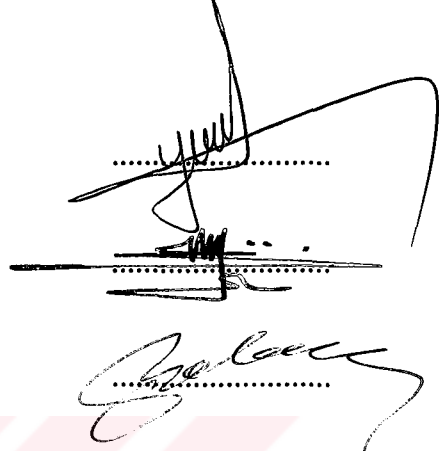


JURİ ÜYELERİ

Prof.Dr.Y.Kemal YOĞURTÇU

Doç.Dr.Hasan EFEOĞLU

Yrd.Doç.Dr.Bahattin ABAY



18.08.2000 tarihinde 17/151 kararla kurulan jürimiz iş bu Y.Lisans
tezini 15.9.2000 tarihinde kabul etmiştir.

96770

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Ga₂Te₃ YARIİLETKEN KRİSTÂLİNİN BÜYÜTÜLMESİ
ve
ANAHTARLAMA ÖZELLİĞİNİN İNCELENMESİ

Arş. Gör. Şakir AYDOĞAN

Yönetici: Prof. Dr. Yahya Kemal YOĞURTÇU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
BÖLGELENTAYON MERKEZİ

ERZURUM-2000

ÖZET

Bridgman-Stockbarger kristal büyütme metoduna dayanan doğrudan katılaştırma metodu ile büyütülen ve III-VI bileşik ailesi içerisinde yer alan Ga_2Te_3 yarıiletken bileşiğinin anahtarlama özelliği incelendi.

Büyütme sonrası anahtarlama, külçe kristalin kendi yarılma düzleminde (110) elde edilen ve direnci yüksek (yaklaşık $M\Omega$ mertebesinde) düzlemlerinde görüldü. Bu düzlemlere dik olarak kesilip mekanik olarak parlatılan yüzeylerde ise anahtarlama olayı gözlenmedi. Bu durum yarılma düzlemlerine dik düzlemlerde direncin yarılma düzlemlerine nazaran daha düşük olmasına atfedildi. Bu sonuç anahtarlama olayının özellikle direnci yüksek yarıiletken bileşiklerde gözlenebileceğini doğruladı.



SUMMARY

The switching effect of Ga_2Te_3 semiconductor being a family member of III-VI compounds, which has been grown by directional freezing method based on Bridgman-Stockbarger crystal growth method, has been investigated.

The switching effect of as grown crystals has been observed on the cleaves surfaces (110) having high resistance (at the order of $M\Omega$) of the bulk crystals. But this effect has not been observed on the surfaces, which has been cut as perpendicular to the cleave surfaces and polished mechanically. This has been attributed to the lower resistance. This result showed that the switching effect could be observed on the surfaces of semiconductor compounds having high resistance.



TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans çalışması olarak sunduğum bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi, sayın hocam Prof. Dr. Yahya Kemal YOĞURTÇU yönetiminde yapılmıştır. Yüksek Lisans eğitimim süresince, yakın ilgi ve engin görüşleri ile çalışmalarımda bana destek olan, saygıdeğer hocam Prof. Dr. Yahya Kemal YOĞURTÇU'ya en içten dileklerle şükranlarımı sunarım. Çalışmalarım süresince, engin bilgilerinden istifade ettiğim Doç. Dr. Hasan EFEOĞLU ve Yrd. Doç. Dr. Bahattin ABAY'a minnettarım. Ayrıca, çalışmalarımda yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Dr. Hüsnü Salih GÜDER, Arş. Gör. Cevdet COŞKUN'a ve Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü Arş. Gör. Tevhit KARACALI'ya özellikle elektronik devrelerin tasarlanmasındaki yardımları için gönülden teşekkür ederim. Bu çalışmamın gerçekleştirilmesine imkân sağlayan Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi yöneticilerine, Fizik Bölümü yönetici ve elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLERSayfa No

ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER	4
2.1. Anahtarlama Olayı ve Anahtarlama Devreleri	4
2.2. Anahtarlamaadaki Temel Parametreler.....	12
2.2.1. Taban Gerilimi ve Flaman Karakterindeki İletim.....	12
2.2.2. Taban Akımı ve Taban Gerilimi.....	12
2.2.3. Kalınlık ve Sıcaklık.....	12
2.2.4. Relaxasyon İşlemleri ve Polarizasyon Etkileri.....	13
2.2.5. Normal “off” Durumunun Deneysel Davranışı.....	18
2.2.6. Anahtarlama ve Eşik Devrelerin Normal “on” Durumu.....	23
2.2.7. Flaman Karakterli Akım Yolu.....	23
2.3. Termal ve Termal Olmayan Etkilerin Ayırımı.....	25
2.3.1. Gecikme Zamanı.....	26
2.4. Puls Deneyleleri ve “on-off” Durumlarına Geçiş.....	27
2.5. Dinamik “on” Durumu.....	29
2.6. Dönüm Gerilimi Yakınında “Switch-off” Durumu.....	30
2.7. Kesime Geçiş veya Tamamen off Durumu.....	32
2.8. Frekansın İletkenlik Üzerine Etkisi.....	32
2.9. Sıcaklığa Bağlılık.....	32

2.10. Matematiksel Analiz.....	33
2.10.1. Çiftlenimli Taşıyıcı Denklemleri.....	33
2.10.2. Denklem Çözümleri.....	35
2.11. Anahtarlama Kontaklarında Gürültü.....	40
2.11.1. Parlamalı Boşalma.....	40
2.11.2. Metal Buharı veya Ark Deşarjları.....	41
3. DENEYSEL İŞLEMLER.....	43
3.1. Ga ₂ Te ₃ Kristalinin Elektriksel ve Optik Özellikleri.....	43
3.2. Kristal Büyütme Teknolojisi.....	47
3.2.1. Giriş.....	47
3.2.2. Eriyikten Kristâl Büyütme Teknolojisi.....	47
3.2.3. Büyütme Metodunun Seçilmesi.....	49
3.2.4. Pota/ Büyütme Ampullerinin Özellikleri.....	50
3.2.5. Büyütme Kalitesini Etkileyen Diğer Şartlar.....	50
3.2.6. Kristâl Büyütme Sistemi.....	51
3.2.7. Büyütme Ampullerinin Hazırlanması.....	53
3.2.8. Bileşen Elementlerin Hazırlanması.....	54
3.2.9. Kristâl Büyütme Sistemi.....	55
3.3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜLER.....	57
3.3.1. Numunelerin Hazırlanması ve Akım-Gerilim Ölçümleri.....	57
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	66
5. KAYNAKLAR.....	68

1.GİRİŞ

Katı maddeler iletkenlik özellikleri dikkate alındığında yalıtkanlar, iletkenler ve yarıiletkenler olarak sınıflandırılırlar. Günümüzde yarıiletkenler teknolojik açıdan çok büyük önem taşımaktadır. Çünkü yarıiletkenler optoelektronik uygulamalar, dedektörler, bilgisayarlar, uydu haberleşmeleri v.b. alanlarda her geçen gün yeni uygulama alanlarına girmektedirler. Yarıiletkenlerin bu şekilde farklı uygulama alanlarına sahip oluşu ancak kullanılacak yarıiletkenin uygun şartlarda büyütülüp, bazı elektriksel ve optik özelliklerinin bilinmesi ile önem kazanmaktadır.

Bu çalışmanın asıl amacı yarıiletkenlerin III-VI grubu arasında yer alan Ga_2Te_3 kristâlinin büyütülüp I-V (akım-gerilim) karakteristikleri yardımıyla anahtarlama özelliğinin incelenmesidir.

Modern yarıiletken anahtarlama devreleri günümüzde birçok bilgisayar, ev cihazları ve endüstriyel alanda kullanılmaktadır. Bu alanlar, özellikle güç elektroniği alanlarıdır. Bu devreler birkaç wattan megawata kadar elektrik gücünü kontrol etmek için ekonomik ve güvenilir çözümler sağlarlar. Yarıiletken anahtarlama devrelerin karakteristiklerinin çoğu, güç elektroniği devrelerinin çalışma fonksiyonu kadar, güç sistemi üzerinde sinyalin dalga şekli ve akım değişimine neden olur [1].

Yarıiletken devrelerin karakteristiklerinin lineer olmayışı, çoğu güç elektronik devrelerinin hem işlemsel fonksiyonu üzerinde akımın yolunu ve hem de sistemin üzerindeki gerilimin dalga formunu değiştirmeye neden olur. Geleneksel lineer yük devrelerinin aksine, güç elektroniği yük devreleri lineer olmayan yük devreleri olarak sınıflandırılırlar. Lineer olmayan yük devrelerinin başka bir örneği; elektrik ark fırınıdır. Bu yük devreleri literatürde genel olarak *değişim kaynakları* olarak da bilinirler. Değişim elemanları ile orantılı güç elektroniğinin varlığı, endüstriyel yük devrelerinin çoğunda elektronik güç sistemleri içinde harmonik değişimin oluşmasına neden olduğu için güç değişimi ile ilgilenen otoriteler tarafından incelenirler.

İkili ve üçlü bileşiklerin birçoğu üzerinde anahtarlama hadisesi gözlenmiştir.

Anahtarlama hadisesi, özellikle özdirenci yüksek olan malzemelerde görülmektedir.

Bu çalışmada özellikle literatürde az çalışılmış olması açısından Ga_2Te_3 tek kristâli seçildi.

Yapılan literatür araştırmasında Ga_2Te_3 ile ilgili anahtarlama özelliğine sadece Aliev et al. [2] çalışmasında rastlanmıştır. Anahtarlama olayı ilk defa 1968 yılında düzensiz yapılarda Ovshinsky, [3] tarafından gözlenmiştir. Ancak daha sonra yapılan çalışmalarda aynı olay birçok farklı malzemedede de gözlenmiştir. Malzemenin (Ga_2Te_3) diğer elektriksel ve optik özellikleri ile ilgili literatürde birçok çalışma mevcuttur. Bunlar bu çalışmaya uygunluğu bakımından; In_2Te_3 ve Ga_2Te_3 'de demir ve kalay kirlilik atomlarının elektriksel aktifsizliklerinin tabiatı [4], Çinko-blend yapıdaki kusurlara sahip yarıiletkenlerin örgü titreşimleri [5], Ga_2Te_3 ve In_2Te_3 yarıiletkenlerinin dielektrik ve fotoiletkenlik özellikleri [6], Ga_2Te_3 kristâlinin optik ve elektriksel özellikleri [7], Ga_2Te_3 ve In_2Te_3 tek kristâllerinin elektrik ve optik özellikleri [8] ve Ga_2Te_3 ince filmlerinin hazırlanması ve elektriksel özellikleri [9] örnek olarak verilebilir. Ayrıca birçok çalışmada Ga_2Te_3 ile In_2Te_3 'ün birlikte çalışılması iki kristâlin optik ve elektriksel özelliklerinin birbirine çok benzemesine atfedilebilir.

Anahtarlama olayı ile ilgili olarak literatürde farklı özelliğe sahip malzemeler çalışılmıştır. Bunların bazıları şöyle sıralanabilir. $Ge_{0.09}As_{0.20}Te_{0.71}$ [10], In_xSe_{1-x} [11], Yarıiletken camsı malzemelerde [12], $GaSe$, GaS ve GaS_xSe_{1-x} ($0 < x < 1$) tek kristallerinde [13], Amorf Se ince filmlerde [14], $In_{0.25}Te_{0.75}$ ve $Ga_{0.25}Te_{0.75}$ filmlerinde [15], $Se-Te-Sn$ sisteminde eşik geriliminin sıcaklığa bağlılığı [16], Amorf malzemelerde (genel özellikleri açısından) [17,18,19], $V_2O_5-TeO_2$ camsı malzemelerde [20], $TlInX_2$ ($X=Se,Te$) tek kristâllerinde [21], $Ge-As-Te$ kalkojen camsı filmlerinde [22].

Bu çalışmada Ga_2Te_3 kristâli büyütüldü ve anahtarlama özelliği gözlemlendi. Yarılma düzlemine dik olarak kesilen numunelerin hiç birinde anahtarlama olayı gözlenmedi. Bu şekilde kesilen numunelerin dirençleri en fazla birkaç $K\Omega$ mertebesindedir. Ancak yarılma düzlemine paralel olarak kesilerek hazırlanan numunelerin dirençleri $M\Omega$ mertebesinde olup bu şekilde kesilerek hazırlanan numunelerde anahtarlama olayı

gözlendi. Bu netice, anahtarlama olayının yüksek dirençli numunelerde gözlenebileceğini doğruladı. Başlangıçta oda sıcaklığında anahtarlama olayı gözlendikten sonra farklı sıcaklıklarda anahtarlama olayı incelendi ve varılan sonuçların [2] ile belirtilen çalışmadaki sonuçlarla uyum içinde olduğu görüldü. Bu durum aynı zamanda teorik kısımlarda belirtilen ifadelerle de uyum içindedir. Ga_2Te_3 kristâlinin diğer bazı elektriksel ve optik özelliklerinin incelenmesi çalışmaları ilerdeki aşamalarında yapılması planlanmaktadır. Başlangıç itibariyle istenilen kristâlin büyütülüp anahtarlama olayının incelenmesi açısından amaçlanan hedefe ulaşıldığı kabul edilebilir.

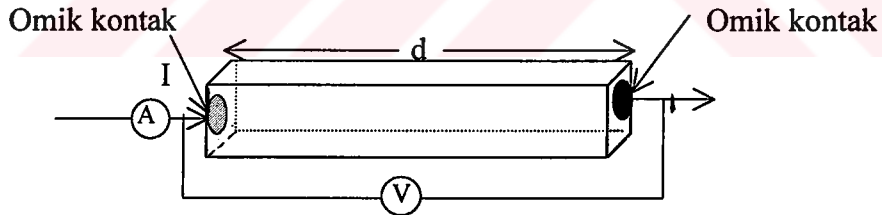


2.TEORİK BİLGİLER

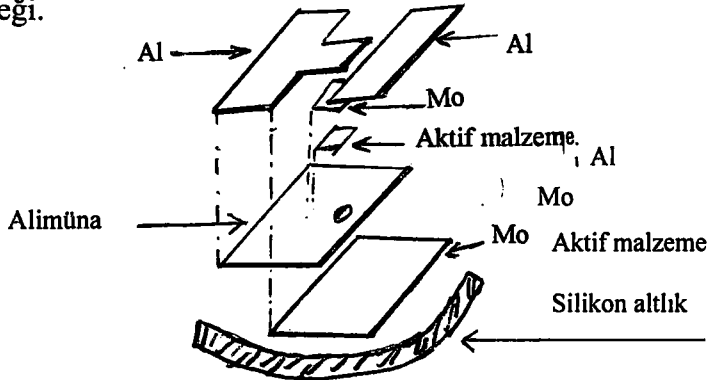
2.1. Anahtarlama Olayı ve Anahtarlama Devreleri

Anahtarlama esasen *eşik gerilimi* (V_{th}) olarak adlandırılan özel bir gerilimin devreye uygulanmasıyla yüksek dirençli bir durumdan (off), düşük dirençli (on) durumuna geçişten ibarettir [23].

Tipik bir anahtarlama devresi yüksek sıcaklığa dayanabilen iki elektrot arasına yerleştirilmiş sandviç biçiminde yaklaşık 1-10 μm kalınlığındaki ince bir kalkojen devreden ibarettir. (IV, V ve VI grup elementlerinin kovalent bağlarla alaşım oluşturduğu yapılara kalkojen yapılar denir.) Anahtarlama devreleri en genel halde, şekilde görüldüğü gibi (Şekil.2.1) dikdörtgenler prizması şeklindeki numune yüzeyine nokta kontakt yapılarak elde edilebilir. Fakat malzemenin kullanılması açısından ve teknolojik önemi bakımından Şekil. 2.2.'de verilen sandviç numune daha çok kullanılmaktadır.



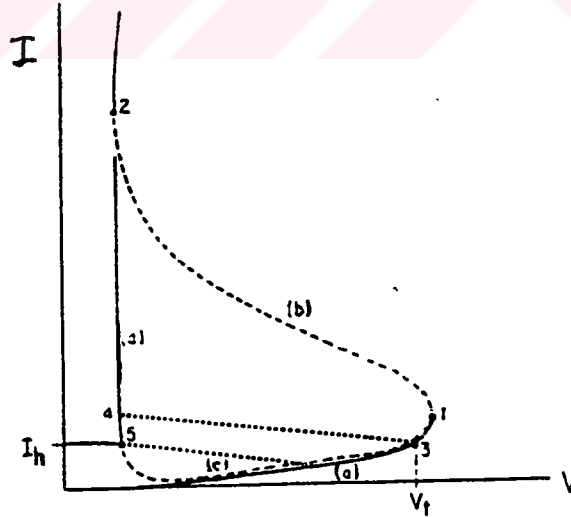
Şekil 2.1. Dikdörtgenler prizması şeklindeki bir numune için anahtarlama olayına ait kontak örneği.



Şekil 2.2. İnce sandviç formundaki devrenin basit gösterimi.

Si'deki uygulamalarda numune disk biçiminde, yaklaşık 20 μm çapındaki yarıiletken malzeme ile sınırlandırılır. Üstteki molibden elektrot yaklaşık 1.2 μm kalınlığında elektriksel iletkenliği artırmak için 6 μm kalınlıktaki üstteki Al ile kaplanmıştır ve bu levha soğutucu görevi görür. Altlık görevi gören Si tek kristali mükemmel bir soğutucu olarak kullanılır. Bu konfigürasyon 1.5 pf'lık kapasiteye sahiptir ve deneysel olarak anahtarlama karakteristiklerinin yeniden oluşabilmesi için kararlı bir durum arz eder.

Bu özel konfigürasyonların çok farklı tipleri vardır. Ancak bütün geometriler genel olarak aynı temel özelliklere sahiptirler. Camı malzeme, termal özelliği camdan yaklaşık olarak 1000 kat büyük elektrotlar arasında bir film olarak yerleştirilir. Yarıiletken film genel olarak 0.5-2 μm kalınlığında ve yan boyutlar diskin çapı olan 20-40 μm 'lik elektrotlarla sınırlandırılmıştır. Esasen hemen hemen tüm soğurmanın elektrotlar tarafından sağlanabilmesi ve ısı akışının akım akışına paralel olması için, bir soğutucu için radyal kuplaj yoktur. Böyle bir numunede R yarıçap, ve d kalınlık olmak üzere akım-gerilim karakteristiği Şekil.2.3. 'de verildiği gibidir.



Şekil 2.3. $R \gg d$ için tahmin edilen akım-gerilim karakteristikleri.

Şekilde koyu çizgi kararlı, kesikli çizgi kararsız ve noktalı olanlar ise yük çizgisini göstermektedir.

Çoğu kararlı eşik anahtarlama karakteristikleri kısa pulslar kullanılarak elde edilir. I-V eğrilerinde omik bölgede akım yoğunluğu düşüktür. Orta ve yüksek akım yoğunluklarında I-V eğrisinin eğimi negatif olur eğriler lineer olmayan bir davranış sergiler. Daha yüksek akım yoğunluklarında eğrideki eğim tekrar değişir (pozitif olmaya başlar). Fakat akım değeri omik bölgedekine göre daha büyük olacaktır. Eğrinin negatif olduğu bölge *NDR (negatif differantial rezistance)* bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgenin büyüklüğü, eğimi, eşik gerilimi ve eşik akımı değerleri bu bölgenin özelliklerinin asıl karakteristikleridir.

NDR bölgesinin oluşumu, dengede olmayan yoğunluk taşıyıcılarındaki artış ya da mobilitelerinin yüksek olmasından dolayıdır. Bu durum Gunn etkisi, tünelleme etkisi, taşıyıcı enjeksiyonu gibi farklı mekanizmalara atfedilebilir [21]. Elektrotermal işlemde *NDR* bölgesinde daha yüksek akım yoğunluğuna yol açan homojenliğin olmadığı lokal kararsızlıkların var olduğu kabul edilir. Böyle akım yoğunluğu artışları genellikle numunedeki yüksek akım yoğunluğuna sahip flamanların formasyonu ile ele alınır. Elektrotermal modele göre; numunede yüksek akım yoğunluğunda flamanların var olduğu kabul edilmektedir. Bu kanaldaki akım yoğunluğu, Joule ısısına neden olmaktadır. Sıcaklık arttıkça, numune üzerinden daha fazla akım geçeceğinden iletkenlik de artacaktır [21].

Anahtarlama gerilimi numune kalınlığıyla orantılı olarak artar. Eşik gerilimi ve numune kalınlığı arasında lineer bir ilişki vardır. Eşik gerilimindeki değişim rasgele olmadığı için anahtarlama anındaki işlem de termal özellikte olmayacaktır. Fakat yine de anahtarlama ile ilgili olarak yapılan çalışmaların sonucuna göre, bu işlem elektrotermal veya elektronik özellikte olabilir.

Anahtarlama hızının büyük ve geçiş zamanı değerinin çok küçük olduğu *NDR* bölgesindeki herhangi bir noktada anahtarlama ulaşamayabilir. Yüksek direnç durumunda devre boyunca akan maximum akım belli bir değer altına düştüğü zaman, devre 100 Voltluk bir potansiyelde bile düşük dirençli duruma geçemeyebilir. Halbuki; yüksek dirençli durumda devre boyunca oluşan akım bu kritik değeri geçtiğinde devre uzun bir süre kararlı bir anahtarlama örneği sergileyecektir. Akım bu düşük dirençli

“on” durumundaki kararlı akım olarak bilinen değerin altına düştüğünde devre sıfır beslemde bile, sürekli kararlı kaldığı “on” durumunda kalacaktır. Bu devrenin *hafıza* durumudur. Hafıza anahtarlama sürekli olabilirken, eşik anahtarlama geçicidir [24]. Kararlı akım ile devre kalınlığı arasında da lineer bir ilişki vardır. Hafıza durumunda bir I_b (break-off) kesim akımı kararlı akımdan daha büyük olduğunda tekrar ilk eşik anahtarlamanın görülebileceği yüksek dirençli “off” durumuna geçiş şeklinde bir anahtarlama söz konusudur. Devrenin düşük dirençli durumdaki akımı devre üzerindeki gerilimde herhangi bir değişim olmaksızın artar. Bu durumda “on” durumu gerilimi devre kalınlığı önemsiz olacak şekilde 3 Volttur. “on” seviyesi için gerekli olan gerilim *taban gerilimi* (V_h) olarak bilinmektedir. Taban gerilimi numunenin kalınlığından bağımsızdır. Fakat camı malzeme bileşimi değiştirilerek gerilim 0.5 ile 1.5 V arasında değerler alabilir. “Off” durumundan “on” durumuna geçiş için 1 nanosaniye gibi çok hızlı bir zamanda geçerken “on” durumundan “off” durumuna geçiş için 1 μ s gibi bir zaman gerekmektedir. Yüksek dirençli bölgede aynı zamanda impedans büyüktür [23].

Akım flamanı, kararlılık ve devrenin hafıza süresi için önemi büyüktür. Flaman iletim için kolay bir yol olduğu için, kesim akımı flamanın çapına bağlıdır. Akım flamanının büyük olması devrenin zarar görmesine yol açabilecek daha büyük bir kesim akımını gerektirir.

Faz geçişi mekanizmasının hafıza işleminin nedeni olduğu da öne sürülmektedir [25]. Bunun varlığı eşik anahtarlamanın da nedeni olabilir. Bazı devrelerin sürekli “on” durumuna geçişi malzemedeki bir faz değişiminin olduğunu belirtir. Halbuki; ısı etkisi ile eşik anahtarlama neden olan faz geçişlerinde şu durumlarla karşılaşılır:

- Ortamın sıcaklığının yaklaşık olarak 10°C üzerindeki bir sıcaklıkta oluşan aktif bir malzemede ısı etkisi ile oluşan bir faz değişimi olmalıdır.
- Sıcaklık artışı bir faz değişimine neden olabilecek değerde olmalıdır.

İletim durumunda akım, gerilim düşüşünden önemli bir derecede etkilenmeksizin artırılabilir veya azaltılabilir. Daha önce de belirttiğimiz gibi, eşik gerilimi numune kalınlığına lineer olarak bağlıdır. Kalınlık değiştirilince, eşik gerilimi 2.5-300 V

arasında değişmektedir [23]. Taban gerilimi numune kalınlığına zayıf bir şekilde bağlı iken, elektrot olarak kullanılan malzemeye bağlıdır.

Malzeme Parametreleri

Hafıza ve anahtarlama devreleri genellikle kalkojen tabanlı camsı yarıiletkenlerin büyük bir değişiminden yapılabilir. Bu malzemeler külçelerdeki amorf formlarından ve belirlenmiş fiziksel özelliklerinden hazırlanmalıdır. Genel eşik anahtarlama malzemeleri Te-As-Ge'un $Te_{50}As_{30}Si_{10}Se_{10}$ gibi alaşımlarıdır. Hafıza anahtarlama malzemeleri genel olarak Ge-Te karışımı olup $Ge_{15}Te_{81}Sb_2S_2$ 'nin eutetik karışımıdır. Anahtarlama ayrıca Se ve Se-Te karışımlarında bunların erime noktalarının üstündeki birkaç yüz derece sıcaklıklarda da gözlenmiştir [22].

Kararlı anahtarlama sergileyen camsı malzemelerin karakteristikleri genel olarak, 10^{-5} ve $10^{-7} \Omega^{-1}cm^{-1}$ (oda sıcaklığında) aralığında iletkenliğe sahiptirler. Oda sıcaklığında geniş bir oranda elektriksel iletkenlik, 0.5-0.6 eV aktivasyon enerjisi için intrinzik bir davranış sergilerler. Yüksek sıcaklıklarda iletkenlik anormal bir davranış göstererek, artan sıcaklıkla çok hızlı bir şekilde artmaya başlar. Sıvı durumda en yüksek sıcaklıklarda iletkenlik $10^2-10^3 \Omega^{-1}cm^{-1}$ civarında doyuma gitmeye meyillidir. Yüksek alanlarda kalkojen camsı malzemeler için iletkenliğin elektrik alan bağımlılığı şöyledir;

$$\Gamma(T, E) = \Gamma(T) \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \quad (2.1)$$

Burada E_0 , camsı anahtarlama malzemeleri için kritik alanın yaklaşık %10'dur. Genel olarak E_0 'ın sıcaklığa bağımlılık durumu bilinmemektedir. Fakat, en azından erime durumunda elektrik alanın iletkenliğe bağımlılığının yüksek sıcaklıklarda azalacağı beklenir [22].

Sonuç olarak, "*kalkojen malzemelerin termal iletkenlikleri oda sıcaklığında çok düşüktür*" denebilir.

I-V karakteristiğinde *NDR* bölgesinin varlığı genel olarak termal denge denkleminin belirttiği radyal olarak homojen çözümlerle belirlenen birden fazla kolun var olduğunu

belirtir [26]. Bu yeni kollar karakteristiğın b kısmında (Şekil 2.3) yeni kollara ayrılır, radyal ve açısıl yönlerde farklı değışim sayılarına sahip akım dağılımları ile sıcaklığa uyduğu görölür. Bunlardan biri, c büküm noktasına en yakın ayrılmalardan birinin sıcaklığın devrenin merkezinde keskin pik oluşturduğu çözümlerle belirlenir. $R \geq 5d$ olan geometriler için Şekil 2.3. 'de bu c kısmına karşılık gelmektedir. Bu durum 1 veya 2 V'dan düşük gerilimler için doğru değildir ve karakteristik düşey d karakteristiğine döner. Bu kısım boyunca akım akışı baskın olarak yüksek sıcaklıktaki flaman içinde veya sıcaklık dağılımının hemen hemen homojen olduğu bir kanal içinde vuku bulur. Bu bölgenin dışında sıcaklık exponansiyel olarak ortamın sıcaklığına yakın sıcaklığa düşer. İletim kanalındaki sıcaklık $\partial^2 \Gamma / \partial \tau^2$ potansiyelinin negatif olmaya başladığı değerlere çok yakın olan değerlerle belirlenir.

Sonuç olarak; b ve c kısımları toplam akımın devre boyunca sabit kalmasını sağlayan elektrik alan pertürbasyonları ve sıcaklığa karşı kararsız, a ve d kolları ise kararlıdır.

$R \gg d$ olduğu devre geometrileri ve elektrotların, bir soğutucu için kuvvetli termal kuplaj sağladığı sıcaklıklarda radyal sınır şartlarının önemsiz kabul edildiği 1 veya 2 V 'dan daha büyük V değeri için I-V karakteristiklerinde a ve c kolları birbirine oldukça yakındır. R'nin d'den biraz büyük olabileceği değere kadar azaltıldığında ve bir soğutucu için boyuna kuplajın genişlemesinin azaltıldığı durumda bu kollar arasındaki fark artar. Aslında ısı kaybı önce radyal doğrultuda c kolunun bütün akım değeri için en düşük değere düşmeyeceği kısımda beklenir. Yüksek değeri I artarken V azalır. Sınır şartının ;

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r k \frac{dt}{dr} \right) + J_p E_z = 0 \quad (2.2)$$

olması için bütün ısı akışının radyal doğrultuda olduğu duruma ulaşılır. (Burada r yarıçap, J_p akım yoğunluğu, E elektrik alan ve t zamandır). Bu denklem için I-V karakteristiğinin I'nın bir fonksiyonu olarak bir tek çözümler bulunduğunu göstermek mümkündür.

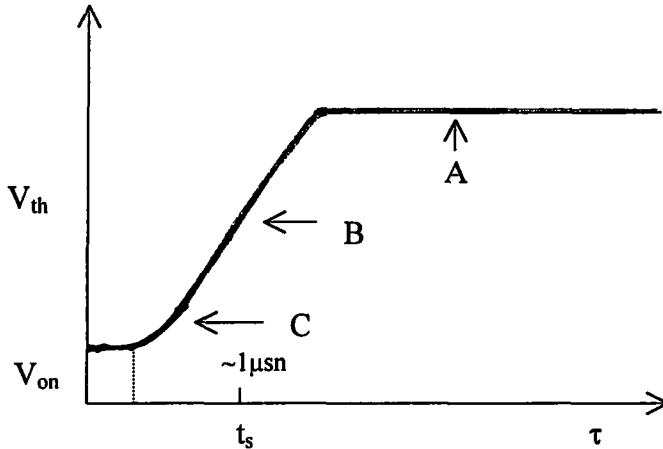
Sonuçta Γ (elektriksel iletkenlik)'nin sıcaklığa bağlılığı ne kadar kuvvetli olursa, iletim

kanalı daha net şekilde belirlenir. Γ , T 'ye zayıfça bağlı olsaydı, merkezi ısı bölgesi nispeten geniş olurdu ve güçlkle belirlenirdi. Ayrıca Γ 'nın sıcaklığa bağıllığı ne kadar zayıf olursa, verilen d/R oranı ve sınır şartları için a ve c kolları arasındaki fark o kadar büyük olur.

Kroll [25] Croitoru'ya atfen (2.2) denklemi için $k=sbt$, $\Gamma(T)=\Gamma_0 e^{BT}$ ve sınır şartını $\left(\frac{dT}{dr}\right)|_{R=0}$ olarak nümerik çözümler sonucu daha fazla karakteristik kolların olabileceğini, fakat kolların ayrılmasından sonra akım akışının radyal olarak homojenliğinin bozulmadığı, yoğunlaşmanın fazla olduğu kola benzeyen sonuçlar elde etmiştir. Fakat bu durum Kroll'un [25] yaptığı çalışmalara ters düşmektedir. Kroll [25] $\Gamma(T)=\Gamma_0 e^{BT}$ için Γ , E 'den bağımsız olduğunda d/R oranı önemli olmaksızın başlangıçta düşük akımlar için dönüm noktası yakınında potansiyelin düştüğü gözlemiştir.

“on” Durumunda Uzun Süreli Kesim

Bir anahtarlama devresine iki tane puls uygulandığı zaman, ikinci pulsın eşik gerilimi, puls arası süre kısaltılırsa, azalır. Devre t_s 'den daha az zamanlar için “off” durumuna anahtarlendiğinde, ısı kanalı difüzyon zamanına sahip olmayacak, böylece de (yeniden uygulanan yüksek gerilimlerde) anahtarlama olayı söz konusu olmayacaktır.



Şekil 2.5. “on” durumunda uzun süreli kesim için eşik gerilimine karşı anahtarlama zamanının değişimi.

Şekil 2.5'te eğrinin C ve B bölgelerinde, eşik gerilimlerinde kademeli artışlar ısının içerideki difüzyonu artırması ile belirlenir. Merkezi sıcak bölgenin etkin olarak difüzyonundan sonra, A bölgesine ulaşılır. Bu devreler için termal relaksasyon zamanı, yaklaşık olarak tahmin edileceğinden plato bölgesi için 1 μ s'lik zaman sabitine ulaşılması yaklaşık olarak doğrudur. Ayrıca A bölgesinde görülen V_{th} 'daki artışın zamanla değişiminin olması bütün devrenin soğumasındaki yavaş artışa göre açıklanabilir.

Deneysel olarak V_{th} değişiminin (0.5 s için) 200-300 K arasında ortamın sıcaklığından ve ilk puls akımından bağımsız olduğu tespit edilmiştir [25].

Antisimetrik Elektrot Etkileri

Çoğu kalkojen camlı malzemeler için eşik anahtarlanmanın I-V karakteristiklerinin tamamen simetrik oldukları çok iyi bilinmektedir. Fakat son zamanlarda elektrotlardan biri veya her ikisine doping yapılması durumunda (Ge için yapılan çalışmalarda) bunun doğru olmadığı gözlenmiştir. Bu durumda antisimetrik anahtarlama karakteristikleri gözlenir[25].

Anahtarlama olayının karakteristiklerinin kalkojen camlı malzemelerde eşik anahtarlarının küçük ve büyük gerilim değerleri için farklı özellik gösterdiği bilinmektedir. Gerilim eşik anahtarlama değerine yaklaştığı zaman gecikme zamanı, asıl kararsızlıklar için önemli bir konudur. Bu durum yüksek gerilimler için söz konusu değildir. Çok yüksek gerilimlerde anahtarlama olayı istatistiksel değerini kaybeder ve bu durumda yüksek gerilimlerde gecikme zamanının elektrotermal teorilerdeki tahminlerle iyi bir uyum içinde olduğu görülür [27].

Küçük gerilimler için bu devrelerde anahtarlama gerilimlerinde gözlenen istatistiksel dağılım, zamandan bağımsız çekirdekleşmeye bağlıdır. Fakat gerilim ihtimaliyete bağlıdır [25]. Bu durumlar dikkate alınarak anahtarlama olayı aşağıdaki şekilde yorumlanır:

Dönüş noktalarının çok altında olmayan potansiyeller için I-V karakteristiklerinin kararsız bir kolu radyal olarak sıcaklığa bağlı olduğu belirtilmekte ve (Şekil 2.3 .c kolu) akım dağılımları (Şekil 2.3. a kolu) “off” durumuna çok yakın yerde yer almaktadır. Bu kol, “on” veya “off” durumu arasında ayırıcı bir formdadır. Yük çizgisi boyunca uzanan bu sistemi taşıyacak yeterli akım değişimleri ve sıcaklık için bu dal, anahtarlamının oluşumuna neden olur. Dönüş noktasındaki gerilime yaklaşıldığında, gerekli değişimlerin büyüklüğü azalır.

2.2. Anahtarlamadaki Temel Parametreler

2.2.1. Taban Gerilimi ve Flaman Karakterindeki İletim

İletim durumundaki tipik bir anahtarlama devresi, devre boyunca akım “*taban gerilimi*” olarak adlandırılan gerilim düşüşünden etkilenmeksizin artırılabilir veya azaltılabilir. Bu durumdaki devrenin dinamik direnci sifıra yakındır ve iletim flaman karakterinde olacaktır. Bu yüzden flaman karakterinde görülen iletkenlik durumundaki sıcaklık oldukça yüksektir. Meselâ, Gunthersdorfer [52] 1 μm kalınlığındaki Te-As-Ge-Si camsı filminde SEM (*Scanning Electron Mikroskopy*) ile sıcaklığın yaklaşık olarak 500 K civarında olduğunu bulmuştur.

2.2.2. Taban Akımı ve Taban Gerilimi

Taban akımı, taban gerilimine karşılık gelen anahtarlama akımından büyük veya küçük olabilir. Düşük akımlarda yüksek sıcaklıklardaki flaman artık kendi kendine devam etmez ve devre sıcaklık dağılımından homojenliğin olduğu yüksek dirençli duruma yeniden geçiş yapar. Kararsızlık noktasının tam olarak oluşumu yük direnci ve belirli devre konfigürasyonuna bağlıdır.

2.2.3. Kalınlık ve Sıcaklık

5 μm 'den ince filmler için eşik gerilimi kalınlıktan bağımsız ve artan sıcaklıkla lineer olarak azalmaktadır. 50 μm 'den kalın filmlerde sıcaklıkla şiddetli şekilde değişen ve

artan sıcaklıkla azalan eşik gerilimi görülmüştür.

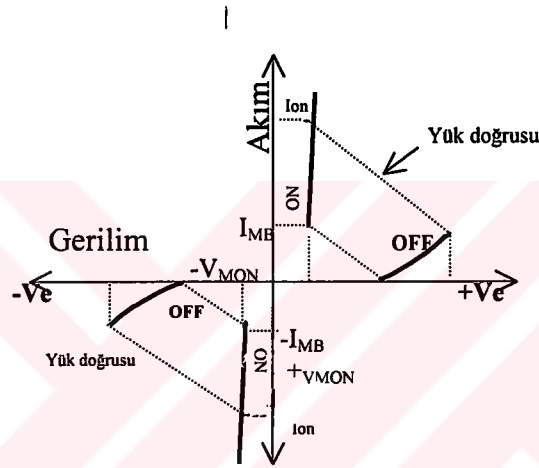
Ayrıca çok ince devrelerde anahtarlama geçiş gözlenememekte ve I-V karakteristikleri belirli bir gerilimden sonra dikey olarak yükselmektedir. Kroll [25] yaptığı çalışmalarda $d \leq 0.1 \mu\text{m}$ için I-V karakteristiğinin belli bir gerilim değerinden sonra akım hızlı bir şekilde keskince dikey bir durumda gözlemiştir.

2.2.4. Relaxasyon İşlemleri ve Polarizasyon Etkileri

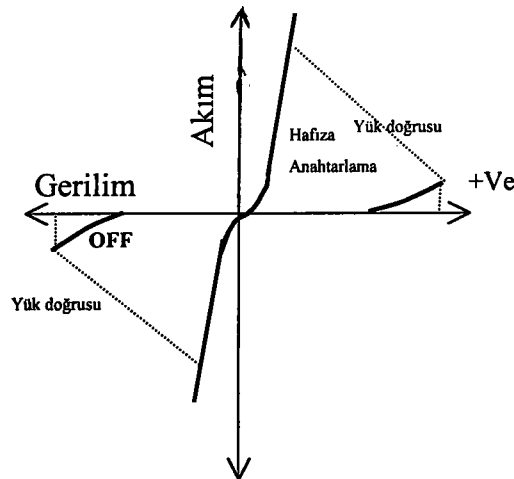
Düşük sıcaklıklarda (-78°C 'ye kadar) ve oda sıcaklığı civarındaki sıcaklıklarda polarite etkisi gözlenebilir. Bir anahtarlama devresine ard arda iki puls uygulandığında genlikler yeterli olmak şartıyla, her iki puls da anahtarlama neden olacaktır. Pulsların polaritesi aynı ise ikinci puls, polaritelerin zıt olduğu durumdakinden daha büyük olacaktır. Bu sonuca göre; bir devreye sürekli anahtarlama pulsarı gönderilirse ve frekans ($\sim 10-60$ Hz) düşük değerde olursa anahtarlamanın gecikme zamanı puls frekansı ile artar. Düşük frekansların alınmasının nedeni; yüksek frekansların devreyi ısıtarak polarite etkisini ortadan kaldırmasıdır. Bu yüzden düşük sıcaklıklarda birinci puls anahtarlama neden olacak büyüklükte değilse, pulsar aynı polaritede ise ikinci pulsun gerilimi düşürülür, polariteler zıt ise artırılır [25].

Anahtarlamanın genel özelliklerine dönersek; devreye gerilim uygulandığında, 10^5 V/cm civarındaki elektrik alanı kadar omik özellik oluşur. Daha yüksek elektrik alanlarda omik olmayan bir durum söz konusudur ve akım uygulanan gerilim ile exponansiyel olarak artar. 10^5 V/cm 'de anahtarlama hadisesi olur. Gerçek anahtarlama olayı aşırı derecede hızlıdır. (10^{-10} sn) Fakat eşik yakınında yaklaşık olarak $4-10 \mu\text{sn}$ 'lik gecikme zamanı ile oluşur [3]. Anahtarlama sonrası taban gerilimi, 1 volta ulaşmaya kadar yük çizgisi boyunca hızlı bir şekilde düşer. Bu durumdaki iletim flaman karakterinde olacak şekilde görülecektir. Akım belli bir kritik değerin altına düşmedikçe devre bu durumu koruyabilir. Bu taban akımı devam etmezse 10^{-6} sn içinde devre ilk öz direnç değerine anahtarlar. Anahtarlama hadisesi tamamen yeniden oluşabilir, değişebilir ve özellikle polariteden bağımsızdır [25].

Bazı malzemeler (bileşimleri Ge-Te'ün ikili eutetik alaşımlarına yakın olan) anahtarlama sonrası yüksek iletim seviyesine ulaşabilirler. Bu devrelerde anahtarlama sonrası elektrik alan milisaniye kadar devam ederse, malzeme akım kanalı boyunca kristalleşir, yüksek yoğunlukta kristal ve iki elektrot arasında yüksek iletkenlikte malzeme oluşur. Kristalleşme oluşumundan sonra elektrik alan kaldırılırsa bile devre düşük dirençli durumda kalacaktır (Şekil 2.6.a) [7] .



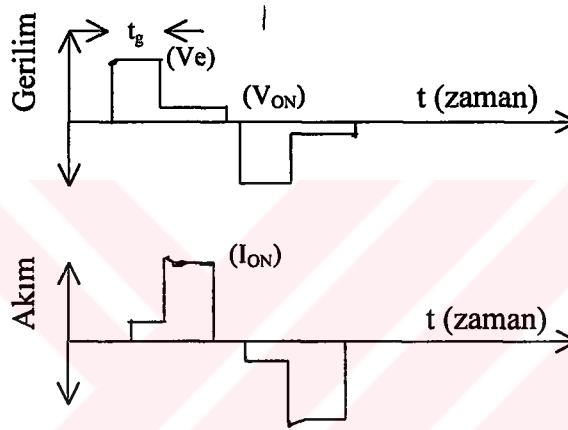
Şekil 2.6.a Eşik anahtarlama için akım-voltaj karakteristikleri.



Şekil 2.6.b Hafıza anahtarlama için akım-voltaj karakteristikleri.

Şekil 2.6.a,b,c'de V_e , eşik gerilimi I_{MB} , minimum bekleme akımı ve V_{MON} , anahtarlama sonrası gerilimdir.

Yeterince yüksek akım pulsu uygulayarak devrenin yüksek direncini tekrar elde etmek mümkündür. Bu yeni set edilen akım pulsu kanaldaki kristalleşmiş malzemeyi eritir, sonuçta eriyiğin hızlı bir soğutulması ile yeniden amorf bölge oluşur. Eşik ve hafıza anahtarlama başlangıç anahtarlama mekanizması aynı şekilde görünür [29].



Şekil 2.6.c Eşik anahtarlama için akım ve gerilimin zamana bağlılığı. (t_g , gecikme zamanıdır).

Anahtarlama olayının yorumu ile ilgili birçok görüş vardır. Bir taraftan termal veya daha genel olarak elektrotermal mekanizmanın yarıiletkenlerin elektrik ve termal bulk özellikleri ile ilgili her iki anahtarlama ve devrelerin “on” durumu karakteristiklerini açıklamak için yeterli olduğu kabul edilmektedir. Diğer taraftan bazı araştırmacılar, “on” durumundaki iletkenlik ve valans bandındaki yüksek yoğunlukta olan taşıyıcıların her iki elektroda enjekte edildiği modelini ileri sürmektedirler [25]. İletkenlik durumu uygulanan gerilimin mobilitiyi artırarak bant aralığını aşmasını sağlayan double enjeksiyonu tarafından sağlanır. İkinci görüşü savunanlar arasında gerçek anahtarlamanın kararsızlığında termal etkilerin olup olmadığı konusunda fikir ayrılıkları vardır.

Anahtarlama kristalin düşük gerilimlerde yüksek öz dirence sahip olması, elektronların kristaldeki potansiyel engelini aşma ihtimaliyetinin düşük olması şeklinde

açıklanır. Bu ihtimaliyet, elektrik alanının artmasıyla ve numunedeki elektrotermal işleminden dolayı artan sıcaklıkla artar. Bu durum I-V karakteristiğinin lineerliğinin bozulmaya başladığı kısma tekabül eder. Anahtarlama olayı bir elektrotermal kararsızlık ile kendiliğinden başlatılabilir. Bunun için gerekli durum; elektron gazının asıl termal enerjisinin kristaldeki potansiyel engeli yüksekliğine eşit olmasıdır. Bu artış hızlı bir şekilde artan iletkenliğin asıl nedenidir [19].

Anahtarlama mekanizmaları aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

1-Elektrotlara emisyonla taşıyıcı enjekte edildiğinde double enjeksiyon ve tuzak sınırlayıcı uzay yükü saturasyonu oluşur ve taşıyıcılar tuzakları doldurmak için kullanılır. Tüm tuzaklar doyuma ulaştınca, Fermi seviyesi komşu iletkenlik veya valans bandına doğru kayar, ilâve taşıyıcılar engellenmeden anahtarlama geçişi sağlayarak, düşük dirençli bölgeye geçerler. Kuvvetli bir elektrik alan (fazla taşıyıcı konsantrasyonundan dolayı) temel elektronik açıdan dengede olmayan bir durumda Fermi seviyesini hemen hemen iki eşit seviyeye böler. Bunlardan biri iletkenlik bandının, diğeri valans bandının yanında olacaktır. Double enjeksiyon modelinde taşıyıcılar eşit etkilere ve sonuçlara sahiptirler [29].

2-Rekombinatif enjeksiyon bir azınlık taşıyıcı modelidir, uzay yükü enjeksiyonu, enjekte edilen bölgenin tam yanında net bir lokal rekombinasyona neden olur. Bu enjeksiyon, termal dengede difüzyon uzaklığı mesafesinden daha büyük bir dielektrik relaksasyon tarafından belirlenen yani; relaksasyon yarıiletkenlerde oluşur. Elektronlar bu tür enjeksiyonu alan tarafından merkezlerden aktivasyona uğratılan tüm çoğunluk taşıyıcılarından sonra amorf durumda anahtarlama neden olmak için kullanılırlar [17].

Bu teori, belirtilen rekombinasyonun sonucu olarak (p-tipi) relaksasyon yarıiletkenlerin minimum iletkenlik tipleri gibi amorf alaşımlarını ihtiva eder. Bunların “on” durumu için anahtarlama öncesi elektrotlar arasında net bir uzay yükü vardır ve potansiyel düşüşü dar bölgedeki rekombinasyonun önünde çoğunlukla anodun yanındadır. Bu düşüş bir diferansiyel dirence sahiptir. Çünkü içindeki taşıyıcılar beslemin “on”

durumunu (ön gerilimi) muhafaza edecek kadar yeterli olunca, eşik alana eşit bir alan tarafından muhafaza edilirler.

3-Yalıtkan ve yarıiletken metal faza geçiş, serbest enerji ile sağlanan değişimler tarafından başlatılan bir anahtarlama mekanizmasıdır. Alan, sıcaklık ve basınç yasak enerji aralığını elimine ederek valans bandı elektronlarını iletkenlik bandına çıkarmak için birlikte etkili olurlar. Valans bandındaki elektronlar bağlı değilse, yapısal yeni bir düzenleme için geçiş uygun değildir [24].

4-İmpact iyonizasyon (darbeli iyonizasyon; iyonlaşma sonrası iyonların çarpışma sonucu yeni iyon çiftleri oluşturması) enerji taşınması için daha fazla taşıyıcının serbest kalacağı iyonlaşmaya alanın neden olmasıyla, taşıyıcıların hızlandırıldığı, elektronik anahtarlama mekanizmasıdır [30].

5-Termal geçiş, yeterli güç etkili Joule ısısı kararsızlığı ve termal çığa neden olduğunda anahtarlama neden olur.

Alanın artmasıyla, (1-4) mekanizmaları oluşmuyorsa, anahtarlamanın ve kırılmanın (break-down) bazı tipleri muhtemelen termal geçiş tarafından sağlanacaktır. Ciddi termal etkiler varsa, Şekil 2.6.a.b.c.'de verilen I-V eğrisine yakın eğrileri dikkate almak gerekmez. Fakat bunun yerine termistörde olduğu gibi, anahtarlama öncesi negatif diferansiyel direnci bölgesi uygun bir şekilde görülebilir.

Amorf filmlerdeki anahtarlama öncesi negatif bölge, elektrot yüzeyindeki ölçülebilen bir sıcaklıkla birleştirilmek üzere Vezzoli ve Pratt [31] tarafından gösterilmiştir. Bu artış ısıyı zayıfça soğuran devrelerde 15-70 K arasında ölçülür. Genel olarak 12-18 K'lik sıcaklık artışı, Joule ısısının anahtarlama için kararsızlığa neden olacağı beklenmesinden dolayıdır. Akım yolu boyunca sıcaklık artışı ;

$$\Delta T = T^2 / \left(\frac{\Delta E}{2k} \right) \quad (2.3)$$

eşitliğinden hesaplanabilir. Burada; k ; Boltzman sabiti, T ; ortamın sıcaklığı, ΔE ise band genişliğidir. Isıyı iyi soğuran devrelerde anahtarlama, termal kararsızlığa ulaşılmadan başarılabilir. Böylece anahtarlama öncesi bazı parametreleri etkileyen Joule ısısı ikinci dereceden rol oynamasına rağmen, bazı devrelerde mekanizmalar temelde elektronik kökenli olmaktadır.

Elektronik anahtarlama mekanizmalarını önerenler genel olarak double veya single enjeksiyon uzay yükü modellerini ele almışlardır [3,25]. İlk olarak Henisch et al. [32], double enjeksiyon nötrleşmiş uzay yükü modellerini ele almışlardır. Halbuki, onların yaptıkları çalışmalar eşik anahtarlamanın foton bombardımanından etkilenmediği bir uzay yükü saturasyonu ve nötrallik mekanizmasına zıt bir kanıttır. Tuzakların uzay yükü saturasyonuna dayanan bir model, kritik uzay yükü yoğunluğu elde etmek için gerekli alanı azaltması gereken ışık üreten taşıyıcılar gerektirir. Henisch'in [33] çalışması, anahtarlama mekanizmasının sadece alandan elde edilebilen taşıyıcıların kullanılmasıyla oluşturulabileceğini göstermiştir.

2.2.5. Normal “off” Durumunun Deneysel Davranışı

Bir amorf yarıiletken filmin normal “off” durumu, amorf tabiatlı ve aynı bileşimli bulk malzemelerde bulunan alışılmış duruma uyar. Bu bulk amorf malzemeleri yarıiletken olarak sınıflandırmadaki belirgin gerçek, artan T sıcaklığıyla exponansiyel olarak artan Γ elektriksel iletkenliğindedir. Şekil 2.7'de bu durum görülmektedir [32]. Külçenin iletkenliğinin artış aktivasyon enerjisindeki daha büyük fakat artan sıcaklıkla azalan ikinci bir iletkenlik türünün varlığına atfedilebilir [32].

Amorf yarıiletkenlerde yüksek alan etkilerinin en basit gösterilişi, yüksek gerilimlerde V 'nin I 'ya bağlılığı hemen hemen tüm amorf filmlerde gözlenmiştir. Şekil 2.8 'de yüksek sıcaklık bölgelerinde tipik I - V karakteristiğinin yarı-logaritmik eğrileri görülmektedir ve omik bölgenin A ve B ile belirlenen iki exponansiyel bölge ile büyük alanlarda takip edilen küçük alanlardaki omik bölgeyi göstermektedir. Amorf yarıiletkenlerin diğer bir karakteristiği, tam eşik gerilimine varmadan önceki negatif

kapasitansın varlığıdır [32]. Bu durum şekil 2.8 'de görülmektedir. Şekil 2.8 'e göre; yüksek alanlarda lineer olmayan iletkenlik yaklaşık olarak şu ifade ile verilir.

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) \exp\left(\frac{V}{V_0}\right)^n \quad (2.4)$$

V_0 , $\log\Gamma$ 'nın V^n 'ye karşı çizilen grafiğinden veya yüksek alanlarda exp. değişimin olmadığı V değişimlerinin küçük olduğu $\log\Gamma$ 'nın V^n 'ye karşı çizilen grafiğinden bulunur. n 'nin en çok kullanılan değerleri $n=1$ ve $n=1/2$ 'dir.

Gerilimin exponansiyel değişimde oynadığı rol basitçe,

$$E(V) = \Delta E - kT \left(\frac{V}{V_0}\right)^n \quad (2.5)$$

“ifadesinden aktivasyon enerjisinin azalmasıdır” denebilir.

$n=1$ için A bölgesinin exponansiyel davranışını gösteren normalize olmuş değerler düşük gerilimlerde pürüzsüzce omik bir davranışta birleşir. Bundan kasıt; bazı filmlerde omik ve exponansiyel bağıllık durumları termal denge iletkenliği tarafından belirlenen konsantrasyonlar oranında tahminen iki taşıyıcı ile birleşen bir tek işlemin iki noktasıdır. Şekil 2.9.a V_0/T 'nin sıcaklıkla lineer azaldığını göstermektedir.

Hem eşik gerilimi V_{th} hem de V_0/T değeri $n=1$ için ısı soğuran ince filmler üzerinde basınç ve sıcaklığın fonksiyonu olarak çalışmalar yapılmıştır. Bu iki nicelik Şekil 2.7.a'da gösterildiği gibi basınç ve sıcaklığın büyük bir dağılımı için birbiri ile orantılı olduğu görülmektedir [32]. n bir tamsayı iken;

$$\frac{V_{th}}{\left(\frac{V_0}{T}\right)} = \delta T_{th} \quad (2.6)$$

değeri, alan tarafından anahtarlamada sıfır aktivasyon enerjisindeki etkin azalmayı verir.

V_{th} ve $\frac{V_0}{T}$ birbiri ile orantılı olduğu için δT_{th} basınç ve sıcaklıktan bağımsızdır. A

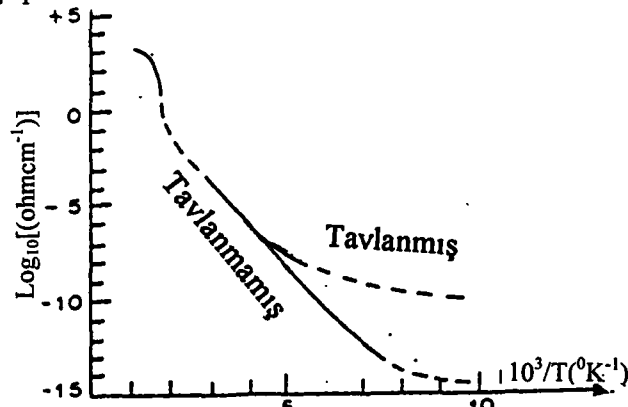
bölgesindeki δT_{th} sabiti, eşik öncesi V_0 değeri ile V_{th} eşik parametresi ile orantılıdır ve bu filmlerde eşik anahtarlama, (exponansiyel bölgede genişleme ve anahtarlamaya geçişteki en son noktanın) bir tek mekanizmanın başlangıcının devamıdır.

Eşik gerilimindeki lineer azalma oda sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda yaklaşık olarak 200 K'deki T_0 kritik sıcaklıkta taban gerilimine yakın bir değerde tahmin edilebilir. Filme küçük bir gerilim uygulandığında, bu kritik sıcaklıklara yakın sıcaklıklarda ("on" ve "off" durumları arasında) fark yok olur. Bu kritik sıcaklık AC uygulandığında tekrar gözlenir. Ayrıca camın iletiminin ölçüldüğü yerlerde bu malzemelerdeki T_0 cam iletim sıcaklığının 10-20 K'lik sıcaklığa düşer.

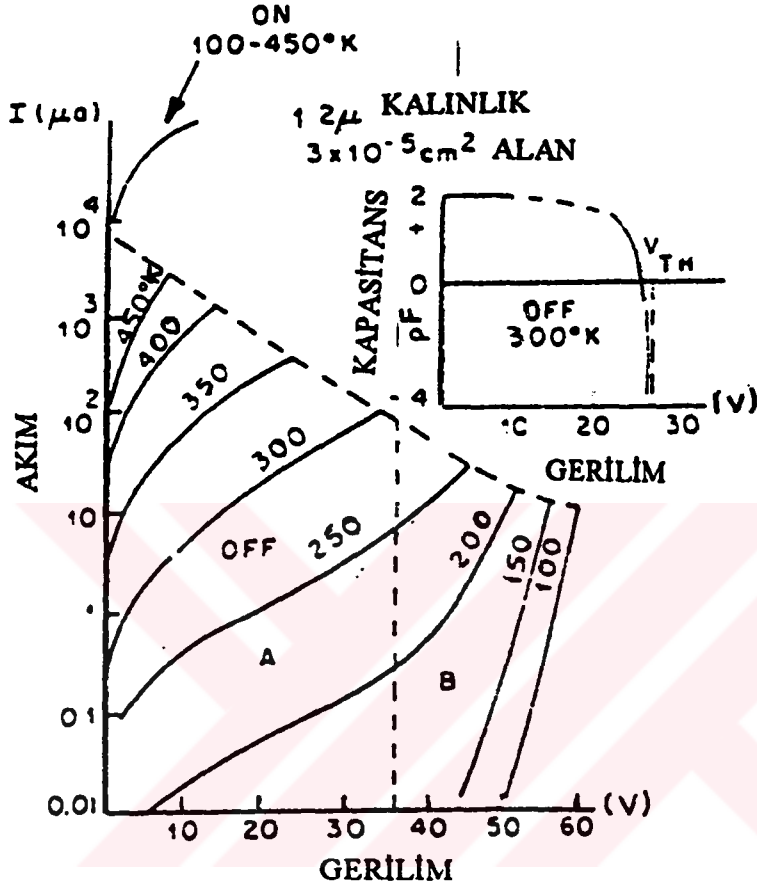
Eşik akımı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Şekil 2.10 'da görülmektedir. A bölgesinde oda sıcaklığına yakın ve yüksek sıcaklıklarda $n=1$ olduğunda eşik akımı,

$$I_{th} = I_0 \exp(-\Delta E - \delta E_{th}) / kT \quad (2.7)$$

'den beklenen aktivasyon sıcaklığını gösterir. T_0 'a yakın sıcaklıklardaki I_{th} değişir. B Bölgesinde daha düşük sıcaklıklarda I_{th} belirtilen "off" durumunda olacaktır. I_{th} üzerinde uygun kolların ve iki tane A ve B gibi lineer olmayan iletim bölgesinin olması, genel bir mekanizma tarafından belirlenir. İki taşıyıcının ince filmlerdeki davranışı tüm anahtarlama iki tip taşıyıcı olduğunu kanıtlamaktadır. İki taşıyıcı tipinin basitçe elektronlar, holler veya serbest ya da tuzaklanmış elektronlar gibi düşünülmesi biraz şüphelidir.

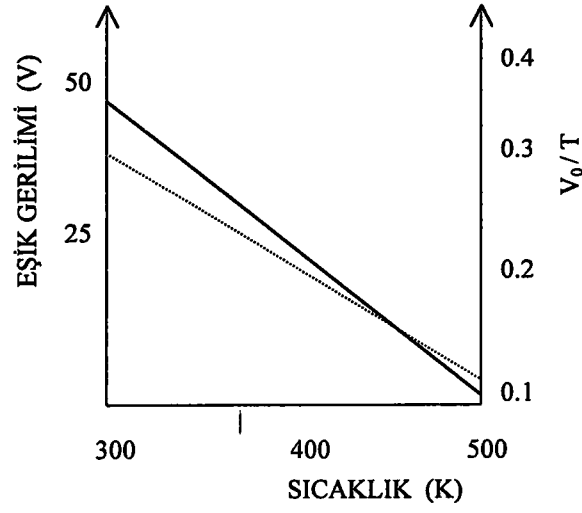


Şekil 2.7. Tipik bir amorf yapıda iletkenlik ve sıcaklığın değişimi [32].

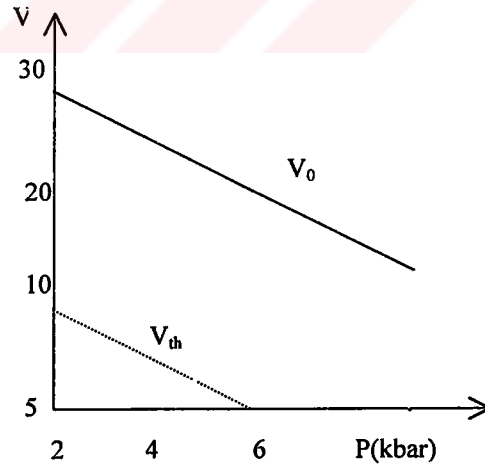


Şekil 2.8. Karışım haldeki bir kalkojende "on" ve "off" durumu için sıcaklığa karşı genel I-V karakteristiği [32].

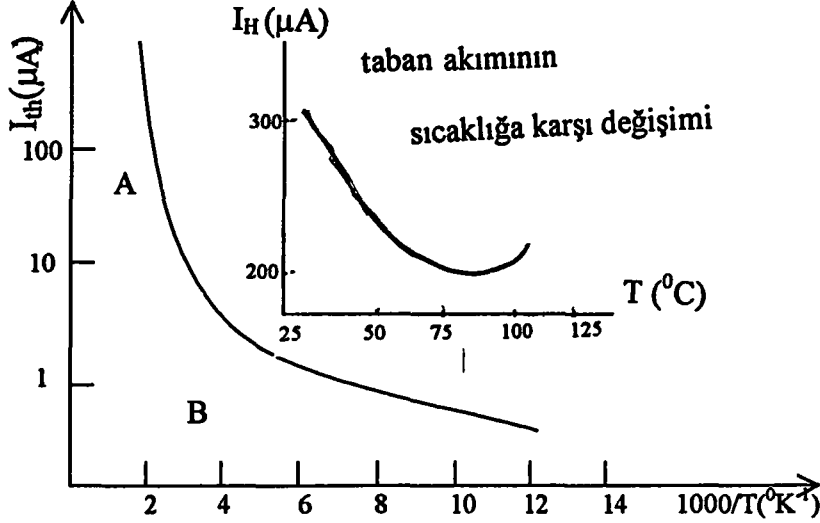
Şekil 2.8.'de kesikli çizgilerle gösterilen eğimli çizgi anahtarlama şartlarını vermektedir. 500 K'e kadar eşik gerilimi, taban gerilimi yakınındaki bir değere kadar azalmıştır.



Şekil 2.9.a Bir mixed (karışım haldeki) kalkojen yapıda anahtarlama geriliminin ve V_0/T 'nin sıcaklığa karşı değişimi [32]. Burada, düz çizgi, eşik gerilimini, kesikli çizgi V_0/T 'yi göstermektedir.



Şekil 2.9.b Bir mixed kalkojen yapıda anahtarlama gerilimi ve V_0 'ın basınca karşı değişimi [32].



Şekil 2.10. İki farklı bölge için eşik akımının sıcaklığın tersine karşı değişimi [32].

2.2.6. Anahtarlama ve Eşik Devrelerin Normal “on” Durumu

Düşük impedanslı anahtarlamanın “on” durumu, bir metal ile aynı karakterde olmaktadır. Çünkü, “on” durumu diferansiyel iletkenlik ortamın sıcaklığından bağımsızdır. “off” durumu, gerilim kaldırıldıktan sonra tekrar oluştuğundan, çoğu yeniden yapılan katı durumdaki yapısal değişim açısından eşik anahtarlama için bir açıklama yapılamayacağı açıktır. Ayrıca yeterli alan uygulandığında eşik anahtarlama bir çok iletim durumu açısından birçok sıvı yarıiletkenlerde gözlenmiştir [32].

2.2.7. Flaman Karakterli Akım Yolu

Bir eşik anahtarlama sistemi çok büyük pulsların uygulanmasıyla amacı dışında kullanılırsa, gerilim kaldırıldıktan sonra “on” durumundaki extra zaman düşük dirençli bir hafıza seviyesini korur. Çoğu deneysel kanıtlar yüksek ısının da neden olduğu büyük pulsların hafıza durumunu oluşturan ve elektrotlar arası alan boyunca yarı-metalik veya metalik bir flamanın bir kristalleşmeye neden olduğunu göstermektedir [34]. Belirli filmlerde flamanın gözlenen ve ölçülen değerinin yaklaşık 2 μm çapında olduğu belirtilmiştir. Vezzoli [32] Peterson ve Adler'e atfen 200 mA'lik kararlı akımlar için bu

değerin 20 µm kadar büyük olduğunu göstermiştir. Flamanın varlığı, alimünyum üzerine dağılan bölgelerde yansıtılır. Aslında kristalleşmiş olan flaman, bir eşik anahtarlama akım yolu kanalının küçük bir parçasıdır. Çünkü, amorf bir malzeme daima hafıza etkisi oluşmadan önce eşik anahtarlama etkisi gösterir. Burada güç etkisi ve bozulma yolunun ısınması ile oluşan sıcak elektronların bir sonucu olarak eşik flamanı ele alınacaktır. Isı bir reaksiyona veya flaman bölgesinde oluşmak için bir faz farkına neden olur. Dolayısıyla bu reaksiyon bazı erimiş küreciklerin oluşmasına neden olabilir. Reaksiyon, camsı durumdan, daha düşük bir enerji seviyesine doğru bir atomik göçe neden olabilir. Flaman kararlı anahtarlamanın son favori yolu olmaya başlar. Alan çizgilerinin geometrik konsantrasyonu ve eşik geometrilerini azaltan zincir parçaları gibi yapısal homojensizliklerden dolayı bozulma bir kanal boyunca ilk yerde vuku bulur. Oluşan eşik bölgesi hafıza flamanı ile karşılaştırıldığında, hâlâ yüksek bir dirence sahip olacaktır. Eşik flamanının gerçek formasyonu, hafıza flamanının kristalleşmesine doğru yönelen reaksiyonun basit bir parçası olabilir.

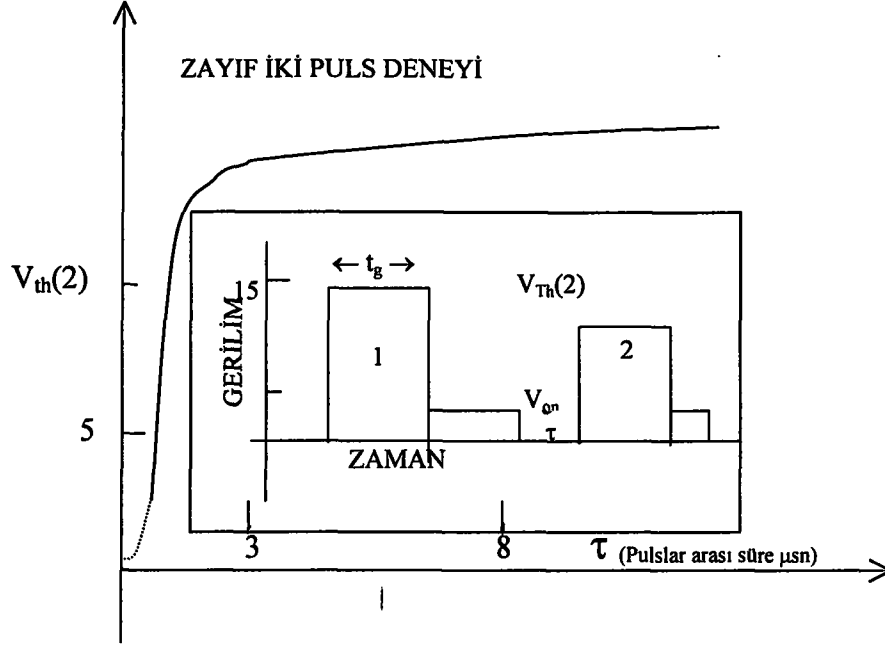
Vezzoli [32] Adler'e atfen, devrelerin herhangi ilk ısı etkisi olmadan da üretilebileceğini ve anahtarlama için formasyonun gerekli olmadığını göstererek, eşik gerilimindeki kademeli azalmanın olduğunu göstermiştir. Bu durum, bozulma yolları aşırı derecede ısınmayan iyice ısınmış devreler için uygundur. Formasyon bölgesindeki yüksek iletkenliğin nedeni, taşıyıcı konsantrasyonundan çok taşıyıcı mobilitesinin yüksek olmasıdır.

Bazı hafıza anahtarlama numunelerinde bir sonraki anahtarlar için flamanın uçlarındaki elektrotların tüketim bölgeleri için farklı flaman yolları gerekir. Halbuki, gerilim kritik değerinde ise anahtarlama sonraki her bir anahtarlama beklendiği gibi başarılı bir şekilde yüksek gerilimlerde oluşmaz. İç taraftaki akım yollarını geometrileri daha düşük gerilimlere müsaade edebilir. Fakat daha yüksek alanlar veya eşik yüküne karşı koyabilir. 60 Hz gibi düşük bir frekans kullanılırken normal "on" durumunun devam edebilmesi için temel bir akım şeklinde minimum bir akım gerekir. Temel akım Şekil 2.10 'da görüldüğü gibi yaklaşık olarak 100 °C 'de sıcaklığın bir fonksiyonu olarak yüzeysel bir minimum değerinde olacaktır. Temel akım, azalan kaynak geriliminin

üzerindeki bir değere ulaştığında, “on” durumu gerilimi hızlı bir şekilde azalır ve sonra da hızlı bir şekilde “off” durumunun ilk değerine ulaşır.(Şekil 2.6.)

2.3. Termal ve Termal Olmayan Etkilerin Ayırımı

Termal ve termal olmayan etkiler arasındaki farkı ayırmanın bir tekniği, zayıf iki puls çalışmasını ele almaktır. Puls çiftleri aralıklar boyunca anahtarlama işlemini 0.1sn veya daha fazla bir sürede başlatır. O zaman her puls bir deneme niteliği gösterir ve güç dağılımı azaltılır. İkinci puls birinci pulsun sonuçlarını araştırmak için ayırıcı bir özellik gösterecek şekilde davranacaktır. İkinci pulsun bir eşik anahtarlama eğrisinin pulsarı arasındaki τ zamanına karşı grafiği Şekil 2.11'de görülmektedir [35]. Eğrinin şekli (sürekli çizgi) ilk pulstaki toplam enerji dağılımlarından etkilenmez ve pulsun “on” akımından bağımsızdır. Bu durum Şekil 2.11'deki eğrinin bir soğutma eğrisi olmayacağı anlamına gelir. Çünkü birinci pulsun gücündeki herhangi bir değişiklik, akım yolu boyunca sıcaklıktaki bir değişmeye neden olmalıdır. Vezzoli [32] Zee ve Henisch'e atfen termal ve termal olmayan relaxasyon işlemini açıklamıştır ve anahtarlamanın oluşumu için çok küçük bir katkının olduğu sonucuna ulaşmıştır. Buna göre, termal zaman sabiti yaklaşık olarak 100-500 μ sn olarak alınmıştır. Diğer taraftan Kroll'un [25] çalışmasında termal zaman sabitinin 1 μ sn olduğu tespit edilmiştir. Gerçekte termal zaman sabitinin gerçek değeri puls ifadesindeki kritik bir değerdir.



Şekil 2.11. Anahtarlama pulslarını veren zayıf iki puls deneyi [32].

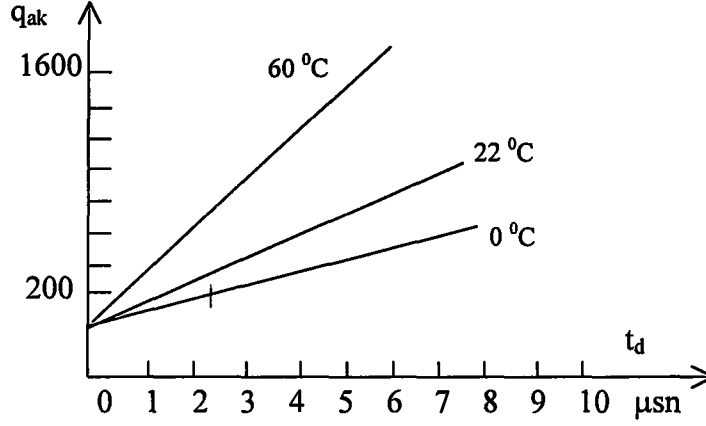
2.3.1. Gecikme Zamanı

Normal gecikme zamanı için, anahtarlama işleminde, amorf bir filme (çalışılan numuneye) sabit bir gerilim pulsu uygulanır, gerilimin ac eşik gerilimine ulaşmasıyla, bir gecikme zamanından sonra nanosaniyenin onda birlik bir süresinde anahtarlama olayı vuku bulur. Kaynak pulsu büyüklüğünün eşik gerilimine ulaşması yüksek gerilim olarak değerlendirilir. Gecikme zamanının, çok yüksek gerilimlerde, gerilime eksponansiyel olarak bağlı olduğu bulunmuştur ve düşük gerilimlerde gecikme zamanı, gerilime lineer olarak bir bağıllık göstermektedir [25].

Haberland [36], gecikme zamanını değiştirerek anahtarlamanın farklı akım yoğunlukları ve güçlerde elde edilebileceğini göstermiştir. Bundan başka yine Haberland akümüle olmuş yük eğrisinin gecikme zamanına karşı değişiminin yaklaşık olarak lineer olduğunu, değişimin ortamın sıcaklığına bağlı değişiminin Şekil 2.10'da görüldüğü gibi olduğunu bulmuştur.

Gecikme zamanlarının değişimlerinin istatistiksel bir çalışması anahtarlama ile birlikte ele alınışı ayrıca Kroll [25] tarafından Zee'ye atfen yapılmıştır. Eşik yakınındaki gerilimlerde gecikme zamanı eşik akımının kararlılığına rağmen, oda sıcaklığında ve düşük sıcaklıklarda değişir. Bu, giriş enerjisindeki bir değişimi ifade eder.

Anahtarlamaadaki gerekli giriş enerjisindeki rasgele değişimleri açıklayabilecek bir termal anahtarlama modeli ihtimali yoktur.



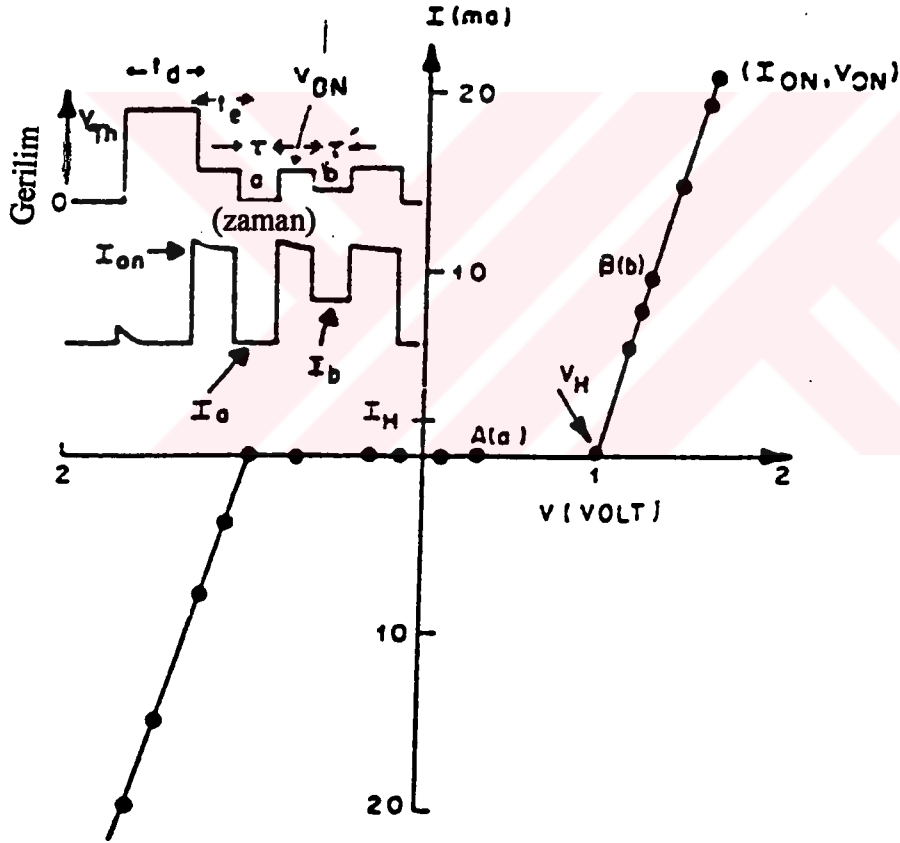
Şekil 2.12. Akümüle olmuş yükün gecikme zamanına karşı değişimi [32,36].

Yapılan çalışmalar kritik gerilimdeki artışın, anahtarlamaadaki rasgele değişimlerin gecikme zamanını ortadan kaldırdığını göstermiştir. Bu durum, önceki anahtarlama olaylarının etkisinden sonraki etkisi olarak yorumlanır. Bu gözlem, rekombinatif enjeksiyon modeli ile uyum içindedir. Ayrıca istatistiksel bir çalışmada, gecikme zamanının, foton bombardımanından bağımsız olduğu da gözlenmiştir [32].

2.4. Puls Deneyleri ve “on-off” Durumlarına Geçiş

“On” durumu geriliminin yorumu ile ilgili ilk çalışmalar Pryor ve Henisch [33] tarafından açıklanmıştır. Bunlar ayırıcı-prob pulslarının “switch-off” (anahtarlamaadaki “off” durumu) durumuna neden olmadan “on” gerilimini azaltmak için “on” gerilimini sıfıra doğru azaltan prop (araştırma) pulsları, bir “switch-off”a neden olurlar. Yeniden oluşan anahtarlama gerilimi τ_{max} ’daki artış ile τ_R kesim zamanındaki bir artışla artmıştır ve ilk eşik gerilimi, hemen hemen $\tau_R=1.5-1.8 \mu sn$ ’lik kesim süresinde yeniden oluşmuştur. Ayrıca yapılan çalışmalara göre, “on” durumu akımı temel akıma yaklaştığında τ_{max} sıfıra yaklaşır. Eğrinin görülebilir derecede azaldığı, yaklaşık olarak $2 \mu sn$ ’de yeni anahtarlama gerilimi için (Şekil 2.11.) çok yavaş bir şekilde eşik gerilimine yaklaştığı görülür. “On” durumunun I-V karakteristikleri τ_{max} ’dan daha az

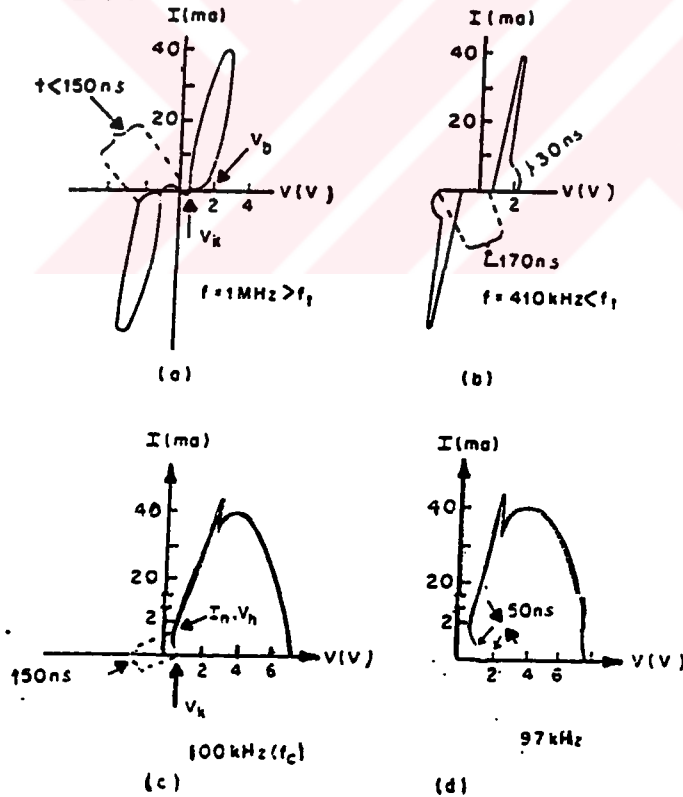
özel periyodu için "on" gerilimi azaltıldığında, seri olarak ayırıcı araştırma (probing) pulsları kullanılarak, bir noktadan diğer noktaya ölçülebilir. Bu durumda akım pulsları ölçülür. (Şekil 2.13) I_{ON}, V_{ON} eğrisi termal olmayan kritik durumu göstermektedir. $\pm V_H$ gerilimi "on" durumuna geçiş olarak adlandırılan yüksek iletkenlikli (b) bir alt bölgeyi ve "off" durumuna geçiş olarak adlandırılan yüksek impedanslı bir (a) alt bölgenin arakesitini tanımlar. "off" durumuna geçiş ve "on" durumuna geçiş ifadeleri, basitçe deneysel olarak gözlenmiş cw (sürekli dalga) karakteristiklerinin yüksek ve düşük dirençli durumlarını belirtir.



Şekil 2.13. Ayırıcı araştırma pulsları için I-V geçiş karakteristiklerinin zamana karşı değişimi [32].

2.5. Dinamik “On” Durumu

“On” durumunun özelliklerinden, yüksek bir frekansta cw gerilim kaynak kullanılarak da yararlanılabilir. Bu gerilim, eşik geriliminden küçüktür. “On” durumu ölçümleri için yapılan genel devre birçok malzeme için kullanılmaktadır ve literatürde örneklerini görmek mümkündür. Testeredişi bir dalga iyi tanımlanabildiği ve kolayca integrallenebildiği için dinamik “on” durumu akım-gerilim karakteristiklerini elde etmek için seçilir. Bu durumlar yüksek frekanslar için Şekil 2.14 ‘de görülmektedir ve genel görünümüleri hem “on” durumuna geçiş ve hem de “off” durumuna geçişlerini karakterize eden Şekil 2.13.’dekine benzerdir. Bu benzerlik beklenen bir neticedir. Çünkü, Şekil 2.14 hem “on” durumundan “off” durumuna hem de “off” durumundan “on” durumuna geçişi ifade etmektedir.



Şekil 2.14. Dinamik “on” durumu için (testere dişi cw) akımın gerilime karşı değişimi[32].

Yüksek gerilim tarafında (Şekil 2.14.) engel geriliminde akım hızlı bir şekilde artmaya başlar (yüksek iletkenlik eğimi). Gerilim büyüklüğünün azaldığı değerlerde “off”

durumuna geçiş yeniden oluşur. Bu durumdaki gerilim devreye verilen V_{on} geriliminden bile küçüktür. “off” durumuna geçişte gecikme, devrenin tabiatında var olan kapasitanstan dolaydır ve beklendiği gibi artan frekansla artar. “on” durumuna geçişteki histerezis ise, devrenin kapasitansı yanında “off” durumuna geçiş anındaki azalma işleminden dolaydır [32]. Pryor ve Henisch [35], dönüm gerilimi verilerinin doğrudan $\pm V_{th}$ kritik değerine ve engel geriliminin yeni anahtarlama gerilimine eşit olduğunu göstermişlerdir.

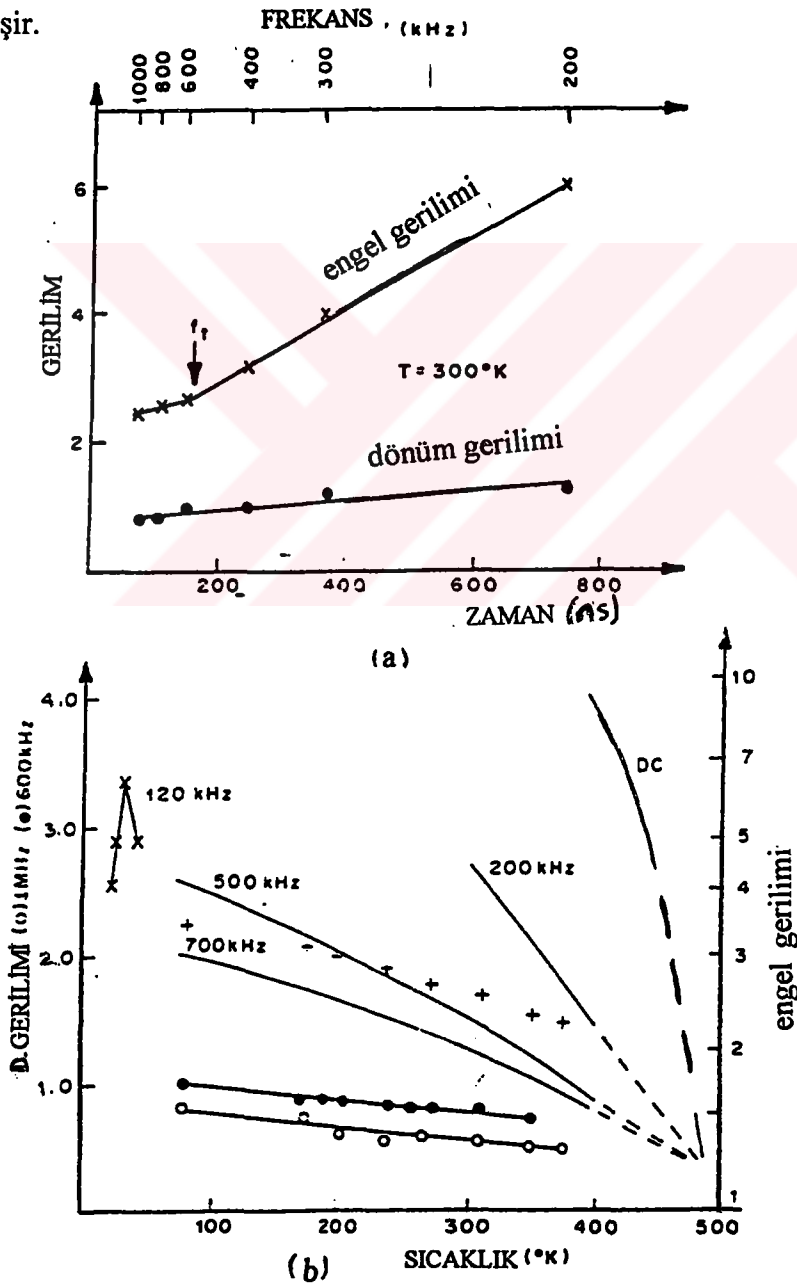
Aslında gerilim dönüm geriliminin altına düşer düşmez, “on” durumuna geçişten yüksek dirençli “off” durumunu oluşturduğu tahmin edilmektedir. Halbuki, son zamanlarda yapılan çalışmalarda, yeterince hızlı bir şekilde ($\approx 2 \times 10^{-8}$ s) temel gerilimi sıfır yapmak için, “on” gerilimini azaltan bir kare dalga uygulandığında, “off” durumuna geçişin yüksek direnç karakteristiklerinin oluşmadığı ve dönüm etkisinin görülmediği gözlenmiştir [35]. Gerilim azaltılırsa, “off” durumuna geçişin yüksek direnç karakteristikleri kademe kademe oluşur. Rekombinatif enjeksiyon modelinde, bu 2×10^{-8} sn, “on” durumunu genellikle simetrik olması için elektron dağılımı gerekli olan zaman olacaktır, fakat gerçek taşıyıcı ömrünü vermeyecektir.

2.6. Dönüm Gerilimi Yakınında “Switch-off” Durumu

Frekans azaltıldığında, dönüm gerilimi biraz artar. Fakat engel geriliminden çok küçük bir değerde olacaktır. Sonuçta, kritik bir frekans (f_c) dinamik I-V eğrisinin düşük gerilim tarafındaki yönüne dik olmaya başladığı frekansa ulaşır. Sonra dönüm gerilimi yanında negatif bir eğim bölgesi oluşmaya başlar. (Şekil 2.14.c) I-V koordinatları (I_h, V_h), negatif eğim bölgesinin başladığı noktada dinamik “on” durumu, kritik temel durumu belirtmek için ortaya çıkar.

Dönüş gerilimi yakınında tam f_c 'nin altındaki frekanslarda I-V değişimi biraz kararsız olmaya başlar. Ve frekans başka bir f_d değerine düşürülürse, V_K 'daki “switch-off” formunda bir süreksizlik gözlenir. (Şekil 1.14.d). Tam f_d 'nin üstündeki frekanslarda $+V_H$ ve $+V_K$ arasındaki zaman, yaklaşık 150 nsn'dir. $t_n > 150$ nsn olursa, düşük gerilim tarafında “switch-off” oluşur ve yaklaşık 50 nsn veya daha az bir süre gerekir.

Kapasitans etkisinden dolayı "switch-off" zamanı "switch-on" zamanından daha büyüktür. Bu süreksizlik zamanı, büyük oranda sıcaklıktan bağımsızdır. Gecikme zamanı, dönüm gerilimine geçiş ve engel gerilimi üretmek için gerekli zaman olduğundan, "on" durumunu temel bir parametresi olmak için gözükür. f_d 'nin altındaki frekanslarda gözükür, "off" durumuna geçişi karakterize eder. Frekans f_i 'den f_d 'ye düşürülürse, taşıyıcıların gecikme zamanı artacağı için I-V durumlarındaki geçişler değişir.



Şekil 2.15.a) Engel ve dönüş gerilimlerinin frekansa karşı değişimi.b) Farklı frekanslarda dönüm geriliminin ve engel geriliminin sıcaklığa karşı değişimi [32].

2.7. Kesime Geçiş veya Tamamen "off" Durum

C_w frekansı azaltıldığında, engel gerilimi artar ve sonunda kararsız olmaya başlar. Engel geriliminde bu kararsızlık, güç kaynağında var olan gerilime ulaşınca devre normal "off" durumuna geçer.

2.8. Frekansın İletkenlik Üzerine Etkisi

İletkenlik ve "on" veya normal | "off" seviyesine geçiş, diferansiyel iletkenlik frekansından bağımsızdır ve düşük gerilim tarafındaki "on" durumuna geçiş diferansiyel direnci yaklaşık olarak 50Ω 'dur. Halbuki "off" durumuna geçiş frekansı 1 MHz 'in altındaki frekanslar için azalan frekansla hızlı bir şekilde azalır. Azalan frekans, kritik bir temel durumun altında daha fazla bir zamana ve düşük dirençli bir yarıiletken özelliğindeki durumdan daha büyük bir dirence sahip yarıiletken durumuna müsaade eder.

2.9. Sıcaklığa Bağlılık

Eşik gerilimi, dönüm gerilimi, kesim frekansları, engel gerilimi ve klasik temel gerilim en az 400-70 K 'deki sıcaklıklarda ortamın azalan sıcaklığıyla artar. Dönüm ve engel gerilimi Şekil 2.15.b.'de görülmektedir. Engel gerilimi kesim değerinin tam üstündeki bir frekansta, eşik gerilimi 35 K civarındaki bir sıcaklıktaki değerini alır. Bu sıcaklığın altında engel ve eşik gerilimi hızlı biçimde azalır. Bu durum rasgele oluşur. Çünkü, yüksek gerilim tarafında dinamik "on" durumunun kesim değerine yakın frekanslarda, sürekli yük altındaki klasik anahtarlama olayına benzer durum söz konusudur.

Frekans yükseltildiğinde, engel gerilimi "off" durumuna geçişte, direnç sıcaklığa zayıf bir şekilde bağlı olacaktır. Bu durumun oluşmasının nedeni; yüksek frekanslarda (≥ 1 MHz) "off" durumuna geçişte düşük frekanslardakinden daha az sayıda taşıyıcı gecikmesi ile karşılaşılmıştır. Bu durumun sonucu olarak daha az yarıiletkenlik özelliği ve sıcaklığa bağlılık ortaya çıkaracaktır.

Kısa süreli “on” durumuna geçişin gecikmesi, kısa süreli “off” durumuna geçiş süresini artıracaktır. Fakat azalan frekans (kısa süreli “on” durumundaki) geçici “on” durumunun metal gibi iletkenliğin sıcaklığa bağlılığını değiştirmek için yeterli derecede etkili olmaz.

İletkenlik ve geçici “on” durumu diferansiyel iletkenliği değişen ortamın sıcaklığından etkilenmez. Bu durum, “on” durumunun tipik bir yarıiletken gibi bir davranış göstermediğini gösterir. İletkenliğin sıcaklığa bağlılığı ve diferansiyel iletkenliğinin van Roosbroeck [37] modeli ile belirtilen durum ile uyum içinde olduğu ortaya çıkmaktadır. Rekombinatif enjeksiyon modeline göre; “on” durumunda düşük dirençli bir elektron enjekte edildiği bir bölge vardır. Bu bölgenin direnci, sıcaklıktan bağımsızdır.

Geçici “off” durumu direnci, farklı frekanslarda ortam sıcaklığına karşı çizilen grafikte yaklaşık 400 K’lik kritik bir sıcaklıktaki değerlerine uyar. Ayrıca, engel geriliminin farklı frekanslarda ortamın sıcaklığına bağlı grafikleri de 490 K’deki değerlere uyduğu gibi aynı sıcaklıktaki eşik akımı da temel akıma uyar (Şekil 2.10)..

2.10. Matematiksel Analiz

2.10.1. Çiftlenimli Taşıyıcı Denklemleri

Amorf yarıiletken filmlerin elektriksel davranış üzerinde yapılan çalışmalar, termal olarak oluşturulmuş iletken altlıkların “off” durumu davranışı, anahtarlama olayı, anahtarlama ile alakalı geçici etkiler ve “on” durumu davranışını kapsar. Bu durumları birleştirmek için tek bir durumla ifade edilebilecek iki tane taşıyıcı denklemi bulunmuştur [32]. Bu denklemler basit formda olup anahtarlama olayının tüm ayrıntılarını açıklayabilecek tarzdadırlar.

$$\frac{dn_a}{d\tau} = \frac{(n_v - n_a)}{\tau_a} - \alpha' n_a n_b, \quad (2.7)$$

$$\frac{dn_b}{d\tau} = \alpha' n_a n_b - \left(\frac{n_b}{\tau_b} \right) \quad (2.8)$$

Denklemler bir n_b taşıyıcısının aktivasyonu ve bir n_a taşıyıcısının yok olması arasında lineer bir kuplaj olduğu müddetçe geçerliliğini korur. Taşıyıcılar elektronik açıdan ve elektriksel yolla aktif hale getirilebilirler. Uygun Joule ısı oluşursa, denklemlerin dikkate alınması için bazı değişimlerin gerekebileceği söylenebilir.

Denklem (2.7) ve (2.8)'de n_v , kritik bir gerilimin altındaki gerilimlerde verilen herhangi bir sıcaklıktaki kararlı seviye yoğunluğunu belirtir. Zaman sabitleri τ_a ve τ_b sırasıyla, n_a ve n_b yoğunluklarındaki lineer azalmayı belirtir ve $\tau_a \ll \tau_b$ 'dir. b tipi taşıyıcı tipinin a tipi taşıyıcıdan daha yüksek bir temel enerjiye sahip olduğu farz edilebilir. Kuplajın en basit tipinin $\alpha' n_a n_b$ ifadesine sahip olan tip olduğunu farz edelim. n_v, τ_a, τ_b , ve α' katsayıları “off” durumunda ve “on” durumunda değişebilirler.

Gözlenebilen miktarlar için toplam akım $I = I_a + I_b$ ve gerilim,

$$V = \int_0^d \epsilon dx \quad (2.9)$$

ile verilir. Akımlar;

$$I_i = \mu_i A n_i e \epsilon \quad (2.10)$$

ile verilir. Burada $i = a, b$ A tesir kesit alanı, d filmin kalınlığı ve μ ise mobilitedir. Pratikte, tesir kesit alanının ve elektrik alanın film içindeki mesafeye bağlılığı bilinmemektedir.

Yukarıdaki denklemler akım elemanları cinsinden aşağıdaki şekildeki gibi yazılır:

$$\frac{dI_a}{dt} = \left(\frac{I_v - I_a}{\tau} \right) - \alpha I_a I_b \quad (2.11)$$

$$\frac{dI_b}{dt} = \alpha I_a I_b - \frac{I_b}{\tau_b} \quad (2.12)$$

2.10.2. Denklem Çözümleri

Normal “on” durumu ve “off” durumunun çözümleri, yukarıda yazdığımız en son iki denklemden elde edilen sıfır zaman gerektiren kararlı durumlardır.

$I_a^b = (\alpha \tau_b)^{-1}$ şeklinde bir tanımlama yapılırsa, monostable anahtarlama için iki tane tanımlanmış çözüm elde edilir.

$$I_a < I_a^c : I_b = 0 : I = I_a = I_b; \text{ A bölgesi “off” durumu} \quad (2.13)$$

$$I_a = I_a^c : I_b = \tau_b \tau_a^{-1} (I_v - I_a^c) : I = I_a^c + \tau_b \tau_a^{-1} (I_v - I_a^c), \quad (2.14)$$

$I_b < I_b^c \Rightarrow$ B bölgesi “on” durumu.

$\left\{ \left(I_v = G(\tau) V \cdot \exp\left(\frac{V}{V_0} \right)^n \right) \right\};$ $G(\tau)$ sıcaklığa bağlı durumun iletkenliğidir. Bu

sebepten, V_{ob} (2.13) denkleminde benzer şekilde $\left(I_b \exp\left(\frac{V}{V_0} \right)^{n'} \right)$ formunda tahmin

edilerek bulunurken, V_{oa} , V_o gibi tanımlanır. O zaman;

$$(V_{ob})^{-1} \approx (V_{oa}) + (nV'_{nh})^{-1} \ln\left(\frac{\tau_b}{\tau_a} \right) \quad (2.15)$$

elde edilir.

Çiftlenimli taşıyıcı denklemleri, iki tane lineer olmayan bölgeye sahip ve sadece A bölgesinde sıfır potansiyelde kararlı olan “off” durumunu tanımlarlar. “on” durumu sıfır potansiyelde B bölgesinin metal tipi bir durum içinde genişler gibi görünür. $\frac{\tau_a}{\tau_b}$ büyük

bir sayı olduğu için akım I_a ’nın ilk değeri olan I_a^c ’ye eşit olduğu V_{th} potansiyelinde hızlı bir şekilde artar. Oda sıcaklığına yakın ve daha büyük sıcaklıklarda I_b^c ’ye eşit olduğu halde genellikle I_a^c ’den daha küçüktür. I_a^c , I_{th} ’a yaklaşırken V_{th} eşik gerilimine yakın bir değer alacaktır. Düşük sıcaklıklarda I_{th} , I_{bc} ’e yaklaşacaktır.

I_v katsayısı, A bölgesindeki off durumu akımından elde edilir.

“On” durumu diferansiyel iletkenliği, “off” durumu iletkenliği ile orantılıdır. “on” durumundaki gerilimler düşük olduğu için I_v içindeki exponansiyel terim, “on” durumundaki G veya I_v ile ele alınmalıdır [32]. $G_{off}(\tau_0)$ iletkenliğine uyan yüksek frekanslı “off” durumuna geçişi göstermektedir. Bu iletkenlik metal türü durumundaki G’nin fonksiyonel durumunu belirtir şekilde kabul edilir. B bölgesinin bir kolu olan normal “on” durumunda (2.14) denkleminde;

$$G_{on} = \left(\frac{\tau_b}{\tau_a} \right) G_{off}(\tau_0) \quad (2.16)$$

bulunur.

“On” durumu karakteristiği metal türündeki duruma benzediğinden, asıl özellikleri sıcaklıktan bağımsız ve verilen uygun bir “on” durumu kritik T_0 sıcaklığında uygun olarak değerlendirilen aynı “off” durumundan elde edilir. Halbuki, bu, “on” durumunun bir T_0 sıcaklığına ulaşmak için alınan bir ısının sonucu anlamına gelmemelidir ve bunun yerine bu ifade iletkenlik işlemini etkileyen parametrelerden birinin sıcaklık olduğunu basitçe doğrulamaktadır. Herhangi bir sıcaklıkta, metal türü olan durumu akım veya b türü yükün kritik bir değere ulaştığında oluşturulur.

Temel akım, “on” durumunu koruyabilecek mümkün en düşük akım olduğu için,

$$I_H = I_a(on) + I_b(on) \quad (2.17)$$

yazılabilir. “on” ve “off” durumları arasındaki oran dikkate alınarak,

$$I_H = I_{th}(T_0) \quad (2.18)$$

sonucu elde edilir. Eşik akımının, Şekil 2.10 ‘da görüldüğü gibi, kritik sıcaklıktaki taban akımını durdurması beklenir. Ayrıca, V_{th} “off” durumunda eşik akımındaki düşüş gerilimi olduğu için $V_{th}(T_0)$ ’ın V_H ile özdeş olduğu ortaya çıkar. Kuplaj oluşturan taşıyıcı denklemlerinin kararlı durum çözümleri aşağıdaki iki önemli sonucu ortaya çıkarmaktadır.

Birincisi, “on” durumunun gerçekten B bölgesinin bir kolu olduğudur. “Off” durumundaki omik özellik ve düşük gerilim deneyleri sadece A bölgesindeki durumları açıkladığı için, kristalleşme sıcaklığından daha küçük herhangi bir sıcaklıktaki malzemelerde uygun omik kontak ölçümleri ve iletkenlik ölçümlerinde bir metal türü geçişin olmayışı beklenir.

İkincisi; anahtarlama ard arda iki işlemi belirtir. Gerilim “off” durumunda toplam akım I_a^c ’ye ulaşabilmesi için V_{th} ’ın da yüksek bir değere ulaşması gerekir. O zaman b türü taşıyıcılar kritik bir akım ve yoğunluk oranına ulaşmalıdırlar. İkinci işlem düşük sıcaklıklarda etkin olup B bölgesini belirtirken, birinci işlem oda sıcaklığına yakın ve daha düşük sıcaklıklarda etkin olup A bölgesini belirtmektedir.

Metal türü durum, bütün akımlar için korunursa, kararlı durum karakteristikleri elde edildiği gibi ideal geçiş I-V karakteristikleri tanımlanabilir. Bu ideal karakteristiğe bir “switch-off” oluşmadan önce (Şekil 2.13.) kesim zamanının sonuna yakın geçişe, “on” durumundaki ölçme ve “on” durumunda hızlı bir kesim yapılarak yaklaşık olarak ulaşılabilir. İdeal geçiş karakteristikleri yüksek frekanslı “on” durumu ölçümlerine ait taslağı da verebilir. Halbuki, kuplaj oluşturmuş taşıyıcı denklemleri için doğru bir çözüm vermez. Çünkü, yüksek frekanslarda zamanın türevleri, ihmal edilemez. Şekil

2.16.'da görüldüğü gibi, ideal geçiş karakteristikleri düşük gerilimlerde ve kritik T_0 sıcaklığında değerlendirilen kararlı durum çözümleri ile basitçe verilebilir. Metal türü durum korunduğu farz edildiğinden, geçiş kriteri önemsenmez. Artan sıcaklıkla eşik gerilimindeki lineer artış yukarıdaki denklemlerden elde edilebilir. Oda sıcaklığındaki ve daha yüksek sıcaklıklarda V_{th} aslında, $I_a = I_a^c$ 'ye karşılık gelen gerilimdir. O zaman anahtarlama;

$$I_a \alpha_{th} \tau_b \approx 1 \quad (2.19)$$

ile verilir.

$$I_a = I_a^0 \exp\left(\frac{-E_b - E_a}{kT}\right), \quad (2.20)$$

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[-\left(\frac{E_b - E_a}{kT}\right)\right] \quad (2.21)$$

ve τ_b sıcaklıktan bağımsız olarak seçilir.

Kuplaj oluşturmuş taşıyıcı denklemleri a ve b taşıyıcılarının artış zamanlarını, yok olma zamanlarını, gecikme zamanlarını “on” durumundan “off” durumu veya “off” durumundan “on” durumuna geçişle ilgili ayrıntılı bilgi elde etmek için çözülebilir. Ayrıca denklemler $I_a > I_a^c$ ve I_b, I_b^c değerini kaybettiğinde geçiş durumlarında ara seviyelerin varlığını da kanıtlar.

Bunlardan hangilerinin doğru olduğu konusunda karar vermek henüz mümkün değildir. Varolan belirsizliklerin çoğu termal anahtarlama probleminin matematiksel olarak çözülemeyişindedir.

Anahtarlama için aşağıdaki şekilde bir genelleme yapılabilir:

Anahtarlama Joule ısısının etkisini engellemek için puls metodu kullanılır [2]. Anahtarlama I-V karakteristiğinde eşik gerilimi, eğrinin ilk döndüğü bir nokta ile

belirlenir.

Günümüzde yapılan çalışmalarda elektronik etkiler ince film yapılarda, termal etkiler ise bulk numune davranışı sergileyen malzemelerde görülmüştür. Camsı malzemelerde yapılan çalışmalarda iletkenliğin uygulanan elektrik alana bağlı olduğu gözlenmiştir. Gerçek anahtarlama olayı, termal etkiyi engelleyecek elektronik bir işlem gerektirir. Yüksek direnç ve iletkenlik durumları arasında hızlı bir geçiş, Joule ısısının nedeni olabilir. Yapılan çalışmalarda, bu geçiş durumu özellikle camsı yarıiletken malzemelerde bir elektrik alanla başlatıldığı gözlenmiştir.

Anahtarlama gerçekte elektronik işlem veya işlemler ne olursa olsun *CCNR (Current Control Negative Resistance)*'i başlatacak olan yine sıcaklık, alan ve iletkenlik ifadeleridir. Deneysel olarak iletkenlik ifadesi;

$$\Gamma(E, T) = \Gamma_0 e^{-(\varepsilon - \beta E)/kT} \quad (2.22)$$

ile de verilir. Burada T , sıcaklık, k , Boltzman sabiti, ε, β ve Γ_0 film sabitleridir. İletkenliğin sıcaklığa exponansiyel olarak bağlı olması, yüksek özdirençli bir durumdan düşük özdirençli duruma geçiş şeklindeki anahtarlamaı kolaylaştırır.

Anahtarlama gerçekte *gecikme zamanı*, gerilimin uygulanmasından sonra anahtarlama işlemi başlayana kadar geçen zamandır. *Anahtarlama zamanı* ise, yüksek özdirençli durumdan iletim durumuna kadar (düşük özdirençli) numunenin maruz kaldığı geçiş zamanıdır [37]. Anahtarlama işleminde, iletkenlik mekanizmasının çok hızlı bir geçiş şeklinde değiştiği sonucu çıkarılabilir. Bunun bir nedeni, muhtemelen film iletkenliğinin hızlı bir şekilde artması sonucu etkin bant aralığının azalması olabilir. Ayrıca sıcaklık yeterince yüksek olunca anahtarlama zamanı fark edilebilir derecede azalabilir [32].

Bazı özel devrelerde diğer etkilerin varlığı elektrotermal başlama ile oluşmuş olabilir. Bu etkiler anahtarlama geçişi başlatmak için yeterli olabilir. Halbuki, yapılan çalışmaların bir çoğunda, anahtarlamanın elektrotermal olmayacağı durumu ortaya çıkmıştır [32].

İkili ve üçlü bileşiklerin birçoğu üzerinde anahtarlama hadisesi gözlenmiştir. Anahtarlama hadisesi, özellikle özdirenci yüksek olan malzemelerde görülmektedir. Bu çalışmada özellikle literatürde az çalışılmış olması açısından Ga_2Te_3 tek kristâli seçildi.

2.11. Anahtarlama Kontaklarında Gürültü

Akım taşıyıcı bir devrenin kontakları açık veya kapalı iken iki kontak arasında elektriksel kırılma (breakdown) oluşabilir. Bu kırılma kontaklar birbirlerine yakınken başlar. Kontakların yakın olması durumunda, kırılma kontaklar kapatılana kadar devam eder. Kontakların açık olması durumunda kırılma, kırılmanın oluşmasını engelleyen durumlar oluşuncaya kadar devam eder. kırılmanın oluşması halinde kontaklara bazı fiziksel zararlar gelebilir. Ayrıca kırılma yüksek frekanslı radyasyona, gerilime ve kabloda akım kararsızlıklarına (yada kısa süreli büyük genlikli gerilimlere) neden olabilir. Bu kararsızlıklar diğer devreleri etkileyen gürültü kaynakları olabilir.

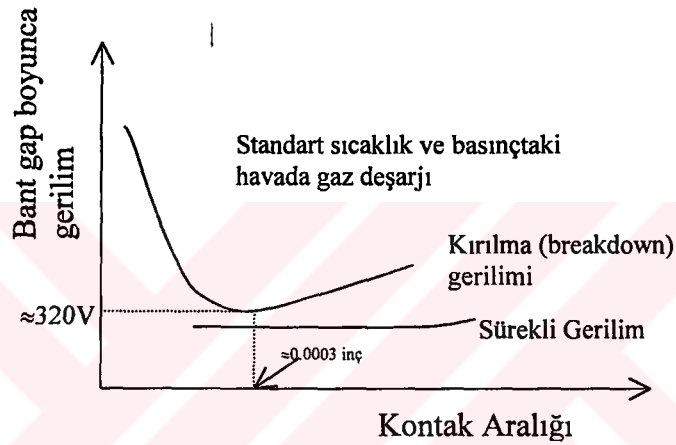
Anahtarlama kontaklarında iki tip kırılma önemlidir. Bunlar, gaz veya parlamalı boşalma (deşarj) (gerilim gazın iyonizasyon geriliminden biraz büyük olduğunda katot civarında gözle görülebilir boşalma) ve metal buharı veya ark boşalması (iyonize olmuş gaz içinden yüksek bir akım yoğunluğu ile boşalma) dır.

2.11.1. Parlamalı Boşalma

Parlamalı boşalma (deşarj) veya *korona*, kontaklar arasındaki gaz iyonlaşmaya başladığında iki kontak arasında oluşur. Bu tür kırılma bir *Townsend*deşarjı olarak da adlandırılır. Parlamalıdeşarjı başlatabilmek için gazın, kontakların ve gaz basıncının bir fonksiyonu olan bir gerilim gereklidir. Şayet gaz standart sıcaklık ve basınçtaki hava ise 0.0003 inç'lik gaz mesafesi için parlamalıdeşarjı başlatabilmek için 320 Volt gerekir. Bant aralığı daha büyük veya küçük ise, daha fazla gerilim gerekir. Şekil 2.16., gerekli kırılma gerilimi (V_B)'ne karşı kontaklar arası mesafeyi göstermektedir. Kırılma oluşuktan sonra iyonlaşmış gazı muhafaza edecek kadar küçük bir gerilim (V_G) vardır. Havada V_G yaklaşık olarak 300 Volttur. Şekil 2.16.'da görüldüğü gibi bu gerilim kontak

yüzeyinden bağımsız olarak hemen hemen sabittir. Parlamalı deşarjı başlatabilmek için de birkaç miliamperlik bir minimum akım gerekebilir.

Parlamalı deşarjdan kaçınmak için kontak boyunca gerilim 300 V 'un altında tutulmalıdır. Böyle yapılırsa, problem sadece bir ark deşarjından dolayı kontağın görebileceği zarardır.

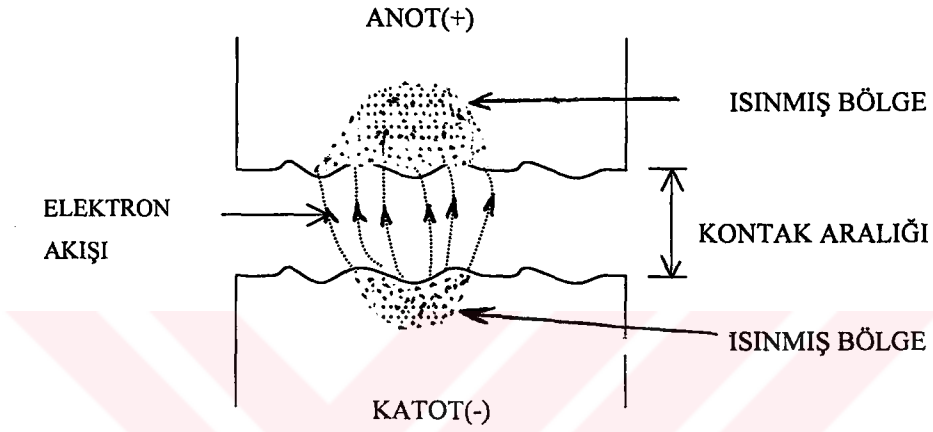


Şekil 2.16. Parlamalı boşalma için gerilimin mesafeye karşı değişimi.

2.11.2. Metal Buharı veya Ark Deşarjları

Bir kontak deşarjı kontak yüzeylerinde ve parlamalı deşarjı oluşturabilecek gerilimin çok altındaki değerlerde oluşabilir. Bir gazın varlığına gerek duymadığı için, vakum ortamında da oluşabilir. Bir ark deşarjı yaklaşık olarak 0.5 MV/cm'lik bir potansiyel gradyenti gerektiren alan etkili elektron emisyonu tarafından başlatılır. (Bir metaldeki elektronlar metal etrafında hareket etmek için serbesttirler. Bu elektronların her biri malzemenin yüzeyinden kurtulmak için gerekli hıza sahiptirler. Halbuki elektronlar ayrıldıklarında onları tekrar yüzeye doğru itecek elektrik alan üretirler. Dış bir elektrik alan ve yeterli potansiyel gradyenti varsa, bu normalde elektronların yüzeye geri dönme kuvvetini yener. Bu yüzden, bu elektronlar yüzeyden uzaklaştırılır ve serbest kalırlar.) Ark deşarjı oluşumunda elektronlar elektrik alanın çok büyük olduğu yerde katodun küçük bir alanından çıkarlar.

Mikroskobik bir skalada bütün yüzeyler düzgün olduğu için katottaki en yüksek ve en keskin nokta en büyük potansiyel gradyentine sahip olacak ve alan emisyonu için elektronların kaynağı olacaktır. Bu durum Şekil 2.17. 'de görülmektedir.



Şekil 2.17. Bir ark deşarjın başlatılması.

Lokale olmuş akım oldukça yüksek yoğunluğa sahiptir ve (I^2R kaybından dolayı) kontak malzemesini birkaç bin Kelvin dereceye kadar ısıtır. Bu kontak malzemesini buharlaştırmaya yetebilir. Aslında, hem katot hem de anot ısıya bağlı olarak buharlaşabilir. Bu durum sırasıyla hacim, malzeme ve kontak yüzeyine bağlıdır.

Eriyen malzemenin görünümü, alan emisyonundan, (elektron akışından) metal buharı arkına geçişi belirtir. Bu geçiş belirgin biçimde nanosaniyeden daha az bir sürede oluşur. Erimiş metal kontakları arasında bir köprü vazifesi görür.

3.DENEYSEL İŞLEMLER

3.1Ga₂Te₃ Kristalinin Elektriksel ve Optik Özellikleri

A₂^{III}B₃^{VI} bileşiklerinde Ga₂Te₃ çinkoblend yapıda kristalleşir. Ga₂Te₃ 'te galyumun gösterdiği özellik gibi A atomları için mevcut olan katyon bölgelerinin üçte biri boştur. Bu bileşikler kimyasal bağ yapma açısından uygun özelliklere sahip olmasıyla ilginç malzemeler olarak bilinirler [6].

Birim hücre sabiti a=0.5896 nanometredir. 1.2 eV'luk bant aralığı, optik geçiş deneylerine göre Ga₂Te₃'ün 300 K'de ölçülen değeridir ve asıl geçiş excitonik geçiş şeklinde olur [7].

Genel olarak bu yapıda bağ tetrahedral olduğu için anyon ve katyonlar arasındaki elektronegatiflik farkından dolayı daha çok kovalent bağ beklenir.

Nötral katyon boşluklarının yüksek yoğunluğunun varlığı (~5x10²¹cm⁻³) ve sıralanışlarının geçiş özellikleri üzerinde önemli yer tuttuğu bilinmektedir. Bu durum, tamamen fotoiletkenlik ve karanlık (dark) iletkenlik üzerine yapılan tavlama etkilerinin çalışılması neticesinde gözlenmiştir. Ayrıca 305 K'de fotoiletkenlik kazancı ölçümleri için yapılan çalışmalarda fazla taşıyıcıların ömürlerinin 2x10⁻⁴ sn olduğu bulunmuştur [33]. Çinkoblend yapıdaki Ga₂Te₃ için enine (transverse) optik frekans $\omega_{T0}=5.19 \times 10^{12}$ sn⁻¹, 250 C'de mika bir sustrate üzerine yerleştirilen Ga₂Te₃'ün en yüksek mobilitesi 13 cm²v⁻¹s⁻¹ olarak bulunmuştur [7].

III-VI bileşikleri için yapılan çalışmalar birçok yönüyle ilginçtir. Peen [40] yüksek frekans dielektrik sabiti ϵ_{∞} , plazma frekansı $\hbar\omega_p$ ve bant enerji aralığını (E_{av}) aşağıdaki şekildeki gibi formülize etmiştir.

$$\epsilon_{\infty} = 1 + \left(\frac{\hbar\omega_p}{E_{av}} \right)^2 \left(1 - \frac{E_g}{4E_f} \right) \quad (3.1)$$

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (3n\pi^2)^{2/3} \quad (3.2)$$

ve $n = \text{cm}^2$ başına atom sayısıdır. Ayrıca,

$$f_i = \frac{C^2}{E_{av}} \quad (3.3)$$

dir.

E_{av} değerini kovalent ve iyonik katkılardan dolayı iki terimin toplamı ile ifade edilir.

Bu değer;

$$(E_{av})^2 = (E_h)^2 + C^2 \quad (3.4)$$

ile verilir. Burada E_h , kovalent katkı, C ise iyonik katkıdır. E_h ve C ampirik olarak hesaplanmış Ga_2Te_3 için ;

$E_h = 3.48$, $C = 3.32$, $\epsilon_\infty = 10.02$, $\hbar\omega_p = 14.81$ bulunmuştur. A ve B gibi iki elementten oluşmuş AB bileşiği için ,

$$f_{AB} = 1 - \left(\frac{M}{N} \right) \exp \left[- \left(\frac{X_A - X_B}{4} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

İle verilir. Burada M , rezonansa gelmiş bağların sayısı, N , valans elektronların sayısı X_A ve X_B sırasıyla A ve B elementlerinin elektronegatiflikleridir. Ga için $X_A = 1.81$, Te için $X_B = 2.01$ olduğunda $f_{AB} = 0.505$ olarak bulunmuştur [6]. Yüksek ve düşük frekanslardaki dielektrik sabitleri ϵ_∞ ve ϵ_s ise;

$$\left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_\infty} \right) = \left(\frac{W_{L0}}{W_{T0}} \right)^2 \quad (3.6)$$

oranından bulunur. Burada W_{L0} ve W_{T0} sırasıyla boyuna ve enine optik mod frekanslarıdır. ϵ_{∞} ve ϵ_s arasındaki fark, makroskobik veya enine etkin yük ϵ_T^* ı tanımlamak için kullanılabilir. Bu durum;

$$m\epsilon(W_{L0}^2 - W_{T0}^2) = 4N\pi(\epsilon_T^*)^2 \quad (3.7)$$

şeklindedir. Burada, N hacim başına birim hücre sayısı, m ise; $T0$ 'a uyan azalmış etkin kütlelerdir.

Dielektrik sabiti katı içindeki bağın tabiatı hakkında bilgi verirken, fotoiletkenlik çalışmaları da geçiş parametreleri hakkında bilgi verir.

Fotoiletkenlik kazancı;

$$G = \frac{\left(\frac{I}{e}\right)}{fxHacim} = \frac{\tau}{T_R} \quad (3.8)$$

ile verilir. Burada T_R , taşıyıcıların geçiş zamanı, τ , taşıyıcıların ömrü, f , saniyede cm^3 başına oluşan taşıyıcı oranı olup;

$$T_R = \frac{L^2}{V\mu} \quad (3.9)$$

ile verilir. Burada L , numunenin uzunluğu, V , uygulanan gerilim ve μ ise sabittir. Yapılan çalışmalarda Ga_2Te_3 için $\mu = 72.6 \text{ cm}^2/V.sn$ olduğu farz edilip, pozitif boşlukların ömrü 305 K 'de 2×10^{-4} sn olarak bulunmuştur [6].

Yüksek sıcaklıklarda Ga_2Te_3 'teki boşlukların dağılımı rasgele olurken, düşük sıcaklıklarda düzenlidir.

Ga_2Te_3 kristalinin titreşim parametreleri tanımlanırken bir Lorentz salıncısı modeli kullanılarak deneysel verilerin analizi yapılmaktadır. Saçılma dielektrik sabiti ϵ ile orantılıdır. Fresnel denklemi yardımıyla,

$$R = \left(\frac{\frac{1}{\varepsilon^2(\omega)} - 1}{\frac{1}{\varepsilon^2(\omega)} + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

elde edilir.

$\varepsilon(\omega)$ dielektrik sabitinin kompleks hali aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum \frac{S_i \Omega_i^2}{\Omega_i^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i} \quad (3.11)$$

Burada Ω_i , örgüdeki salıncının rezonans frekansıdır. γ_i ; i. Örgüdeki salıncının fonon titreşimini azaltan sabitidir. S_i ; i. salıncı için salıncı kuvvet sabitidir.

Bu malzeme için düşük alanlarda ($E < 5 \cdot 10^3$ V/cm) I-V karakteristikleri lineer, simetrik, elektrot olarak kullanılan malzemeden bağımsızdır.

$E > 5 \cdot 10^3$ V/cm olduğunda lineerlik bozulur. I-(V²) grafiği çizildiğinde, değişim doğrusal bir hal almaya başlar. Ga₂Te₃ tek kristali için yapılan çalışmalarda (77-300 K) zaman parametreleri; anahtarlama zamanı, $\tau_s = 4 \cdot 10^{-9}$ sn, gecikme zamanı, $\tau_d = 4 \mu$ sn olarak bulunmuştur [6]. Gecikmelerin uzun sürmesinin nedeni; taşıyıcıların tuzak seviyelerinde yakalanmalarına atfedilmektedir. Bu kristal için farklı sıcaklıklarda akım-gerilim karakteristikleri deneysel kısımda verilecektir. Yapı kusurları dikkate alındığında Ga₂Te₃'ün özdirenci 10^2 - 10^8 Ω cm arasında değişmektedir [2].

Ga₂Te₃ gibi yüksek özdirençli numunelerin gecikme zamanı, düşük özdirençli numunelerin gecikme zamanından daha düşüktür. Bunun nedeni, yüksek özdirençli numunelerin bant aralığında derin lokal tuzak seviyelerinin varlığıdır. Anahtarlama olayı bütün tuzak seviyeleri dolduktan sonra gerçekleşir.

3.2. Kristâl Büyütme Teknolojisi

3.2.1. Giriş

Günümüzde yarıiletkenlerin teknolojik önemi dikkate alındığında, yarıiletken bileşikler üzerinde yapılan araştırmaların ilk basamağını istenilen bileşiğe ait tek kristâllerin sentezlenip büyütülmesi oluşturur. *Kristâl büyütme işlemi* olarak isimlendirilen bu süreç, yüksek saflıkta kristâlin büyütülmesini amaçlar. Kristâl büyütme işlemi genel olarak iki ana sınıfta toplanabilir: (a) *epitaksiyel büyütme* ve (b) *külçe (bulk) kristâl büyütme*.

Epitaksiyel büyütme işlemi, gaz yada sıvı fazından istenilen kristâlin *altlık (substrate)* adı verilen taban kristâl üzerine biriktirilmesi ile sağlanır. Bu metotla büyütülen kristâllerin kontrollü miktarda kirlilik konsantrasyonuna sahip olması başarılabılır. Epitaksiyel kristâller özellikle elektronik devre elemanlarında ve modern elektronik cihazlarda yaygınca kullanılmaktadır [38].

Külçe kristâlleri büyütme için en uygun metotlar eriyikten büyütme metotlarıdır. Bu metotlarla metallerin, organik maddelerin, bileşiklerin ve yüksek erime noktalı malzemelerin büyük boyutlu kristâlleri büyütülebilir. Bu metotlar, yapısal olarak mükemmel ve kontrollü kompozisyona sahip yarıiletken tek kristâllerin büyütülmesine imkân sağlarlar [39].

3.2.2. Eriyikten Kristâl Büyütme Metotları

Eriyikten kristâl büyütme metotları temelde iki grup olarak bilinir:

(a) *Normal katılma metotları* (b) *bölgesel büyütme metotları*. Büyütme tekniğinin seçimi, birleşen elementlerin buharlaşabilme veya ayrışabilme, kimyasal etkileşme ve malzemenin erime noktası gibi faktörlere dayanır.

Normal katılma metotlarında, katılma sürecinde üretilen ısı uzaklaştırılarak ilk

çekirdeğin kontrollü katılaşması sağlanır. Isının uzaklaştırılması ile sıvı-katı ara yüzeyinde yönelimli bir katılaşma meydana gelmesi sağlanır.

Bölgesel büyütme metotlarında, külçe boyunca erimiş bölgenin hareketi sağlanır. Bölgesel eritme teknikleri, hem kristâl büyütme hem de kirliliklerin uzaklaştırılması için kullanılır.

Eriyikten kristâl büyütme metotları genel olarak aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir [6]:

a. Normal Katılaşma Metotları

1. Dikey Bridgman (Bridgman-Stockbarger) Metodu
2. Yatay Bridgman (Bot-Büyütme) Metodu
3. Czochralski Metodları
4. Kyropoulos Metodu
5. Verneuil Metodu

b. Bölgesel Büyütme Metotları

1. Yüzer Bölge Metotları
2. Bölgesel Eritme Metotları

Bridgman–Stockbarger Metodu:Yapılan literatür araştırmasında $A_2^{III} B_3^{VI}$ bileşikleri genellikle doğrudan katılaşma veya Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütüldüğünden bu çalışmada Ga_2Te_3 kristâli Bridgman- Stockbarger metoduyla büyütüldü. Bu metotta, sabit sıcaklık gradiyentine sahip, iki veya üç zonlu düşey durumda sabit bir büyütme fırını kullanılır. Büyütülecek malzeme, genellikle başlangıç çekirdeğinin oluşması için alt ucu sivriltilmiş bir pota/büyütme ampulü içine yerleştirilir. Malzemenin özelliğine göre pota/büyütme ampulü açık veya kapalı olabilir. Fırın içinde keskin bir sıcaklık gradiyenti oluşturmak için, zonları birbirinden ayıran ve sıcaklık değişimini kontrol eden bir ara kısım oluşturulur. Sıcaklık erime noktasının üzerine kadar yükseltilerek fırın içinde düşey olarak yerleştirilmiş potadaki bileşik eritilir. Bu metotta katılaşmayı oluşturmanın diğer bir yolu, fırın ve pota hareketsiz tutulup, fırın sıcaklığı belirli bir

hızda düşürülür. Bu metot, sabit fırın içinde hareketli pota kullanıldığında *Bridgman tekniği*, sabit fırın ve sabit pota kullanılarak sıcaklık düşürüldüğünde ise *Stockbarger tekniği* olarak adlandırılır.

Bridgman-Stockbarger tekniğinin temel avantajı; kristaller potanın şeklini alacağı için, istenilen boyutlarda silindirik külçelerin büyütülebilmesidir. Bununla birlikte, eriyik, kristâl ve pota duvarlarının temasta olmaları ciddi bir bulaşma ve zorlanma (strain) kaynağıdır. Bu metotla katılaşıırken genişleyen malzemeler büyütülemezler.

3.2.3. Büyütme Metodunun Seçilmesi

İkili yada üçlü bileşik yarıiletkenlerin büyütülme tekniğinin seçiminde aşağıdaki özelliklerin bilinmesi gereklidir [40]:

1. Bileşiğin ve bileşen elementlerin kimyasal reaksiyona girebilme kabiliyetleri,
2. Büyütme sıcaklığında bileşiğin ayrışma buhar basıncı,
3. Bileşiğin erime sıcaklığının büyütmede kullanılan pota malzemesine uygunluğu,
4. Bileşik kompozisyonunun stokiyometrik formdan ayrılması durumunda tek kristâl fazının sürdürülebildiği stokiyometrik sınır,
5. Bilinen faz geçişlerinin var olup olmayışı.

Her kristâl büyütme metodunun kullanılmasında farklı problemlerle karşılaşmak mümkündür. *Bridgman-Stockbarger* metodu ile eriyikten külçe kristâl büyütme sürecinde ise genellikle aşağıdaki problemlerle karşılaşılır:

1. Bileşen elementlerin yüksek buhar basıncı sebebiyle, ampulün çatlaması ve külçe yüzeyinin oksitlenmesi,
2. Eriyiğin kristâlleşme sırasında ampul duvarlarına yapışması,
3. Külçe içinde çatlaklar oluşması,
4. Külçe içinde kabarcıklar ve yüzey çekirdekleşmesi oluşması,
5. Külçenin farklı bölgelerinde farklı yapılar ve iletim tiplerinin olması.

Bu problemler, eriyikten külçe kristâl büyütme tekniklerinin temel dezavantajlarıdır. Bunları yenebilmek için, teknik şartların iyi ayarlanması, pota/büyütme ampülü için uygun malzemenin seçilmesi, uygun çözeltilerle temizlenmesi ve kaplanması önemlidir.

3.2.4. Pota/Büyütme Ampullerinin Özellikleri

Kristâl büyütmede kullanılan pota/büyütme ampullerinin istenilen verimi sağlaması için aşağıdaki özellikleri taşıması gereklidir [40]:

1. Bileşen elementlerin hiçbiri ile reaksiyona girmemeli,
2. Eriyiğe bulaşma ihtimaline karşı kirlilik ve yabancı atomlar ihtiva etmemeli,
3. Yüzey kirliliklerinin ortadan kaldırılabilmesi için kolayca temizlenebilir olmalı,
4. Normal şartlar altında yüksek mukavemet ve fiziksel kararlılığa sahip olmalı,
5. Kolayca işlenebilir ve şekillendirilebilir olmalı,
6. İçindeki gazların uzaklaştırılabilmesi için gözenekli yapıda olmamalı,
7. Sıcaklık profilini etkilememesi için düşük termâl iletkenliğe sahip olmalı,
8. Termâl genleşme katsayısı eriyiğinkinden daha düşük olmalı,
9. Rasgele yüzey çekirdeklenmesini önlemek için düzgün iç yüzeye sahip olmalıdır.

Termâl şoklara yüksek direnci, yüksek saflıkta elde edilebilmesi, kolayca şekil verilebilir ve temizlenebilir olması, pek çok bileşiğe karşı inert olması ve düşük termâl genleşme katsayısına sahip olması sebepleriyle, Bridgman-Stockbarger sistemlerinde pota/büyütme ampülü olarak kullanılan en elverişli malzeme kuartzdır.

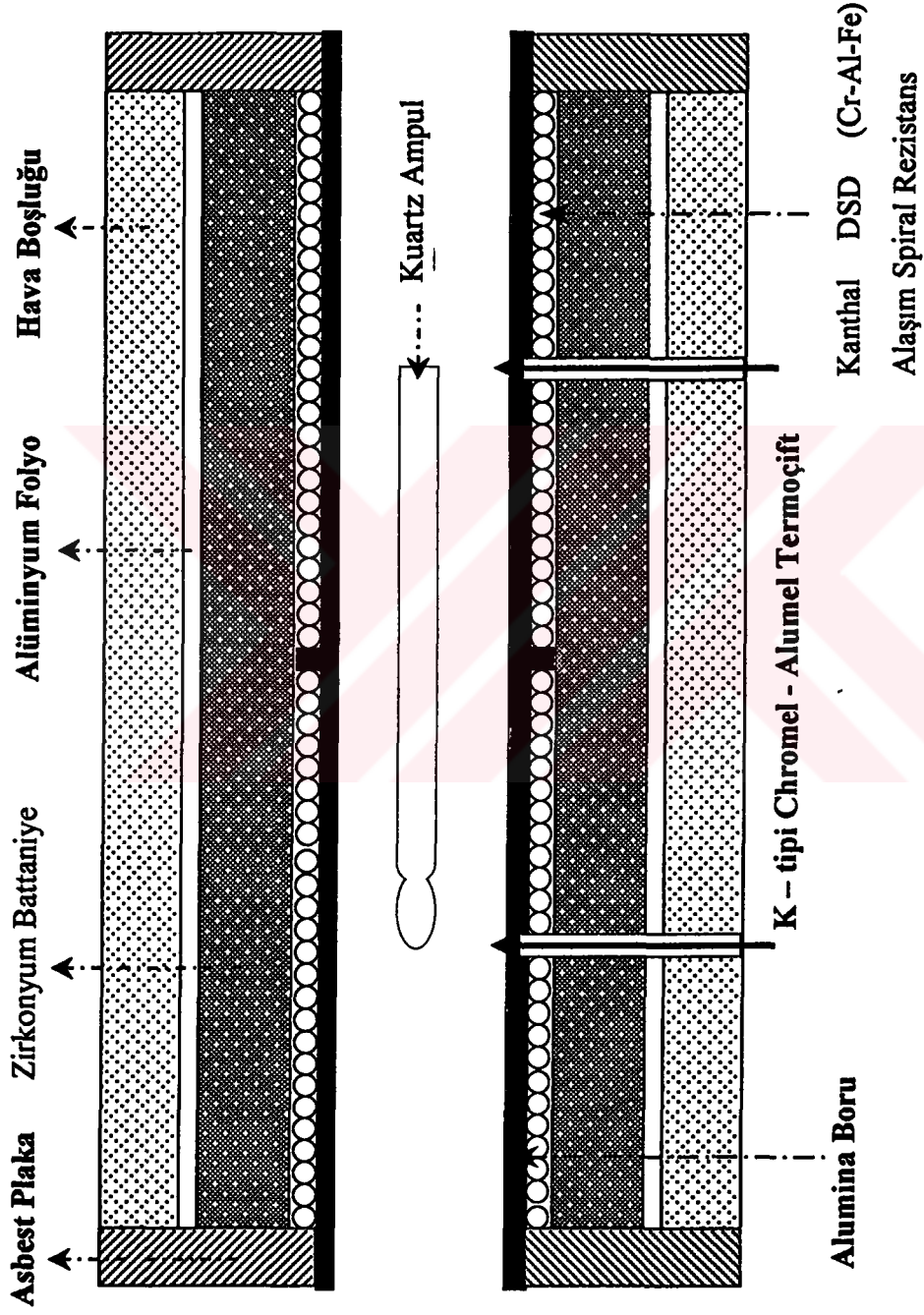
3.2.5. Büyütme Kalitesini Etkileyen Diğer Şartlar

Ampul özellikleri dışında kristâl büyütme kalitesini etkileyen diğer şartlar aşağıdaki şekilde sıralanabilir:

1. Bileşiği oluşturan başlangıç malzemelerinin saflık düzeyi,
2. Eriyiğin homojen karışıp karışmaması,
3. Ampulün fırın içindeki pozisyonu,
4. Uygulanan sıcaklık programı,
5. Büyütme fırınının sıcaklık profili,
6. Fırının bulunduğu ortamın gürültü ve sarsıntısı.

3.2.6. Kristâl Büyütme Sistemi

Kristâl büyütme işleminin ilk basamağını pota/büyütme ampulünün hazırlanması oluşturur. Daha sonra potaya yüklenen elementler ya ön reaksiyona tâbi tutulur ya da doğrudan doğruya kristâl büyütme işlemine geçilir. Bu çalışmada, pota malzemesi olarak kullanılan bir ucu kapatılmış kuartz ampul duvarları içindeki gazların ve kirliliklerin uzaklaştırılması için, sıcaklığı 1200 °C'ye kadar çıkarılabilen iki zonlu gaz çıkarma fırını kullanıldı. Varyak vasıtasıyla sabit potansiyelle beslenen gaz çıkarma fırınının sıcaklığı K-tipi Chromel-Alumel termoçift kullanılarak Thermoscan dijital termometresi ile ölçüldü. Kristâl büyütme işleminde, elementlerin ön reaksiyonu ve kristâl büyütme amacıyla özel olarak dizayn edilmiş olan, bir a.c. elektrik motoru yardımıyla yatayla aşağı ve yukarı yönde ~90° hareket edebilen ve sıcaklığı 1200 °C'ye kadar çıkarılabilen, iki zonlu ön reaksiyon ve kristâlleşme fırını kullanıldı. Kristâl büyütme fırınının kesit diyagramı Şekil 3.1 'de verilmiştir. Ön reaksiyon fırınının zon sıcaklıkları Chromel-Alumel termoçift vasıtasıyla RKC Rex P200 Dijital Programlanabilir Sıcaklık Kontrol Üniteleri (PSKÜ) tarafından ± 0.5 °C hassasiyetle kontrol edilmektedir.



Şekil 3.1. İki zonlu gaz çıkarma ve kristal büyütme fırınlarının kesit diyagramı (Abay, 1994).

3.2.7. Büyütme Ampullerinin Hazırlanması

Kristal büyütmede kullanılacak kuartz ampulün hazırlanması için, iç çapı 12 mm olan 1m uzunluğunda kuartz boru kullanıldı. Çekirdekleşmenin başlatılabilmesi için, 25-30 cm boyunda kesilen borunun bir ucu oksijen-asetilen hamlacı yardımı ile Şekil 3.2.'de gösterilen biçimde şekillendirildi. Ampullerin temizlenmesi için, Imanieh [40] tarafından aşağıda basamakları verilen temizlik metodu kullanıldı:

1. İç ve dış çeperlerdeki toz ve yağ parçacıklarının uzaklaştırılması için, 12 saat deterjanlı suda bekletildi.
2. Ultrasonik banyoda su ile 15 dakika yıkandı.
3. Yüzeydeki metalik kirlerin uzaklaştırılması için, seyreltilmiş (%40) HNO₃ içinde 4 saat bekletildi.
4. Ultrasonik banyoda deiyonize su ile 15 dakika yıkandı.
5. Herhangi bir artık bulaşmanın giderilmesi için, seyreltilmiş (%40) HF içinde 5 dakika bekletildi.
6. Ultrasonik banyoda deiyonize su ile 15 dakika yıkandı.
7. Asetonla çalkalanıp kurumaya bırakıldı.
8. Ampul malzemesi içine difüze olmuş gazların çıkarılması için, gaz çıkarma fırını içinde 1050 °C sıcaklıkta ve $\sim 10^{-6}$ mbar basınçta 4 saat pişirildi.
9. Gaz çıkarma işlemi sırasındaki bulaşmaları temizlemek için, 3 saat deterjanlı suda bekletildi.
10. Ultrasonik banyoda deiyonize su ile 15 dakika yıkandı.

Kristal büyütme sırasında eriyiğin ampul duvarıyla etkileşmesini ve ampul duvarına yapışmasını önlemek için temizlenen ampuller aşağıdaki şekilde karbon filmle kaplandı:

1. Ampuller 5 cc asetonla dolduruldu ve birkaç kez çalkalanıp boşaltıldı.
2. İnce bir karbon film oluşuncaya kadar ampul, oksijen-asetilen hamlacı karşısında homojen olarak çevrilerek kızarıncaya kadar ısıtıldı.
3. Karbon filmin sabitleşmesi ve artık karbon küllerinin uzaklaştırılması için, gaz çıkarma fırını içinde 1050 °C sıcaklıkta ve $\sim 10^{-6}$ mbar basınçta 2 saat pişirildi.
4. Karbon kaplama işlemi sırasında meydana gelen bulaşmaların uzaklaştırılması için, ampuller son olarak deiyonize su ile yıkandı ve kurutuldu.



Şekil 3.2. Ga₂Te₃ kristâlinin büyütüldüğü pota şekli.

3.2.8. Bileşen Elementlerin Hazırlanması

Bu çalışmada ön reaksiyon ve tek kristâl büyütme işlemi tek adımda ve aynı ampul içerisinde yapıldı. Başlangıç malzemeleri olarak 6N saflıkta Ga ve Te elementleri kullanıldı. Bileşiğin toplam ağırlığı (W_{Top}), ampul boyutları ve bileşen elementlerin buhar basınçları dikkate alınarak 20 g olacak şekilde belirlendi. Ga elementinin ağırlığı W_{Ga} ve atom ağırlığı da A_{Ga} olmak üzere, bileşen elementlerin miktarları

$$W_{Te} = \frac{W_{Ga}}{A_{Ga}} \times A_{Te}, \quad W_{Ga} = \frac{W_{Te}}{A_{Te}} \times A_{Ga} \quad (3.12)$$

ve yüzde ağırlıkları da

$$\%Te = \frac{W_{Te}}{W_{Top}} \times 100, \quad \%Ga = \frac{W_{Ga}}{W_{Top}} \times 100 \quad (3.13)$$

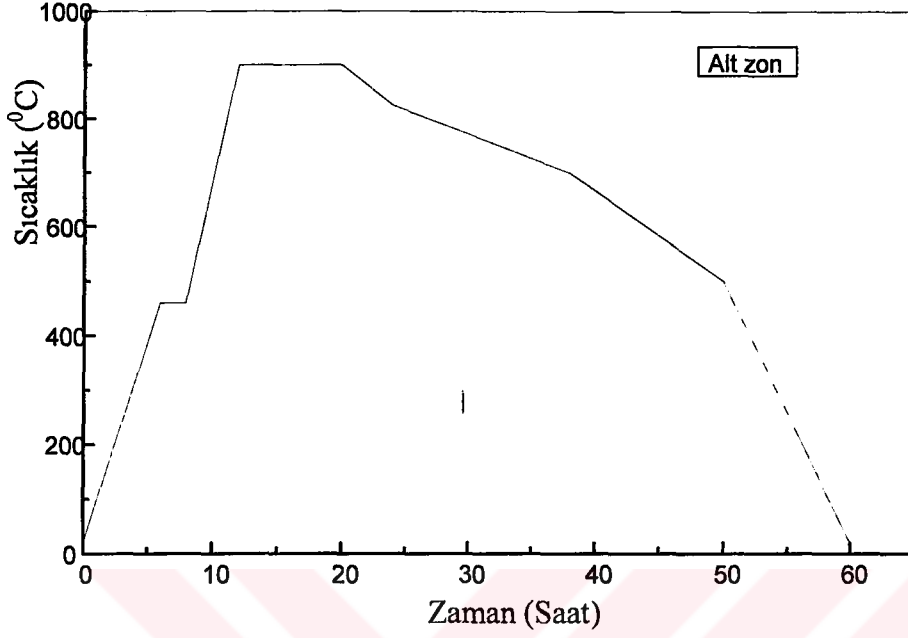
ifadeleriyle belirlendi.

Miktarları (3.12) ve (3.13) ifadeleriyle belirlenen bileşen elementler, Ga ve Te külçelerinden kesilerek kabaca tartıldı. Kesme işlemi sırasında meydana gelebilecek bulaşmaların ve yüzeydeki oksit tabakasının uzaklaştırılması için Ga elementi 2-3 dakika süreyle %40 oranında seyreltilmiş HNO₃ içerisinde bekletildi. Organik temizleme (aseton-methanol) ile yüzeydeki asit uzaklaştırıldı. Daha sonra, Ga ve Te ultrasonik banyoda deiyonize su ile yıkandı. Malzemelerin son tartımları GEC AVERY marka sayısal terazi kullanılarak 0.1 mg hassasiyetle yapıldı ve ampullere yüklendi.

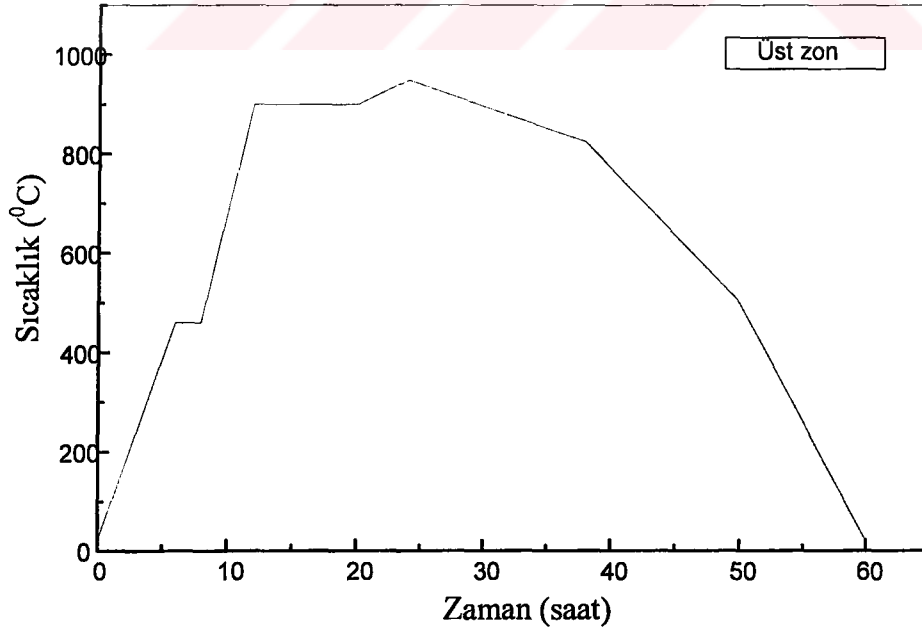
3.2.9. Kristâl Büyütme İşlemi

Ga ve Te ile yüklenmiş ampuller, Leybold-Heraeus Leybovac PT 150/4 model turbomoleküler vakum sistemine monte edilerek $\sim 10^{-6}$ mbar basınç altında oksijenasetilen hamlacı yardımıyla kapatıldı ve düşey pozisyondaki ön reaksiyon ve kristâl büyütme fırınına yerleştirildi. Bileşiğin erime sıcaklığı (792 °C) dikkate alınarak tasarlanan sıcaklık programları PSKÜ'ne set edildi.

Kristâl büyütme fırınına uygulanan büyük ve küçük zon için örnek bir sıcaklık programı Şekil 3.3.a.b. 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, ilk 6 saat içinde fırının sıcaklığı oda sıcaklığından 460 °C'ye çıkarıldı ve 2 saat bu sıcaklıkta bekletildi. Buhar basıncının kontrol edilebilmesi için, 4 saat içinde fırının sıcaklığı 460 °C'den bileşiğin erime sıcaklığının üzerine (900 °C) çıkarıldı ve eriyiğin homojen karışımını sağlamak için, fırın çalkalama moduna alınarak bu sıcaklıkta 8 saat çalkalama işlemi yapıldı. Çalkalama işlemi sonunda, ampul ucunun bulunduğu zon aşağıda olmak üzere, fırın düşey hâle getirilerek sabitleştirildi ve alt zon 900 °C'den 825 °C'ye düşürüldü, üst zon 900 °C'den 950 °C'ye çıkarıldı ve eriyiğin dinlenmesi için 4 saat bekletildi. Daha sonra sırasıyla alt zon 825 °C'den 700 °C'ye üst zon 950 °C'den 825 °C'ye 14 saatte, sonra alt zon 700 °C'ye büyük zon 500 °C'ye 12 saatte, sonra da her iki zon 10 saatte oda sıcaklığına düşecek şekilde programlandı ve böylece kristâlleşme tamamlandı.



Şekil 3.3.a Kristâl büyütme fırınına ait küçük zon için Sıcaklık-Zaman programı.

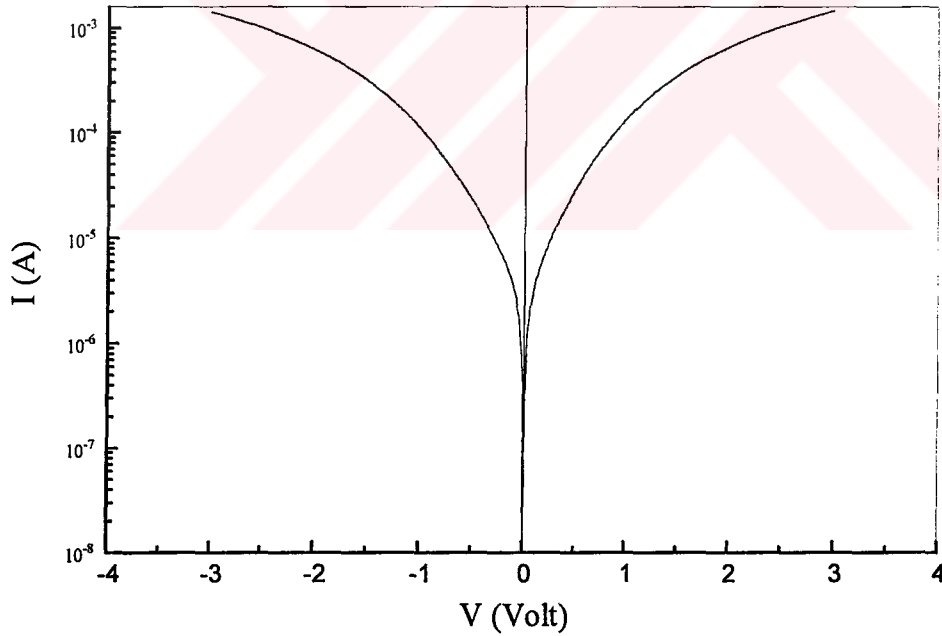


Şekil 3.3.b Kristâl büyütme fırınına ait büyük zon için Sıcaklık-Zaman programı.

3.3.DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜLER

3.3.1. Numunelerin Hazırlanması ve Akım-Gerilim Ölçümleri

Büyütülmüş kristâl önce büyüme doğrultusuna paralel olarak kesildi. Kesilen bu numunelerin yüzeyi parlak olmadığı için önce silikon karpit ile daha sonra da $0.003 \mu\text{'luk Al}_2\text{O}_3$ ile mekanik olarak parlatıldı. Bu şekilde hazırlanan numunelerin bir yüzeyine hem farklı aralıklı, hem de eşit aralıklı omik kontaklar yapıldı. Kontak malzemesi olarak In kullanıldı. Kontak yapılan numuneler $275 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de 8 dakika tavlandı. Bu şekilde hazırlanmış numunelerde yapılan I-V ölçümlerinde kontakların omik özellik gösterdiği gözlemlendi. Bu duruma ait I-V karakteristiği Şekil 3.4. 'de verilmiştir.



Şekil 3.4. Omik kontak yapılan $380 \mu\text{m}$ kalınlığındaki Ga_2Te_3 numune için I-V karakteristiği.

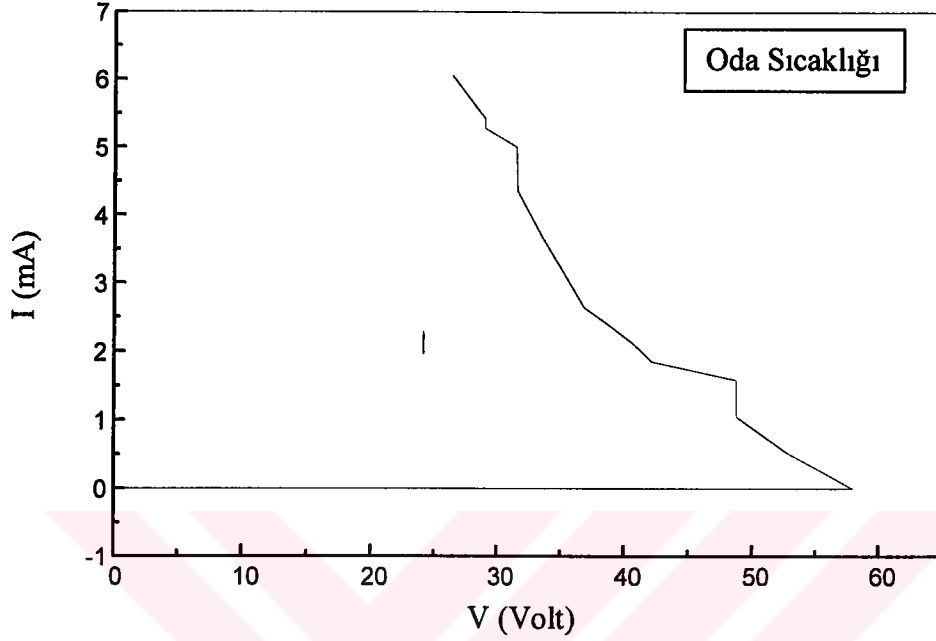
I-V karakteristiği yapılan omik kontakın ne derece güvenilir olduğunu göstermek açısından gereklidir. Bu çalışmada üzerinde çalışma yapılan bütün numunelerin I-V karakteristiğine bakıldı. Çünkü başlangıç itibariyle numunelerde anahtarlama

görülememesi durumunda mevcut önemli problemlerden biri de omik kantağın kalitesidir. Yukarıdaki grafik omik kantağın ne derecede simetrik olduğunu göstermektedir.

Büyüme doğrultusu (ampul eksenine dik doğrultu)'na paralel olarak kesilen numunelerde düzlemler arasında paralellik olmadığından, en ince kalınlık olarak ancak ~500 µm kalınlığında numuneler hazırlanabildi. Bu numuneler üzerinde yapılan I-V ölçümlerinde anahtarlama olayı gözlenmedi. Bu durum teorik kısımda da belirtildiği gibi hem numune kalınlığının fazla olmasına, hem de bu şekilde büyüme doğrultusuna paralel olarak kesilen numunelerin dirençlerinin genelde 0.5 MΩ 'dan düşük olduğundan direncin düşük olmasına atfedildi. Halbuki, anahtarlama olayı genellikle direnci yüksek numunelerde görülmektedir. Ayrıca, hazırlanmış numunelerden her iki yüzeyine mekanik parlatma yapıldıktan sonra iki yüzeye omik kontak yapıldığında da (sandviç formunda) anahtarlama gözlenmedi. Bu durum yukarıda belirtilen özelliklerden başka, kontaklar arası mesafenin büyük olmasına, dolayısı ile de anahtarlamanın gözlenebilmesi için çok yüksek gerilim gerektirmesine atfedildi.

Kristâlin büyüme doğrultusuna dik olarak yarılan numunelerin dirençleri genelde büyük olduklarından anahtarlama için tercih edilerek temizleme işlemine tabi tutuldu. Temizleme işlemi sırasıyla, 5 dk. asetonla, 5 dk. metanolla ve 10 dk. borik asitle yapıldı. Temizlenmiş numuneler kurutulduktan sonra karşılıklı yüzeylere 1 mm çapında omik kontak yapıldı. Kontak yapılan numuneler 275 °C'de 8 dk. tavlandı.

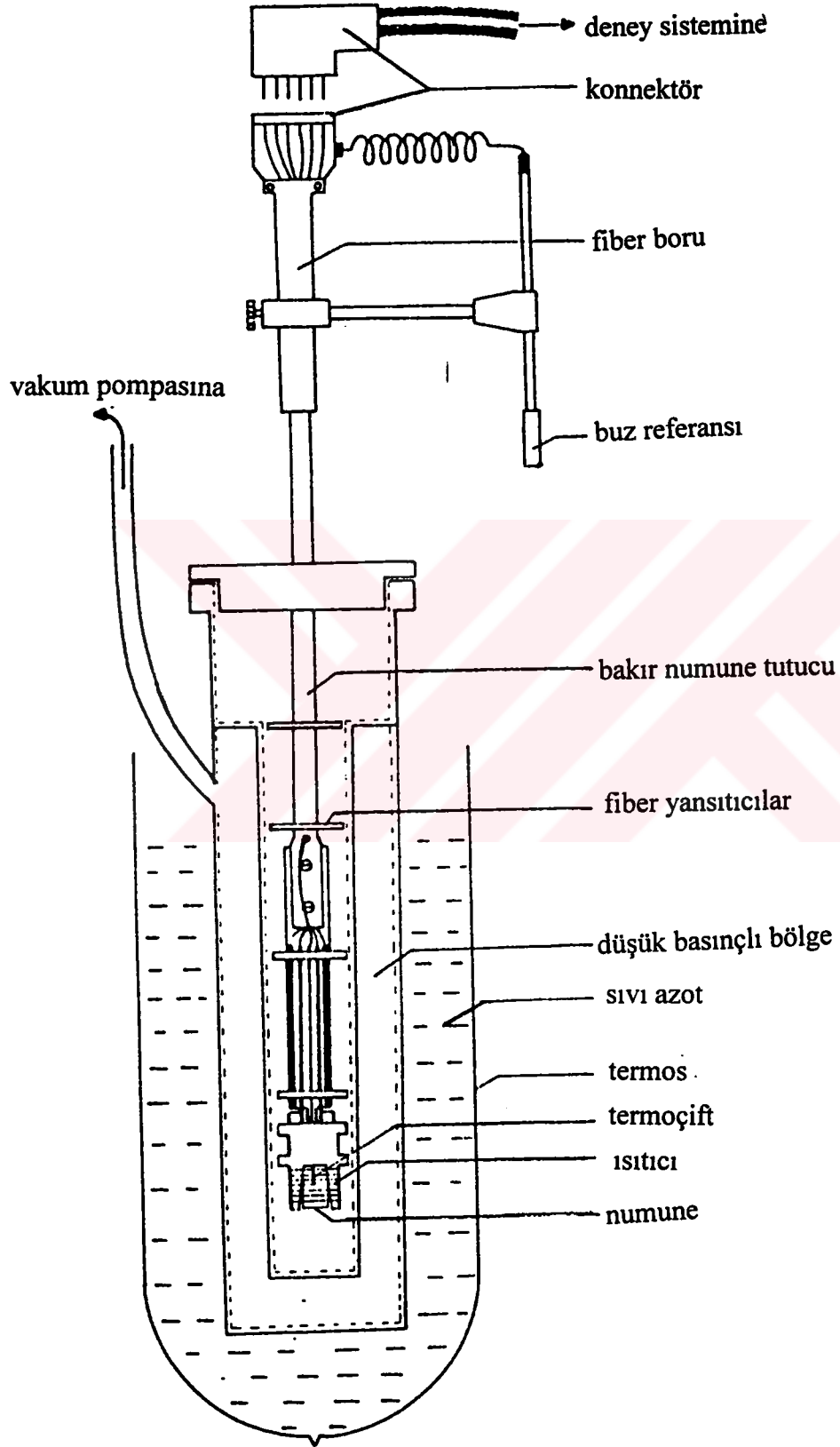
Şekil 3.7. 'de verilen anahtarlama devresi kuruldu ve BC 141 transistörü ile test edildi. Transistör ile yapılan ölçümlerde her seri direnç değerlerinde anahtarlama görüldü.



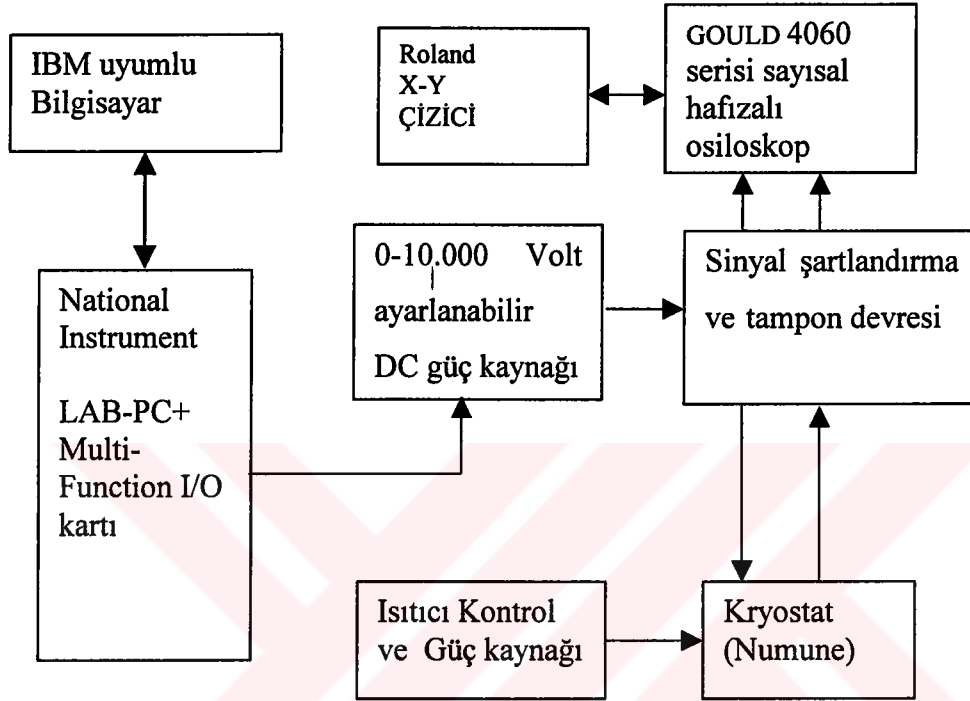
Şekil 3.5. BC 141 transistörü için kollektör emiter arasında anahtarlama olayına ait I-V karakteristiği ($R_s=10K$).

Deney için hazırlanan numuneler ancak belli yük direnci (seri direnç) için anahtarlamaya izin vermektedir. Örneğin, direnci $1 M\Omega$ civarındaki numuneler için seri direnç $10 K\Omega$ alındı.

Başlangıçta $1 M\Omega$ değerindeki numunede anahtarlama olayı gözlemlendi. Ancak aynı numune üzerinde birkaç defa tekrarlanma durumunda anahtarlama görülmedi. Bu durum başlangıçta numunenin zarar görmüş olabileceğine atfedildi. Ancak daha sonraki numuneler için de aynı durumla karşılaşıncı, polarite değiştirildi ve tekrar anahtarlama gözlemlendi. Yani anahtarlamanın gözlenmemesi durumu aslında hafıza anahtarlamanın oluştuğunu gösterdi. Polaritenin değiştirilmesinden sonra anahtarlamanın tekrar gözlenmesi teorik kısımlarda da belirtildiği gibi; taşıyıcıların enjekte olmuş oldukları elektrottan tekrar diğerine geçişini doğruladı. Bu durum farklı numuneler üzerinde defalarca tekrarlandığında aynı durumla karşılaşıldı.



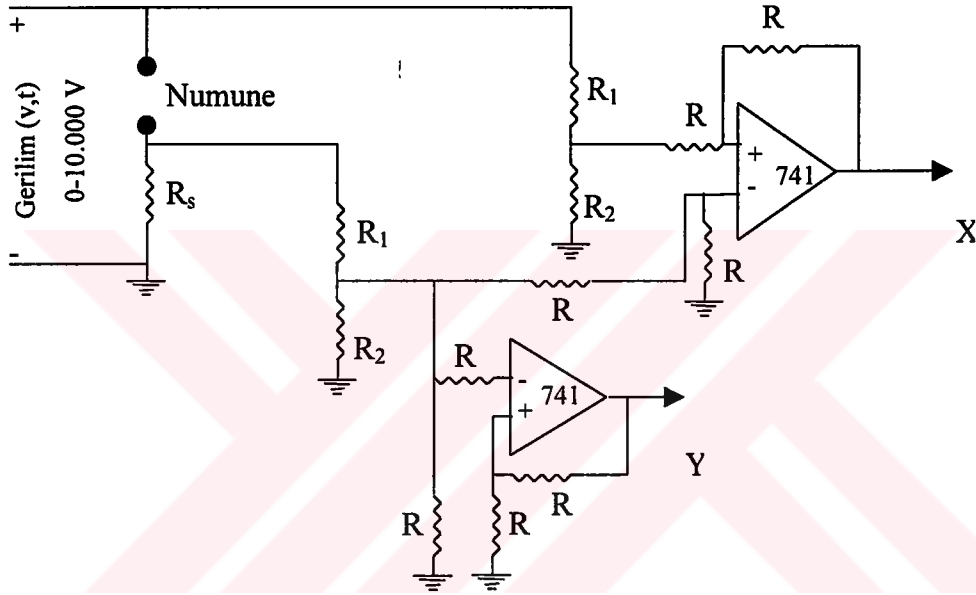
Şekil 3.6. Numune, ısıtıcı ve termoçiftin bulunduğu sistem (Cryostat).



Şekil 3.7. Deney düzeneği blok şeması.

Farklı numuneler üzerinde yapılan anahtarlama özelliğini görebilmek için farklı değerlerde yüksek gerilimlere ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun için bu çalışmada 0-10.000 volt ayarlanabilir DC güç kaynağı kullanıldı. Numune üzerine uygulanacak gerilimin kademeli değiştirilmesi ve bu işlemin kısa zamanda yapılabilmesi için bilgisayar desteği kullanıldı. Bilgisayarda yazılan program ve LAB-PC kartı vasıtası ile istenen zaman aralığında 0 dan 10 Volta istenilen hızda arttırılabilen bir gerilimle kontrol edildi, numune üzerine 0- 10.000 volt aralığında lineer gerilim gönderilebilecek düzenek kuruldu. Aşağıda daha detaylı açıklanacak Sinyal şartlandırma ve tampon devre ile numune üzerine gerilimin gönderilmesi ve numune üzerindeki gerilimin belli bir kesrinin alınması ile numuneye seri bağlı direnç ile numunenin üzerinden geçen akımın alınması sağlandı. Osiloskopun X girişine numune geriliminin belli bir kesri, Y girişine ise akım verildi. Bu akım aslında seri direnç üzerindeki gerilimdir. Sıcaklığa bağlı ölçü

alabilmek için numune kryostat içine konuldu. I-V ölçümlerinde sıcaklık ölçmek için bakır konstantan termoçift kullanıldı. Bakır-konstantan termoçift için 83-273 K bölgesinde buz referansına göre oluşan gerilimler $-5.38-0$ mV aralığındadır [41]. Kryostat sıvı azot içine daldırılarak sıcaklık dengeye gelene kadar beklendi. Sıcaklık kontrol ve güç kaynağı ile numune ısıtılarak belli sıcaklıklarda anahtarlama etkisi incelendi. Elde edilen karakteristikler osiloskoba bağlı çizici ile kağıda çizdirildi.



$$R_s = 4.7 \text{ K}\Omega$$

$$R_1 = 1 \text{ M}\Omega$$

$$R_2 = 82 \text{ K}\Omega$$

$$R = 100 \text{ K}\Omega$$

Şekil 3.8. Sinyal şartlandırma ve tampon devresi açık devre şeması.

Devrede numune üzerinden geçen akım daha önce belirtildiği gibi seri direnç üzerine düşen gerilim ölçümleriyle belirlenebilir. Anahtarlama olayında asıl gerekli olan I-V karakteristikleri olduğundan akım, yukarıda belirtilen Y'deki gerilim yardımı ile, gerilim değeri ise X 'deki gerilimden bulunur. Çiziciden ile elde edilen X ve Y değerleri aşağıda verilecek ifadelerde yerlerine yazılarak X gerilimi, Y akımı bulunabilir.

X ' e karşılık gelen gerilim değerleri şu ifade ile verilir.

$$\frac{V_{Plotter}(X)}{R_2} = \frac{V_{hesaplanan}(X)}{R_1 + R_2} \quad (3.14)$$

Y 'ye karşılık gelen ve gerilim olarak çiziciden elde edilen seri direnç üzerindeki gerilim aynı ifade dikkate alınarak, gerilim olarak elde edilir, sonra da Ohm kanunu yardımıyla numune üzerinden geçen akım bulunur. Bu durumu belirten ifadeler basitçe aşağıdaki şekilde verilebilir.

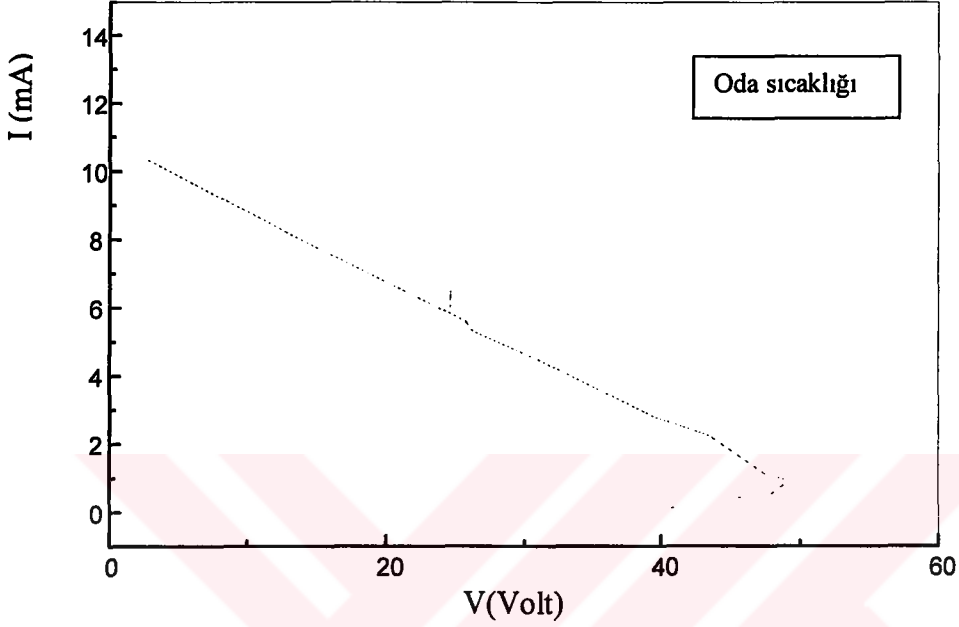
$$\frac{V_{Plotter}(Y)}{R_2} = \frac{V_{hesaplanan}(Y)}{R_1 + R_2} \quad (3.15)$$

Buradan gerçek akım değeri ise

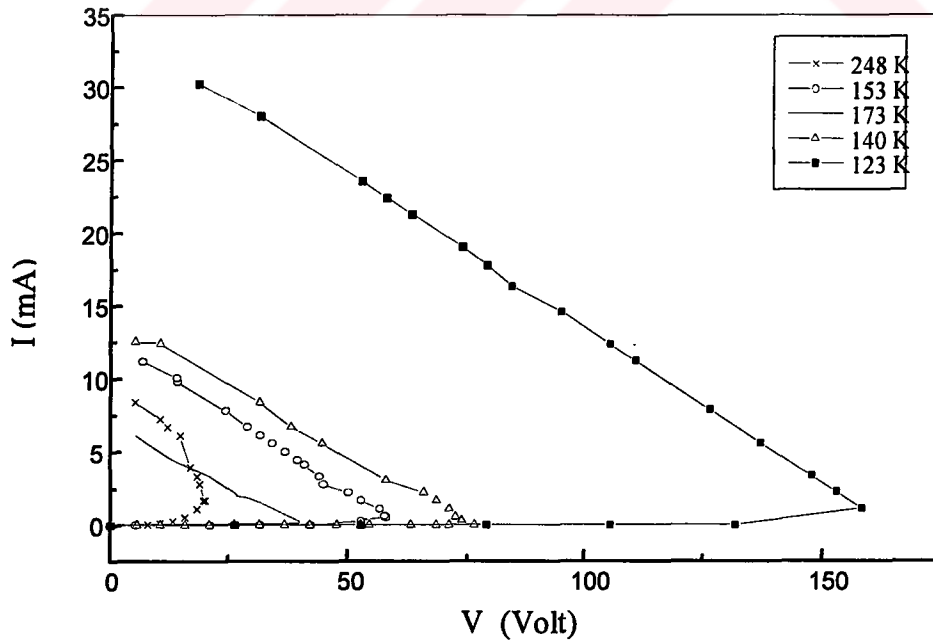
$$I_{hesaplanan} = \frac{V_{hesaplanan}(Y)}{R_s} \quad (3.16)$$

ile verilir.

İlk olarak 380 μm kalınlığında, direnci $1\text{M}\Omega$ olan numune için oda sıcaklığında anahtarlama olayı gözlemlendi.

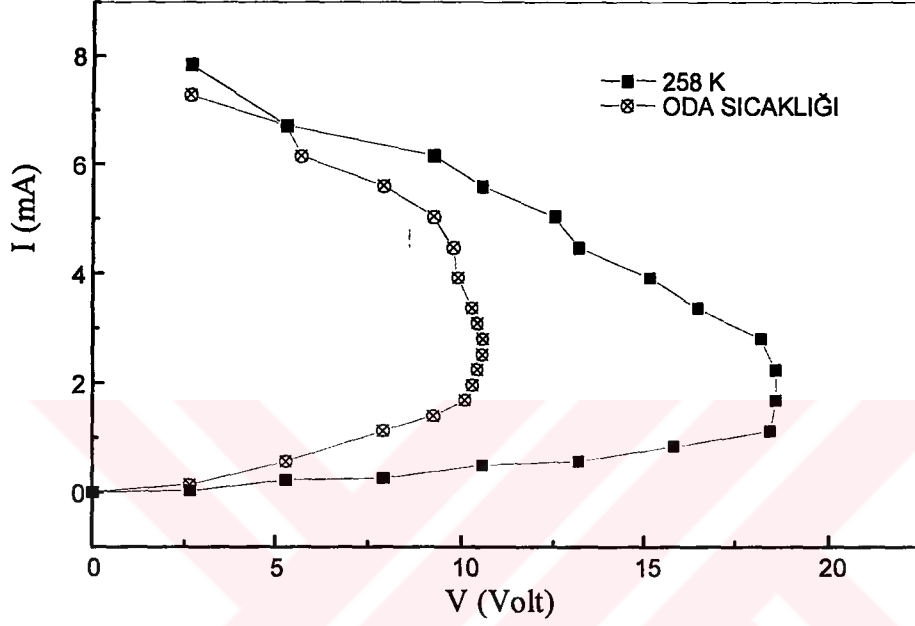


Şekil 3.9. Oda sıcaklığında, direnci $1\text{M}\Omega$, kalınlığı $380\ \mu\text{m}$ ve seri direnç değeri $4.7\text{K}\Omega$ olan numune için I-V karakteristiği.



Şekil 3.10. Farklı sıcaklıklarda $380\ \mu\text{m}$ kalınlığında direnci $468\text{K}\Omega$ olan numune için I-V karakteristiği.

Sıcaklığa bağlı olarak yapılan ölçümlerde en düşük 123 K'e kadar inilebildi. Farklı sıcaklıklarda elde edilen bazı I-V karakteristikleri yukarıda verilmiştir. Bu karakteristikler 3 μm kalınlığında ve devrede kullanılan seri direnç 4.7 K alındı.



Şekil 3.11. 258 K ve oda sıcaklığında, 380 μm kalınlığında, direnci 485 K Ω , seri direnç değeri 4.7 K Ω olan numune için I-V karakteristiği.

Bu numune için (Şekil 3.11.) oda sıcaklığı ve sıvı azot sıcaklığında yapılan ölçümler için 258 K 'de anahtarlama özelliği gözlemlendikten sonra numunede ark şeklindeki bozulmadan dolayı değişik sıcaklıklarda ölçüm yapılamadığından sadece bu sıcaklıklardaki I-V karakteristiği elde edildi.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada Bridgman- Stockbarger metodu ile büyütülen Ga_2Te_3 kristâlinin büyüme doğrultusuna paralel olarak kesilen numunelerinde dirençlerin anahtarlama neden olabilecek derecede yüksek dirence sahip olmadığı sonucuna varıldı. Özellikle büyüme doğrultusuna dik olarak elde edilen numunelerin dirençleri yaklaşık olarak bir kaç $K\Omega$ 'dan başlayıp $10 M\Omega$ ve daha büyük değerlerde idi. Dolayısıyla anahtarlama olayı özellikle bu şekilde seçilip temizlenen numunelere kontak yapılarak görülebildi. Bu doğrultudaki numunelerin tamamında da anahtarlama gözlenmedi. Ancak direnci $500 K\Omega$ ve daha yüksek olanlarında anahtarlama gözlendi. Bu netice anahtarlamanın özellikle direnci yüksek numunelerde görülebileceğini doğrulamaktadır. Bu doğrultuda yarılan numunelerin yüzeyleri oldukça parlaktı. Büyüme doğrultusuna paralel olarak kesilen numuneler mekanik olarak parlatıldı. Fakat bu özellikteki numunelerde anahtarlamanın gözlenebilmesi için gerekli olan mikrometre mertebesindeki kalınlıkta numuneler güçlükle hazırlanabiliyorsa de bu numunelerde anahtarlama gözlenmedi. Bu şekilde hazırlanmaya çalışılan numunelerde karşılaşılan en büyük problem, parlatılmaya çalışılan yüzeyler üzerinde mevcut olan gözeneklerdi.

Ga_2Te_3 yarıiletken kristalinin özellikle kristâlleşmenin uç kısımlardan uzak olan kısımlarda daha iyi olabileceği düşünülerek, ölçümler için orta kısımlardaki bölgelerde numuneler hazırlandı. Ancak, kristâl içindeki bazı bölgelerde çekirdekleşme türü yapılarla karşılaşıldı. Bu durum çalışmanın başlangıcı açısından bir dezavantaj olarak kabul edilebilir. Numunelerin yüzey alanlarının büyük ve kalınlıklarının ince olması çalışmaları kolaylaştırabilir. Ancak büyütülen kristâlde bahsedilen özelliklerde numune hazırlanması oldukça zordu. Çünkü, kristal çok küçük darbelerde, kalınlık ölçmek için dokunulduğunda ve hatta tavlama anında kırılabilmektedir.

Sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri 123-300 K arasında yapıldı. Sıcaklık düştükçe eşik geriliminin büyüdüğü gözlendi (Şekil 3.10.). Bu durum teorik kısımda belirtilen durumla birlikte, Ga_2Te_3 üzerinde Aliev et al. [2] tarafından yapılan ölçümlerle uyum

içindedirler.

Büyütülen kristalin özellikleri ancak literatür araştırmasındaki bilgiler dikkate alınarak yapılmaya çalışıldı. Literatürde Ga_2Te_3 yarıiletken kristâli ile ilgili çok fazla bilginin olmaması çalışmalar açısından bir dezavantaj olarak kabul edilebilir. Çalışmanın başlangıcı dikkate alındığında mevcut imkân ve bilgilerle istenen hedefe ulaşıldığı kabul edilebilir. Gerek büyütme şartlarının daha iyi yapılması ve gerekse büyütme sonrası kristalin daha iyi analiz edilmesi halinde, bu yarıiletken hakkında ileri seviyede bilgiler elde edilebilir. Bu çalışmada özellikle kristâlin büyütülmesi ve anahtarlama özelliğinin incelenmesi amaçlandı. Dolayısıyla sonraki çalışmalarda Ga_2Te_3 yarıiletken kristalinin I-V karakteristiklerinden başka bazı elektriksel ve optik özelliklerinin çalışılması amaçlanmaktadır. Ayrıca ilk çalışmada kurulabilen anahtarlama devresi ile de farklı yapıdaki malzemelerde anahtarlama olayının araştırılmasına imkân sağlamaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Parviz Doulai MIEaust(CPEng) Departman of Electrical and Computer Engineering, 1992, Universty of Wollongong.
- [2] Aliev, S. I., Niftiev, G. M., Pliev, F. I. and Tagiev, B.G., 1979, Sov. Phys. Semicond. 13 (13), 340.
- [3] Ovshinsky, S. R., 1968, Phys.Rev.Lett. 21, 1450.
- [4] Nasredinov, F. S., Masterov, V. F., Saidov, Ch. S., Seregin, P. P., Troitskaya, N. N. and Tschirner, H. U., 1988, Phys. Stat. Sol. (a) 107, 291.
- [5] Finkman, E. and Tauch, J., 1973, Phys. Rev. Lett. 31(14), 890.
- [6] Bose, D. N. and Purkayastha, S. De., 1981, Mat. Res. Bull. 16, 635.
- [7] Julien, C., Ivanov, I., Ecrepant, C. and Guittart, M., 1994, Phys. Stat. Sol.(a) 145, 207.
- [8] Sen, S. and Bose, D. N., 1984, Solid State Com. 50(1), 39.
- [9] Sen, S. and Bose, D. N., 1981, Phys. Stat. Sol.(a) 66, K117.
- [10] Marquez, E., Villares, P. and Jimenez-Garay, R., 1985, J. Non- Cryst. Sol. 74, 195.
- [11] Hafiz, M. M., İbrahim, M. M. and Ahmed, A. S., 1982, Phys. Stat. Sol.(a) 71, 259.
- [12] Böer, K. W. and Ovshinsky, S. R., 1971, J. Appl. Phys. 41(16), 2675.
- [13] Romeo, N., 1971, J. Appl. Phys, 42(9), 3643.

- [14] Jone, G. and Collins, R. A., 1979, Phys. Stat. Sol. (a) 53, 339.
- [15] Balyavichyus, S., Gruzinskis, V. and Chesnis, A., 1979, Sov. Phys. Semicond. 18(3), 966.
- [16] Muragi, B. D., Zope, M. J. and Zope, J. K., 1988, Appl. Phys. A 46, 299.
- [17] Chiang, C., 1984, Phys. Stat. Sol. a(81), 563.
- [18] Vezzoli, G. C., Calella, P., and Doremus, W., 1973, J. Appl. Phys. 44(1), 341.
- [19] Barancok, D., Dieska, P. and Krempasky, J., 1974, Phys. Stat. Sol.(a) 22, 329.
- [20] Hirashima, H., Ide M. and Yoshida, T., 1988, J. Non. Cryst. Solids, 86, 327.
- [21] Hantias, M., Anagnostopoulos, A. N., Kambas, K. and Spyridelis, J., 1991, Phys. Rev. B, 43(5), 4135.
- [22] B. M. Shaha, B. M., S. B. Jahagirdar(miss), S. B., Kamat, A., 1976, Indian of Pure Appl. Phys. (14), 968.
- [23] Omar, M. A., 1975, Elementary Solid State Phys. Addison-Wesley publishing Company California, 585.
- [24] Dominguez, M., 1995, Phys. Stat. Sol. (a)147, 494.
- [25] Kroll, D. M., 1974, Phys. Rev. B 9(7), 1669.
- [26] Vezzoli, G. C., and Doremus, L., W., 1973, J. Appl. Phys., 44(7).
- [27] Kaplan, T. and Adler, D., 1971, Appl. Phys. Lett. 19(16), 418.
- [28] Gunthersdorfer, M., 1971, J. Appl. Phys. 42, 2566.

- [29] Abay, B., 1994, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü. (Yayınlanmamış).
- [30] Gunthersdorfer, M., 1971, J. Appl. Phys. 42, 2566.
- [31] Vezzoli, G. C. and Prat, I.H., 1972, Thin Solids Films 14, 161.
- [32] Vezzoli, G.C., Walsh, P. G. and Doremus, W., 1975, J. Non-Cryst. Solids 18, 333.
- [33] Henisch, H. K. and Pryor, R. W., 1971, Solid-State Electron 16, 765.
- [34] Peen, D. R., 1962, Phys. Rev. 128, 2093.
- [35] Pryor, R. W. and Henisch, H. K., 1971, Appl. Phys. Lett. 18, 324.
- [36] Haberland, D. R., 1973, Nachrichten Techn.Z. 9, 449.
Haberland, D. R. and Stiegler, H. J., 1972, Non-Cryst. Solids 8- 10, 408.
- [37] van Roosbroeck, W., 1972, Phys. Rev. Lett. 28, 1120.
- [38] Smith, R. A., 1978, Semiconductors, Cambridge Uni. Press, London (2nd ed.).
- [39] Lal, K., 1982, Synthesis, Crystal Growth and Charecterization, North-Holland Publishing Company. Amsterdam.
- [40] Imanieh, M., 1986, CuInSe₂:Growth, Electrical Properties and Fabrications of Indium Diffused Homojunctions, Msc Thesis (Unpublished).
- [41] Tüzemen S., 1987, Yüksek Lisans Tezi Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü. (Yayınlanmamış).

[42] Efeoğlu, H., 1998, 0-10000V DC voltaj kaynağı Efeoğlu tarafından tasarlanmış ve
üretlmıştir

