

27

T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

DISLOKASYON-DİSLOKASYON ETKİLEŞMESİ

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)
YILDIRIM AYDOĞDU

MALATYA-1987

SÜRAT DAKTİLO BÜROSU-MALATYA


İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü yönetim kurulunun 16.2.1987 tarih ve 1987/20 sayılı kararıyla Fizik Anabilim dalında "Dislokasyon-Dislokasyon Etkileşmesi" konusunda Yıldırım Aydoğdu tarafından hazırlanan Yüksek Lisans Tezi 23 Şubat 1987 tarihinde jürimizce yapılan değerlendirme sonucunda yeterli görülmüştür.



Prof. Dr. Zekeriya AYDIN
Jüri Üyesi

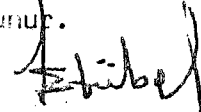


Doç. Dr. Bülent ULUĞ
Jüri Üyesi



Yrd. Doç. Dr. Mustafa DİKİCİ
Jüri Üyesi-Danışman

Jürinin yukarıdaki imzaları tasdik olunur.



Doç. Dr. Eşref Yüksel
Enstitü Müdür V.

T A K D İ M

Bu alışma konusunu veren ve çalışmalarım boyunca her zaman yakın ilgisini gördüğüm, yüksek lisans yöneticim Sayın Yrd.Doç.Dr. Mustafa Dikici'ye saygı ve şükranlarımı sunarım.

Bilgisayar proğramınının, Elazığ Fırat üniversitesi bilgi işlem merkezinde derlenmesinde yardımcı olan F.Ü. Fen-Edebiyat fakültesi fizik bölümü araştırma görevlisi Sayın Ayře Akın'a ve çalışmalarım esnasında yardımlarını esirgemeyen bölümümüz elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.



Ö Z E T

Bu çalışmamızda sonlu boyutlu bir ortamda yüzeyden R uzaklıktaki bir dislokasyon ele alınarak paralel iki kenar dislokasyonu arasındaki etkileşme incelendi, etkileşme kuvveti ve enerji ifadeleri elde edildi. Bu ifadelerden, R nin farklı değerleri için etkileşme kuvveti ve enerjisi (Bakır için) sayısal olarak hesaplandı. Daha önce bulunan değerlerle karşılaştırıldı.

Dislokasyonlardan birinin yüzeye 10^6 cm. kadar yaklaşması halinde, dislokasyonun içinde bulunduğu ortamı sonsuz kabul ederek bulunan etkileşme kuvveti ve enerjisi ifadelerine, R nin de katkısının olduğu, bu katkının yüzey civarında ihmal edilecek kadar küçük olmadığı, ancak dislokasyonlar yüzeyden uzaklaştıkça, 10^6 cm den büyük uzaklıklarda, yüzey etkisinin ihmal edilebileceği görüldü.

III
İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u> <u>No:</u>
1. GİRİŞ VE TARİHÇE	1
2. KRİSTAL YAPI BOZUKLUKLARI	2
2.1. Nokta Kusurları	2
2.2. Çizgi Kusurları (Dislokasyonlar)	3
3. DISLOKASYONLAR	4
3.1. Dislokasyonların Geometrisi ve Burgers Vektörü	4
3.1.1. Kenar dislokasyonu	5
3.1.2. Vida dislokasyonu	9
4. DISLOKASYONLARIN ZORLANMA VE ZOR ALANLARI	11
4.1. Zorlanma Tensörü	11
4.2. Zor Tensörü	13
4.3. Zorlanma ve Zor Tensörleri Arasındaki İlişki	16
4.4. Kenar Dislokasyonunun Zorlanma Alanı	16
4.5. Vida Dislokasyonunun Zorlanma Alanı	18
4.6. Kenar Dislokasyonunun Zor Alanı	19
4.7. Vida Dislokasyonunun Zor Alanı	20
4.8. Dislokasyonların Enerjisi	21
4.8.1. Kenar dislokasyonunun öz enerjisi	23
4.8.2. Vida dislokasyonunun öz enerjisi	24
4.9. Dislokasyonlar Üzerine Etkiyen Kuvvetler	25
5. DISLOKASYON ETKİLEŞMELERİ	26
5.1. Doğru, Paralel Dislokasyonların Etkileşmeleri	26
5.2. Aynı Düzlede Bulunmayan ve Paralel Olmayan Dislokasyonların Etkileşmeleri	30
6. YÜZEY ETKİSİ	32
7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	39
8. EKLER	40
KAYNAKLAR	43

1. GİRİŞ VE TARİHÇE

Bir kristaldeki atomların veya moleküllerin mutlak sıfırda bile monoton olarak düzenlenememesi kristal yapı bozuklukları kavramının incelenmesini zorunlu hale getirir. Maddenin fiziksel ve metalurjik özelliklerini bu yapı bozuklukları belirler. Atomların periyodik düzenden ayrılmalari açıklanması güç durumlar yaratmakta, fakat çok değişik özellikte malzeme hazırlayabilme yolunu açmaktadır.

Kristal cisimlerin plastik bozunmaya uğraması ve bunun sonucunda ortaya çıkan sertleşme, çatlama gibi olaylar çok sayıda çalışmaya konu olmuştur. 1907 yılında ilk olarak izotropik ortamlarda "makro" dislokasyonların elastik özellikleri, Volterra ve Somigliana tarafından İtalyan okulunda geliştirildi (1). Ancak olayın atom veya molekül boyutunda incelenmesi, x-ışını difraksiyonu üzerindeki çalışmalardan sonra mümkün olabildi (2). Böylece maddeyi izotropik ve sürekli kabul eden klasik plastisite ve elastisite teorilerine dayanılarak hesaplanan gerilme, hacim değişme oranı gibi parametrelerin yetersiz kaldığı ve bunlara ilave olarak yapıda bulunan heterojenliklerin miktarlarının ve dağılımlarının bilinmesi gerektiği anlaşıldı. Timpe, 1920'li yıllarda elastik-sürekli ortamlar için dislokasyon teorisini geliştirdi (3). 1930'lu yıllarda Orowan, Polanyi ve Taylor'un çalışmalarına paralel olarak Burgers bu teorisinin gelişmesine büyük katkılarda bulundu (3). 1950-65 yılları arasında dislokasyon teorisi lineer olmayan elastisite kavramları kullanılarak karmaşık durumlar için genişletildi (1).

x-ışınları ve elektron mikroskopu teknikleri kullanılarak madde içindeki dislokasyonların görüntülenmesi sayesinde, izotropik ortamlar yanında kübik simetri için yeni yorumların geliştirilebilmesi sağlandı (4,5).

2. KRİSTAL YAPI BOZUKLUKLARI

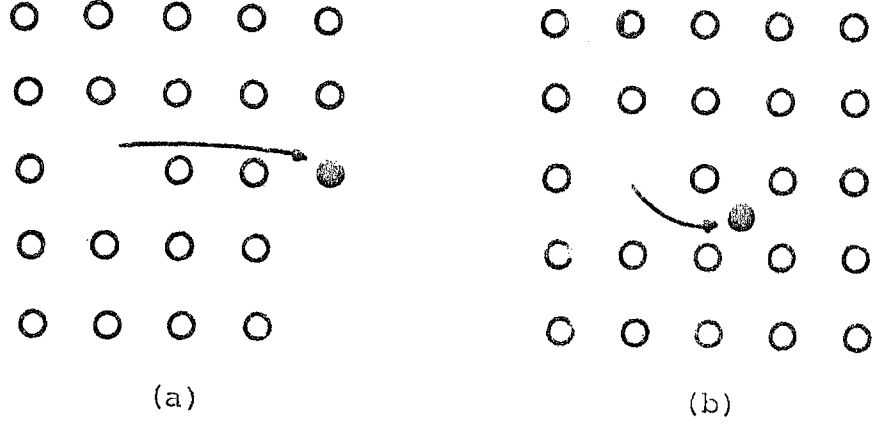
Bir kristalde periyodik örgü veya yapıdaki herhangi bir sapma, kristal yapı bozukluğu olarak adlandırılır. Bu sapma bir örgü noktasında veya örgü noktaları arasında ise nokta kusuru, örgü noktalarından geçen bir çizgi boyunca oluşursa çizgi kusuru (dislokasyon) olarak adlandırılır. Bunlara ilave olarak, kristallerde iki boyutlu yüzey kusurları ile üç boyutlu boşluklar, çatlaklar sayılabilir (6).

2.1. Nokta Kusurları

Temel nokta kusurları örgü noktalarındaki boşluklar, örgü noktalarında bulunan farklı cins atomlar ve ana örgü noktalarına yerleşen atomlar arasındaki uygun yerlere giren küçük atom ağırlıklı atomlar olarak ifade edilirler.

Boşluklar; örgü noktalarından birinde atomun yokluğu nedeniyle oluşur (Şek. 2.1.a). Örgü noktasında titreşim hareketi yapan atoma yeteri kadar enerji verilirse bu atom yerini terkedebilir. Böylece meydana gelen boşluğu doldurmak için komşu atomlar açılır ve bu da boşluk civarında bir düzensizliğe neden olur (6,7)

Arayer atomları; γ -Fe (Austenite) deki karbon atomlarının yerleşimi, bu grup nokta kusuruna örnektir (Şek.2.1.b). Fe atomları fcc- örgü noktalarına yerleşir ve C atomları arayerlere girer. Arayerlerin hacmi sınırlı olduğu için, bu yerlere küçük atomlar yerleşebilir. Küçük atomların arayerlere girmeleri sonucu birim hücrede her zaman bir genişleme ortaya çıkar. Bunun sonucu örgü zorlanmış durumda kalır (7).



Şekil 2.1. Nokta kusurları (a) Schottky kusuru, (b) Frenkel kusuru

2.2. Çizgi Kusurları:

Dislokasyon denilen çizgi kusurları katı-hal olaylarının anlatımında büyük öneme sahiptir. Bu tip kusur sıkı-paket atomik düzlemlerinin birbiri üzerinde kayması veya kaydırılmasıyla oluşur. Atomların çiftlenimi elastik olduğundan, kayma düzlemindeki atomların tamamının alttaki düzlem üzerinde eşzamanlı olarak hareket etmeleri uygun olmayabilir. Herhangi bir anda kayma düzleminin bir yanındaki kristal parçasının ötekinin üzerindeki farklı bölgelerde, farklı miktarlarda kayabileceği görülür. Bir dislokasyonun en basit tanımı, onun böyle iki bölgeyi ayıran bir süreksizlik çizgisi olmasıdır.

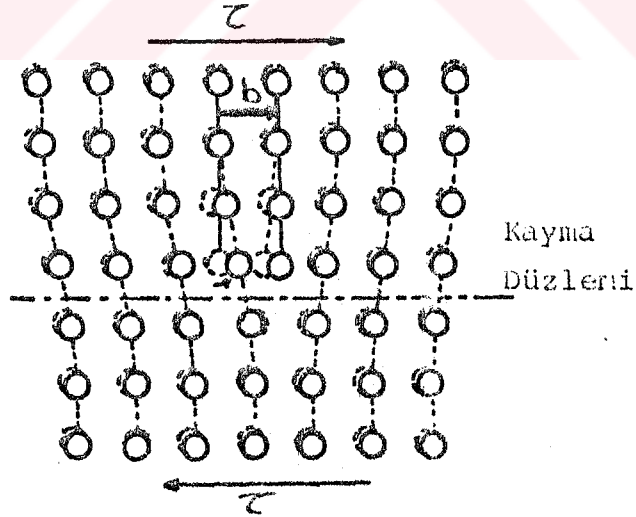
3. DİSLOKASYONLAR

3.1. Dislokasyonların Geometrisi ve Burgers Vektörü

Bir dislokasyon prensip olarak, dislokasyonun büyüklüğüyle aynı skaler büyüklüklü Burgers vektörü ile karakterize edilir. Bu, kaymadaki farktır, yani dislokasyonun bir bölgeden ötekine geçmesiyle meydana gelen atomik konumlardaki farktır (Şek.3.1). Burgers vektörü b ile gösterilir. Dislokasyonu içine alan kapalı bir yol boyunca

$$\oint_L du = \oint_L \frac{du}{dr} dr = b \quad (3.1)$$

şeklinde yazılır (8). Genellikle Burgers vektörünün kayma düzlemindeki örgü aralığı vektörüne eşit olması beklenir.



Şekil: 3.1. Zor altında bulunan bir dislokasyonun yerdeğiştirmesi

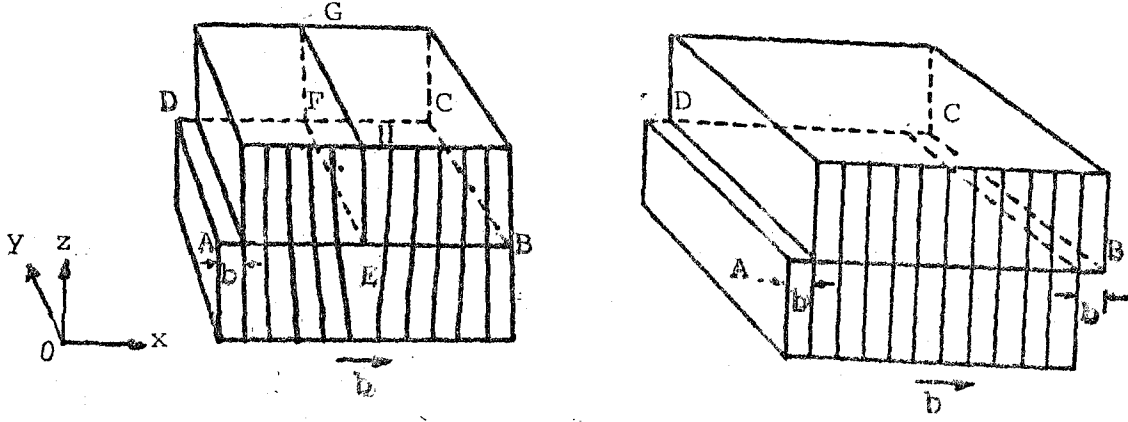
Bu cins dislokasyonlar "tam" veya "örgü" dislokasyonları olarak adlandırılır. Uygun hallerde b nin bir örgü öteleme vektörünün belirli oranlarına eşit olması mümkündür. O zaman süreksizlik mükemmel değildir veya bir kısmi dislokasyon oluşur.

Herhangi bir dislokasyon çizgisi boyunca Burgers vektörü sabittir, fakat bu değişmez karakteristik süreksizliğin özelliklerini tam olarak belirtmek için yeterli değildir. Zorlanma alanı ve bunun sonucu olarak detaylı atomik düzenlenme, Burgers vektörü ve dislokasyon çizgisinin doğrultusu arasındaki bağımlılığa bağlıdır. Kristal içerisinde kaymış ve kaymamış kısımlar arasındaki sınır olan dislokasyon çizgisinin doğrultusu, kayma düzlemi içerisinde sürekli olarak değişecek şekilde eğilebilir. Dislokasyon çizgisinin doğrultusu ve Burgers vektörü arasındaki ilişkiden dolayı dislokasyonlar kenar ve vida dislokasyonu olmak üzere ikiye ayrılır. Bu sınıflandırma kullanışlıdır. Çünkü keyfi bir doğrultuda uzanan herhangi bir dislokasyon elemanı kenar ve vida bileşenlerine ayrılabilir.

3.1.1. Kenar dislokasyonu

Kenar dislokasyonunda Burgers vektörü dislokasyon çizgisine diktir. Böyle bir süreksizlik şekil 3.2.a'da gösterilmektedir. Kristal blokun üst kısmı alt kısmı üzerinde OX- doğrultusunda ABCD kayma düzlemi boyunca kaydırılır. Kayma hareketi AEFD bölgesi üzerinde tamamlanır. Kayma henüz kristalin sağ kenarına kadar ilerlemediği için, kayma düzleminin üst kısmında EFGH fazla yarı düzlemi meydana gelir. Fazla yarı düzlemin kristal içindeki kenarına, kenar dislokasyonu denir. Kenar dislokasyonunun dislokasyon çizgisi EF doğrusudur.

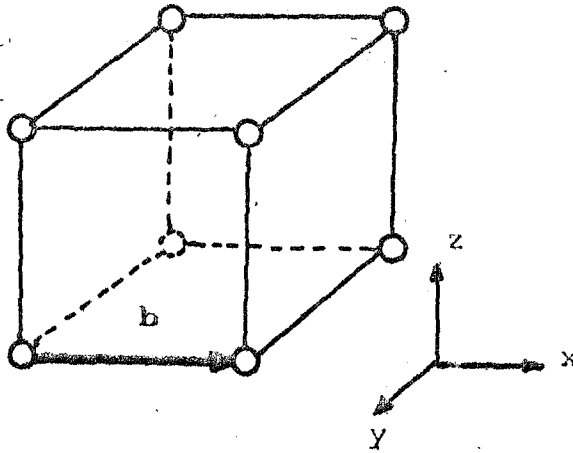
Kaymanın bir sonucu olarak, atomlar OX- doğrultusunda b aralığı kadar yer değiştirirler. Dislokasyon çizgisi bölgesinde kayma düzleminin bir yanındaki atomların sıkıştığı ve öte yandakilerin açıldığı görülür. Bu zorlanma durumu kenar dislokasyonlarının bir özelliğidir. Eğer kayma düzleminin bir



Şekil 3-2: Kenar dislokasyonu

- (a) Kayma kristalinin sağ kenarına kadar ilerlememiş
 (b) Tamamen ilerlediğinde oluşan kusursuz örgü

yanındaki atomlar öte yandakilere göre hareket ediyorsa, kayma düzlemindeki atomlar bazı komşuların itici kuvvetlerinin ve kayma düzlemini geçen ötekilerin çekici kuvvetlerinin etkisinde kalacaklardır. Dislokasyon çizgisinin yapısının kolayca tasarlanmasına imkan verdiği için, basit kübik bir örgüyü göz önüne alalım (Şek.3.3). Böyle bir örgü için $\mathbf{b} = b(1,0,0)$ alınır. Böylece Şekil 3.2 de görülen madde bloku, birim kübünkine paralel kenarlara sahip olur. Eğer yapının EF ye paralel atom dizilişlerinden meydana geldiği kabul edilirse, kayma düzleminin üstünde $(n+1)$ ve altında (n) sütun bulunur.

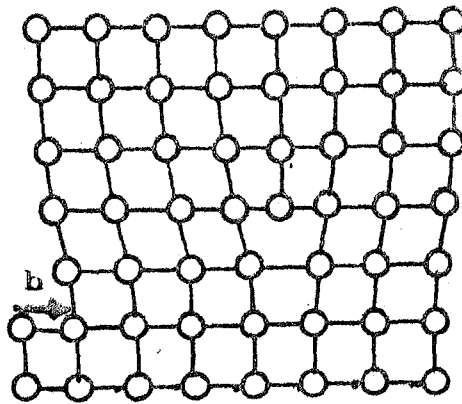


Şekil 3.3: Basit kübik bir örgüde $\mathbf{b} = b(1,0,0)$ Burgers Vektörü

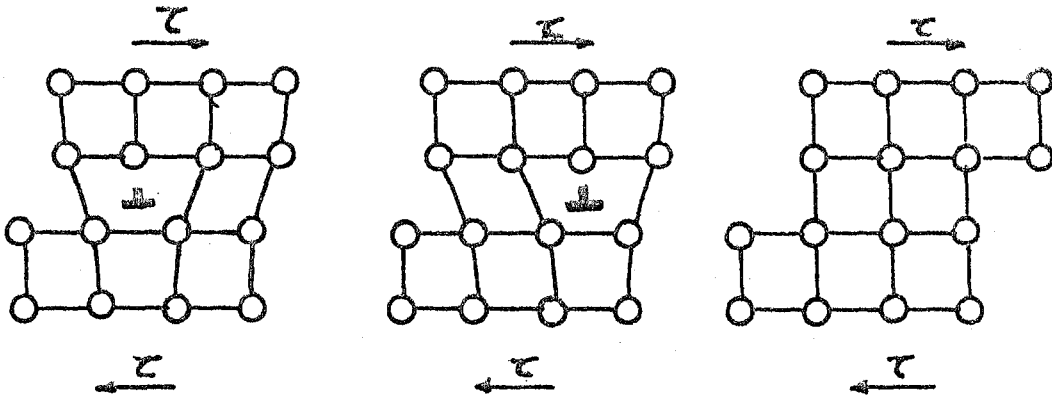
Böylece EF nin üstündeki kristal bölgesinde atomların fazla bir düzlemi vardır. E den F ye doğru bakıldığında, EF ye dik bir düzlem içindeki yaklaşık atomik yapı şekil 3.4. de gösterilmiştir.

Kenar dislokasyonu, fazla yarı düzlemin üstünde ise pozitif, altında ise negatif kenar dislokasyonu olarak adlandırılır ve sırasıyla \perp ve ∇ işaretleriyle gösterilir.

Şekil 3.2.a. da görüldüğü gibi, kayma AD'den BC'ye doğru bir EF dislokasyon hareketiyle meydana getirilebilir. Kayma düzleminin bir kenarından ötekine kristal içerisinde EF'nin sağa doğru hareketi, Burgers vektörüne eşit uzunlukta kayan mükemmel bir örgüye götürür (Şek.3.2.b). Bir dislokasyonun oluşması büyük bir enerji gerektirir, fakat sıkı paket yapıda önceden meydana gelmiş bir dislokasyon küçük bir kesme zorunun etkisi altında hareket edebilir. Bu, şekil 3.5 tipli şemalar tarafından nicel olarak gösterilebilir. Şekilde gösterilene benzer iki bitişik atomik konumdaki dislokasyonu temsil eden düzenleniş tamamlanmışsa, bu uzunluktaki dislokasyonun hareketinin bir atom arası uzaklığın çok küçük kesirleri içinde dislokasyona yakın atomların yerdeğiştirmeleriyle başarılabilceği görülür. İlk yaklaşıklık, dislokasyon enerjisinin bu hareketin yapılması



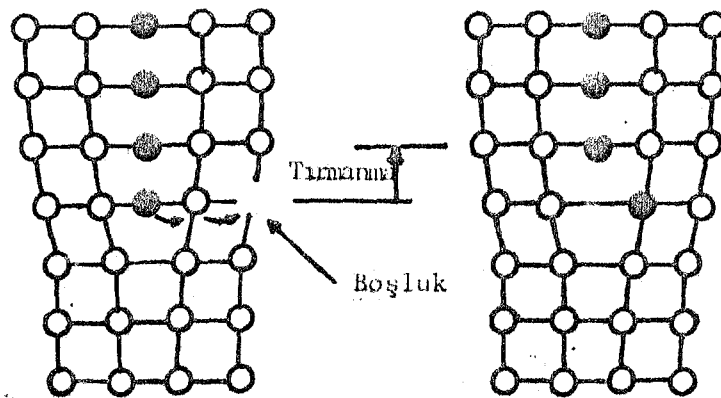
Şekil 3.4. Basit kübik yapıdaki bir kristaldeki kenar dislokasyonunun atomik yapısı



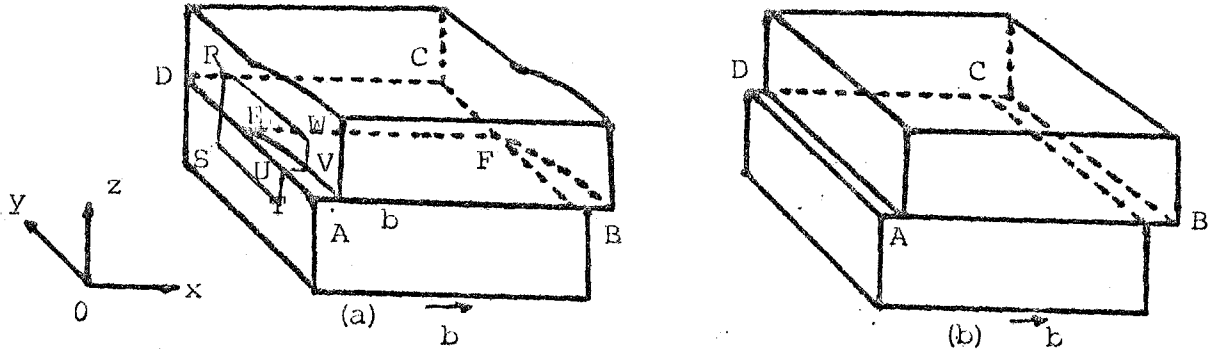
Şekil: 3.5. Kenar dislokasyonunun hareketi

sırasında sabit olduğu kabulüdür. Böylece dislokasyon, sıfır olacak kadar küçük bir kesme zoru altında kaydırılabilir. Daha kesin olarak atomik düzenlenmenin Şekil 3.5 deki gibi, simetrik olması halindekinden daha küçük bir enerjiye sahip olacağı görülür. Bu sebepten, örgü içinde, dislokasyonu bağlama eğiliminde olan sınırlayıcı bir kuvvet vardır. Bu kuvvetin büyüklüğü kristal yapıya bağlıdır (3).

Bir kenar dislokasyonu sadece dislokasyonun kendisi ve Burgers vektörüyle belirlenen kayma düzlemi içinde kaydırılabilir. Dislokasyon kayma düzlemine dik doğrultuda hareket ederse, bu harekete tırmanma denir (Şek.3.6). Tırmanma hareketi sonucunda atomların fazla yarı-düzlemi aradan çıkar veya başka bir ifade tarzıyla, boşlukların yarı düzlemi yükselir. Böyle bir hareket, normal yerlerinden arayerlere atomların hareketini gerektirir ve bunun sonucu, örgünün içine doğru yayılma olur.



Şekil 3.6. Kenar dislokasyonunun tırmanması



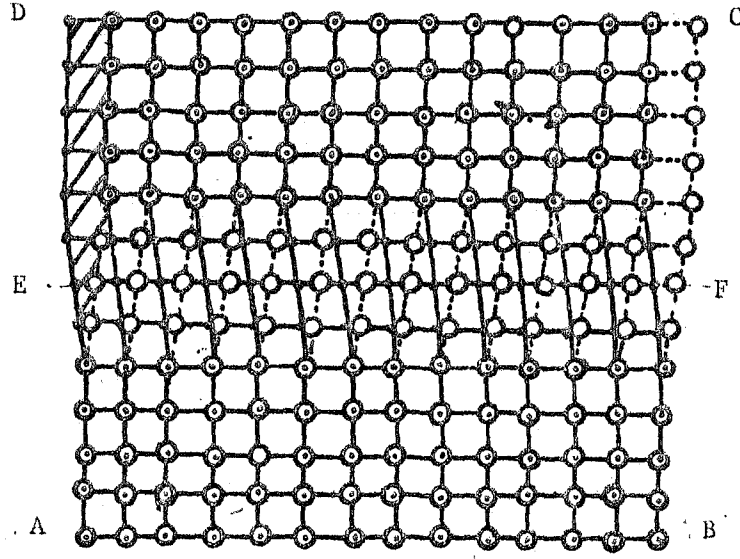
Şekil 3.7. Vida dislokasyonunun basit şeması
 a) Kayma henüz kristalin diğer ucuna kadar ilerlememiş,
 b) Kayma diğer uca ulaşmışsa oluşan kusursuz kristal

3.1.2 Vida dislokasyonu

Elastik dislokasyonlar ve iki boyutlu örgü dislokasyonları arasındaki ilişkiden, kayma doğrultusuna paralel kayma düzlemindeki yatay çizgiler boyunca vida dislokasyonu denilen (Şek.3.7) yeni bir tip yapı bulunabilir (3).

Şekilden de görüldüğü gibi, kristalin, burgers vektörü yönünde kayması ile vida dislokasyonu meydana gelir. Kayma yine OX- doğrultusunda ABCD düzlemi boyunca meydana gelir. Bu durumda, EF-dislokasyon çizgisi OX-e paraleldir. Kayma, AEFB bölgesi üzerinde tamamlanır. AB den DC ye doğru EF nin hareketi şekil 3.2 deki dislokasyon hareketinin aynı olan kayma sonucunu doğurur (Şek.3.7.b).

Basit kübik yapıdaki vida dislokasyonunun yapısı veya herhangi bir yapıdaki zorlanma eksenine, Şekil 3.8 deki gibidir. Burada, dolu yuvarlaklar kayma düzleminin altındaki atomları ve içi boş yuvarlaklar kayma düzleminin üstündeki atomları gösterir. Vida dislokasyonu kristal atomlarının fazla düzlemini kapsamaz. Örneğin Şekil 3.7.a daki kristalin yz- düzleminde alınan RSTUVW dolanımını düşünelim. Dislokasyon yüzünden bu dolanım kapalı değildir. Dolanımın uç noktaları b kadar yer değiştirmiştir. Sürekli olarak dislokasyon çizgisini kuşatan bir noktanın izlediği atomik bantlar, vidanın ucundaki bir noktanın



Şekil 3.8. Basit kübik bir kristalde vida dislokasyonunun yaklaşık atomik yapısı

hareketine benzer, helis şeklinde, bir yol izler. Vida dislokasyonunun hareketi için, açıkça, Oy - doğrultusu ve Oz - doğrultusu arasında fark yoktur. Şekil 3.7.a da EF dislokasyon çizgisi Ox - doğrultusunda uygulanan küçük bir kesme zorunun etkisi altında Oy - doğrultusunda hareket eder. Yine dislokasyon benzer şekilde Oz - doğrultusunda da kaydırılabilir.

Vida dislokasyonunda, Burgers vektörü dislokasyon çizgisine paralel olduğundan, kayma düzlemi tek değildir. b yi içeren her düzlemde kayma olabilir. Vida dislokasyonu çizgisinin helisel bir şekil alması, bunun tırmanma hareketi yaptığı görüşünü destekler (5).

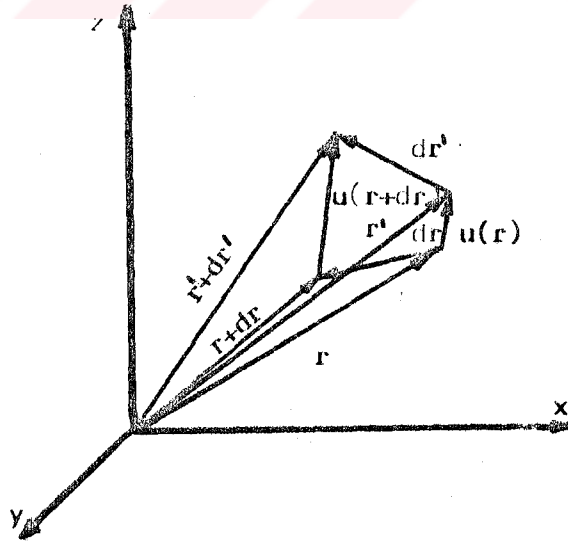
4. DİSLOKASYONLARIN ZORLANMA VE ZOR ALANLARI

4.1. Zorlanma Tensörü

Bir kuvvetin etkisi altında elastik bozulmaya uğrayan katı cismin her noktası genellikle ilk konumundan ayrılır. Bozulmadan önce cismin herhangi bir noktasını $r(x, y, z)$ vektörü ile gösterelim (Şek. 4.1). Bozulma sonucu yer değiştirme

$$u = r' - r = u(x, y, z) = u(r) \quad (4.1)$$

olarak yazılır. u yerdeğiştirme vektörü konumun fonksiyonu olarak verilirse, bozulma tam olarak belirlenir (8). Bozulmadan önce aralarındaki uzaklık sonsuz küçük olan iki noktayı birleştiren vektör dr olsun. Bozulmadan sonra, $r(x, y, z)$ ve $r'(x, y, z)$ vektörleri, $dr + du$ vektörü ile birleştirilir. Bu iki nokta arasındaki uzaklığın değişimini göz önüne alalım. Bozulmadan önce noktalar arasındaki uzaklık ds , bozulmadan



Şekil 4.1. Bozulmaya uğramış bir cisimdeki yerdeğiştirmeler

$$dr' = [r + dr + u(r + dr)] - [r + u(r)] = dr + du$$

sonra ds' ise, o zaman

$$(ds')^2 = (dr + du)^2 = ds^2 + 2du.dr + du^2 \quad (4.2)$$

olarak yazılabilir. Sadece sonsuz küçük yerdeğiştirmeler göz önüne alınırsa, üçüncü terim atılabilir ve

$$du = \frac{du}{dr} dr \quad (4.3)$$

alınarak

$$(ds')^2 = ds^2 + 2 \left(\frac{du}{dr} dr \right) du \quad (4.4)$$

elde edilir. Dik koordinatlarda $u = u(x, y, z)$ fonksiyonunun diferensiyeli

$$du = \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy + \frac{\partial u}{\partial z} dz \quad (4.5)$$

şeklindedir. \hat{e}_x , \hat{e}_y ve \hat{e}_z sırasıyla x, y ve z eksenleri doğrultusundaki birim vektörler olmak üzere

$$u(x, y, z) = u_x(x, y, z) \hat{e}_x + u_y(x, y, z) \hat{e}_y + u_z(x, y, z) \hat{e}_z$$

yazılabilir. Buradan

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_x}{\partial x} \hat{e}_x + \frac{\partial u_y}{\partial x} \hat{e}_y + \frac{\partial u_z}{\partial x} \hat{e}_z$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u_x}{\partial y} \hat{e}_x + \frac{\partial u_y}{\partial y} \hat{e}_y + \frac{\partial u_z}{\partial y} \hat{e}_z$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial u_x}{\partial z} \hat{e}_x + \frac{\partial u_y}{\partial z} \hat{e}_y + \frac{\partial u_z}{\partial z} \hat{e}_z$$

eşitlikleri elde edilir. Bunlar (Denk.4.5) de yerlerine yazılarak

$$\begin{aligned} du &= \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} dx + \frac{\partial u_x}{\partial y} dy + \frac{\partial u_x}{\partial z} dz \right) \hat{e}_x + \\ &+ \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} dx + \frac{\partial u_y}{\partial y} dy + \frac{\partial u_y}{\partial z} dz \right) \hat{e}_y + \\ &+ \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} dx + \frac{\partial u_z}{\partial y} dy + \frac{\partial u_z}{\partial z} dz \right) \hat{e}_z \end{aligned}$$

bulunur. $dr = dx\hat{e}_x + dy\hat{e}_y + dz\hat{e}_z$ olduğundan $du dr$

$$\begin{aligned} du dr = & \left[\frac{\partial u_x}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) dy + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) dz \right] dx + \\ & + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) dx + \frac{\partial u_y}{\partial y} dy + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) dz \right] dy + \\ & + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) dy + \frac{\partial u_z}{\partial z} dz \right] dz \end{aligned}$$

olur.

$$e_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}$$

$$e_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

$$e_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \dots,$$

eşitlikleri

$$e_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (4.6)$$

şeklinde genelleştirilir. Burada e_{ik} ya zorlanma tensörü adı verilir. Bu tensör yardımıyla iki nokta arasındaki uzaklığın değişimi belirlenir (8-10). Zorlanma tensörü matris formunda aşağıdaki gibi yazılır.

$$e = \begin{pmatrix} e_{xx} & e_{xy} & e_{xz} \\ e_{yx} & e_{yy} & e_{yz} \\ e_{zx} & e_{zy} & e_{zz} \end{pmatrix} = [e_{ik}] \quad i, k = x, y, z \quad (4.7)$$

e_{ik} matris elemanlarından görüldüğü gibi $e_{ik} = e_{ki}$ dir.

4.2. Zor Tensörü

Bozulmamış bir cisimde, atomlar ve moleküllerin düzeni termal denge durumuna uyar. Cisim bozulduğunda denge düzeni de

bozular. İç zor meydana gelerek statik dengeyi kurmaya çalışır. İç zor moleküler etkileşmeler tarafından oluşturulur. \mathbf{F} birim hacim üzerine etkiyen kuvvet olsun. dV hacim elemanı üzerine etkiyen kuvvet $\mathbf{F} dV$, bileşke kuvvet ise $\int_V \mathbf{F} dV$ dir (8). Burada integral, seçilen bütün hacim üzerindedir. \mathbf{F} kuvveti genellikle iki kısımdan oluşur. $\mathbf{F} = \mathbf{f} + \mathbf{f}'$. Birinci kısım cisim kuvveti olarak adlandırılır (yani ağırlık). Bu kuvvet dm kütleyle orantılıdır. \mathbf{f}' ise yüzey kuvvetlerinden oluşur (8,10).

Bir V hacmi içinde bir yüzey elemanı seçelim. Burada yüzey kuvvetleri seçilen hacim elemanının sınır yüzeyi boyunca sıfır değildir. Böylece $\int_V \mathbf{f}' dV$ yerine, uygun yeni bir nicelik olan yüzey integrali uygulanmalıdır. Eğer $\mathbf{f}'(\mathbf{r})$ vektör-vektör fonksiyonu ise $\mathbf{f}'(\mathbf{r})$, σ tensörünün diverjansı olarak gösterilebilir (8). Yani

$$\mathbf{f}' = \text{Div } \sigma \quad (4.8)$$

sonuç olarak

$$\int_V \mathbf{f}' dV = \int_V \text{Div } \sigma dV = \int_S \sigma ds$$

yazılabilir (Div sembolü vektörün diverjansını gösteren div sembolünden farklıdır). Burada ds dışa doğru yönelir. Integral V hacmini saran S yüzeyi üzerinden alınır. Bileşke kuvvet

$$\int_V \mathbf{F} dV = \int_V \mathbf{f} dV + \int_V \text{Div } \sigma dV = \int_V \mathbf{f} dV + \int_S \sigma ds \quad (4.9)$$

olarak yazılabilir. (Denk. 4.8) ve (Denk. 4.9)deki σ niceliği zor tensörü olarak adlandırılır ve

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = [\sigma_{ik}] \quad ik - x, y, z \quad (4.10)$$

şeklinde yazılır. Mekanik dengenin sağlanabilmesi için

$\sigma_{ik} = \sigma_{ki}$ olmalıdır. Şimdi yz - düzlemine etkiyen kuvveti gözönüne alalım. Bu düzlemin normali x - eksenine paraleldir ve $ds = dydz(1,0,0)$ dir. Böylece kuvvet

$$dF = \sigma ds = dydz (\sigma_{xx} \hat{e}_x + \sigma_{yx} \hat{e}_y + \sigma_{zx} \hat{e}_z)$$

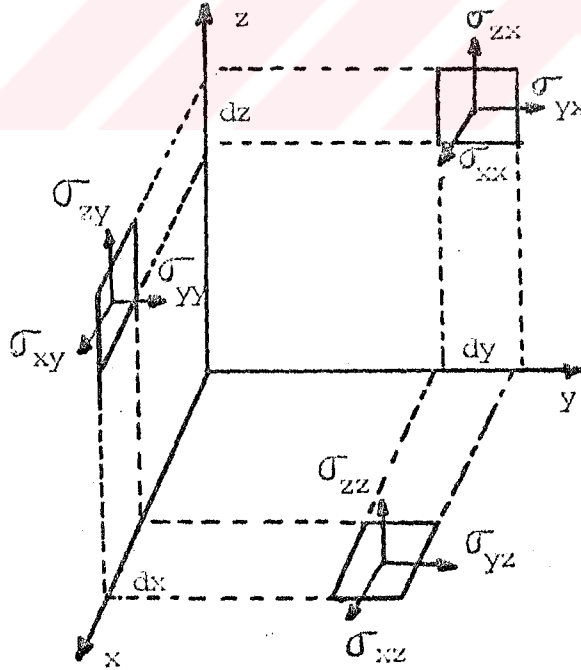
bağıntısıyla verilir. Bu bağıntıdan görüldüğü gibi, σ_{xx} zor bileşeni x- doğrultusundadır ve x- eksenine dikey birim yüzey elemanı üzerine etkiyen kuvveti gösterir. (Şek.4.2). σ_{yx} , y- doğrultusunda, σ_{zx} ise z- doğrultusunda ve x- eksenine dik birim yüzey elemanı üzerine etkiyen kuvveti verir.

Buna göre birim hacim elemanı üzerine etkiyen net kuvvet

(4.11)

$$\frac{\partial \sigma_{xi}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yi}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zi}}{\partial z} + f_i = 0 \quad (i=x,y,z)$$

yazılabilir (4,11).



Şekil 4.2. Zor tensörünün bileşenleri

4.3. Zorlanma ve Zor Tensörleri Arasındaki İlişki

Bir elastik cismin bozulması sonucu ortaya çıkan zor ve zorlanma, birbirlerine

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} e_{kl} \quad (4.12)$$

çizgisel eşitliğiyle verilen Hooke yasası ile bağlıdır (4,11,12). Burada C_{ijkl} dördüncü mertebeden elastik sabitler tensörüdür. Çizgisel izotropik ortamlar için bu ifade

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} + \lambda e_{mm} \delta_{ij} \quad (4.13)$$

olur. Burada λ ve μ Lamé sabitleri olarak bilinir. Buna göre zor tensörü iki kısımdan oluşur (12). Birinci kısım kesme zoru, ikinci kısım hacim değişimi ile orantılıdır. Karma indisli elemanlar

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} \quad i \neq j \quad (4.14)$$

kesmeleri gösterir.

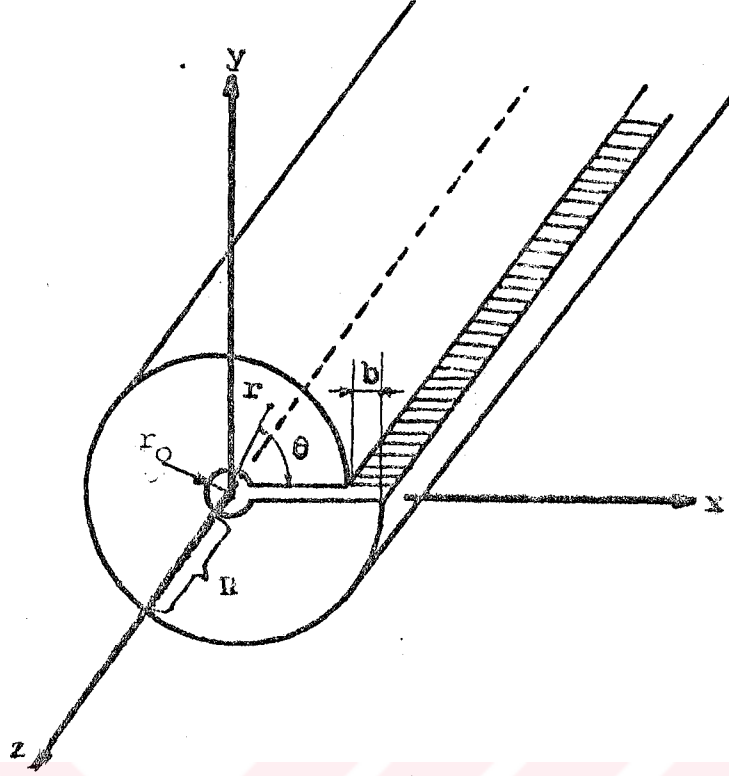
4.4. Kenar Dislokasyonunun Zorlanma Alanı

z- doğrultusunda sonsuz uzunluklu bir silindirdeki (Şek.4.3) kenar dislokasyonunda yerdeğiştirmeler biliniyorsa, (Denk.4.6) kullanılarak zorlanma bileşenleri bulunabilir. Kenar dislokasyonu için, $u_z = 0$ dir ve u_x ile u_y ise z'ye bağlı değildir. Yani

$$u_x = \frac{b}{2\pi} \left[\arctan \frac{y}{x} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{xy}{x^2+y^2} \right] \quad (4.15)$$

$$u_y = -\frac{b}{4\pi(1-\nu)} \left[(1-2\nu) \ln r + \frac{x^2}{x^2+y^2} \right]$$

eşitlikleriyle verilir (3-5,8). Burada b Burgers vektörünün büyüklüğü, ν Poisson oranıdır.



Şekil 4.3. Sürekli ortamlarda kenar dislokasyonu

(Denk.4.6 ve 4.15) kullanılarak, z- ekseni boyunca uzanan ve Burgers vektörü $b_x=b$, $b_y=b_z=0$ olan bir kenar dislokasyonu için zorlanma bileşenleri kartezyen koordinatlarda,

$$\begin{aligned}
 e_{xx} &= -\frac{b}{2\pi} \left[\frac{y}{r^2} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{y(x^2-y^2)}{r^4} \right] \\
 e_{xy} &= \frac{b}{4\pi(1-\nu)} \left[\frac{x(x^2-y^2)}{r^4} \right] \\
 e_{yy} &= -\frac{b}{2\pi} \left[\frac{y}{r^2} - \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{y(3x^2+y^2)}{r^4} \right] \\
 e_{zz} &= e_{xx} + e_{yy} = -\frac{b}{2\pi} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{y}{r^2}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

olarak bulunur. Burada $r^2=x^2+y^2$ dir. Polar koordinatlarda ise

$$\begin{aligned}
 e_{rr} &= -\frac{b}{4\pi} \frac{(1-2\nu)}{(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r} \\
 e_{r\theta} &= \frac{b}{4\pi(1-\nu)} \frac{\cos\theta}{r}
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

$$e_{\theta\theta} = -\frac{b(1-2\nu)}{4\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r}$$

$$e_{zz} = e_{rr} + e_{\theta\theta} = -\frac{b}{2\pi} \frac{(1-2\nu)}{(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r}$$

olur.

4.5. Vida Dislokasyonunun Zorlanma Alanı

z- eksenini boyunca uzanan sonsuz uzunluktaki silindirde meydana gelen vida dislokasyonunun sadece u_z yerdeğiştirme bileşeni vardır (Şek.4.4). u_z yerdeğiştirme bileşeni x ve y'ye bağlıdır ve

$$u_z = \frac{b}{2\pi} \arctan \frac{y}{x} \quad (4.18)$$

eşitliğiyle verilir (3-5,8,13). (Denk.3.6) dan yararlanılarak vida dislokasyonunun zorlanma bileşenleri

$$e_{xz} = -\frac{b}{4\pi} \frac{y}{r^2}$$

$$e_{yz} = \frac{b}{4\pi} \frac{x}{r^2} \quad (4.19)$$

$$e_{xx} = e_{xy} = e_{yy} = e_{zz} = 0$$

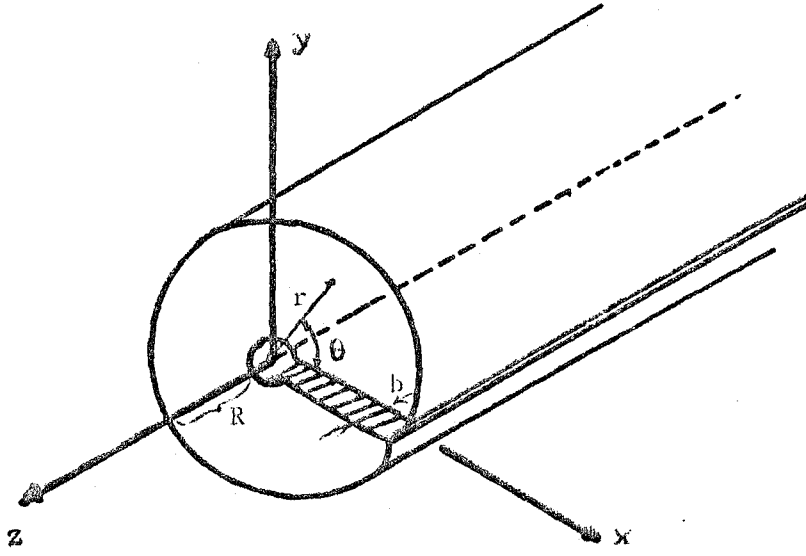
olarak yazılır. Polar koordinatlarda yerdeğiştirme ve zorlanma bileşeni sırasıyla

$$u_z = \frac{b}{2\pi} \theta \quad (4.20)$$

ve

$$e_{\theta z} = \frac{b}{4\pi r} \quad (4.21)$$

dir (1,3-5,8,13).



Şekil 4.4. Sürekli ortamlarda vida dislokasyonu

4.6. Kenar Dislokasyonunun Zor Alanı

(Şek.4.3)deki bir kenar dislokasyonda sadece x ve y doğrultusunda yerdeğiştirmeler olduğu göz önüne alınarak Airy zor fonksiyonu

$$\Psi = -\frac{\mu b y}{4\pi(1-\nu)} \ln(x^2+y^2) \quad (4.22)$$

seçilir (3,4) ve

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y}$$

eşitliklerinden (4), kenar dislokasyonunun zor bileşenleri, dik koordinatlarda,

$$\sigma_{xx} = -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2}$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = -\frac{\mu \nu b}{\pi(1-\nu)} \frac{y}{x^2+y^2}$$

(4.23)

bulunur. Polar koordinatlarda ise, bu bileşenler

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r} \\ \sigma_{\theta\theta} &= -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r} \\ \sigma_{r\theta} &= \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\cos\theta}{r} \\ \sigma_{zz} &= \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}) = -\frac{\mu\nu b}{\pi(1-\nu)} \frac{\sin\theta}{r}\end{aligned}\quad (4.24)$$

olarak elde edilir.

4.7. Vida Dislokasyonunun Zor Alanı

(Şek.4.4) deki z- ekseni boyunca uzanan bir silindirdeki yerdeğiştirme bileşeni u_z , z'den bağımsız fakat sıfır değildir. Diğer yerdeğiştirme bileşenleri u_x ve u_y sıfırdır. $y=0$ ve $x>0$ ile tanımlanan kesme düzlemindeki u_z yerdeğiştirmesi

$$\lim_{\substack{\eta \rightarrow 0 \\ x > 0}} u_z(x, -\eta) - u_z(x, \eta) = b_z, \quad (\eta > 0)$$

dir. (4). İzotropik ortamda bu yerdeğiştirme, θ açısı ile tanımlanı

$$u_z(r, \theta) = b \frac{\theta}{2\pi} = \frac{b}{2\pi} \arctan \frac{y}{x} \quad (4.25)$$

Vida dislokasyonunun zor bileşenleri (Denk.4.6) ve (Denk.4.13) den kartezyen koordinatlarda

$$\begin{aligned}\sigma_{xz} &= -\frac{\mu b}{2\pi} \frac{y}{x^2+y^2} \\ \sigma_{yz} &= \frac{\mu b}{2\pi} \frac{x}{x^2+y^2} \\ \sigma_{xy} = \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} &= 0\end{aligned}\quad (4.26)$$

veya polar koordinatlarda,

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta z} &= \frac{\mu b}{2\pi} \frac{1}{r} \\ \sigma_{rz} = \sigma_{r\theta} = \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{zz} &= 0\end{aligned}\quad (4.27)$$

şeklinde ifade edilir (3-5, 11-13).

4.8. Dislokasyonun Enerjisi

Bir cisim elastik olarak bozulduğu zaman, bu elastik bozulma sonucu ortaya çıkan zorlara karşı, cisim kendisini yeni bir düzenlemeye sokar. Bu yolla, madde içerisinde enerji birikimi olur. Birim hacimdeki bu enerjinin değeri

$$u = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik} e_{ik} \quad (4.28)$$

olarak verilir (8). İzotropik sürekli bir ortamda A ve B gibi iki dislokasyon bulunduğunu düşünelim. A ve B dislokasyonlarının zorlanma ve zor tensörleri, sırasıyla e_{ik}^A , e_{ik}^B ve σ_{ik}^A σ_{ik}^B olsunlar. Hooke yasası çizgisel olduğu için

$$\begin{aligned}e_{ik} &= e_{ik}^A + e_{ik}^B \\ \sigma_{ik} &= \sigma_{ik}^A + \sigma_{ik}^B\end{aligned}\quad (4.29)$$

eşitlikleri yazılabilir. (Denk.4.28) ve (Denk.4.29) kullanılarak elastik enerji

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik} e_{ik} dv \\
 U &= \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^A e_{ik}^A dv + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^B e_{ik}^B dv + \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int (\sigma_{ik}^A e_{ik}^B + \sigma_{ik}^B e_{ik}^A) dv
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

bulunur. Burada integral bütün hacim üzerinden alınır. (Denk. 4.30)un sağ tarafındaki birinci terim sadece A dislokasyonuna aittir. Eğer A ve B dislokasyonlarından herhangi biri,örneğin sadece A dislokasyonu varsa, bu durumda enerji ifadesi

$$U_s = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^A e_{ik}^A dv \tag{4.31}$$

şeklindedir. Bu enerjiye dislokasyonun öz enerjisi denir. (Denk.4.30) un üçüncü terimi, eğer aynı anda maddede A ve B dislokasyonlarının her ikisinde varsa sıfırdan farklıdır. (Denk.4.16) dan yararlanılarak elde edilen

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^A e_{ik}^B = \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^B e_{ik}^A$$

eşitliği kullanılarak üçüncü terim

$$U_e = \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^A e_{ik}^B dv \tag{4.32}$$

olarak yazılır. Bulunan bu enerji iki dislokasyon arasındaki etkileşme enerjisidir. Dislokasyonların öz enerji ve etkileşme enerjisi Burgers vektörlerine bağlı olarak da yazılabilir. Dislokasyonun öz enerjisi

$$U_s = \frac{1}{2} b \cdot \int_F \sigma dF$$

veya

$$U_s = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 b_i \int \sigma_{ik} dF_k \quad (4.33)$$

yazılır. Etkileşme enerjisi ise,

$$U_e = b^A \int_{F_A} \sigma^B dF$$

veya

$$U_e = \sum_{i,k=1}^3 b_i^A \int_{F_A} \sigma_{ik}^B dF_k \quad (4.34)$$

dır (8). Burada F_A , A dislokasyonunun kesme yüzeyidir.

4.8.1. Kenar dislokasyonunun öz enerjisi

Burgers vektörü $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ ve kesme yüzeyi $y = 0$ olan bir kenar dislokasyonunda (Şek. 4.3), yüzey elemanı $d\mathbf{F} = (0, dx dz, 0)$ olsun. σ kenar dislokasyonunun zor tensörü olmak üzere, kenar dislokasyonunun öz enerjisi

$$\begin{aligned} b (\sigma d\mathbf{F}) &= (b \ 0 \ 0) \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ dx dz \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= b \sigma_{xy} dx dz \end{aligned}$$

ve (Denk. 4.33) den

$$U_s = \frac{1}{2} b \int_{r_0}^R \sigma_{xy} \Big|_{y=0} dx \int_0^\infty dz \quad (4.35)$$

elde edilir. Burada R, silindirin yarıçapı, r_0 ise kor yarıçapıdır(8).

Kenar dislokasyonunun birim uzunluğu başına öz enerji

$$u_s = \frac{1}{2} b \int_{r_0}^R \sigma_{xy} \Big|_{y=0} dx$$

eşitliğinden

$$u_s = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} \quad (4.36)$$

bulunur. Bu enerji sayısal olarak hesaplanabilir. $R = 1$ cm, $r_0 = 10^7$ cm, $b = 2.5 \times 10^8$ cm, $\mu = 4 \times 10^{11}$ dyn/cm ve $\nu = 0.34$ ise, kenar dislokasyonunun atomik uzunluğu başına öz enerjisi $\sim 5 \times 10^4$ erg/cm veya ~ 8 eV bulunur (8). Görüldüğü gibi kenar dislokasyonunun atomik uzunluğu başına öz enerjisi eV mertebesindedir.

4.8.2. Vida dislokasyonunun öz enerjisi

(Şek.4.4) deki vida dislokasyonunu gözönüne alalım. Burgers vektörü $b = (0, 0, b)$ ve kesme yüzeyi $y = 0$ olan dislokasyonda, yüzey elemanı $dF = (0, dx dz, 0)$ dir. σ vida dislokasyonunun zor tensörü olmak üzere öz enerjisi

$$b (\sigma dF) = b \sigma_{zy} dx dz$$

ve (Denk.4.33) den

$$u_s = \frac{1}{2} b \int_{r_0}^R \sigma_{yz} \Big|_{y=0} dx \int_0^{\infty} dz \quad (4.37)$$

elde edilir. Birim uzunluğu başına öz enerjisi ise

$$u_s = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0} \quad (4.38)$$

bulunur. Kenar dislokasyonu için aldığımız değerler kullanılarak, vida dislokasyonunun atomik uzunluğu başına öz enerjisi 3.5×10^4 erg/cm veya ~ 5 eV bulunur (5,8).

4.9. Dislokasyon üzerine etkiyen kuvvet

dl elemanı ds kadar yer değiştiren, b Burgers vektörlü bir dislokasyon alalım (Şek.4.5). Bu durumda $ds \times dl$ dislokasyon tarafından süpürülen alandır. Böylece (Denk.4.34)e göre etkileşme enerjisinin değişimi

$$dU_e = b\sigma (ds \times dl) = - (dl \times ds) (\sigma b) \quad (4.39)$$

şeklindedir. $(axb)c = (cxa)b$ özdeşliği kullanılarak

$$dU_e = - \left[(\sigma b) \times dl \right] ds \quad (4.40)$$

elde edilir. Korunumlu bir alanda, $f = -\text{grad}U$ eşitliğinden, dislokasyonun dl çizgi elemanı üzerine etkiyen kuvvet

$$df = (\sigma b) \times dl \quad (4.41)$$

olarak bulunur (4,5,8,13,14).

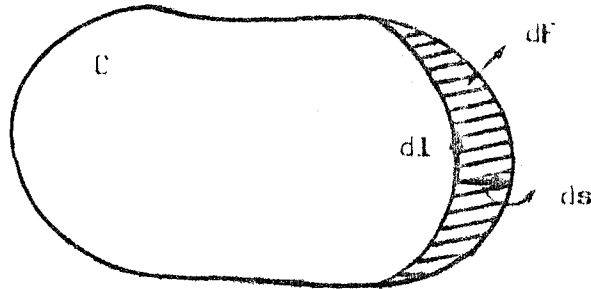
Burgers vektörü $b = (b, 0, 0)$ ve teğetsel birim vektörü $t = (0, 0, 1)$ olan bir kenar dislokasyonunun üzerine σ zor alanı tarafından uygulanan kuvvetin bileşenleri (Denk.4.41) den

$$F_x = \sigma_{xy} b, \quad F_y = -\sigma_{xx} b, \quad F_z = 0 \quad (4.42)$$

bulunur. Benzer şekilde $b = (0, 0, b)$ ve $t = (0, 0, 1)$ olan vida dislokasyonu için, kuvvet bileşenleri

$$F_x = \sigma_{yz} b, \quad F_y = -\sigma_{xz} b, \quad F_z = 0 \quad (4.43)$$

dir.



Şekil 4.5. Bir ds aralığı kadar hareket eden dislokasyonun dl çizgi elemanının süpürdüğü $dF = dl \times ds$ alanı

5. DISLOKASYON ETKİLEŞMELERİ

Eğer madde içerisinde birden fazla dislokasyon varsa, bu dislokasyonlar aralarında etkileşme vardır. Bu etkileşmeden dolayı bir etkileşme kuvveti oluşur. Ayrıca madde içerisinde nokta kusurları var ise, dislokasyonlar bu kusurlar ile de etkileşir (15,16).

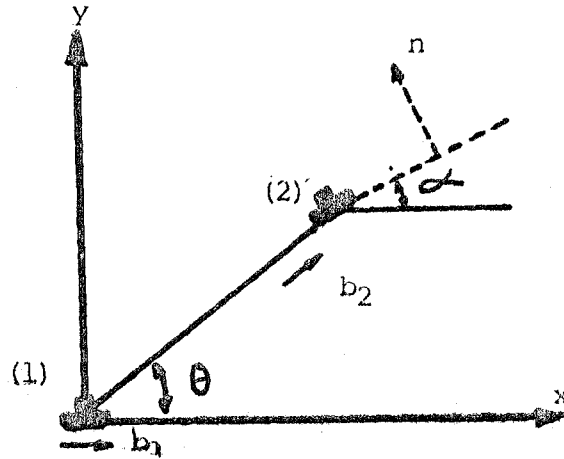
Dislokasyonlar arasındaki etkileşme kuvvetleri Burgers vektörlerinin işaretlerine bağlı olarak çekici veya iticidir. Aynı işaretli ve paralel Burgers vektörlerine sahip, paralel iki kenar dislokasyonu arasındaki etkileşme kuvveti iticidir (17).

5.1. Doğru, paralel dislokasyonların etkileşmesi

(Şek.5.1) de verilen iki kenar dislokasyonu arasındaki birim uzunluk başına etkiyen kuvvet, (4.41) bağıntısından,

$$F_{21} = (\sigma_1 b_2) t_2 \quad (5.1)$$

olarak yazılır. Burada b_2 ve t_2 sırasıyla, ikinci dislokasyonun Burgers vektörü ve teğetsel birim vektörüdür. σ_1 ise, Burgers vektörü x- doğrultusunda olan ve koordinat başlangıcında bulunan dislokasyonun zor tensörüdür.



Şekil 5.1. Doğru, paralel iki kenar dislokasyonunun genel durumu

Birim uzunluk başına etkileşme enerjisi, (Denk.5.1)den integral alınarak,

$$U_e = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\left(\ln \frac{R}{r} - \frac{1}{2} \right) \cos \alpha - \sin \theta \sin(\theta - \alpha) \right]$$

veya genel olarak

$$U_e = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \left[b_1 b_2 \left(\ln \frac{R}{r} - \frac{3}{2} \right) + \frac{(b_1 r)(b_2 r)}{r^2} \right] \quad (5.2)$$

bulunur (12). Dislokasyonların Burgers vektörlerinin ve kayma düzlemlerinin değişik durumları için etkileşmeler incelenmiştir (3,8, 18).

Bazı özel durumlar için, sadece kaymaya neden olan kuvvet bileşenine ve etkileşme enerjisine bakalım.

a) Burgers vektörleri birbirine paralel ise, bu $\alpha = 0$ ve $\alpha = \pi$ durumlarına karşılık gelir (Şek.5.2). Bu durumda ilk dislokasyonun, diğer dislokasyonun kayma düzlemine uzaklığı olan y , sabittir. Kaymaya neden olan F_x kuvvet bileşeni, $b_1 = b_2 = b$ olmak üzere

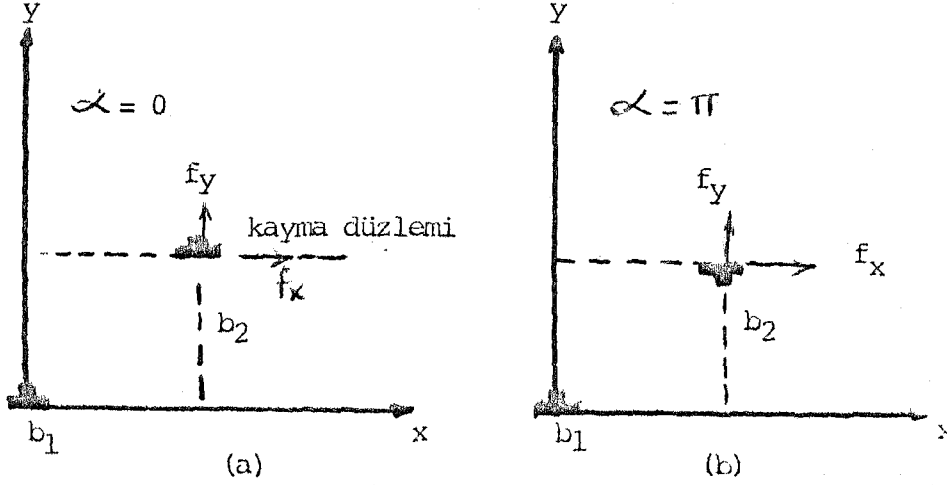
$$F_x = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{\lambda(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (5.3)$$

olur. Tırmanmaya neden olan kuvvet bileşeni ise $F_y = -b\sigma_{xx}$ dir. Aynı işaretli ve paralel Burgers vektörlerine sahip, paralel iki kenar dislokasyonu arasındaki etkileşme kuvvetinin kaymaya neden olan F_x bileşeninin $\frac{x}{y}$ değişimine göre grafiği (Şek.5.3) de verilmiştir.

F_x kuvvet bileşenine karşılık gelen birim uzunluk başına etkileşme enerjisi

$$U_e = - \int_R^x F_x dx = - \int_R^x b_2 \sigma_{xy}^I dx \quad (5.4)$$

eşitliğinden, $R \gg r \gg r_0$ için

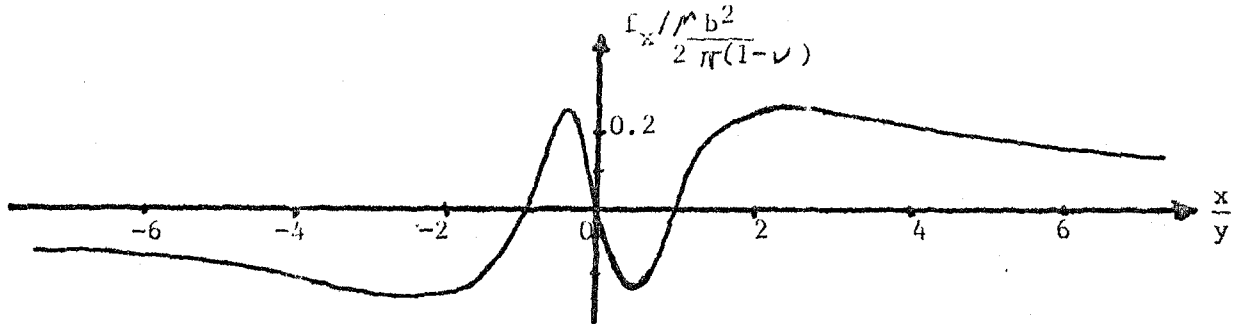


Şekil 5.2. Burgers vektörleri, a) paralel, b) antiparalel olan iki kenar dislokasyonu

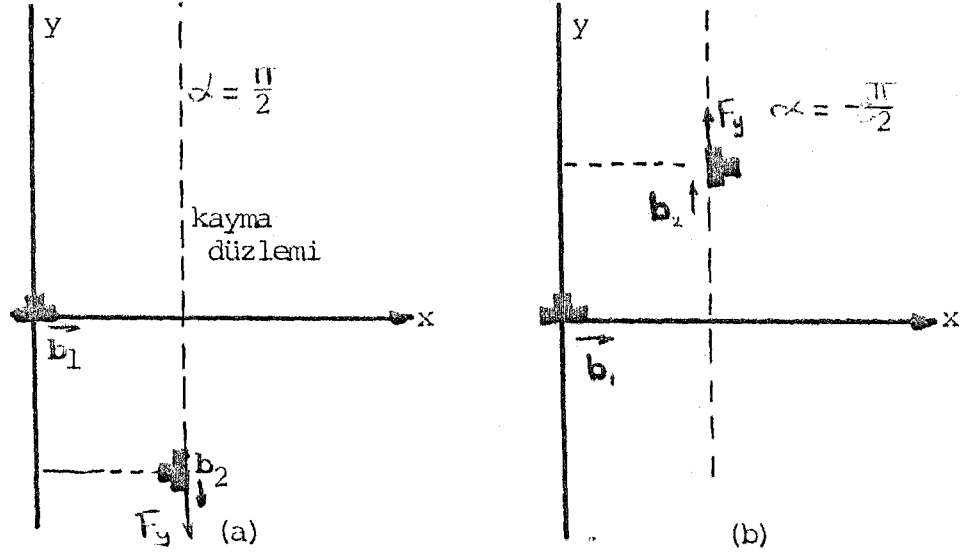
$$U_e = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\ln \frac{R}{r} - \sin^2 \theta - 1 \right] \quad (5.5)$$

bulunur (12).

b) Burgers vektörleri birbirine dikse yani, $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ve $\alpha = -\frac{\pi}{2}$ ise, bu durumda başlangıçtaki dislokasyondan diğer dislokasyonun, y- eksenine paralel kayma düzlemine uzaklığı olan x, sabittir (Şek.5.4). Kaymaya neden olan F_y kuv-



Şekil 5.3. (Şek.5.2.a)daki durum için kaymaya neden olan F_x kuvvet bileşeninin x/y ye göre değişimi

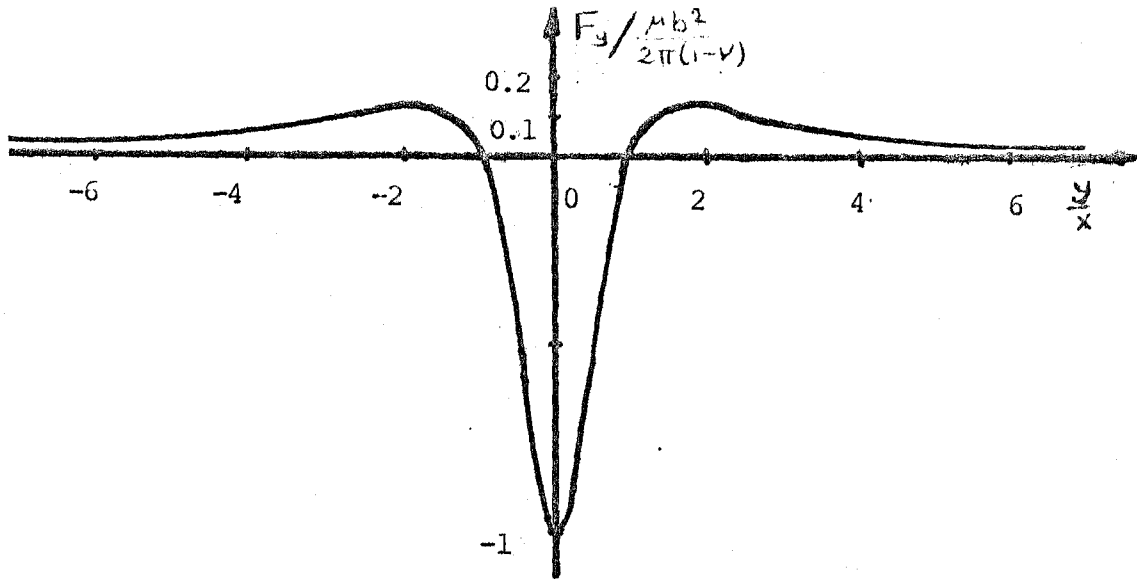


Şekil 5.4. Burgers vektörleri birbirine dik olan a) $\alpha = \frac{\pi}{2}$, b) $\alpha = -\frac{\pi}{2}$ durumunda, paralel iki kenar dislokasyonu

vet bileşeni, $b_1 = b_2 = b$ alınarak

$$F_y = -\frac{mb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (5.6)$$

bulunur. Tırmanmaya neden olan kuvvet bileşeni $F_x = b\sigma_{yy}$ dir. Burgers vektörlerinin dik olması durumunda kaymaya neden olan F_y kuvvet bileşeninin $\frac{y}{x}$ e göre değişimi (Şek.5.5) de verilmiştir.



Şekil 5.5. Burgers vektörlerinin dik olması durumunda F_y kuvvet bileşeninin $\frac{y}{x}$ e göre değişimi

Bu durumda etkileşme enerjisi

$$U_e = - \int_R^y F_y dy$$

alınarak

$$U_e = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \sin 2\theta \quad (5.7)$$

bulunur (12).

Birbirine paralel iki vida diskolasyonu arasındaki birim uzunluk başına etkileşme kuvveti, (Denk. 4.43) den

$$F_x = \frac{\mu b^2}{2\pi} \frac{x}{x^2+y^2} \quad (5.8)$$

$$F_y = - \frac{\mu b^2}{2\pi} \frac{y}{x^2+y^2}$$

ve birim uzunluk başına etkileşme enerjisi

$$U_e = \frac{\mu b^2}{2\pi} \ln \frac{R}{r} \quad (5.9)$$

bulunur. Birbirine paralel olan kenar ve vida dislokasyonları arasında etkileşme yoktur (13).

5.2. Aynı Düzlemde Bulunmayan ve Paralel Olmayan Dislokasyonların Etkileşmeleri

Dislokasyonların Burgers vektörleri \mathbf{b}_i , dislokasyon çizgisine teğet vektörleri \mathbf{t}_i ve zor tensörü σ_{ji} olmak üzere, dislokasyonlar arasındaki etkileşme kuvveti

$$F_k = - \epsilon_{ijk} t_i \sigma_{jl} b_l \quad (5.10)$$

ifadesiyle verilir (15). Burada ϵ_{ijk} permutasyon operatörüdür. $\mathbf{i} // \mathbf{b}^2$, $\mathbf{J} // (\mathbf{t}^2 \times \mathbf{b}_2)$ ve $\mathbf{k} = \mathbf{i} \times \mathbf{j}$ olduğundan iki dislokasyon arasındaki etkileşme kuvveti

$$\begin{aligned} F^{(2,1)} = & \left[b_x^2 \sigma_{xy}^1 t_z^2 \right] \hat{i} + \left[b_x^2 \sigma_{xy}^1 t_x^2 - b_x^2 \sigma_{xx}^1 t_z^2 \right] \hat{j} - \\ & - \left[b_x^2 \sigma_{xy}^1 t_x^1 \right] \hat{k} \end{aligned} \quad (5.11)$$

bulunur (1, 19). Burada üst indisler, 1. veya 2. dislokasyonu gösterir. Bazı özel durumlar için etkileşmeler:

a) Birbirine dik vida dislokasyonları.

Aynı tip vida dislokasyonları (sol-el veya sağ-el vida dislokasyonları) arasındaki etkileşme kuvveti çekicidir. Bir sol-el ve bir sağ-el vida dislokasyonu arasındaki kuvvet iticidir. Eğer dislokasyonların birinin işareti değişirse, etkileşme kuvvetinin işareti de değişir.

b) Ortak Burgers vektörlü, birbirine dik kenar ve vida dislokasyonları.

Kenar dislokasyonu üzerine etki eden kesme gerilmesi, onu vida dislokasyonuna ters yönlü bir doğrultuya döndürmeye çalışır.

c) Birbirine dik kenar dislokasyonları.

Kayma düzlemine dik etkileşmeleri çekici veya itici olur. Eğer iki dislokasyonun fazla yarı düzlemleri zıt doğrultularda ise kenar dislokasyonları birbirini çekerler.

d) Ortak Burgers vektörlerine sahip birbirine dik kenar dislokasyonları.

Bu durumda dislokasyonların herbiri üzerine bir dönme momenti etki ederek birini diğerine göre ters yönlü doğrultuya döndürmeye çalışır. Ters yönlü durumda etkileşme kuvvetinin işaret değiştirmesi sonucunda, hareket sırasında, bir tarafta oluşan boşluklar diğer tarafta soğrulur (8, 19).

6. YÜZEY ETKİSİ

(4.) ve (5.) Bölümlerde dislokasyonun içinde bulunduğu ortamın boyutları sonsuz kabul edildi ve buna göre zorlanma, kuvvet ve enerjiler hesaplandı.

Şimdi, sonlu boyutlu bir ortamda yüzeyden R uzaklıktaki bir dislokasyonu ele alarak paralel iki kenar dislokasyonu arasındaki etkileşmeyi veren kuvvet ve enerji ifadelerini elde edecek ve bunların değişimlerini inceleyeceğiz. Elde ettiğimiz bu sonuçları daha önce bulunan değerlerle karşılaştırıp gerçekten R değerinin etkileşme kuvveti ve enerjisi üzerine etkisinin ihmal edilecek kadar küçük olup olmadığını göstermeye çalışacağız.

z- eksenine paralel $r_0 \leq r \leq R$ olan dairesel silindirdeki kenar dislokasyonunu gözönüne alalım (Şek. 4.3). (Denk.4.11) de, cisim kuvveti F_i sıfır alınarak ve z- doğrultusunda yerdeğiştirme olmadığı kabul edilerek, Kartezyen ve silindirik koordinatlarda denge

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{2\sigma_{r\theta}}{r} = 0$$

eşitlikleriyle verilir. ψ Airy zor fonksiyonu olmak üzere, verilen eşitliklerinden kenar dislokasyonunun zor bileşenleri,

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad , \quad \sigma_{rr} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2}$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad , \quad \sigma_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \quad (6.2)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \quad , \quad \sigma_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)$$

$$\sigma_{zz} = \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad , \quad \sigma_{zz} = \nu (\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta})$$

bulunur. (Denk. 4.6) ve (Denk. 6.2) eşitliklerinden,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^2 \Psi = 0, \quad \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}\right)^2 \Psi = 0 \quad (6.3)$$

elde edilir. silindirik koordinatlarda

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

olduğundan (Denk. 6.3)

$$\nabla^4 \Psi = 0 \quad (6.4)$$

eşitliğine dönüşür. Bu eşitlikde $\nabla^2 \Psi$ harmoniktir ve $\nabla^2 \Psi = \sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}$ dir. $\nabla^2 \Psi$ ifadesi θ nın tek değerli fonksiyonu olduğundan çözümü aşağıdaki formdadır:

$$\Psi = \left(A r \ln r + B r^3 + \frac{C}{r} \right) \sin \theta \quad (6.5)$$

Burada A, B ve C integrasyon sabitleridirler. (Denk. 6.2), (Denk.6.5) ve sınır şartları* kullanılarak R ve r_0 değerlerine bağlı olarak Airy zor fonksiyonu

$$\Psi = -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \left[r \ln r - \frac{r^3}{2(r_0^2 + R^2)} + \frac{r_0^2 R^2}{2(r_0^2 + R^2)} \frac{1}{r} \right] \sin \theta \quad (6.6)$$

olarak ve zor bileşenleri

$$\sigma_{xx} = -D \left[\frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} - \frac{3y}{r_0^2 + R^2} + \frac{r_0^2 R^2}{r_0^2 + R^2} \frac{y(y^2 - 3x^2)}{(x^2 + y^2)^3} \right]$$

$$\sigma_{yy} = D \left[\frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} + \frac{y}{r_0^2 + R^2} + \frac{r_0^2 R^2}{r_0^2 + R^2} \frac{y(y^2 - 3x^2)}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (6.7)$$

* sınır şartları ;

$$\sigma_{rr} = \sigma_{r\theta} = 0 \quad r = \begin{cases} r_0 \\ R \end{cases} \text{ ise}$$

$$\sigma_{xy} = D \left[\frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} - \frac{x}{r_0^2+R^2} - \frac{r_0^2 R^2}{r_0^2+R^2} \frac{x(x^2-3y^2)}{(x^2+y^2)^3} \right]$$

$$\sigma_{zz} = -2\nu D \left[\frac{y}{x^2+y^2} - \frac{2y}{r_0^2+R^2} \right]$$

elde edilir. (8). Burada

$$D = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}$$

dır.

Paralel iki kenar dislokasyonunun birbirlerine uyguladıkları kuvvetin bileşenleri, $b_2 = b(\cos \alpha, \sin \alpha, 0)$ ve $t_2 = (0, 0, 1)$ olmak üzere (Şek.5.1), (Denk.5.1) den

$$F_x = b(\sigma_{xy} \cos \alpha + \sigma_{yy} \sin \alpha)$$

$$F_y = -b(\sigma_{xx} \cos \alpha + \sigma_{xy} \sin \alpha)$$

(6.8)

$$F_z = 0$$

bulunur. b_2 Burgers vektörü doğrultusundaki kuvvet

$$F_b = b[\sigma_{xy} \cos 2\alpha + 2(\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) \sin 2\alpha]$$

(6.9)

dır. Etkileşme enerjisi ise

$$U_e = b \left[-\frac{\partial \Psi}{\partial x} \sin \alpha \Big|_0^y + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \cos \alpha \Big|_0^x \right]$$

(6.10)

eşitliğiyle verilir (12).

Etkileşmeyi $\alpha = 0$ ve $\alpha = \frac{\pi}{2}$ durumları için inceleyelim.

a) $\alpha = 0$ ise, kaymada sadece x- bileşeni etkili olur (Şek.5.2.a). İlk dislokasyonun kayma düzlemine uzaklığı y , sabittir. Kaymaya neden F_x kuvvet bileşeni

$$F_x = b \sigma_{xy} \Big|_{y=sbt} \quad (6.11)$$

dir. (Denk.6.7) eşitliklerdeki kullanılarak

$$F_x = Db \left[\frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} - \frac{x}{r_0^2+R^2} \frac{x(x^2-3y^2)}{(x^2+y^2)^3} \right] \quad (6.12)$$

elde edilir. $y = sbt$ olduğundan $n = \frac{x}{y}$ alınarak,

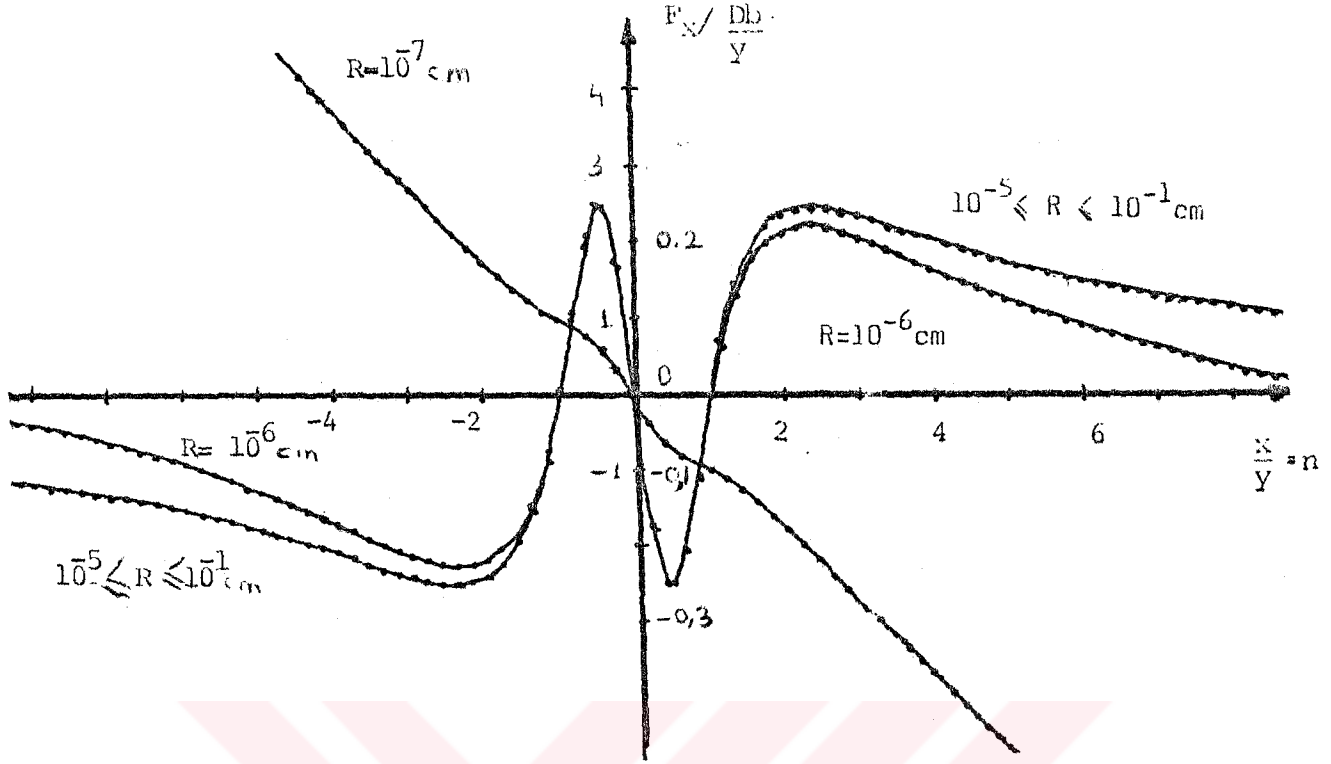
$$F_x = -\frac{Db}{y} \left[\frac{n(1-n^2)}{(1+n^2)^2} + \frac{ny^2}{r_0^2+R^2} - \frac{r_0^2 R^2 n(3-n^2)}{(r_0^2+R^2)y^2(1+n^2)^3} \right] \quad (6.13)$$

bulunur. Etkileşme enerjisi, (Denk.6.6) ve (Denk.6.10) eşitliklerinden, $\frac{R}{y} = s$ ve $\frac{r_0}{y} = t$ alınarak,

$$U_x = \frac{Db}{2} \left[\ln \frac{1}{1+n^2} + \frac{2n^2}{1+n^2} + \frac{n^2}{s^2+t^2} + \frac{s^2 t^2 (1-n^2)}{s^2+t^2 (1+n^2)^2} - \frac{s^2 t^2}{s^2+t^2} \right] \quad (6.14)$$

elde edilir.

Bakır için (2,3,11-13), $b = 2,55 \cdot 10^{-8}$ cm, $\mu = 4,4 \cdot 10^{11}$ dyn/cm², $\nu = 0.34$, $r_0 = \frac{b}{9}$ ve $y = 10^7$ cm yaklaşık değerleri kullanılarak, F_x in $\frac{x}{y}$ ye göre değişimi (Şek.6.1) de verilmektedir.



Şekil 6.1. (Şek.5.2.a) daki dislokasyonlar arasındaki kaymaya neden olan F_x bileşenin $\frac{x}{y}$ ye göre değişimi ($R=10^7$ cm. için, grafik F_x ekseninin solundaki değerlere göre çizilmiştir.)

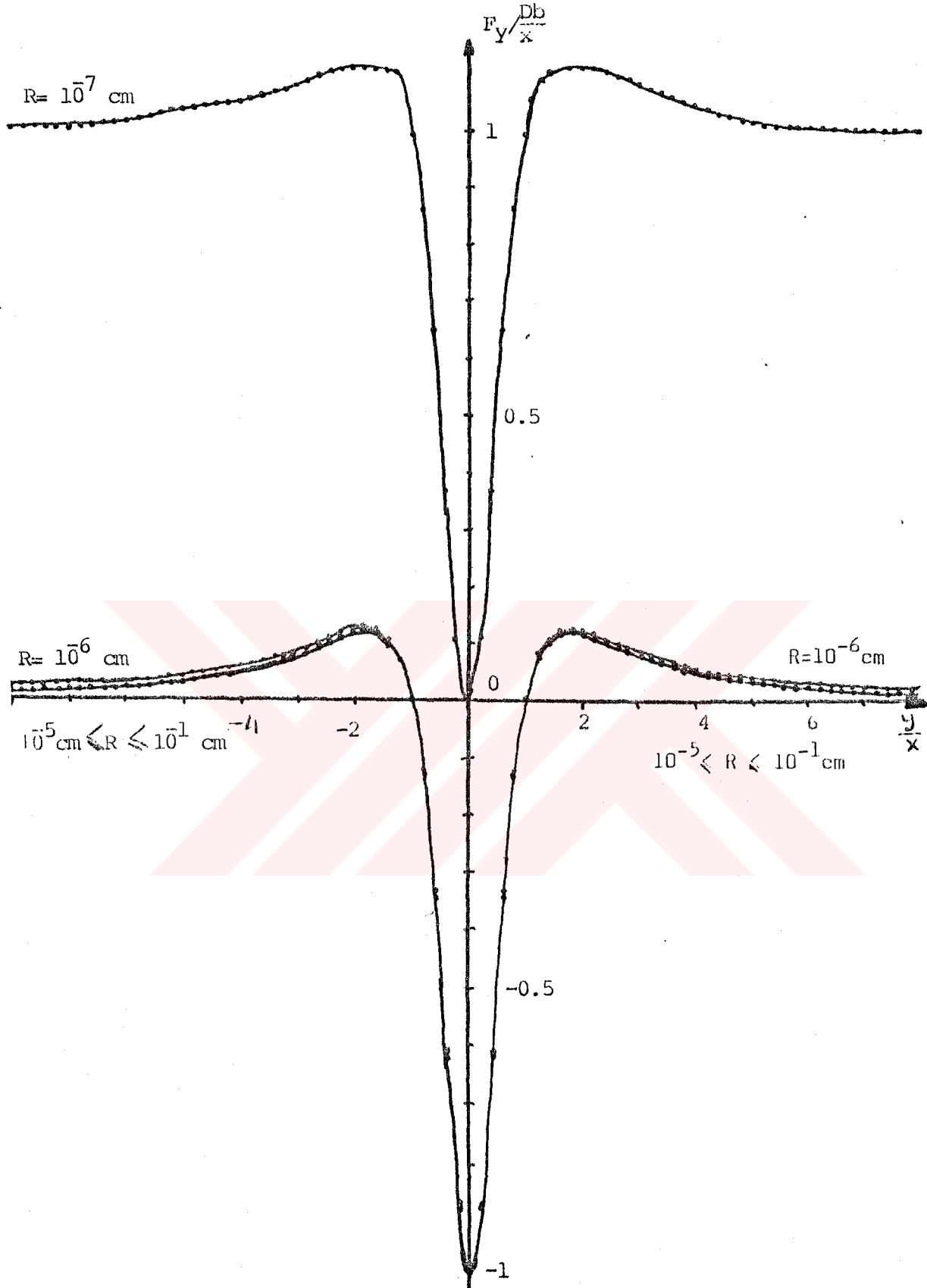
b) $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ise, ikinci dislokasyonun kayma düzlemi y-eksenine paraleldir (Şek.5.4.a). Bu durumda ilk dislokasyondan kayma düzlemine uzaklık olan x sabittir. Kaymaya neden olan F_y kuvvet bileşeni

$$F_y = -b \sigma_{xy} \Big|_{x=sbt} \quad (6.15)$$

ve $m = \frac{y}{x}$ alınarak

$$F_y = -\frac{D_b}{x} \left[\frac{1-m^2}{(1+m^2)^2} - \frac{x^2}{r_0^2 + R^2} - \frac{r_0^2 R^2}{(r_0^2 + R^2)^2} \frac{(1-3m^2)}{x^2 (1+m^2)^3} \right] \quad (6.16)$$

elde edilir. Etkileşme enerjisi (Denk. 6.10) dan, $\frac{R}{x} = p$ ve $\frac{r_0}{x} = q$ yazılarak



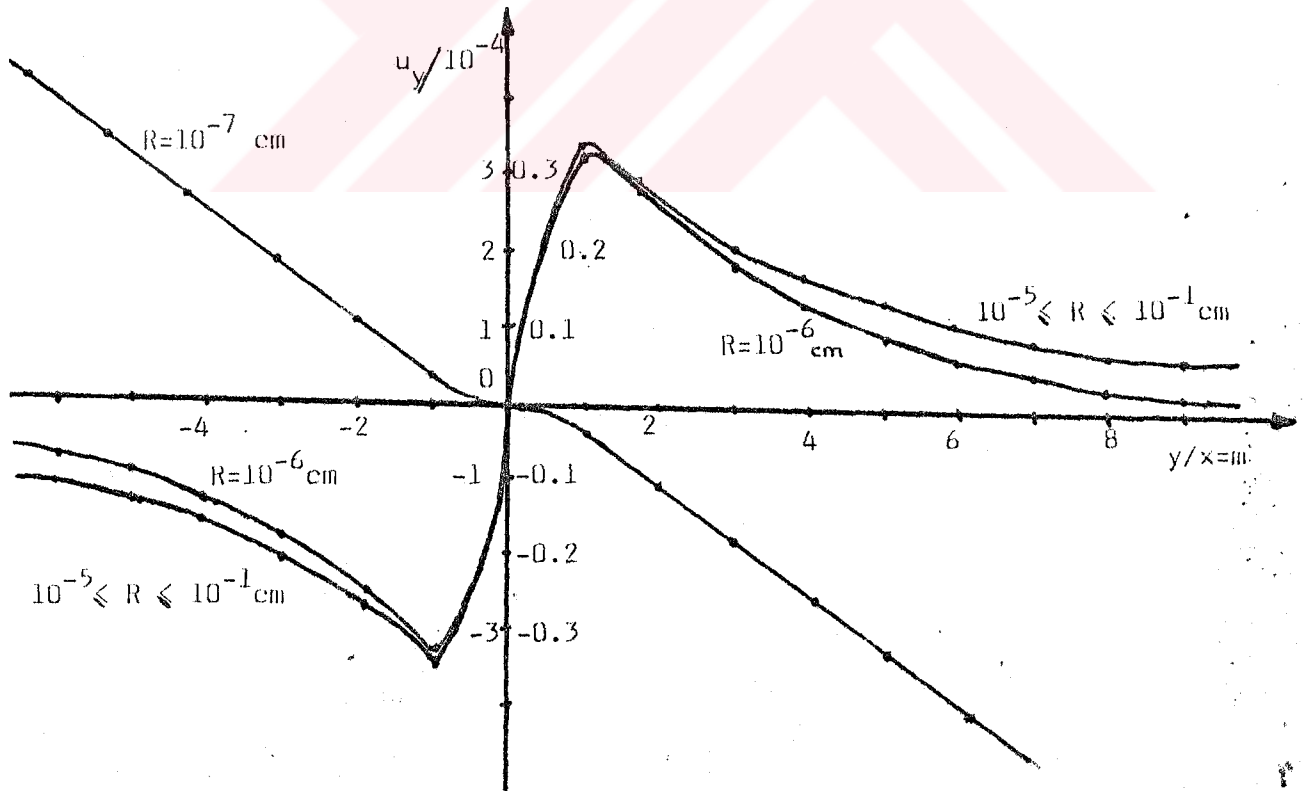
Şekil 6.2. (Şek.5.4.a) daki dislokasyon arasındaki kaymaya neden olan F_y kuvvet bileşeninin $\frac{y}{x}$ e göre değişimi.

$$u_y = Db \left[\frac{m}{1+m^2} - \frac{m}{p^2+q^2} - \frac{p^2+q^2}{(1+m^2)^2} \right] \quad (6.17)$$

bulunur.

b , γ , μ ve ρ_0 değerleri, Burgers vektörlerinin paralel olduğu durumda aldığımız değerlere eşit ve $x = 10^7$ cm alınarak F_y nin $\frac{y}{x}$ e göre değişimi incelendi ve (Şek. 6.2) deki eğriler elde edildi.

Kuvvet için incelediğimiz değişimleri, etkileşme enerjisi için de yapabiliriz. Kuvvet bileşeni için aldığımız sayısal değerler kullanılarak U_y nin y/x e göre değişimi (Şek.6.3) deki gibidir.



Şekil 6.3. (Şek.5.4.a) daki dislokasyonlar arasındaki etkileşme enerjisinin y/x e göre değişimi ($R=10^7$ cm için, grafik U_y ekseninin solundaki değerlere göre çizilmiştir.)

7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Kristal yapı içinde, kayma ancak kesme zoru kritik değere ulaştığında oluşabileceğinden, dislokasyona etkiyen kuvvet ve etkileşmeden doğan enerji, konumun ve aralarındaki uzaklığın fonksiyonu olarak incelendi ve değişimler (Şek.6.2) ve (Şek.6.3) de verildi. Buna göre, $R=x$ ve $R=y$ için, yani dislokasyonlardan biri yüzeye çok yakınsa, elde edilen kuvvet veya etkileşme enerjisinin, bu yakınlıktan etkilendiği görüldü.

(Şek.6.1) de, $10^{-5} \leq R \leq 10^{-1}$ cm aralığındaki eğriler çakışır ve bu eğriler önceki çalışmalarda elde edilen eğrilerle uyur.

$R=10^{-7}$ cm olduğunda eğri, $R=10^{-1}$ cm eğrisinden tamamen farklıdır. Bu fark örneğin $\frac{x}{y} = 1$ için 1 birimdir. $\frac{x}{y} > |1|$ de eğrinin eğimi sabit oluyor. Bu ikinci dislokasyonun madde tarafından yok edilmesi yani maddeden dışarı atılması durumuna karşı gelir.

$R=10^{-6}$ cm eğrisi $R=10^{-1}$ cm eğrisinden $\frac{x}{y} > |1|$ durumlarda farklılaşır. Örneğin $\frac{x}{y} = 2$ de 0.02 birim, $\frac{x}{y} = 4$ de 0.05 birim ve $\frac{x}{y} = 8$ için 0,1 birimdir. Görüldüğü gibi yüzeye yaklaştıkça fark artıyor.

Bu durum (Şek.6.3) deki enerji grafiğinde de vardır. Dislokasyon yüzeye yaklaştıkça etkileşme enerjisi grafiklerinde farkın arttığı görülür.

Sonuç olarak dislokasyonun yüzeye olan uzaklığı azaldıkça, etkileşme kuvveti ve enerjisi anlamlı bir şekilde gerçek değerden uzaklaşmaktadır. Yüzeye en fazla 10^{-6} cm kadar yaklaşan dislokasyonlar için yüzey etkisi unutulabilir.

İki paralel kenar dislokasyonu arasındaki atomik uzaklık başına etkileşme kuvveti, bakır için $\sim 10^{-5}$ dyn ve etkileşme enerjisi $\sim 10^{-4}$ erg veya ~ 1 eV basamağındadır.

8. EKLER

(EK.1 ve EK.2) de verilen Fortran IV programları paralel iki kenar dislokasyonu arasındaki etkileşme kuvvetinin ve enerjisinin $10^{-7} \leq R \leq 10^{-1}$ cm aralığında $\frac{x}{y}$ ve $\frac{y}{x}$ e göre değişimlerini hesaplar.

(EK.1), Burgers vektörleri birbirine paralel ise çıktındaki F1 ve F2 sütunları sırasıyla, R değerinin bulunduğu terimler ihmal edilerek ve ihmal edilmeyerek bulunan $F_x / \frac{Db}{y}$ ye göre değişimi, FX1 ve FX2 sütunları ise aynı şekilde birim uzunluk başına etkileşme kuvveti F_x in $\frac{x}{y}$ ye göre değişimlerini verir. FARK sütunu ise bu kuvvetler arasındaki farktır.

(EK.2), Burgers vektörleri dik olduğunda, birim uzunluk başına etkileşme kuvvetinin (Denk.6.16) ve etkileşme enerjisinin (Denk.6.17), $\frac{y}{x}$ e göre değişimlerini hesaplar. F1 ve F2 sütunları birim uzunluk başına etkileşme kuvvetinin $F_y / \frac{Db}{x}$, sırasıyla R değerlerini ihtiva eden terimlerin ihmal edilerek ve edilmeyerek bulunan değerlerinin, $\frac{y}{x}$ e göre değişimini verir. FY1 ve FY2 sütunları ise aynı şekilde, F_y birim uzunluk başına etkileşme kuvvetinin, WY ise birim uzunluk başına etkileşme enerjisinin $\frac{y}{x}$ e göre değişimidir.

EK. 1

```

CK=0.2
R=1.0E+07
Y=1.0E+07
FNU=4.4E10
B=2.5E+00
X0=B/9.
VF=.34
BSQ=B*B
PI=3.14159
FXVF=1.0*VF
PI2=2*PI
FXC=PI2*FXVF
FKAT=(FNU*BSQ)/FXC
WRITE(3,100)
100 FORMAT(2X,'BURGERS VEKTORLERI BIRIBIRINE PARALEL')
30 CN=10.
WRITE(3,200)R,Y,B0,B,FNU,VF
200 FORMAT(//,1X,'R=',E10.3,1X,'Y=',F10.3,1X,'R0=',E10.3,1X,'B=',E10.
*,2X,'FNU=',E10.3,2X,'VF=',F4.3,/)
WRITE(3,300)
300 FORMAT(5X,'N',7X,'F1',11X,'F2',13X,'FX1',9X,'FX2',9X,'FARK',/)
RSQ=R*R
YSQ=Y*Y
10 CNSQ=CN*CN
PUL=1.0/CNSQ
PMIN=1.0+CNSQ
PULS=CN*PUL
PMINS=PMIN*PMIN
PMINK=PMIN**3
T1=PULS/PMINS
R2R=RSQ+RSQ
T2=CN*YSQ/R2R
R2C=R2SQR2R
T3KAT=R2C/R2R
PUL3=3.0/CNSQ
PUL3K=CN*PUL3
T3KATS=PUL3R/(YSQ*PMINK)
T3=T3KAT*T3KATS
T4=T2-T3
FT1=T1+T4
F1=FT1
F2=FT1
FX1=FKAT*F1
FX2=FKAT*F2
DR=FX2-FX1
FARK=ABS(DR)
WRITE(3,400)CN,F1,F2,FX1,FX2,FARK
400 FORMAT(2X,FC,2,2X,E11.4,2X,E11.4,3X,E11.4,3X,E11.4,3X,E10.4)
IF(CN.GT.10.0)GO TO 20
CN=CN+0.2
GO TO 10
20 R=R*10.
IF(R.GT.CK)GO TO 40
GO TO 30
40 STOP
END

```

EK. 2:

```

R=1.5E+07
X=1.0E+07
CK=0.1
FNU=4.4E1
B=2.50E+08
RO=B/9
VF=2.34
BSQ=B*B
PI=3.14159
FKVF=1.0*VF
PI2=2*PI
FXC=PI2*FKVF
FKAT=(FNU*BSQ)/FXC
WRITE(3,100)
100 FORMAT(1X,'BURGERS VETORLERI BIRIBIRINE DIX')
30 CM=10.0
WRITE(3,200)R,X,RO,B,FNU,VF
200 FORMAT(//,1X,'R=',E10.3,1X,'X=',E10.3,1X,'RO=',E10.3,1X,'B=',E10.3
*,1X,'FNU=',E10.3,1X,'VF=',E4.3,/)
WRITE(3,300)
300 FORMAT(1X,'M',7X,'F1',11X,'F2',13X,'FY1',5X,'FY2',9X,'WY',/)
RSQ=RO*RO
ASQ=A*X
P=R/X
RQ=RO/X
PQ=P*P
RQK=RQ*RO
TPQ=PQ*ASQ
PMK=PQ*ROK
10 CMSQ=CM*CM
PUL=1.0*CMSQ
PMIN=1.0*CMSQ
PMINS=PMIN*PMIN
PMINK=PMIN**3
T1=PJL/PMINS
ROR=RUSQ+RSQ
T2=XSQ/ROR
RCC=RUSQ*RSQ
T3KAT=RCC/ROR
PUL3=1.0*3.0*CMSQ
T3KATS=PUL3/(XSQ*PMINK)
T3=T3KAT*T3KATS
T4=T2+T3
T11=CM/PMIN
T12=CM/TPQ
TR3=(PQK*CM)/(TPQ*PMINS)
TERIM=(TR1-TR2-TR3)
WY=FKAT*TERIM
FT1=T1-T4
F1=FT1
F2=FT1
FY1=FKAT*F1
FY2=FKAT*F2
400 WRITE(3,400)CM,F1,F2,FY1,FY2,WY
FORMAT(2X,F0.2,3X,E11.4,3X,E11.4,3X,E10.4,3X,E10.4,3X,E10.4)
IF(CM.GT.10.0)GO TO 20
CM=CM+0.2
GO TO 10
20 X=X*1.1
IF(R.GT.CK)GO TO 400
GO TO 30
40 STOP
END

```

KAYNAKLAR

- (1) MURA, T., 1969, Mathematical Theory of Dislocations, American Society of Mechanical Engineers, New York.
- (2) CULLITY, B.D. (Çeviri) SÜMER, A.), 1966. X- Işınlarnn Difraksiyonu. Teknik Üniversite Matbaası-Istanbul.
- (3) NABARRO, F.R.N., 1967. Theory of Crystal Dislocations. Clarendon Press. Oxford.
- (4) HIRTH, J.P. ve LOTHE, J. 1968. Theory of Dislocations, Mc Graw-Hill. New York.
- (5) NABARRO, F.R.N., 1979. Dislocations in Solids. North-Holland Publishing Company. Amsterdam.
- (6) KROUPA, F., 1966. Theory of Crystal Defects. Academic Press. New York.
- (7) NISHIYAMA, Z., 1978. Martensitic Transformation. Academic Press. New York. London.
- (8) KOVACS, I. ve ZSOLDOS, L., 1973. Dislocations and Plastic Deformasyon. Pergamon Press, Oxford. New York.
- (9) GREEN, A.E ve ZERNA, W. (çeviri: CİNEMRE, V.), 1971. Teorik Elastisite. Çağlayan Basımevi. Istanbul.
- (10) TIMOSHENKO, S. ve GODDIER, J.N. (çeviri: KAYAN, İ. ve ŞUHUBİ, E.), 1969. Elastisite Teorisi. Arı Kitabevi. Istanbul.
- (11) CADDELL, M.R., 1980. Deformation and Fracture of Solids. Prentice-Hall, New Jersey.
- (12) LARDNER, R.W., 1974. Mathematical Theory of Dislocations and Fracture. University of Toronto Press. Toronto.
- (13) NABBARO, F.R.N., 1952, The Matemathical Theory of Stationary Dislocations. Advan. Phys. 1: 269-395

- (14) DUESBERY, M.S., 1983. The Force on A Dislocation. Acta Metall. 31: 429-436.
- (15) CHANG, R. ve GRAHAM, L.J., 1961. The Elastic Interaction Between Dislocations and Defects Associated with Calcium Impurities in Sodium Chloride. Acta Cryst. 17: 795-799.
- (16) TEODOSIU, C., 1982. Elastic Models of Crystal Defects. Springer-Verlag. Berlin.
- (17) DIKICI, M., 1980. Yüksek Lisans Tezi.
- (18) BOLLMANN, W., 1970. Crystal Defects and Crystalline Interfaces. Springer-Verlag. Berlin.
- (19) HARTLEY, C.S. ve HIRTH, J.P., 1965. Interaction of Nonparallel, Noncoplanar Dislocations. Acta Metall. 13: 79-88.