarı çaplı tünel duvarındaki kayacı tam kırılma noktasına getirecek yoğunlukta ise 3.2 (kırılma başlangıcı denklemleri) 3.4, 4.12 ve 4.18'i kullanarak

$$M e^{\frac{\gamma}{a_0^2}} = N e \quad a)$$

4.19

$$N e = - \frac{a_0^2}{2} \left(\frac{S_0}{\mu G} \eta - 2 \frac{\eta}{\gamma} M e \right) \quad b)$$

elde edilir. 3.4 denklemlerinden radyal gerilim için

$$\sigma_r = (K + G/3) \left[(\epsilon_r + \epsilon_e) + (\epsilon_r - \epsilon_e) \times \right] \quad 4.20$$

bulunur. 4.2 ve 4.18'i kullanarak $(\epsilon_r + \epsilon_e)$ ve $(\epsilon_r - \epsilon_e)$ değerleri yerine konduğunda

$$\sigma_r = (K + G/3) \left[2 M_e - 2 \times \frac{N_e}{r^2} \right] \quad 4.21$$

Bu nedenle tahkimatsız bir tünel için $\sigma_{r=a_0} = 0$ olduğundan, tünel cidarındaki kütleleri tam kırılma noktasına getiren sonsuzdaki yük :

$$(\sigma_r)_{r \rightarrow \infty} = - \frac{S_0}{\mu} \frac{\eta}{1-\eta} \quad 4.22$$

Diğer bir ideyimle tünel cidarında kırılmayı başlatmak için 4.22'deki kadar yükü tünele sonsuzda tatbik etmek lâzımdır.

Şayet 4.22 yerine tatbik edilen yük

$$(\sigma_r)_{r \rightarrow \infty} = - \frac{S_0}{\mu} \frac{\eta}{1-\eta} (1 + \Delta) \quad 4.23$$

ise ve $\Delta > 0$ için bu kez kırık zonunun yan çapı $r = r_i$ de olacaktır.

$(r_i > a_0)$ $(\sigma_r)_{r \rightarrow \infty}$ 'in yeni değerini kullanırsak

$$M_e = - \frac{S_0}{2\mu G} \frac{\eta}{1-\eta} (1 + \Delta) \quad 4.24$$

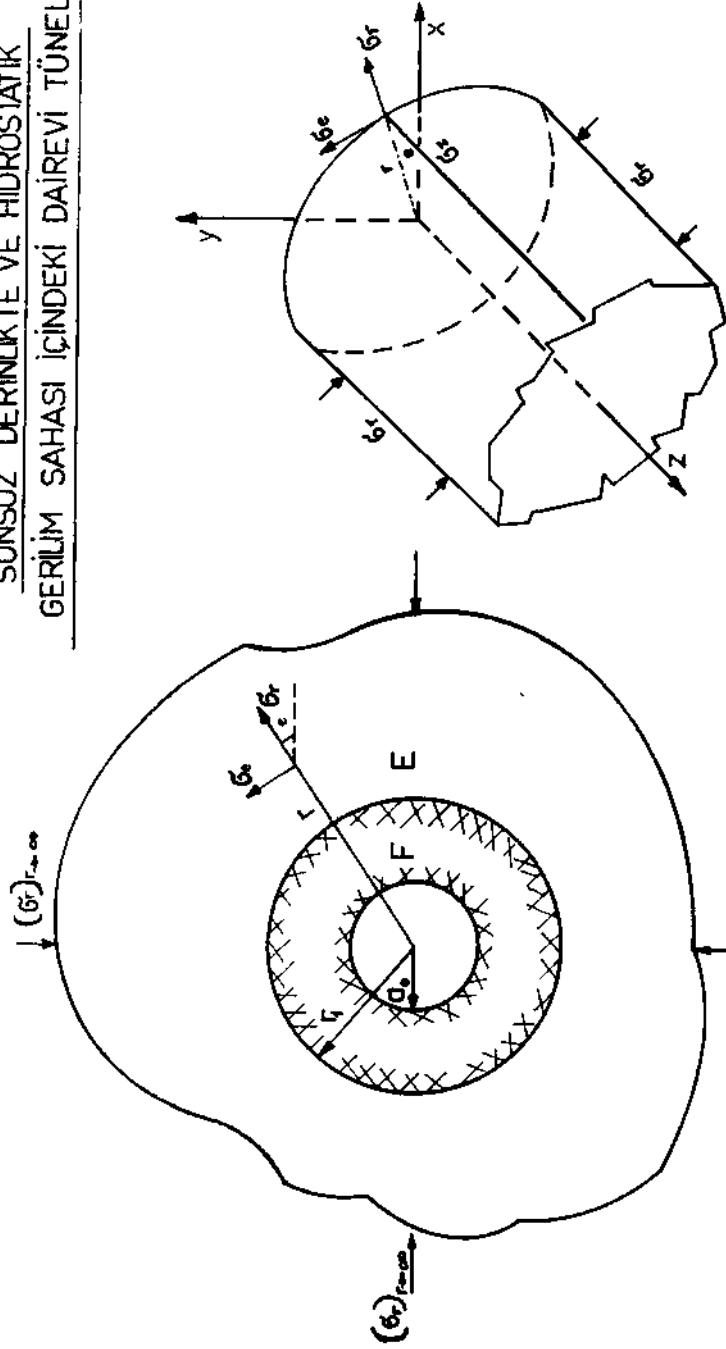
4.24 ve 4.19'b'den de

$$N_e = - \frac{r_i^2}{2} \frac{S_0}{\mu G} \frac{\eta}{1-\eta} (1 + \eta \Delta) \quad 4.25$$

elde edilir.

Sabitlerin yeni değerlerini 4.21'de yerine koyarsak elastik/kırık rejim sınırındaki radyal gerilim

SONSUZ DERİNLİKTE VE HİDROSTATİK
GERİLİM SAHASI İÇİNDEKİ DAİREVİ TÜNEL



SEKİL:3

$$(\sigma_r)_{r=r_1} = -\frac{S_0}{\mu} \eta \Delta \quad 4.26$$

olarak bulunur. Aynı zamanda sınırdaki $(\epsilon r + \epsilon \theta)_1$ ve $(\epsilon r - \epsilon \theta)_1$ değerleri sürekli olduğundan, 4.2a ve b, 4.16, 4.17a ve b, 4.24 ve 4.25'i kullanarak

$$M = \frac{S_0}{4\mu G} \frac{1+\eta\Delta}{1-\eta} \frac{\theta}{\lambda} B r_1^{-p} \quad \text{a)}$$

$$N = -\frac{S_0}{4\mu G} \frac{1+\eta\Delta}{1-\eta} \frac{\theta}{\lambda} A r_1^{-q} \quad \text{b)}$$

4.27

elde edilir. Burada,

$$A = \eta(p+2) + \gamma p$$

$$B = \eta(2+q) + \gamma q$$

$$\text{ve } A = B + \frac{2\lambda}{Q} (\eta + \gamma)$$

4.5 TAHKİMATI OLAN BİR TÜNELDE KIRILMANIN BAŞLANGICI

Tahkimatsız tünel duvarında kırılmayı başlatacak yükten daha büyük bir yük altındaki tünelde elastiki/kırık rejim sınırındaki radyal gerilim, 4.26 ile

$$(\sigma_r)_{r=r_1} = -\frac{S_0}{\mu} \eta \Delta$$

Yukarıdaki değere eşit bir tahkimat basıncı tünel duvarına tatbik edildiği sürece tünel kırılma noktasında kalacaktır ve kırılma rejiminde ilerleme olmayacaktır.

Genel olarak tünel duvarı uygulanan basınç (tahkimat)

$$(\sigma_r)_{r=r_0} = \frac{S_0}{\mu} \eta \delta \quad 4.28$$

olsun. Burada $\delta > 0$ ve $\delta < \Delta$ olarak alalım.

Öte yandan 3.9a ve b den

$$(\sigma_r)_{r=0} = (K+G/3) \frac{S_0 \delta}{\mu G} (1-\beta) + \eta (1+\alpha) + (\epsilon_r + \epsilon_\theta) - (\epsilon_r - \epsilon_\theta) \quad 4.29$$

Burada $1 = \beta - \eta (1+\alpha)$ ve $J = \frac{\delta}{\eta} (1-\beta) + \alpha \delta$

4.17'deki deformasyon değerleri 4.29'da yerine konulduktan ve elde edilen denklem 4.28'e eşit kılındıktan sonra, tahkimat altındaki bir tünel için,

$$(1-\eta)\psi + \frac{\theta}{\lambda} B \left[\frac{2i+(i-j)p}{4\gamma} \right] e^{-p} = \frac{\theta}{\lambda} A \left[\frac{2i+(i-j)q}{4\gamma} \right] e^{-q} \quad 4.30$$

elde edilir. Burada,

$$\psi = \frac{1+\eta \delta}{1+\eta \Delta}$$

$$\rho = \frac{r_i}{r_o} \text{ yani } \rho \geq 1 \text{ daima}$$

$$\lambda = \left[(\beta - \alpha \delta)^2 - 4\delta(1+\alpha)(1-\beta) \right]^{1/2}$$

Tahkimat, kırık kayacın yük taşıma yeteneğini artırır ve kırık rejim halkası tahkimatsız hallerdekinden daha küçük olur. Ayrıca tünel duvarında kırılmayı başlatmak için gerekli olan yük de artmış olur ve

$$(\sigma_r)_{r \rightarrow \infty} = -\frac{S_0}{\mu} \frac{\eta}{1+\eta} (1+\delta) \quad 4.31$$

4.6 TEORİNİN GENEL DÜZLEM DEFORMASYON HALLERİ İÇİN FORMÜLASYONU

3.9 denklemleri ile ifade edilen teori, yalnız hidrostatik gerilim sahaları içinde açılmış bulunan dairevi açıklıkların etrafında teşekkül eden kırık zonları incelemeye elverişlidir. Pek çok madencilik problemi genel düzlem deformasyon (plane strain) modeli ile izah edilebildiğine göre, teorisinin genel düzlem deformasyon halleri için formülasyonu onun pratik yönden yararını önemli ölçüde arttıracaktır.

Her iki rejimin (elastik/kırık) davranışlarını ifade eden tüm denklemler fiziksel ve matematiksel kolaylıklar nedeniyle mutlak değerler

yerine bu değerlerin kısmî zaman türevleri (bu t üssü ile belirtilecek) cinsinden ve tensor notasyonu ile ifade edilerek teori aşağıdaki şekilde özetlenebilir (9) :

$$\sigma_{ij}^t = C_{ijkl} \epsilon_{kl}^t \quad \text{a)}$$

$$v_i^t = \frac{1}{d} (\sigma_{ij} v_{j,t} + d b_i) \quad \text{b)} \quad 4.32$$

$$E = \frac{1}{d} \sigma_{ij} \epsilon_{ij}^t \quad \text{c)}$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} (v_{ij} + v_{ji}) \quad \text{d)}$$

Burada,

$$C_{ijkl} = (\kappa + G/3) \left[(\beta + \alpha \delta) \delta_{ij} \delta_{kl} - \alpha \delta (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \right. \\ \left. - \gamma (1 + \alpha) (2 l_i l_j - \delta_{ij}) \delta_{kl} - \frac{\gamma}{7} (1 - \beta) \frac{\delta_{ijkl}}{[2 l_k l_l - \delta_{kl}]} \right]$$

d = yoğunluk

v_i = deplasman hızı vektörü

$v_{i,j}$ = hız vektörünün materyal koordinat sistemine göre türevi

b_i = birim kütleye isabet eden kütle kuvveti (body force)

δ_{ij} = Kronecker deltası

l_i, l_k = yön kosinüsleri

i, j, k, l = tensor indisleri

4.32'de verilen birinci derecedeki quasi-linear kısmi defransiyel denklemler, α ve β sabitlerinin değerlerine bağlı olarak her iki rejimi kapsamına alırlar. Genelleştirilmiş bu denklem sistemlerinin çözümü, sonlu elemanlar veya benzer sayısal teknikleri prosese elverişli büyük boy bilgisayarlarla mümkündür.

5.1 TÜNEL ÇEVRESİNDE MEYDANA GELEN KIRIK ZONLARIN ETÜDÜ

3.9, 4.17 ve 4.27 denklemlerinin analitik çözümü oldukça zaman alıcı bir işlem olduğu için bunları bilgisayarla çözülecek şekilde formüle ettik. Ancak burada detaya girmeden çözümlerin sonuçlarını vereceğiz. Söz

konusu tünelin matematik modeli kırılma başlangıcı yüklü olan

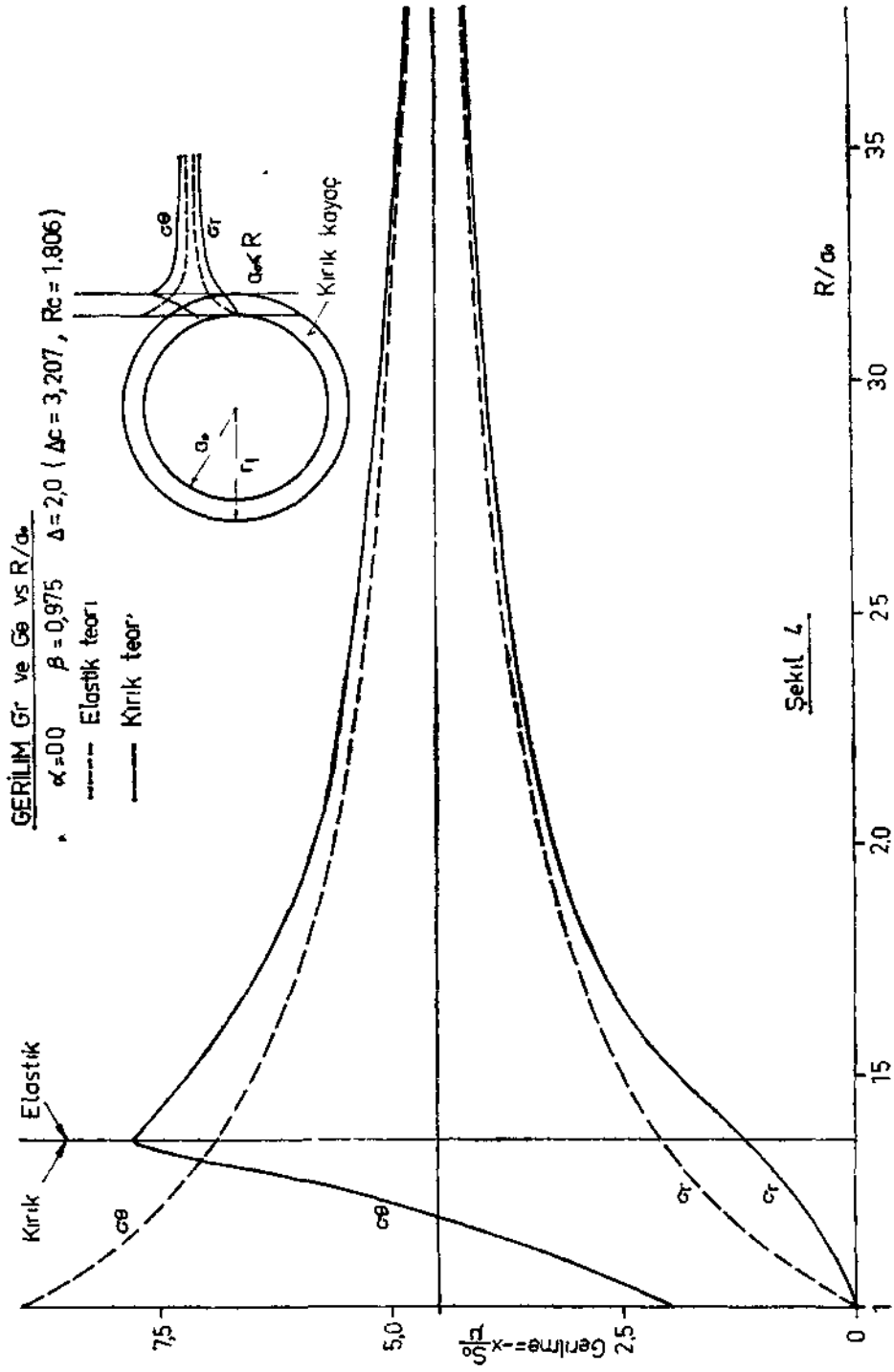
$$(\sigma_r)_{r \rightarrow \infty} = -\frac{S_0}{\mu} \frac{1}{1-\nu}$$

(4.22 denklemini) ile yüklenir ve bu yükleme tünel cidarındaki gerilim kritik değerine yani $\epsilon_r - \epsilon_\theta = 0$ oluncaya kadar (3.15 eşitsizliğinin limit değeri) devam ettirilebilir.

Şekil 4, çevresinde kırılma zonu teşekkül etmiş olan bir tüneldeki gerilim dağılımını göstermektedir. Tünel duvarında kırık zon meydana gelmeseydi söz konusu yük altındaki elastik gerilim dağılımı kırık çizgi boyunca olacaktı. Tünel duvarında kırılmanın başlaması ile yeniden gerilim değerlerinde ayarlamalar olur ve katı çizgi boyunca görülen dağılım teşekkül eder. Tünel duvarında teğetsel gerilim minimum değere iner ve kırık zonu kalınlığı ile orantılı olarak lineer tarzda artmaya devam eder. Kırık/elastik rejim sınırında maksimum değerine erişir ve o noktadan sonra teorik elastik çizgiye asimtot olarak tarzda yaklaşarak devam eder. Öte yandan kırık rejiminde radyal gerilim önemli ölçüde düşme göstermez. Kırık zonu kalınlığı ile orantılı olarak (artan hızla) artar. Elastik/kırık rejim sınırından sonra düşen hızla elastik çizgiye asimtot oluncaya kadar artmaya devam eder.

Yük arttıkça kırık zonu (tünel duvarında $\epsilon_r - \epsilon_\theta = 0$ oluncaya kadar artmaya devam eder. Kırılmış kütlelerin yük taşıma yeteneği kırılma halinin ilerlemesiyle orantılı olarak düşer(Şekil : 5). Makaslama gerilim ve deformasyon, Δ yüküne göre Şekil : 6'daki gibi değişir.

Şekil : 7, tünel duvarı derinlikleri boyunca gerilim (devamlı çizgi) ve hacımsal genişlemenin (bulking) deformasyon cinsinden değişimini göstermektedir. Tünel duvarındaki makaslama gerilim 0 olduğu zaman (1. eğri) duvar derinlikleri içindeki malzeme üzerinde önemli ölçüde gerilim taşıma yeteneği vardır. Kırılma noktasındaki yük tünel duvarı derinliği ile orantılı olarak artar. Ayrıca yine bu şekilde görüldüğü gibi deformasyon arttıkça kırık rejimdeki gerilim düşüş hızı çevre basıncı (confinement) ile orantılı olarak artar. Şekil : 8'de de görüldüğü gibi kırık zonu çapı, önce sabit daha sonra artan hızla yüke bağlı olarak artar.



6.1 TEORİNİN VERDİĞİ SONUÇLARI KONTROL İÇİN YAPILAN TECRÜBELER

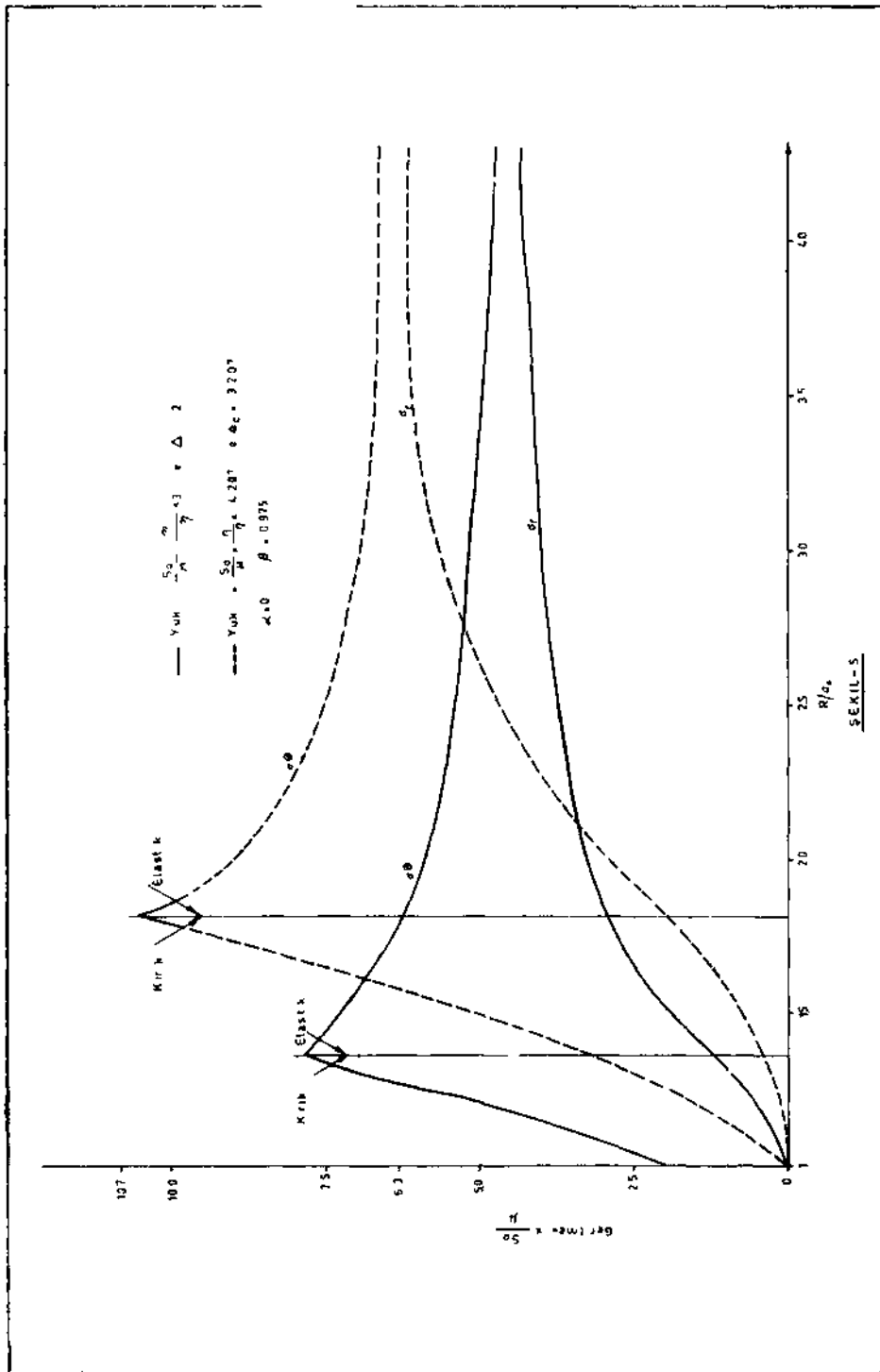
Teorinin öngördüğü sonuçları doğrulamak için Naboomspruit(Güney Afrika) kum taşından Şekil : 9'da gösterilen düzenele elde edilen silindirik numuneler Şekil: 10 ve 11'de gösterilen test hücrelerinde kırılma noktası ötesinde kadar yüklendiler. Test sonunda eksenel ve radyal yönde teşekkül eden kırık zonunu incelemek maksadıyla numuneler epoksi reçinesi doldurulduktan sonra 12 ve 13'de gösterildiği şekilde kesildiler. Bu şekillerde açıkça görüldüğü gibi teorik olarak tahmin edilen kırık zonları aynen tesbit edildi.

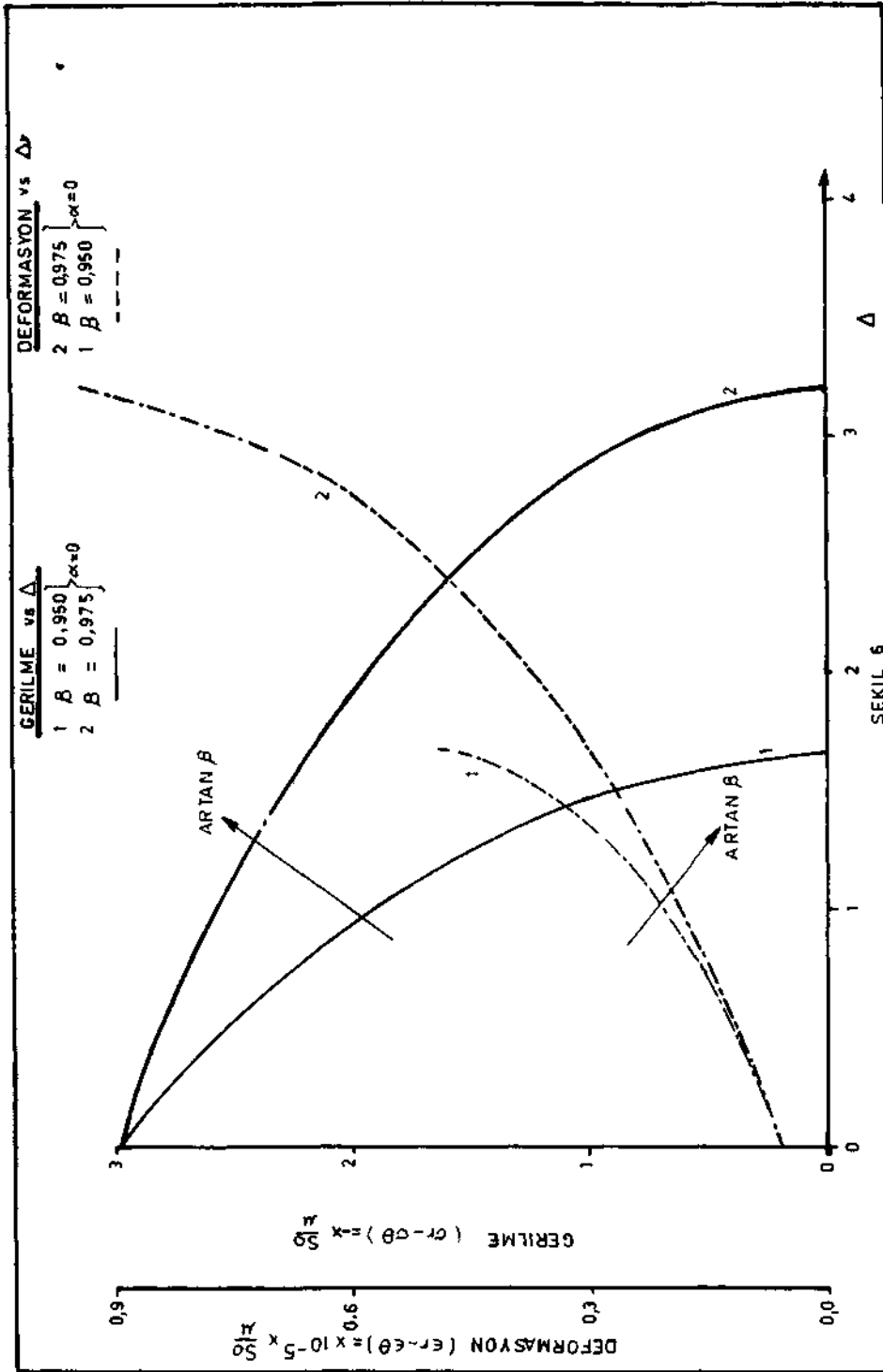
T A B L O M

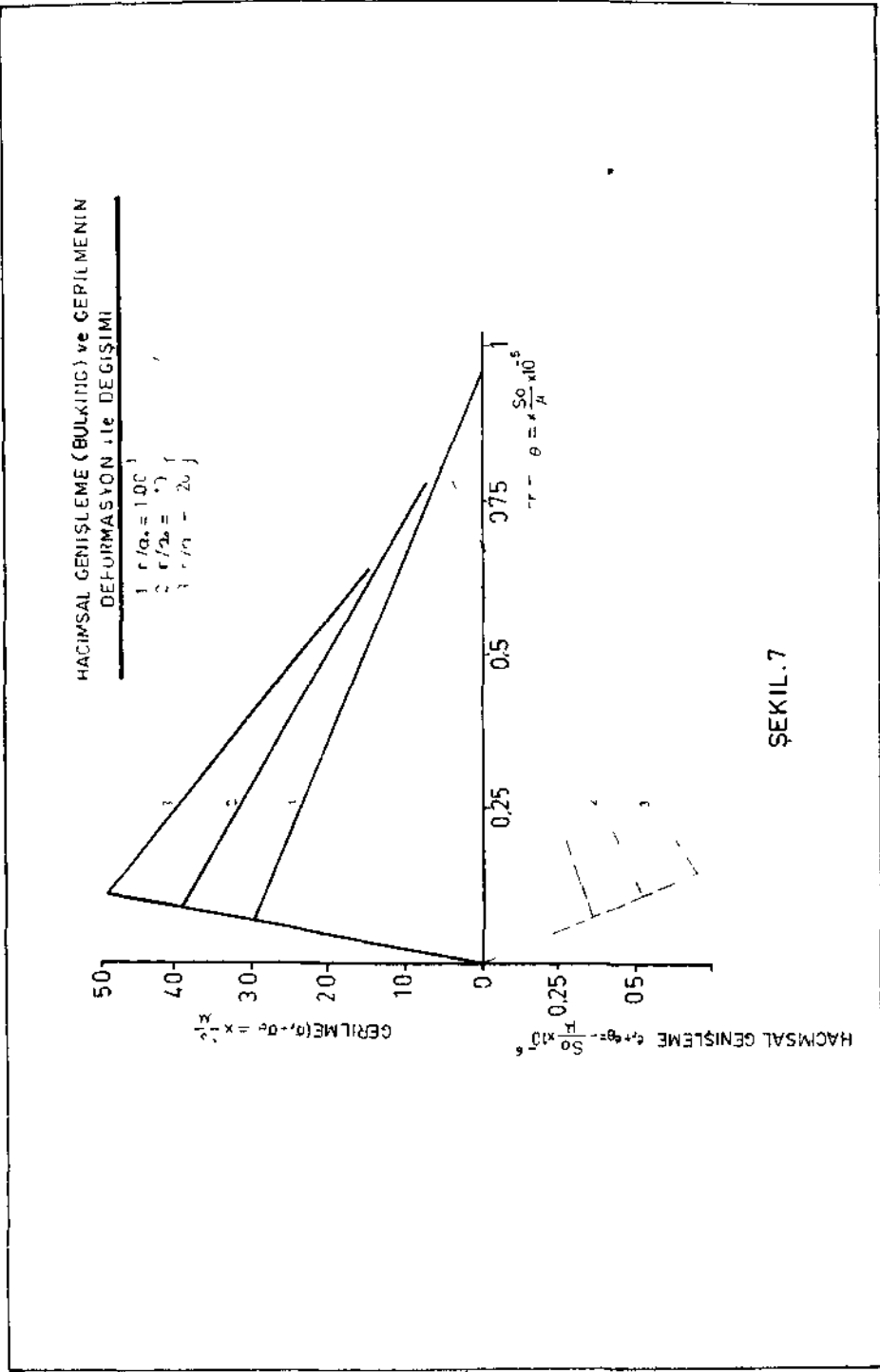
NABOOMSPRUIT KUM TAŞININ SABİTLERİ

(L = 7,62 cm X D = 2,54 cm Ebadındaki Silindirik Numuneler Üzerinde Yapılan Testlerden)

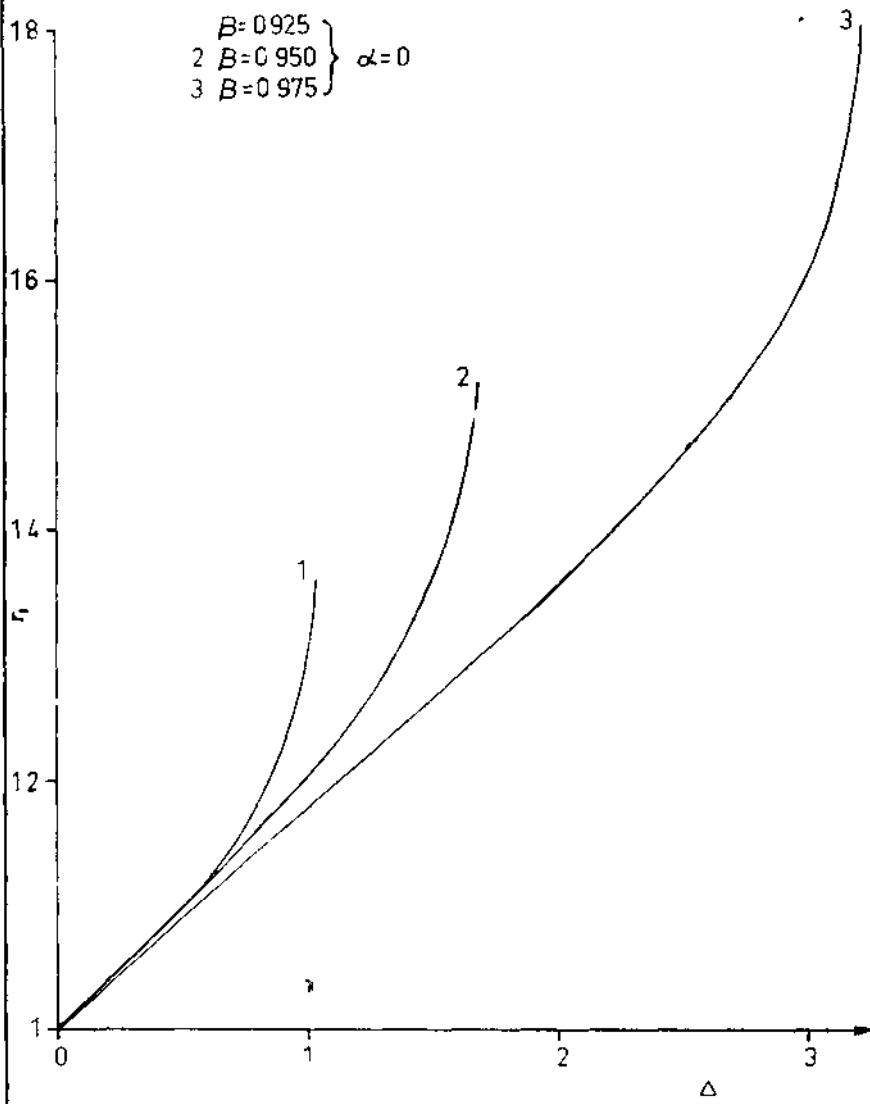
Ortalama tek eksenli basma mukavemeti	Co	(19100 psi) 1280 kg/cm ²
Makaslama mukavemet	So	(3900 psi) 260 kg/cm ²
Dahili sürtünme katsayısı	μ	1
Ortalama	E	(4x10 ⁶ psi) 268 X10 ³ kg/cm ²
$\tau = \mu / \sqrt{1 + \mu^2}$	Sabiti	0,71



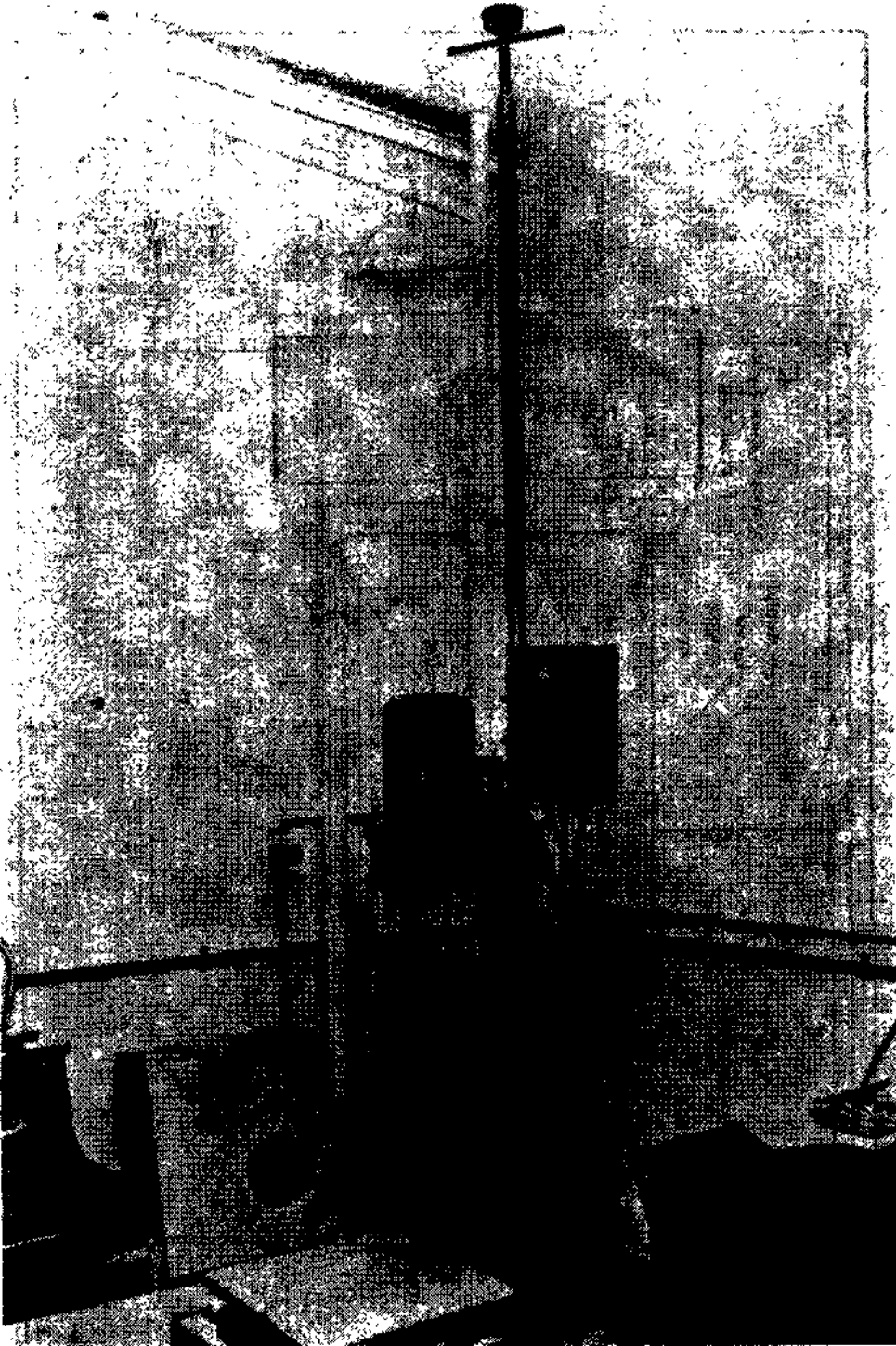




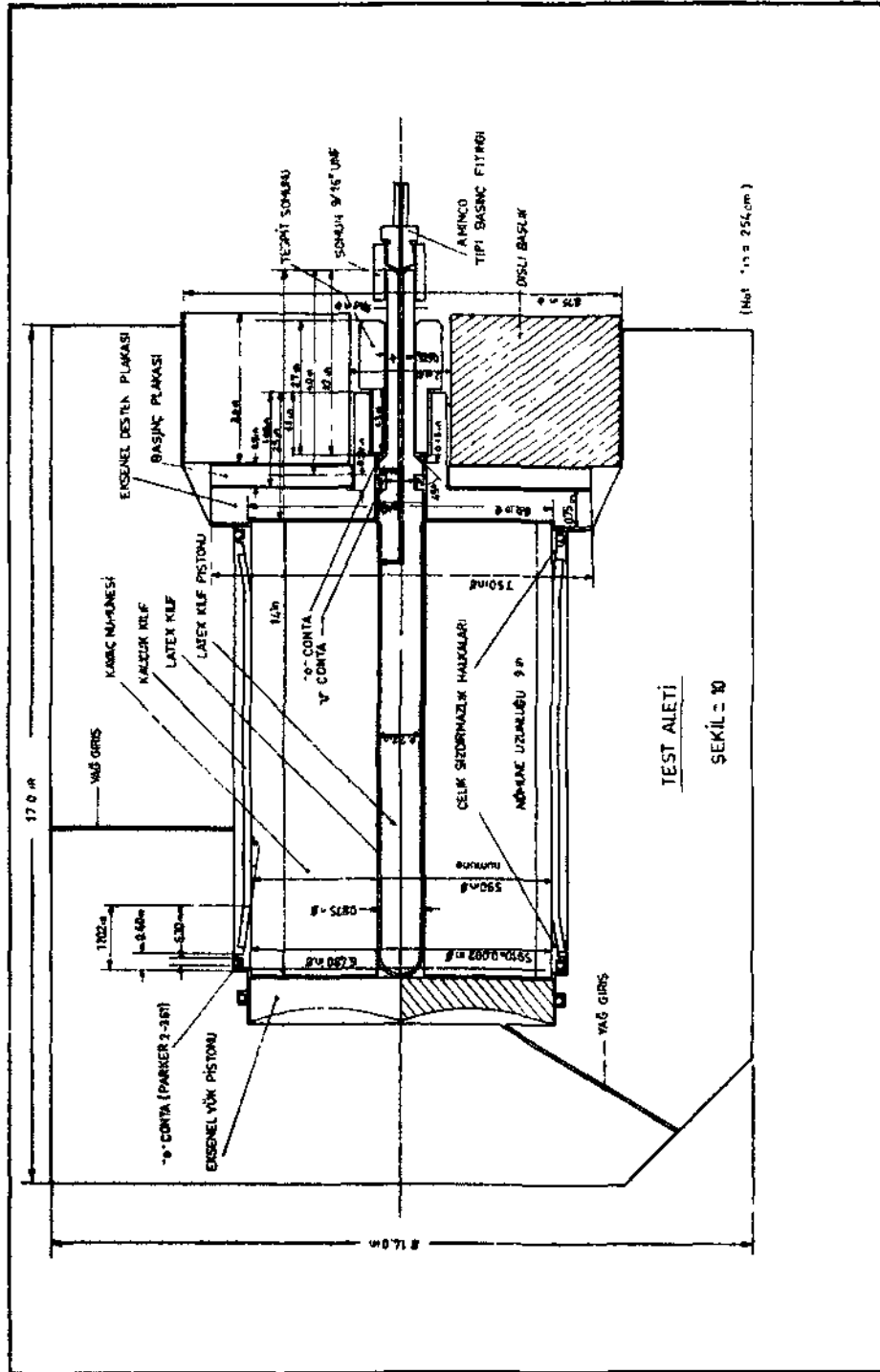
KIRIK ZONU YARIÇAPININ YUKE (Δ) GÖRE DEĞİŞİMİ



ŞEKİL - 8

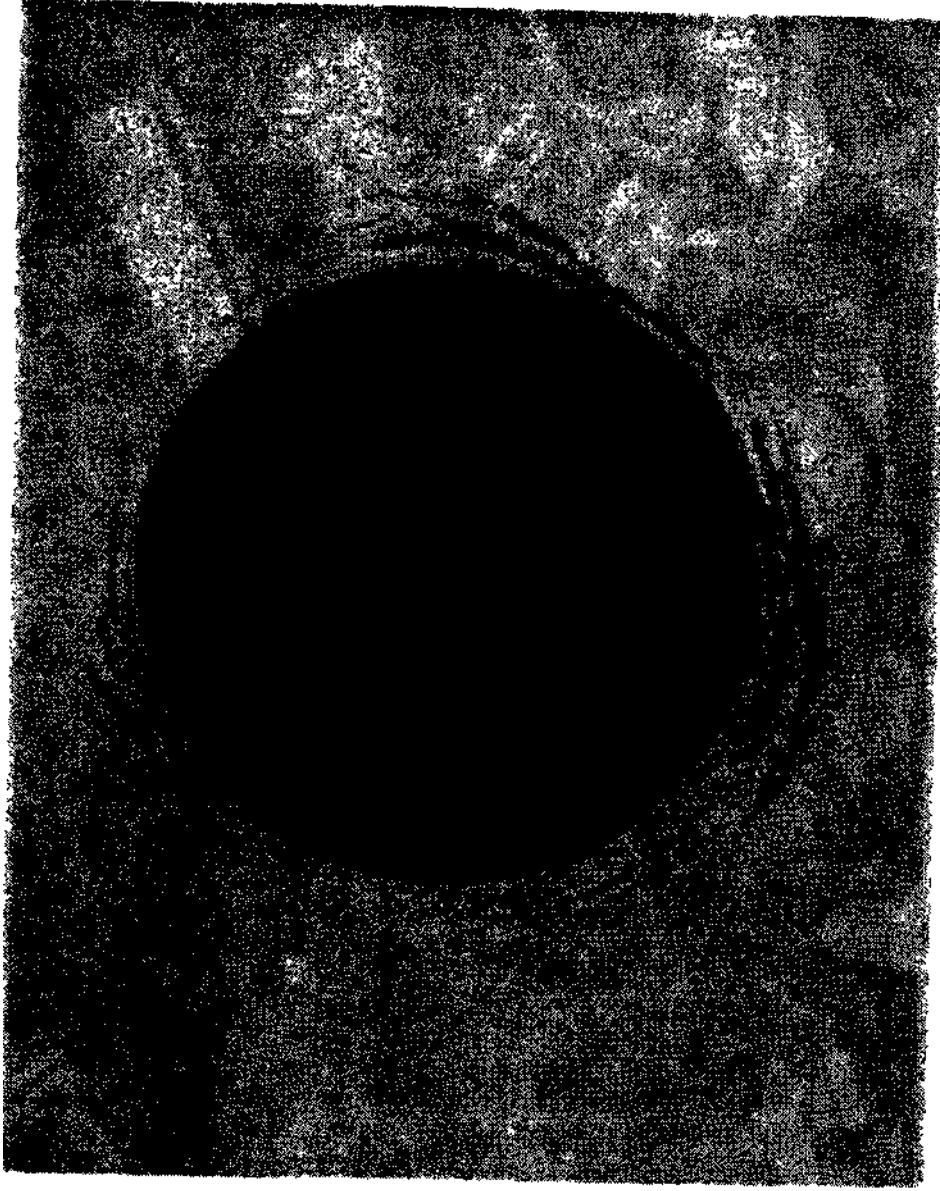


(Şekil : 9) — 40x15 cm 0 ebadında numune alma karotiyeri ve 40x40x20 cm ebadındaki Naboomspruit kum taşı bloku

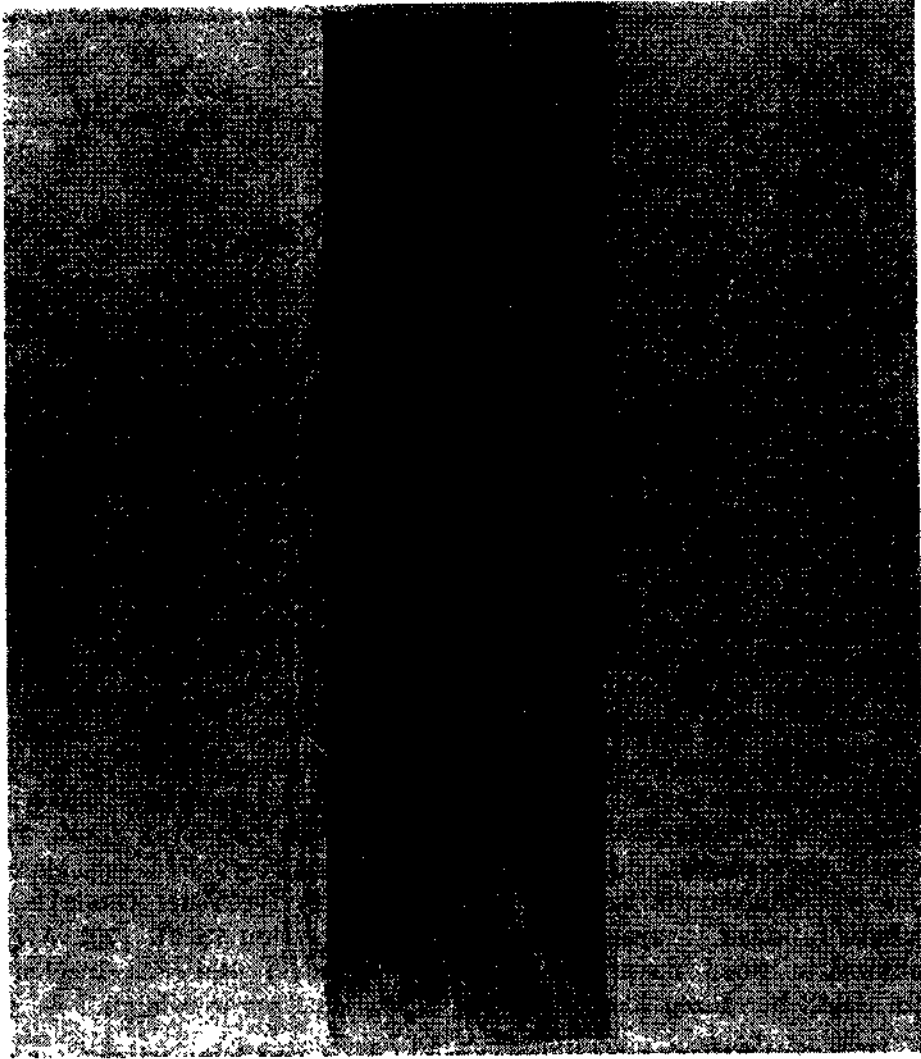




(ŞekU : U) — Test ihazı



(Şekil : 12) — 1M0 kg/cm* radyal yük altında teşekkül eden kırık zonu
(Noboomspruit kumtaşı delikli silindiri).



(Şekil : 13) — 1940 kg/cm² radyal yük altında meydana gelen kırık zonunun aksenal dağılımı (Naboomsprult kum taşı delikli silindiri)

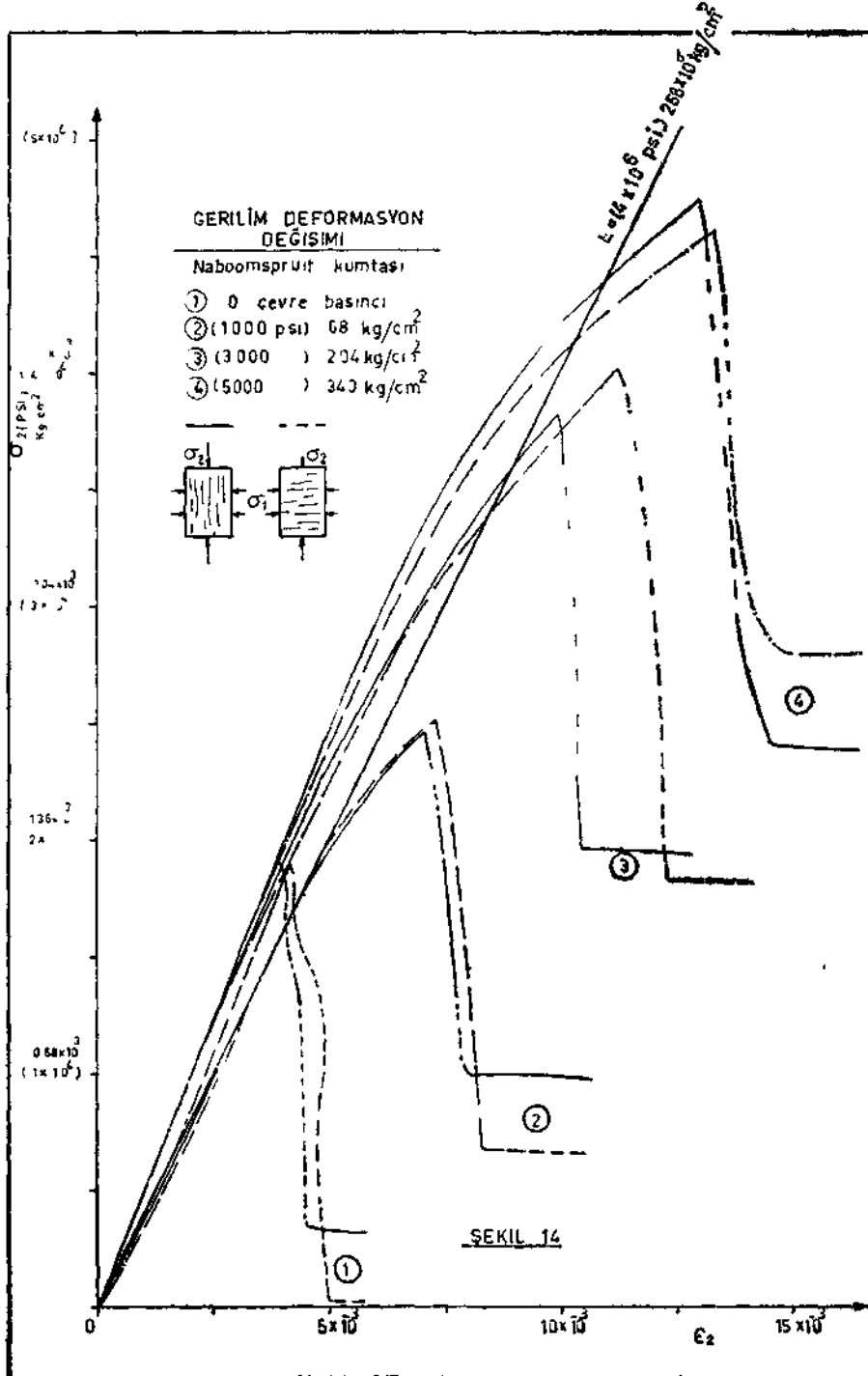
(TABLO : 2)

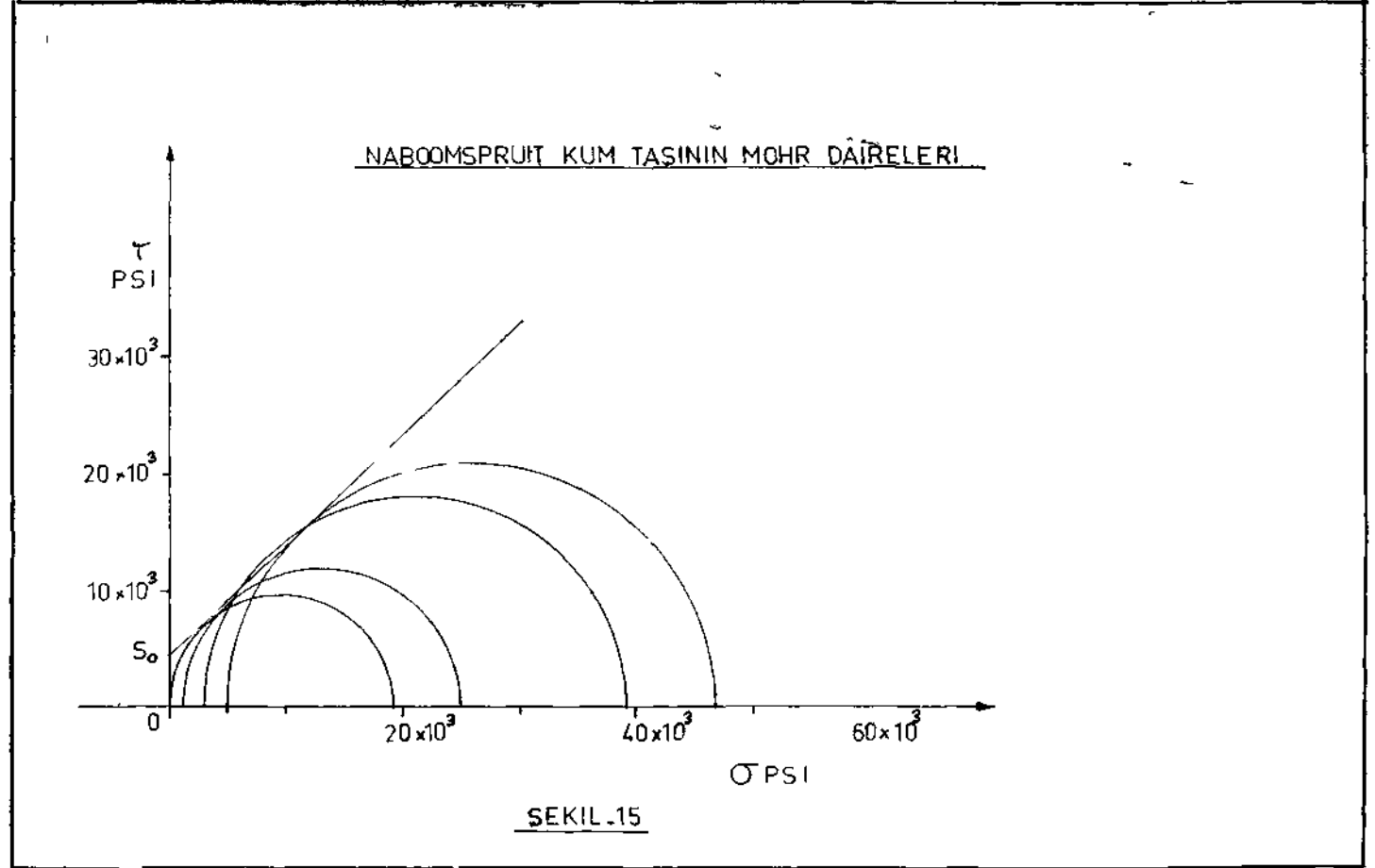
**NABOOMSPRUIT KUM TAŞI SİLİNDİRİK NUMUNELERİNİN
ÖZELLİKLERİ**

1. Numune uzunluğu	(8.75"—9.00" 222.2 mm - 228.6 mm)
2. Dış çap Do (tornadan geçtikten sonra)	(5.90") 149.86 mm
3. İç çap Io (elmas uçla delindi)	(0.875") 22.2 mm
4. Çap oranı (Do/Io)	6.750

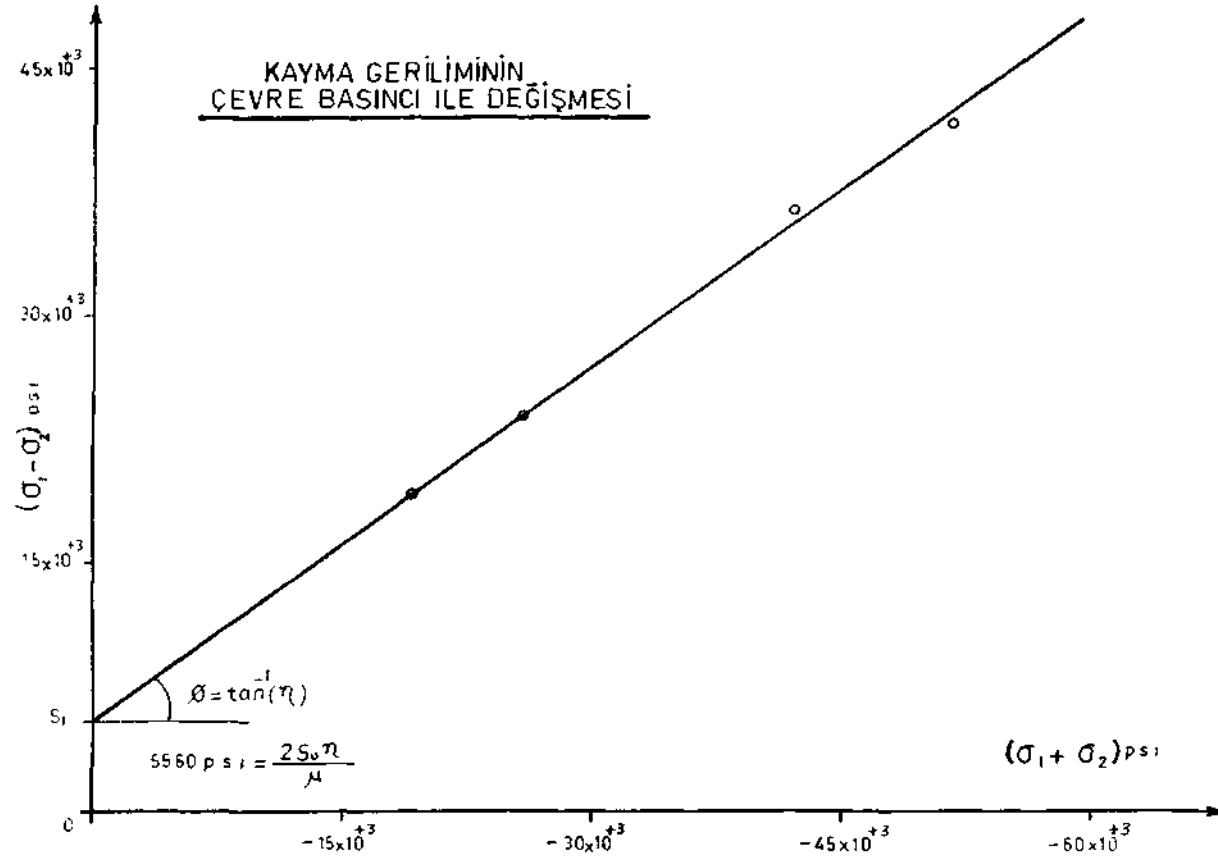
Teorinin doğruluğunu kanıtlamak için test edilecek numunenin cinsine ve ebatlarının seçimine büyük özen gösterildi. Teorinin esasları kısmında belirtilen izotropik, lineer elastik modele uygun bir test numunesi seçimi için pek çok kayaç üzerinde gözlem ve testler yapıldıktan sonra bu ise en elverişli olanının Naboomspruit bölgesinden gelen kum taşı olduğu tesbit edildi. (Şekil : 14). Yine teorinin öngördüğü lineer Mohr Coulomb zarfına söz konusu taşın tıpa tıpa uyduğunu Şekil : 15'de görebiliriz. Böylece fiziki yönden uygun taş cinsini tesbit ettikten sonra sorun teoride öngörülen düzlem deformasyon altında ve sonsuz derinlikteki tüneli simule edecek bir model ve bunu yüklemeye yarayacak düzenin dizaynı oldu. Kahn çeperli silindirler üzerinde yapılan teorik incelemeler, teoride bahsi geçen sonsuz derinlik kavramına yakın davranışları verecek test numunesinin dış/iç çap oranının en az 5 olması gerektiğini göstermesi üzerin test numunelerimizde bu değer yaklaşık 7.0 olarak alındı. Yine teoride ileri sürülen düzlem deformasyon altında yüklemeyi sağlamak için test cihazının arkasına silindirik numuneyi eksenel yönde baskı altında tutmaya yarayacak özel bir piston konuldu (Şekil : 10). Ayrıca tahkimatın tünel duvarının kırılması üzerindeki etkilerini incelemek için dahili bir düzenele (Şekil : 10) hidrolik basınç uygulandı.

Deneysel neticeler Şekil : 12, 13, 14, 15, 16 ve 17'de özetlenmiş bulunuyor. Sözü edilen teçhizatla gerilimin her üç bileşeninin kırık zonları üzerinde ayrı ayrı etkilerini inceleme imkânı vardır. Tünel modellerini belli yük seviyelerinde tutmak suretiyle zaman faktörünün (krip) kırılma üzerindeki etkisini hakeza incelenebilir.



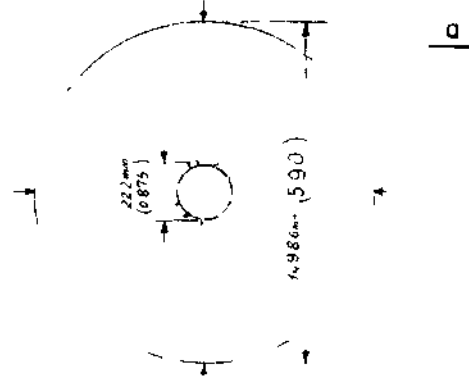


KAYMA GERİLİMİNİN
ÇEVRE BASINCI İLE DEĞİŞMESİ

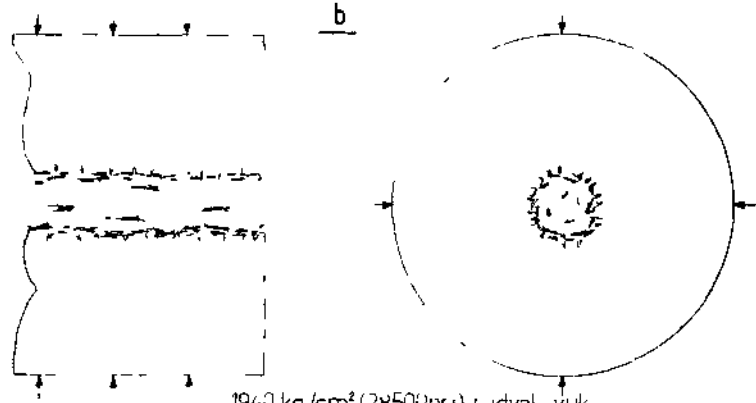


ŞEKİL:16

NABOOMSPRUIT KUM TAŞI SILINDİRLERİ
ETRAFINDA KIRIK ZON TEŞEKKULU



103 kg/cm² (15200 psi) radyal yük
(küçük boyutlu çatlaklar)



1940 kg/cm² (28500 psi) radyal yük
(aşırı derecede kırılma)

ŞEKİL 17

Aynı kayacın farklı numunelerinde ve farklı yük seviyelerinde meydana gelen kırık zonların karşılaştırılması ile materyal sabitleri σ_c ve β tesbit edilebilir (8.9).

Şekil : 12, 13 ve 17'de gösterilen Naboomspruit kum taşında (28505 psi) 1940 kg/cm^2 radyal yük altında meydana gelen kırık zonun derinliği 2.7 mm olarak ölçüldü. Aynı yükte yüklenen bilgisayar modelinden de buna yakın bir kırık zonu derinliği elde edildi. Yine bu radyal yük altında iç delik cidarında meydana gelen gerilim 3950 kg/cm^2 'nin üstünde olup, söz konusu kum taşının mukavemetinin 3katından fazladır. Ancak numune kırılarak ve gerilim dağılımlarım Şekil : 4'deki gibi değiştirerek bu ölçüde büyük bir yüke mukavemet edebilir.

7.1 SONUÇ

Bu tebliğimizde yeraltı açıklıkları etrafında teşekkül eden kırık zonların davranışlarını incelemek için geliştirilen 'Sürekli Eğrisel Kırık Teori' hakkında kısaca bilgi verdikten sonra bu teoriyi kullanarak dairevi tüneller etrafında teşekkül eden kırık zonların gerilim ve deformasyonunu inceledik.

Ne var ki, teorinin yeraltı açıklıkları etrafında teşekkül eden kırık zonlarının derinliği, gerilim ve deformasyon dağılımı ile ilgili sonuçlarına aşağıdaki sebeplerden dolayı kuşku ile bakılabilir.

- 1) Süreklilik (continuum) kavramı geçerli olmayabilir.
- 2) Malzeme sabitleri ve genellikle malzeme durumunun (state) birer fonksiyonu olabilir.
- 3) Kırılma başlangıcı kriteri tebliğde kabul edildiği şekilde lineer olmayabilir.

Ancak :

1) Sürekli model, bu tarz bir modelin geçerliliği için tebliğde belirtilen fiziksel nedenler bir yana, basit oluşu nedeniyle aksine delil bulununcaya kadar kullanılmalıdır.

2) Yine burada belirtilen tarzda test aletleriyle materyal sabitlerinin materyal durumuna varsa bağımlılığı kolayca tesbit edilebilir ve analiz için kullanılabilir.

3) Eğrisel bir kırılma zarfının kabulü teorinin ana karakterini değiştirmeyeceği gibi teoriye dahil edilişi oldukça basittir.

öte yandan gerek gerçek bir tüneli simule edebilecek boyut ve nite-likteki Naboomspruit kum taşı silindirik numuneleri üzerinde yapılan deneyler ve gerekse Güney Afrika altın madenlerindeki kuvarszitin kırılması ile alakalı gözlemler, bu tür bir teorinin realistik olduğunu ve kayaçlar içinde meydana gelen kırık zonlarının (tahkimatın kırılma üzerindeki etkisi dahil) analizi için güvenle kullanılabileceğini göstermiştir.

Kaynaklar :

1. RYDER, J.A. and OFFICER, N.C. : An Elastic Analysis of Strata Movement Observed in the Vicinity of Inclined Excavations. J.S.A. Inst. M.M., Vol. 64, No. 6, January, 1964
2. ORTLEPP, W.D. and COOK, N.G.W : The Measurement and Analysis of the Deformations Around Deep Hard-rock Excavations. Proc. Int. Conf. on Strata Control and Rock Mechanics May, 1964, New York.
3. SALAMON, M.D.G., RYDER, J.A. and ORTLEPP, W.D. : An Analogue Solution for Determining the Elastic Response of Strata Surrounding Tabular Mining Excavations. J.S.A. Inst. M.M., Vol 65, pp 115-137, September, '64
4. SALAMON, M.D.G. and ORAVECZ, K.I. : The Electrical Resistance Analogue as an aid to the design of pillar workings. Proc. 2nd Int. Congr. Rock Mech., Vol. 2, pp 507, 1970, Belgrade.
5. ZIENKIEWICZ, O.C., BEST, B., DULLAGE, C and STAGG, K.G. : Analysis of Non-linear Problems in Rock Mechanics with Particular Reference to Jointed Systems. Proc. 2nd Int. Congr. Rock Mech., 70, Belgrade.
6. DEIST, F.H. and ORAVECZ, K.I. : The Finite Element Method and its Application to Problems in Rock Mechanics. Chamber of Mines of South Africa Research Rep. No. 60/68.
7. STARFIELD, A.M. : The Elastic Behaviour of Large Rock Masses The Univ. of Minnesota, Mineral Resources Research Centre Progress Report No. 24, pp 50-61, April, 1971.
8. DEIST, F.H. : A Non-Linear Continuum Approach to the Problem of Fractured Zones and Rockbursts. J.S.A. Inst. M.M. Vol. 65, pp 502 - 522, 1965.
9. ÜLGÜDÜR, S. A. Non-linear Continuum Theory of Fracture for Rocks, PhD. Thesis, Newcastle upon Tyne University, 1973
10. HOEK, E. : The Design of a Centrifuge for the Simulation of Gravitational Fields in Mine Models J.S.A. Inst. M.M., Vol. 65, April, 1965.
11. HOEK, E : Rock Fracture Around Mine Excavations. CSIR Contract Rep. C MEC/561, September, 1963, Pretoria.
12. CROUGH, S.L. : The Post-failure Behaviour of Norite in Triaxial Compression The Univ. of Minnesota, Mineral Resources Research Centre Progress Rep. No. 24, pp 83-97, April, 1971.
13. JASGER, J.C. : Elasticity Fracture and Flow. 2nd Edition, Reprint 1964, p 162, John Wiley, New York.
14. BIENIAWSKY, Z.T : Failure of Fractured Rock. Int. J. Rock Mech Min. Cci. Vol 6, pp 323-341, 1969.
15. HOEK, E : Rock Fracture Under Static Stress Conditions. CSIR Contract Rep. MEG/383, October, 1965, Pretoria
16. DEIST, F.H : The Development of a Non-linear Continuum Approach to the Problem of Fracture Zones and Rockbursts and Feasibility Study by Computer. Rand Mines Ltd. Consulting Engineerins' Mining Research and Ventilation Department, Rep. No. 18, 1966, Johannesburg.