T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

III-V GRUBU ALAŞIM YARIİLETKENLERDE GUNN OLAYI'NA DAYALI IŞIMANIN İNCELENMESİ

Çağlar ÇETİNKAYA
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı

Danışman
Prof. Dr. Ayşe EROL

Haziran, 2016

İSTANBUL

Bu çalışma 21/06/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi:

Prof. Dr. Ayşe EROL (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Yaşar Gürkan ÇELEBİ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Deniz DEĞER ULUTAŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Engin TIRAŞ
Anadolu Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Ömer Dönmez
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 57269 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Lisans ve Yüksek Lisans eğitimim boyunca, hem akademik hem de sosyal hayatta bilgi, beceri ve tecrübeleriyle desteklerini üzerimden eksik etmeyen başta danışman hocam Prof. Dr. Ayşe EROL olmak üzere değerli hocalarım Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN ve Doç. Dr. Ömer DÖNMEZ'e teşekkür ederim.

Bu çalışmaya başlamamız için bizleri teşvik eden, motivasyonunu ve desteğini bizden esirgemeyen, 25 Haziran 2015 tarihinde aramızdan ayrılan değerli hocam Prof. Dr. Naci BALKAN'a teşekkür ederim.

Karşılaştığım tüm olumsuzlukları ve zorlukları benimle birlikte göğüsleyen çalışma arkadaşlarım Tülin ERUÇAR'a, Erman ÇOKDUYGULULAR'a ve Agageldi MUHAMMETGULYYEV'e sonsuz teşekkürler.

Yüksek hızlı akım-voltaj deney düzeneğinin kurulmasındaki eşsiz yardımları için Araş. Gör. Selman Mutlu'ya, SEM ve EDS ölçümleri ile katkılarından dolayı Uzm. Furkan KURUOĞLU'na ve deneysel çalışma sürecindeki desteği için Araş. Gör. Fahrettin SARCAN'a en içten dileklerimle teşekkür ederim.

Sağladıkları motivasyon ile pozitif bakış açısı kazanmamı sağlayan değerli hocalarım Remzi AVCU ve Yrd. Doç. Dr. Barış KINACI'ya teşekkür ederim.

Çalışma boyunca desteklerini esirgemeyen Nano ve Optoelektronik Araştırma Laboratuvarı çalışanlarına ve İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne teşekkür ederim.

Hayatımdaki tüm tercihlerimi ve kararlarımı destekleyen, dünyamı anlamlı kılan aileme ve dostlarıma yürekten teşekkür ederim.

Yüksek lisans tezimi, hayatım boyunca manevi mirasçısı olacağım başta Mustafa Kemal ATATÜRK olmak üzere bu topraklar için bağımsızlık mücadelesi vermiş Kuvâ-yi Milliye kahramanlarına ithaf etmekten onur duyuyorum.

Haziran, 2016 Çağlar ÇETİNKAYA

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ ..... **İ**
İÇİNDEKİLER ..... **ii**
ŞEKİL LİSTESİ ..... **iv**
TABLO LİSTESİ ..... **x**
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ ..... **xi**
ÖZET ..... **xiv**
SUMMARY ..... **xvi**
1. GİRİŞ **1**
2. GENEL KISIMLAR **7**
2.1. NEGATİF DİFERANSİYEL DİRENÇ VE GUNN OLAYI 8
2.1.1. Domain Dinamiği 17
2.1.2. Domain Oluşumunun Modellemesi 21
2.1.3. Gunn Olayına Dayalı Işıma Mekanizması 23
2.2. SAÇILMA MEKANİZMALARI 28
2.2.1. Vadilerarası Akustik Fonon Saçılması 29
2.2.2. Vadilerarası Optik Fonon Saçılması 29
2.2.3. Özdeş Vadilerarası Saçılma 30
2.2.4. Özdeş Olmayan Vadilerarası Saçılma 33
2.2.5. İyonize Katkı Atomu Saçılması 34
2.3. İMPAKT İYONİZASYON 38
2.3.1. Şanslı-Balistik Elektron Modeli 39
2.3.2. Şanslı Sürüklenme Modeli 40
2.4. KURAMSAL YANSITMA SPEKTRUMU 42
3. MALZEME VE YÖNTEM **52**

3.1. ÖRNEKLERİN YAPISI 53
3.2. ÖRNEK FABRİKASYONU 57
3.2.1. Örneklerin Kesilmesi 59
3.2.2. Kimyasal Temizleme İşlemi 59
3.2.3. Fotodirenç Kaplaması 60
3.2.4. Pozlama 61
3.2.5. Islak Aşındırma İşlemi 63
3.2.6. Metalizasyon İşlemi 65
3.2.7. Isıl İşlem 68
3.3. FOTOLÜMİNESANS SPEKTROSKOPİSİ 71
3.4. YANSITMA SPEKTROSKOPİSİ 74
3.5. HALL OLAYI 75
3.6. YÜKSEK HIZLI AKIM-VOLTAJ ÖLÇÜMLERİ 79
3.7. ELEKTROLÜMİNESANS SPEKTROSKOPİSİ 83
3.8. IŞIK-ELEKTRİK ALAN ÖLÇÜMLERİ 87

4. BULGULAR 89
4.1. FOTOLÜMİNESANS BULGULARI 89
4.2. YANSITMA ÖLÇÜMÜ SONUÇLARI 92
4.3. HALL OLAYI ÖLÇÜM SONUÇLARI 96
4.4. YÜKSEK HIZLI AKIM-VOLTAJ ÖLÇÜM SONUÇLARI 98
4.5. ELEKTROLÜMİNESANS BULGULARI 118

5. TARTIŞMA VE SONUÇ 135
KAYNAKLAR 141
EKLER 146
EK 1. Rekombinasyon Ömrü Hesabı 146
EK 2. Kuramsal Yansıtma Spektrumu Hesabı 147
EK 3. GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Bant Aralığının Sıcaklıkla Değişiminin Hesabı 149

ÖZGEÇMİŞ 152

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: a) GaAs yarıiletkenin bant yapısı b) yüksek elektrik alanda vadilerarası geçiş. 10

Şekil 2.2: Sürüklenme hızı-elektrik alan grafiği. 12

Şekil 2.3: Basit bar şeklindeki bir Gunn aygıtında domain ilerlemesinin modellemesi. Domain renginin koyulaşması yük birikiminin artışını göstermektedir. 13

Şekil 2.4: Statik hız - elektrik alan değişimi. 14

Şekil 2.5: Olgunlaşmış bir domain için akım yoğunluğu ve elektrik alan profili. 15

Şekil 2.6: Gunn osilasyonlarının varlığında akımın zamana göre değişiminin temsili gösterimi. 17

Şekil 2.7: Gunn osilasyonlarının osiloskop görüntüsü. 17

Şekil 2.8: Arınma-Yığılma fonksiyonu 20

Şekil 2.9: Difüzyon olmadığında a) domain üçgen alan profili ve b) taşıyıcı konsantrasyonunun konuma göre değişimi. 21

Şekil 2.10: a) n-tipi GaAs için 77 K ve 300K'de fazlalık taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak rekombinasyon ömrünün değişimi. 26

Şekil 2.11: GaAs'de *k* uzayında vadilerarası geçişler [13]. 31

Şekil 2.12: GaAs'in ilk Brillouin bölgesindeki yüksek simetriye sahip özel nokta ve doğrultuların gösterimi [17]. 32

Şekil 2.13: GaAs'in ilk Brillouin bölgesinin kesiti [13]. 32

Şekil 2.14: GaAs'de özdeş olmayan vadilerin şematik gösterimi. Kesikli çizgiler vadilerarası elektron geçişlerini gösterir [13]. 34

Şekil 2.15: İyonize katkı atomu saçılmasının şematik gösterimi [32]. 35

Şekil 2.16: GaAs için hesaplanan sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğine saçılma mekanizmalarının etkisi..... 37

Şekil 2.17: a) Direk bant aralıklı bir yarıiletkende (a) elektronlarla ve (b) boşluklarla impakt iyonizasyon mekanizması [24]. 38

Şekil 2.18: GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ için impakt iyonizasyon katsayısının elektrik alan ile değişimi. 42

Şekil 2.19: Bir sınır yüzeyinde ışığın kırılması ve yansıması. 45

Şekil 2.20: Çok katmanlı yapı. 47

Şekil 2.21: Çok katmanlı $Al_xGa_{1-x}As$/AlAs DBR yapısında x oranına göre yansıtma spektrumu. 50

Şekil 2.22: Çok katmanlı $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$/AlAs DBR yapısının farklı periyotlar için yansıtma spektrumu. 51

Şekil 2.23: 20 periyot $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$/AlAs DBR aynalarının kuramsal yansıtma spektrumu. 51

Şekil 3.1: $Al_xGa_{1-x}As$ alaşım yarıiletkeninde direk (Γ) ve indirek (X, L) iletkenlik bandı minimumlarının Al oranına göre değişimi..... 52

Şekil 3.2: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının yapısı. 54

Şekil 3.3: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının elektrot yapısı ve boyutlarının gösterimi. 54

Şekil 3.4: Dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının yapısı. 55

Şekil 3.5: n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının yapısı..... 56

Şekil 3.6: n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı ve alt DBR'lı n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarında bulunan basit barların elektrot şekilleri ve boyutları. 56

Şekil 3.7: Alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının yapısı 57

Şekil 3.8: Örneğin uygun boyutlarda kesilmesi..... 59

Şekil 3.9: AZ5214E Pozitif fotodirencin dönme hızına karşılık kaplama kalınlığı. 61

Şekil 3.10: a) Hall Bar ve b) Basit bar şeklinde oluşturulmuş maske. Mavi kısımlar krom olup kuartz üzerine kaplanmıştır. 62

Şekil 3.11: Fotodirenç kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması. 63

Şekil 3.12: Develop işlemi sonrası örneğin şekli..... 63

Şekil 3.13: Aşındırma sonrası örneğin şekli. 65

Şekil 3.14: Profilmetrede ölçülen basit bar şeklindeki örneğin 250 s sonunda aşındırma kalınlığı. 65

Şekil 3.15: a) Hall Bar şeklinde b) Basit bar şeklinde oluşturulmuş kontak maskesi. Mavi kısımlar krom, beyaz kısımlar kuartz bölgeleri temsil eder. 66

Şekil 3.16: Metalizasyon sonrası a) Hall bar ve b) Basit bar şekilli örneklerin şekli. 67

Şekil 3.17: a) Geniş sıcaklık bölgesinde b) Düşük sıcaklıklarda toplam direncin ısıl işlem sıcaklığı ve ısıl işlem süresine göre değişimi [13]. 68

Şekil 3.18: Basit bar şeklindeki örneğin SEM görüntüsü, b) yüzeyden EDS analizi..... 69

Şekil 3.19: Basit bar şeklindeki örneğin a) kesit SEM görüntüsü, b) dikine doğrultu boyunca metallerin örnek içine doğru difüzyonunu gösteren EDS analizi..... 70

Şekil 3.20: a) Fotolüminesansın bant yapısı üzerinde gösterimi b) yarıiletkende taşıyıcıların bir T sıcaklığında dağılımı. 72

Şekil 3.21: Dejenere durumlarda enerji durum yoğunluğu. 73

Şekil 3.22: Fotolüminesans deney düzeneği..... 74

Şekil 3.23: Yansıma spektroskopisi deney düzeneği..... 74

Şekil 3.24: Standart Hall bar geometrisi..... 76

Şekil 3.25: Hall ölçüm düzeneği [57]. 79

Şekil 3.26: Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri için kurulan deney düzeneği..... 80

Şekil 3.27: Kare dalga için iş döngü şeması. 81

Şekil 3.28: Gunn aygıtı ve dirençlerin eşdeğer devresi. 82

Şekil 3.29: Elektrolüminesans deney düzeneği. 85

Şekil 3.30: Elektrolüminesans deneyi esnasında osiloskop görüntüsü..... 87

Şekil 3.31: Işık-elektrik alan ölçümleri için kurulan deney düzeneği. 88

Şekil 4.1: Dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu. 90

Şekil 4.2: n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu. 91

Şekil 4.3: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu. 91

Şekil 4.4: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının kuramsal yansıtma spektrumu. 93

Şekil 4.5: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının deneysel yansıtma spektrumu. 93

Şekil 4.6: Alt DBR aynalarına sahip GaAs tabanlı Gunn aygıtının fotolüminesans, kuramsal yansıtma ve deneysel yansıtma spektrumları. 94

Şekil 4.7: Alt DBR aynalarına sahip Gunn aygıtının d, d+%2d ve d+%6d kalınlığa sahip DBR tabakalarında kuramsal yansıtma spektrumu. 96

Şekil 4.8: n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki akım-voltaj eğrisi..... 97

Şekil 4.9: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sacaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonu. 97

Şekil 4.10: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sacaklığa bağlı mobilite değişimi. 98

Şekil 4.11: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı düşük elektrik alanlarda Gunn aygıtının *DC* akım-voltaj karakteristiği. 99

Şekil 4.12: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği. 100

Şekil 4.13: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında yüksek alan rejiminde oluşan Gunn osilasyonları. 102

Şekil 4.14: Gunn osilasyonlarının genliğinin elektrik alan ile değişimi..... 103

Şekil 4.15: Gunn osilasyonlarının periyodunun elektrik alan ile değişimi..... 104

Şekil 4.16: 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında fazlalık taşıyıcı yoğunluğu ile rekombinasyon ömrünün değişimi. 105

Şekil 4.17: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının 77 K'de sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği..... 107

Şekil 4.18: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı ve n-tipi $Al_{0.105}Ga_{0.895}As$'in sıcaklığa bağlı mobilite değişimleri [14, 15]. 108

Şekil 4.19: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı (mavi) ile dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının (kırmızı) sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri. 109

Şekil 4.20: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği. 111

Şekil 4.21: n-tipi GaAs Gunn aygıtında üzerinde yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü a) yapılmamış ve b) yapılmış olan iki örneğin SEM görüntüsü. 113

Şekil 4.22: n-tipi GaAs Gunn aygıtı üzerinde bulunan deformasyona uğramış 200 μm'lik örneğin SEM görüntüsü. 114

Şekil 4.23: Yük yoğunluğunun elektrik alan ile aygıt boyunca değişimi. 115

Şekil 4.24: 100 μm'lik bir örneğin yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü öncesinde ve sonrasında SEM görüntüsü ve yüzeysel EDS analizi. Elementlerin yanındaki *K* ve *L* harfleri, her elementin atomik *K* ve *L* kabuğunun karakteristik X ışınını temsil eder. 116

Şekil 4.25: 300x50 μm^2 boyutlarındaki dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının NDR eşik elektrik alan değerinde ve oda sıcaklığında elektrolüminesans spektrumu. 120

Şekil 4.26: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının elektrik alan ile ışık şiddeti değişimi. 121

Şekil 4.27: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının elektrik alana bağlı elektrolüminesans spektrumları. 121

Şekil 4.28: Elektrik alana bağlı Gunn domain alan genliği ile EL şiddetinin karşılaştırılması. 122

Şekil 4.29: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı elektrolüminesans spektrumunun FWHM değerinin elektrik alan ile değişimi. 123

Şekil 4.30: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sıcaklığa bağlı elektrolüminesans spektrumu. 124

Şekil 4.31: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sıcalıkla bant aralığının değişiminin ve Varshni bağıntısıyla elde edilen bant aralığı değişimiyle kıyaslanması. 125

Şekil 4.32: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının 300 K'de elektrolüminesans spektrumunun yüksek enerji kuyruğu. 128

Şekil 4.33: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının farklı elektrik alanlar altında elektron sıcaklıkları. 129

Şekil 4.34: Dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygılarının yüzeyden alınan EL spektrumları. 130

Şekil 4.35: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının kenar ve yüzey ışıması. 131

Şekil 4.36: a) Fabry-Pérot kavitesinde boyuna modlar, b) elektrolüminesans spektrumunda boyuna modlar..... 132

Şekil 4.37: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının 3.8 kV/cm'de kenar elektrolüminesans spektrumu. 133

Şekil 4.38: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının 3.9 kV/cm'de kenar elektrolüminesans spektrumu. 133

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: n-tipi GaAs için farklı sıcaklık ve taşıyıcı konsantrasyonlarına göre ışımalı rekombinasyon katsayısı [30, 31]. 26

Tablo 2.2: Birincil yüksek simetri noktalarının konumları [26]. 31

Tablo 2.3: Vadilerarası saçılma süreçlerinde fononlar için seçim kuralları. m_{III} ve m_V sırasıyla III ve V grubu atomların kütleleridir [26]. 33

Tablo 2.4: Özdeş olmayan geçişler ve enerji ilişkilerinin karşılaştırılması [36]..... 34

Tablo 2.5: Hesaplamalarda kullanılan bulk GaAs'e ait parametreler [28, 30, 32, 34, 35]. 37

Tablo 2.6: $Al_xGa_{1-x}As$ için x oranına göre Sellmeir katsayıları. 50

Tablo 3.1: $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ ve GaAs yarıiletkenlerinin bant aralığı değerleri. 53

Tablo 3.2: [100] yönelimli GaAs için aşındırıcıların karışım ve aşındırma oranları [13]..... 64

Tablo 4.1: $Al_xGa_{1-x}As$ için Al alaşımına göre oda sıcaklığında $E_{eşik}$ ve v_s değerleri [14, 15, 58]. 101

Tablo 4.2: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ domain geçiş zamanı ve domain periyodunun karşılaştırılması. 104

Tablo 4.3: 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında yaratılan fazlalık taşıyıcıların rekombinasyon ömrü, hayatta kalma oranı ve yaratılan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonları. 106

Tablo 4.4: Dalgakılavuzsuz $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı için 77 K ve 300 K'de $E_{eşik}$, v_s ve mobilite değerleri. 108

Tablo 4.5: GaAs ve AlAs için Debye sıcaklıkları ve termal genleşme katsayıları [70]..... 125

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler **Açıklama**

$\boldsymbol{a_0}$: Örgü sabiti
$\boldsymbol{\alpha}$: Termal genleşme katsayısı
$\boldsymbol{b}$: Fang-Hovard ifadesi
$\boldsymbol{\beta}$: Debye sıcaklığı
$\boldsymbol{d}$: Hall bar şeklinin ana kol kalınlığı
$\boldsymbol{D}$: Difüzyon katsayısı
$\boldsymbol{D_{ac}}$: Merkez vadide akustik deformasyon potansiyeli
$\boldsymbol{D_{as}}$: Uydu vadide akustik deformasyon potansiyeli
$\boldsymbol{E}$: Enerji
$\boldsymbol{\vec{E}}$: Elektrik alan
$\boldsymbol{\vec{E}_0}$: Üniform elektrik alan
$\boldsymbol{E_c}$: İletkenlik bandı minimumu (İletkenlik bandı kenarı)
$\boldsymbol{E_D}$: Donor enerji seviyesi
$\boldsymbol{E_F}$: Fermi seviyesi
$\boldsymbol{E_F^C}$: İletkenlik bandı için dejenere Fermi seviyesi
$\boldsymbol{E_F^V}$: Valans bandı için dejenere Fermi seviyesi
$\boldsymbol{E_g}$: Bant aralığı
$\boldsymbol{E_i}$: İyonizasyon eşik enerjisi
$\boldsymbol{E_p}$: Çarpışma başına enerji kaybı
$\boldsymbol{E_V}$: Valans bandının maksimumu (Valans bandı kenarı)
$\boldsymbol{E_{DM}}$: Maksimum domain alanı
$\boldsymbol{E_T}$: Domain oluşumunun başladığı eşik elektrik alanı
$\boldsymbol{e}$: Elektronun yükü
$\boldsymbol{\varepsilon_0}$: Boşluğun dielektrik sabiti
$\boldsymbol{\varepsilon_s}$: Düşük frekanstaki dielektrik sabiti
$\boldsymbol{\varepsilon_\infty}$: Yüksek frekanstaki dielektrik sabiti
$\boldsymbol{F}$: Kuvvet
$\boldsymbol{g_{2D}}$: 2 boyutta durum yoğunluğu
$\boldsymbol{h}$: Planck sabiti
$\hbar$: İndirgenmiş Planck sabiti
$\boldsymbol{\vec{J}}$: Akım yoğunluğu
$\boldsymbol{\overrightarrow{J_s}}$: Yüzeysel akım yoğunluğu
$\boldsymbol{k}$: Dalga vektörü
$\boldsymbol{\vec{K}}$: Üç boyutta dalga vektörü

k_B : Boltzmann sabiti
k_F : Fermi dalga vektörü
k_x : x doğrultusundaki dalgavektörü
k_y : y doğrultusundaki dalgavektörü
k_z : z doğrultusundaki dalgavektörü
λ_s : Saçılma oranı
λ_a : Akustik fonon saçılma oranı
λ_B : Bragg dalgaboyu
L_D : Debye uzunluğu
l : Hall bar ana kol uzunluğu
M_{11} : Saçılma matrisi
m_0 : Serbest elektron kütlesi
m^* : Etkin taşıyıcı kütlesi
m_e^* : Etkin elektron kütlesi
m_c^* : Merkez vadide etkin elektron kütlesi
m_s^* : Uydu vadide etkin elektron kütlesi
m_{hh}^* : Etkin ağır boşluk kütlesi
m_{lh}^* : Etkin hafif boşluk kütlesi
μ_L : *L* vadisindeki elektron mobilitesi
μ_Γ : Γ vadisindeki elektron mobilitesi
μ_H : Hall mobilitesi
μ_q : Kuantum mobilitesi
n : Üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonu
n_0 : Artakalan taşıyıcı konsantrasyonu
n_s : Yüzeysel taşıyıcı konsantrasyonu
n_{s0} : Nötr malzemede yüzeysel taşıyıcı konsantrasyonu
n_{ex} : Fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu
N_a : Akustik fonon işgal olasılığı
N_o : Optik fonon işgal olasılığı
ρ : Yük yoğunluğu
σ : İletkenlik
σ_s : Diferansiyel iletkenlik
δ_m : Faz farkı
R : Direnç
R_H : Hall katsayısı
r : İyonize katkı atomları ile elektronlar arasındaki uzaklık
$\vec{R}$: Üç boyutta yer vektörü
$\vec{r}$: Düzlemde yer vektörü
S_0 : Perdeleme sabiti
T : Sıcaklık
T_e : Elektron sıcaklığı
T_L : Örgü sıcaklığı
T_D : Dingle sıcaklığı
t : Zaman
t_{tr} : Domain geçiş zamanı
τ : Rekombinasyon ömrü
τ_m : Momentum relaksasyon zamanı

$\boldsymbol{\tau_r}$: Işımalı rekombinasyon ömrü
$\boldsymbol{\tau_q}$: Kuantum ömrü
$\boldsymbol{U}$: Bulk rekombinasyon oranı
$\boldsymbol{U_s(r)}$: Perdelenmiş Coulomb potansiyeli
$\boldsymbol{V}$: Elektrostatik potansiyel
$\boldsymbol{V_{xy}}$: Hall voltajı
$\boldsymbol{V_{xx}}$: Örnek voltajı
$\boldsymbol{v_{sür}}$: Sürüklenme hızı
$\boldsymbol{v_0}$: Üniform elektrik alan altında sürüklenme hızı
$\boldsymbol{w}$: Hall bar anakol genişliği
$\boldsymbol{w_{po}}$: Polar optik fonon frekansı
$\boldsymbol{\omega_a}$: Akustik fonon frekansı
$\boldsymbol{\omega_o}$: Özdeş vadilerde fonon frekansı
$\boldsymbol{\omega_o}$: Polar optik fonon frekansı
$\boldsymbol{Z_e}$: Özdeş vadilerin sayısı
$\boldsymbol{Z_n}$: Uydu vadilerin sayısı
$\boldsymbol{\Lambda}$: Korelasyon uzunluğu
$\boldsymbol{\Omega_0}$: Birim hücre hacmi

Kısaltmalar **Açıklama**

NDR : Negatif Diferansiyel Direnç
DBR : Distributed Bragg Reflectors (Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları)
PL : Fotolüminesans
EL : Elektrolüminesans
LIA : Lock-in Amplifier
FWHM : Full Width at Half Maximum (Yarı genişlik)
MBE : Molecular Beam Epitaxy (Moleküler Işın Epitaksisi)
MOCVD : Metal Organic Chemical Vapour Deposition (Metal Organik Kimyasal Buhar Depolaması)
MOVPE : Metal Organic Vapour Phase Epitaxy (Metal Organik Buhar Fazı Epitaksisi)
DI : De- iyonize
EDS : Energy Distributed X-Ray Spectroscopy (Enerji Dağılımlı X Işını Analizi)
SEM : Scanning electron microscopy (Taramalı Elektron Mikroskobu)
VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser (Dikey Kaviteli Yüzey Işıması Yapan Laser)
k.b. : Keyfi birimler

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

III-V GRUBU ALAŞIM YARIİLETKENLERDE GUNN OLAYI'NA DAYALI IŞIMANIN İNCELENMESİ

Çağlar ÇETİNKAYA

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Ayşe EROL

Bu çalışmada, dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının, dalgakılavuzsuz n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının ve alt Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları'na (Distrubuted Bragg Reflectors, DBR) sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının Gunn Olayı'na dayalı ışıma özellikleri incelenmiştir. Gunn aygıtlarının optik karakterizasyonu için oda sıcaklığında fotolüminesans spektroskopisi kullanılmıştır. Alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının yansıtma spektrumu transfer matris yöntemi kullanılarak hesaplanmış ve kavite dalgaboyu oda sıcaklığında yansıtma spektroskopisi kullanılarak belirlenmiştir.

Elektriksel karakterizasyon için tüm Gunn aygıtlarının fabrikasyonu fotolitografi tekniği kullanılarak basit bar ve Hall bar şeklinde yapılmıştır ve Hall bar şekli Hall ölçümlerini gerçekleştirmek için kullanılmıştır. n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının yarılmış yüzeyleri bir Fabry-Pérot kavitesi oluşturmaktadır.

Sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri, n-tipi GaAs Gunn aygıtının elektron yoğunluğu ve elektron mobilitelerini belirlemek için kullanılmıştır. Gunn aygıtlarının elektriksel karakterizasyonu 77 K ve 300 K'de yüksek hızlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri kullanılarak yapılmıştır. Işıma karakteristiğini incelemek için elektrik alana bağlı elektrolüminesans,

ışımanın eşik elektrik alan değerini belirlemek için 77 K ve 300 K'de ışık-elektrik alan ölçümleri yapılmıştır.

Akımda gözlenen zamana bağlı değişimler, yani Gunn osilasyonları dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının eşik elektrik alan değeri üzerindeki Negatif Diferansiyel Direnç (Negative Differential Resistance, NDR) rejimindeki elektrik alan değerlerinde gözlenmiştir. Gunn osilasyonlarının genliğinin ve periyodunun uygulanan elektrik alana bağlı olarak değiştiği gözlenmiştir.

$Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının NDR eşik elektrik alanında hem kenardan hem de yüzeyden elektrolüminesans spektrumları alındı. Güçlü ışımalı rekombinasyona ve Fabry-Pérot kavitesinde kayıpların üstesinden gelebilecek kadar foton yoğunluğuna sebep olan impakt iyonizasyondan dolayı uygulanan elektrik alan ile elektrolüminesans spektrumunun yarıgenişliği (Full Width at Half Maximum, FWHM) azalmış ve elektrolüminesans şiddeti de artmıştır. Işıma dalgaboyu $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ yarıiletkeninin bant aralığına karşılık gelen değerde gözlenmiştir. Elektrik alanın artmasıyla elektrolüminesans şiddetindeki ani artış, NDR'ın gözlendiği elektrik alan değerinde gözlenmiştir. n-tipi GaAs Gunn aygıtlarında ise, Gunn osilasyonlarının gözlenmesinden hemen sonra aygıtlar hasar görmüş ve elektrolüminesans gözlenememiştir. Bu aygıtlardaki bozulma mekanizmasının sebeplerini anlamak için Taramalı Elektron Mikroskobu (Scanning Electron Microscopy, SEM) ve Enerji Dağılımlı X- Işını Analizi (Energy Distributed X-Ray Spectroscopy, EDS) ölçümleri yapılmıştır. Sonuçlar, GaAs tabanlı aygıtlarda katottan anoda doğru metal göçünün olduğu ve bu nedenle aygıtların yüksek elektrik alanda kısa devre olarak hasar gördüğünü ortaya koymuştur.

Elde edilen sonuçlar, ilerleyen Gunn domainlerinde gerçekleşen impakt iyonizasyon sonucu ışıma yapmaları sayesinde n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının kırmızı altı (infrared, IR) bölgede ışık kaynağı olarak kullanılabileceğini göstermiştir.

Haziran 2016, 170 Sayfa.

Anahtar kelimeler: Gunn Olayı, NDR, optoelektronik, elektrolüminesans, GaAs, GaAlAs

SUMMARY

M.Sc. THESIS

INVESTIGATION of LIGHT EMISSION BASED on GUNN EFFECT in III-V GROUP ALLOY SEMICONDUCTOR

Çağlar ÇETİNKAYA

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Ayşe EROL

In this study, characteristic of light emission based on Gunn effect is investigated on non-waveguided and waveguided n-type $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ devices, non-guided n-type GaAs device and n-type GaAs device with Distributed Bragg Reflectors (DBRs). Room temperature photoluminescence (PL) spectroscopy is used for optical characterization of the Gunn devices. The reflectance spectrum of the GaAs-based Gunn device with DBRs is calculated by using transfer matrix method and the cavity wavelenght is determined by using room temperature reflectance spectrum.

All Gunn devices are fabricated in simple bar geometry using orthodox photolithography methods for electrical characterization, as well as Hall bar geometry is used for carrying out Hall measurements. The cleaved sides perpendicular and parallel to the lenght of the samples form a Fabry-Pérot cavity.

Temperature dependent Hall effect measurement is employed to determine electron density and electron mobility of the GaAs based Gunn devices. Electrical characterization of the Gunn devices are carried out by using high speed current-voltage (I-V) measurements at 77K and 300K. The electric field dependent Electroluminescence (EL) and integrated EL are performed at 77K and 300K to investigate emission characteristic and to determine the thereshold electric field of the emission, respectively.

The currents instabilities, *i.e.* Gunn oscillations, are observed just above negative differantial resistance (NDR) thereshold of the I-V curves for the non-waveguided and waveguided $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$-based Gunn devices at both 77K and 300K. The amplitude and period of the Gunn oscillations are observed to be electric-field dependent.

At the NDR threshold, both edge and surface emission of the $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$-based devices are detected. The EL emission intensity increases and FWHM of the EL peak decreases with increasing applied electric field because enhanced impact ionization leads to stronger radiative recombination and makes density of the emitted photons is enough to overcome losses in the Fabry-Pérot cavity.

As for GaAs-based Gunn devices, once Gunn oscillations are observed, the devices are damaged and EL cannot be observed. To understand the reason of the failure mechanism in these devices, Scanning Electron Microscopy (SEM) and Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy (EDS) measurements are performed. The results reveal that metal migration occurs from cathode to anode, leading to a short circuit and degrades the samples and either improper contact geometry or metallization process for operation at high electric fields can be the reason of breakdown of the devices.

The obtained results reveal that $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$-based Gunn devices can be used as a light source in infrared (IR) region of electroluminescence spectrum thanks to light emission associated with impact ionization mechanism in travelling Gunn domains.

June 2016, 170 Page.

Keywords: Gunn Effect, NDR, optoelectronic, electroluminescence, GaAs, GaAlAs

1. GİRİŞ

1950'li yıllardan itibaren B. K. Ridley ve T. B. Watkins tarafından yarıiletkenler üzerine yüksek alan iletiminde gerçekleştirilen çalışmalar, 1961'de NDR'ın keşfini doğurmuştur [1]. Yüksek elektrik alan altında enerji kazanan elektronların bulundukları yüksek mobiliteye sahip oldukları bir merkez vadisinden daha düşük mobiliteli uydu bir vadiye geçmeleri esasına dayanan NDR olayı, 1960'lı yıllarda oldukça yoğun bir şekilde ele alınmıştır. Daha çok GaAs ve InP gibi bazı III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin üzerinde gerçekleştirilen deneyler sonucu 1963 yılında J. B. Gunn tarafından, malzemelerin NDR'ın gözlendiği elektrik alan değerleri malzemeye uygulandığında, akımda GHz mertebesinde frekansa sahip osilasyonlar gözlemlenmiştir [2]. Ancak J. B. Gunn gözlemlediği osilasyonların teknolojik önemini bilse de fiziksel altyapısını oluşturamamıştır. Aralık 1964'de H. Kroemer, bu osilasyonların fiziksel prensibinin B. K. Ridley ve T. B. Watkins'in NDR çalışmaları ile açıklanabileceğini göstermiştir [3]. Deneysel gözlemin fiziksel dayanağının oluşturulmasıyla elektronik devrelerde mikrodalga osilatörü olarak sıklıkla kullanılan Gunn diyotun keşfi gerçekleşmiştir.

NDR ve Gunn Olayı'nın keşfi sıcak elektron karakteristiğinin incelenmesinde birçok araştırma konusuna öncülük etmiştir [4]. 1966 yılında, Gunn domain alanında yani yük-dipol tabakasının varlığında dengede olmayan taşıyıcıların üretildiği tahmini Mc-Cumber ve A. G. Chynoweth tarafından yapılmıştır [5]. Aynı yıl J. S. Heeks, hareketli Gunn domain alanında oluşan ve impakt iyonizasyon ile artan dengede olmayan elektron-boşluk çiftlerinin yeniden rekombinasyonu sonucu meydana gelen ışımalı rekombinasyonun varlığını göstermiştir [6]. Bu çalışmalar, herhangi bir p-n eklemi olmaksızın tek tip katkılı bir tabakada hareketli Gunn domainlerinin oluşmasıyla ışık emisyonunun gözlemlenmesine olanak sağlamıştır. İlk kez 1967'de P. D. Southgate tarafından n-tipi GaAs'de hareketli bir Gunn domaininde bulunan fazlalık taşıyıcıların rekombinasyonu sonucu elde edilen spektral elektrolüminesans sonuçları yayınlanmıştır [7]. Bu sayede yalnızca Gunn Olayı'na dayalı elektronik aygıtların değil Gunn Olayı'na

dayalı optoelektronik aygıtların da geliştirilebileceği anlaşılmıştır. Özellikle Moleküler Işın Epitaksisi (Molecular Beam Epitaxy ,MBE) ve Metal Organik Kimyasal Buhar Depolaması (Metalorganic Chemical Vapour Phase Epitaxy, MOCVD) gibi kristal büyütme tekniklerinin ve ileri litografik yöntemlerinin geliştirilmesi ile daha küçük boyutlarda aygıt yapımı, daha küçük potansiyel farklar ile daha yüksek elektrik alanlar elde edilmesine olanak tanımaktadır. Bu sayede NDR bölgesinde çalışan ve sıcak elektron temelli elektronik ve optoelektronik aygıtlar geliştirilmiştir. 1993 yılında mikro boyutlardaki MESFETs ve HEMTs gibi optoelektronik aygıtlar üzerinde C. Canali ve E. Zanoni'nin yaptığı çalışmalar sonucu sıcak elektron ışıması gözlemlenmiştir [8].

Gelişen teknoloji ile daha küçük boyutlarda aygıt yapılabilmesi malzemelerin sıcak elektron karakteristiğinin incelenmesine ve NDR rejimindeki elektrik alanlarda çalışılmasına bir ivme kazandırmış olsa da, yüksek alanların malzemelerde deformasyona sebep olduğu pekçok çalışmada gözlenmiştir. Bar boyunca oluşan dislokasyonlar ve özellikle kontak kısmında meydana gelen erime problemleri hem elektriksel hem de optik tabanlı Gunn aygıtlarının çalışmasını olumsuz yönde etkilemiştir. Bu problemler üzerine değişik aygıt geometrisi ve kontak metalizasyonu üzerine çeşitli çalışmalar yapılmıştır. İlk Gunn aygıtlarının metalizasyonu için kullanılan alaşım sistemleri genellikle Sn/Ag, Zn/Au ve In/Au metal alaşımları tabanlıdır ve kontak şekilleri dikdörtgendir. Bu metalizasyon sistemlerinde ve kontak şekillerinde, yüksek elektrik alanlar altında ısınan anot kontağında erimeler ve yüksek sıcaklıklarda Gunn aygıtının yapısında deformasyon görülmüştür [9]. Aşırı ısınma sonucu eriyen kontak metalleri çoğu zaman Gunn aygıtının aktif bölgesine difüze olmuş ve akım-voltaj karakteristiğinde kırılma oluşturarak domain oluşumunu engellemiştir [10]. Tüm bu olumsuzluklar özellikle III-V grubu bileşik yarıiletken tabanlı aygıtların metalizasyonu için detaylı litografik çalışmalar ve metalizasyon için yepyeni alaşım sistemlerinin incelenmesine öncülük etmiştir. Günümüzde Gunn aygıtları ve diğer III-V grubu yarıiletkenlerinin kontak malzemesi olan en uzun ömürlü ve en iyi ohmik davranış gösteren metal-alaşım sistemleri Au/Ge/Ni tabanlı alaşım sistemleridir [11, 12]. Gunn aygıtlarının yüksek elektrik alan altında zarar görmemesi için ise farklı elektrot yapıları üzerine çalışmalar mevcuttur [13].

Tüm bu gelişmelerin ardından 1990'lı yıllarda Prof. Dr. Naci Balkan tarafından alandaki en kapsamlı çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Nihayetinde 1999 yılında M. Hoştut ve N. Balkan tarafından hareketli Gunn domainleri ile oluşan yüksek alan elektrolüminesans özellikleri, elektron sıcaklıkları, ışımalı rekombinasyon rejimleri ve Gunn domainlerinin davranışı farklı elektrik alanlarda ve farklı örnek boyutlarında detaylı bir şekilde incelenmiştir [14, 15, 16]. Bu katkılar Gunn Olayı'na dayalı ışıma yapan aygıtların geliştirilmesinde önemli bir rol oynamaktadır. 2005 yılında ilk Gunn laser'in keşfi S. H. Chung ve N. Balkan tarafından gerçekleştirilmiştir [13]. Gunn laser'in çalışma prensibi, n-tipi epitabaka GaAs'de yüksek elektrik alanlar altında hareketli Gunn domainlerinde impakt iyonizasyon ile yaratılan fazlalık taşıyıcıların banttan banda rekombinasyonuna dayanır. İlk Gunn laser hem n-tipi GaAs epitabaka hem de yarılmış kenarları sayesinde Fabry-Pérot kavitesine sahip bir laser ile ve yine n-tipi GaAs tek tabaka aktif bölgenin alt ve üst Bragg yansıtıcılarının arasına yerleştirilerek oluşturulan Dikey Kaviteli Yüzey Işıması Yapan Laser (Vertical Cavity Surface Emitting Laser ,VCSEL) yapılarında tasarlanmıştır [17, 18].

Gunn laser'in üretimi, bilinen yarıiletken laserlerden daha kolaydır ve çalışma şartları düşünüldüğünde de mevcut laserlerden daha performanslıdır. Klasik bir diyot laserde aşırı katkılı p-n eklemi gereklidir ve laser ileri besleme altında çalışır. Oysa Gunn laser için aşırı katkılı bir epitabaka yeterlidir. Hem yüzeyden hem de kenardan ışıma yapabilir. Epitabaka, kolayca dikey kavite içine tek bir büyütme sürecinde yerleştirilebilir. Çalışması yüksek elektrik alanda paralel transporta dayalı olduğundan dikey kavite içinden akım geçirilmesine ilişkin klasik yüzey ışıması yapan laserlerde gözlenen sorunlar gözlenmez. Aygıtlar voltaj polaritesinden bağımsız olarak çalıştığından optik VEYA kapısı olarak kullanılma potansiyeline de sahiptir. Klasik laser yapılarından farklı olarak Gunn Laser, mikrodalga frekanslardaki puls yineleme hızı sayesinde pulslı laser olarak kullanılabilir. Bu açıdan Prof. Dr. Naci Balkan önderliğinde gerçekleştirilen çalışmalar elektronik ve optoelektronik alanında yeni aygıtların tasarlanması ve geliştirilmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

Gunn Olayı'na dayalı ışıma yapan aygıtlar yüksek elektrik alanlarda çalıştığından uygulanan pulslı elektrik alana ilişkin parametreleri (puls genişliği, puls periyodu, iş

döngüsü) dikkatle ayarlanmalıdır. Aygıtın ısınmasını önlemek için bir metal altlık kullanılmalıdır. Ayrıca elektrot yapısı ve kalitesi üzerine, aygıtın zarar görmesini engellemek adına çalışmalar yapılmaktadır.

Bu çalışmada aktif bölgeleri epitabaka n-tipi GaAs, dalga kılavuzlu n-tipi GaAs, epitabaka n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ ve Bragg yansıtıcılarına sahip n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında Gunn Olayı'na dayalı ışıma özellikleri incelendi. Bu amaç doğrultusunda Gunn aygıtları üzerinde yüksek hızlı akım-voltaj, Hall Olayı, fotolüminesans, yansıma ve elektrolüminesans ölçümleri yapıldı. Elektriksel kontak alarak aygıtları deneylere hazır hale getirmek için aygıtların fabrikasyonu basit bar ve Hall bar geometrilerinde fotolitografi yöntemiyle yapıldı ve metalizasyon kaliteleri incelendi. Örneklerin fabrikasyon işlemleri İstanbul Üniversitesi bünyesinde bulunan İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı'nda ve karakterizasyon deneyleri Nano ve Optoelektronik Araştırma Laboratuvarı'nda gerçekleştirildi.

Fotolüminesans ölçümleri ile aygıtların aktif bölgelerinde yer alan n-tipi GaAs tabanlı ve n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı yarıiletkenlerinin bant aralıkları oda sıcaklığında belirlendi. Bu sayede elektrolüminesansın gözleneceği dalgaboyu aralığı hakkında fikir sahibi olundu.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtına alt DBR aynaları yerleştirilerek, aktif bölgede oluşan ve radyal olarak uzayın her doğrultusu boyunca yayılan elektrolüminesansı üst yüzeye yönlendirmek bu yüzeyden çıkan elektrolüminesansın şiddetini arttırmak hedeflendi. Bu amaç doğrultusunda DBR aynalarının farklı periyot ve farklı ayna malzemeleri için kuramsal yansıma spektrumları Transfer Matris yöntemi kullanılarak hesaplandı. Daha sonra uygun yapı parametreleri belirlenerek büyütülen aygıtın yansıma spektrumu alındı.

Aktif bölgesi n-tipi GaAs olan Gunn aygıtlarının sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri yapıldı ve saçılma mekanizmaları yorumlandı. Ayrıca Hall ölçümlerinden elde edilen mobilite değerleri ile aktif bölgesi n-tipi GaAs olan Gunn aygıtlarının yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinin kontrollü yapılmasına olanak sağlandı.

Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile aygıtların NDR rejiminin başladığı eşik elektrik alan değerleri belirlendi. Aynı zamanda bu eşik elektrik alan değerinde taşıyıcıların satürasyon hızları belirlenerek mobiliteler hesaplandı ve literatürdeki değerler ile karşılaştırıldı. Aynı zamanda eşik elektrik alanda impakt iyonizasyon ile meydana gelen Gunn domainlerinin periyodu, genliği ve davranışları elektrik alana bağlı olarak incelendi. Eşik elektrik alan değerindeki domain geçiş zamanları hesaplandı ve domain frekansı ile karşılaştırıldı.

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalga kılavuzlu ve n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının sıcaklığa bağlı elektrolüminesans ölçümleri yapıldı. Elektrolüminesans spektrumlarının maksimumlarına denk gelen enerji değerlerinin sıcaklığa bağlılığı yarı-deneysel Varshni bağıntısıyla hesaplanan bant aralığı enerjileri ile karşılaştırıldı. Elektrolüminesans ölçümleri yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile eş zamanlı yapıldı ve elektrik alana bağlı elektrolüminesans şiddetleri akım-voltaj ölçümleri ile karşılaştırıldı. NDR davranışı görülen yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile belirlenen eşik elektrik alan değerleri, elektrik alan-elektrolüminesans şiddeti ölçümleri ile belirlenen eşik elektrik alan değerleri ile karşılaştırıldı.

Farklı elektrik alanlar altında elektrolüminesans spektrumları alındı. Elektrolüminesans spektrumlarının şiddet ve FWHM değerlerinin elektrik alana göre değişimleri incelendi. Aynı zamanda elektrik alan ile değişen osilasyon genlikleri ile elektrolüminesans spektrumunun şiddet değişimleri karşılaştırıldı. Yüksek elektrik alanlarda impakt iyonizasyon ile üretilen ve dengede olmayan ısınan elektronların sıcaklığı, elektrolüminesans spektrumunun yüksek enerji kuyruğundan hesaplandı. Elektrik alan değişiminin elektron sıcaklıklarına etkisi incelendi.

Dalga kılavuzlu ve n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının üst yüzeyinden ve yan kenarından elektrolüminesans spektrumları alındı. Böylece tüm yarılan veya aşındırılan yüzeylerin kuşattığı bölgeyi kapsayan Fabry-Pérot kavitesinin kavite uzunluğunun hem yüzey hem de kenar ışıma özellikleri üzerine etkisi ve kavite boyutlarının elektrolüminesans spektrumlarına etkisi incelendi.

Tezin Genel Kısımlar bölümünde NDR kavramı ile Gunn Olayı açıklanmış ve domain oluşumu modellenmiştir. Gunn Olayı'na dayalı ışıma mekanizmalarına değinilmiştir. Ayrıca yüksek elektrik alan altında baskın olan fonon saçılma mekanizmaları incelenmiş ve impakt iyonizasyona yer verilmiştir.

Malzeme ve Yöntem kısmında, çalışma kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının yapıları ve özellikleri ile birlikte fabrikasyon süreçlerine yer verilmiştir. Ayrıca örneklerin elektriksel ve optik karakterizasyonu için kullanılan deneysel tenknikler anlatılmış ve kurulan deney düzenekleri üzerinde durulmuştur.

Bulgular kısmında deneysel sonuçlar verilmiş ve bu sonuçlar yorumlanmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

Yüksek elektrik alan altında taşıyıcıların iletimi yarıiletken teknolojisi için çok önemlidir. Modern aygıtların çok küçük boyutlarda yapılabilmesi sonucu çok küçük voltaj değerleri uygulayarak çok yüksek elektrik alanlar elde edilebilir. Birçok aygıt yüksek elektrik alan bölgesinde çalışabilmek için tasarlanmıştır. Bu nedenle yüksek elektrik alanda taşıyıcıların davranışlarının çok iyi bilinmesi gerekmektedir.

Termal denge şartları altında, bir yarıiletkendeki elektronlar, boşluklar ve fononlar örgü sıcaklığına eşit olan bir sıcaklık ile karakterize edilirler. Bunu E enerjili bir durumun dolu olma olasılığını veren bir dağılım fonksiyonu olarak tanımlamak mümkündür [19]. Elektronlar için bu dağılım fonksiyonu Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur.

Elektrik alan veya optik uyarma gibi dış bir etki altında termal denge şartları geçerliliğini koruyamayabilir. Bu şartlarda, taşıyıcılar fazladan enerji ve momentum kazanırlar. Böylece ortalama kinetik enerji, örgünün ortalama termal enerjisi $k_B T'$den çok daha büyük olur. Bu durum sıcak taşıyıcı olayı ile açıklanır [20].

Yarıiletken bir malzemeye elektrik alan uygulandığında, yapı içindeki serbest elektronlar uygulanan elektrik alana zıt, boşluklar ise elektrik alan yönünde momentum kazanırlar ve enerjileri artar. Termal denge durumunda, taşıyıcıların belirli bir yönde net bir momentumları yoktur. Elektrik alanın artmasıyla taşıyıcılar termal enerji kazanırlar. Bu sayede kristal örgü ile termal olarak dengede olmayan taşıyıcılar oluşur ve bunlar *sıcak elektron* olarak adlandırılırlar [20, 21].

Sıcak elektronlar, örgü sıcaklığından daha yüksek olan bir elektron sıcaklığı ile karakterize edilirler ($T_e > T_L$). Sıcak elektronlar T_e sıcaklığında ısısal dengede olan bir sistem oluştururlar. Sıcak elektron gazının ısısal dengeye ulaşması elektron-elektron

etkileşmesiyle olmaktadır [20, 22]. Sıcak elektronlar kristal örgüye enerji aktararak soğurlar. Bundan dolayı, sıcak elektronların soğuma mekanizmalarının incelenmesiyle, elektron-fonon etkileşmesi hakkında nicel ve yararlı bilgiler elde edilebilmektedir. Sıcak elektronların soğuma mekanizmalarının incelemek için metal veya yalıtkan yerine, yarıiletken malzeme kullanılmaktadır. Elektron yoğunluğunun fazla olması örneğe uygulanacak elektrik alanın yüksek olmasını gerektirir.

III-V grubu alaşım yarıiletkenlerde, yüksek örgü sıcaklığı ($T_L > 40\ K$) veya yüksek elektrik alanlarda sıcak elektronlar optik fononlarla elastik olmayan saçılmalar yapar ve sıcak elektronlardan kristal örgüye enerji aktarılır [24, 23]. Düşük sıcaklık bölgesinde ($T_L < 35\ K$) ve nispeten daha zayıf elektrik alanlarda optik fonon sayısı az ve elektron sıcaklığı daha düşüktür. Bu sıcaklık bölgelerinde enerji relaksasyonu sıcak elektronlar ile akustik fononların etkileşimi sonucu gerçekleşir. Ayrıca taşıyıcı momentumuna etki eden alaşım düzensizliği saçılması, arayüzey pürüzlülüğü saçılması, iyonize katkı atomları saçılması gibi saçılma olayları da olasıdır. Fakat bu saçılma olayları esnek saçılma olduğu için bu sıcaklık bölgesinde enerji soğurulma mekanizmalarının başında gelen mekanizma elektron-fonon etkileşimidir [8, 20].

Bu bölümde NDR ve Gunn Olayı'nın anlaşılabilmesi için NDR mekanizmasına değinilenecektir. Gerekli teorik modellemeler yapılarak yüksek alan iletiminde taşıyıcıların hareketi incelenecektir. Ayrıca saçılma mekanizmalarına değinilecek ve impakt iyonizasyon katsayısı enerji ve momentum korunumu gözönüne alınarak incelenecektir.

2.1. NEGATİF DİFERANSİYEL DİRENÇ ve GUNN OLAYI

Bir yarıiletkenin düşük elektrik alan altındaki akım-voltaj karakteristiği Ohm Yasası'na uyar. Düşük elektrik alanlarda elektronların alandan kazanacağı enerji, elektronların termal enerjisi ile kıyaslandığında küçük olduğundan elektron dağılımı alandan etkilenmez. Bu nedenle mobilite sabittir ve sürüklenme hızı-elektrik alan eğrisinin eğimiyle verilir. Ancak elektrik alan arttıkça dış alandan enerji kazanan elektronların enerjisi artık elektronların termal enerjisiyle kıyaslandığında ihmal edilemez ve elektron

dağılımı alandan önemli derecede etkilenir. Elektronların mobiliteleri uygulanan alana bağlı hale gelir [1].

Sıcak elektron oluşturarak NDR davranışını incelemek için metal veya yalıtkan yerine, yarıiletken malzeme kullanılmaktadır. Çünkü metallerde serbest elektron yoğunluğunun çok yüksek ve yalıtkanlarda ise çok düşüktür. Ayrıca metallerde iletim elektronlarının ortalama enerjisi Fermi enerjisi mertebesindedir ve bu değer yaklaşık olarak 1-5 eV'tur. Ancak dejenere olmayan yarıiletkenlerde elektronun ortalama enerji $\frac{3}{2}k_BT$ ile verilir ve oda sıcaklığında 38 meV değerindedir. Dolasıyla elektrik alan uygulayarak elektronun ortalama enerjisini değiştirmek, yani sıcak elektron oluşturmak ve elektronların vadiler arası transferini sağlamak yarıiletkenlerde daha kolaydır.

Temel olarak bir Gunn diyot iki ucunda kontakları olan katkılı bir yarıiletkenden oluşur. Diyot olarak adlandırılır çünkü iki terminallidir ve lineer olmayan I-V karakteristiğine sahiptir. Ayrıca Gunn domainlerindeki yük yığılması ve arınması sonucu domain bölgesinde bir iç elektrik varlığı, bir diyodun arınmış bölgesi ile benzerlik gösterdiğinden de diyot olarak adlandırılmaktadır. Bir malzeme ya da aygıtın direnci iki türlü tanımlanabilir. Çoğu durumda statik direnç kullanılır:

$$R = \frac{V}{I} \tag{2.1}$$

burada V potansiyel fark ve I akımdır. Ancak dinamik direnç de özellikle diyot uygulamalarında kullanılmaktadır:

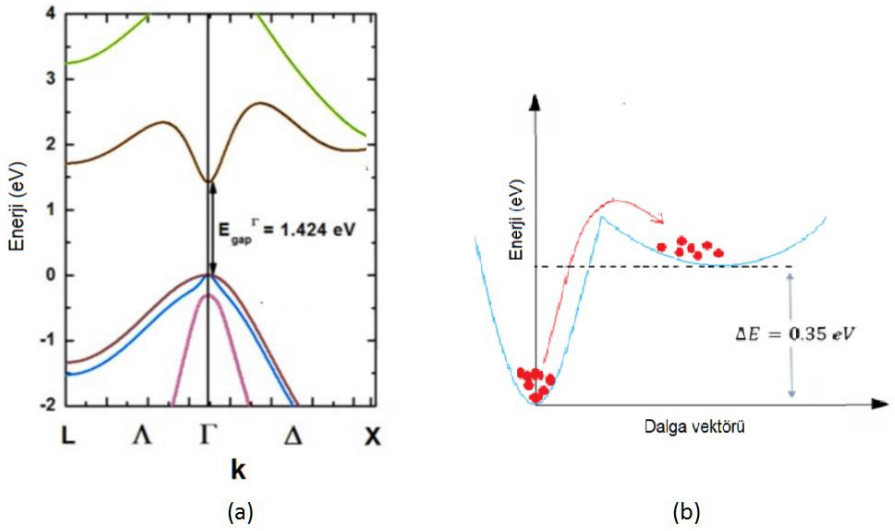
$$r = \frac{dV}{dI} \tag{2.2}$$

Pek çok malzemede uygulanan potansiyel fark ile akım değişimi Ohm Yasası'na uymakla birlikte, uygulanan potansiyel fark arttıkça akımın azalmaya başlaması yani negatif diferansiyel direnç bölgesi de gözlenmeye başlar. Bu bölgede dinamik direnç negatitfir. Direncin negatif olması demek bu soğurulan gücün negatif olması yani aygıtın elektrik alandan aldığı enerjiyi yayması demektir. Yayılan enerji elektromanyetik yani ışık enerjisidir ve elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesine düşer. Bu ilginç davranışın uygulaması, aygıtın üzerine düşen küçük genlikli sinyallerin aygıt tarafından ısıya dönüştürülmesi yerine genliklerinin yükseltilmesi olur. Kısacası *negatif diferansiyel*

direnç (Negative Differential Resistance, NDR) bölgesinde çalışan aygıt bir yükseltici gibi çalışır [24].

Düşük elektrik alan altında sürüklenme hızı-elektrik alan eğrisinin eğimi olan mobilite sabittir ve sürüklenme hızı elektrik alanla artar. Elektronlar örgü titreşimlerine enerji aktaracak kadar enerjik olduklarında saçılmalar artar, saçılma zamanı azalır ve artık mobilite sabit değildir, *diferansiyel mobilite*den söz edilir. Alan arttıkça diferansiyel mobilite azalır. Çok daha yüksek alanlarda sürüklenme hızı satüre olur yani artık elektrik alandan bağımsız hale gelir. Alanın artmasıyla saçılmalar artar, elekron alandan enerji kazanır fakat hızı değişmez. Dış alandan enerji kazanan elektronlar daha üst enerji seviylerini işgal eder ve örgü sıcaklığından daha yüksek sıcaklığa ulaşırlar.

Şekil 2.1'de bant yapısı gösterilmiş GaAs yarıiletkeninde en düşük iletkenlik bandı vadisi Γ vadisi olup, elektronların bu vadide kütlesi daha küçük ve mobiliteleri daha yüksektir.



Şekil 2.1: a) GaAs yarıiletkenin bant yapısı b) yüksek elektrik alanda vadilerarası geçiş.

n tipi katkılı bir GaAs'de elektronlar uygulanan dış elektrik alan altında enerji kazanıp Γ vadisinin üst enerji seviylerine çıkarlar. Eğer en düşük enerjili Γ vadisi ile ikinci en düşük enerjili L vadisi arasındaki enerji ayrımı Δ ise elektronlar Γ vadisinden L vadisine geçebilmek için $T = \frac{\Delta}{k_B}$ sıcaklığına ulaşmış olmalıdır.

Ridley, Watkins ve Hilsum'un teorisine göre, NDR gözlenmesi için bir yarıiletkenin bant yapısı aşağıdaki üç kriteri sağlamalıdır [1]:

i. Γ vadisinden L vadisine doğru gerçekleşen termiyonik emisyon oranı, L vadisinden Γ vadisine gerçekleşen termiyonik emisyon oranından büyük olmalıdır,

ii. Γ ve L vadileri arasındaki enerji farkı bant aralığı enerjisinden küçük olmalıdır. Aksi taktirde elektronların Γ vadisinden L vadisine geçmeleri çok yüksek elektrik alanlar gerektirecektir. Çok yüksek elektrik alanlarda impakt iyonizasyondan dolayı bir kırılma voltajından sonra sadece Γ vadisinde elektronlar çoğalacak ve iletkenlik hızla artacaktır.

iii. Γ vadisindeki elektronlar yüksek mobiliteye, düşük etkin kütleye, düşük durum yoğunluğuna ve L vadisindeki elektronlar ise düşük mobiliteye, yüksek etkin kütleye ve yüksek durum yoğunluğuna sahip olmalıdır. Yani Γ vadisinde elektronların hızı (dE/dk), L vadisindeki elektronların hızından daha büyük olmalıdır. Böylece Denklem (2.3)'e göre Γ vadisindeki elektronlar uygulanan alandan daha fazla enerjiyi soğururlar.

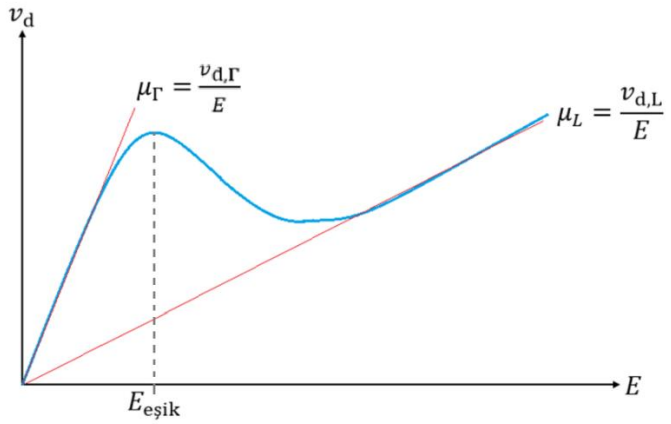
$$P = e\mu E^2 \tag{2.3}$$

burada P bir elektron bağına kazanılan güç, e elektronun yükü, μ mobilite ve E elektrik alandır. Ayrıca bu şartlar sağlandığında Γ vadisindeki elektronların sıcaklığı L vadisindeki elektronların sıcaklığından daha büyük olacaktır.

GaAs'de uydu vadi olan L vadisine geçerken Γ ve L vadileri arasındaki enerji farkı 0.35 eV olup, elektronlar dış alandan kazandığı enerjinin bir kısmını L vadisine geçmek için harcarlar. Ayrıca fonon saçılmalarıyla momentumları değişerek L vadisine geçerler (Şekil 2.1). L vadisindeki elektronların etkin kütlesi daha büyük ve mobiliteleri saçılmalardan dolayı daha küçüktür. Elektronun davranışı iki iletim kanalında incelenecek olursa iletkenlik;

$$\sigma = n_\Gamma e\mu_\Gamma + n_\mathrm{L} e\mu_\mathrm{L} \tag{2.4}$$

olarak ifade edilebilir. Burada e elektronun yükü, n_Γ ve n_L sırasıyla Γ ve L vadilerindeki taşıyıcı konsantrasyonu, μ_Γ ve μ_L sırasıyla Γ ve L vadilerindeki mobilite değerleridir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2: Sürüklenme hızı-elektrik alan grafiği.

Düşük elektrik alanlarda $n_\mathrm{L} \rightarrow 0$ olduğundan elektronlar elektrik alan altında Γ vadisinde v_Γ hızıyla hareket ederler. Ancak uygulanan alan arttıkça n_L artar. Herbir vadideki elektron yoğunluğu, i vadi tipini göstermek üzere;

$$n_\mathrm{i} = M_\mathrm{i} N_\mathrm{i} e^{-\frac{E_{ci}}{k_B T_e}} \tag{2.5}$$

şeklinde verilebilir. Burada M_i i tipindeki vadilerin sayısı, N_i her vadi için durum yoğunluğu, T_e elektron sıcaklığı ve E_{ci} ilgili vadinin iletkenlik bandı kenarıdır. $i = 1, \Gamma$ ve $\mathrm{i} = 2, \mathrm{L}$ olmak üzere, vadilerin durum yoğunlukları oranı kütle oranları cinsinden şu şekilde verilir:

$$\frac{N_\Gamma}{N_\mathrm{L}} = \left(\frac{m_\Gamma}{m_\mathrm{L}}\right)^{3/2} \tag{2.6}$$

Denklem (2.5) ve (2.6)'dan yararlanılarak L vadisindeki elektron yoğunluğunun Γ vadisindeki elektron yoğunluğuna oranı; daha sonra elektronların sayısındaki azalma;

$$\frac{n_L}{n_\Gamma} = \frac{M_\Gamma}{M_\mathrm{L}} \left(\frac{m_\Gamma}{m_L}\right)^{3/2} e^{-\frac{\Delta}{k_B T_e}} \tag{2.7}$$

şeklinde ifade edilir. Elektronun sıcaklığı enerji durulma zamanı τ_e'den yararlanılarak tahmin edilebilir;

$$eEv = \frac{\frac{3}{2} k_B (T_\mathrm{e} - T_\mathrm{L})}{\tau_e} \tag{2.8}$$

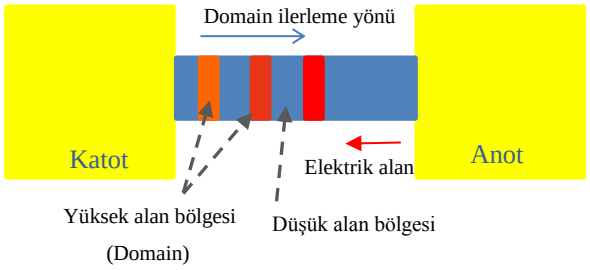
Burada T_L örgü sıcaklığı ve v ortalama hız olup şu şekilde verilir:

$$v = \frac{(n_\Gamma \mu_\Gamma + n_L \mu_L)}{n_\Gamma + n_L} E \tag{2.9}$$

Denklem (2.8)'den görüldüğü gibi elektrik alanla elektronların sıcaklığı artacaktır. Ayrıca Denklem (2.7)'den, vadilerarası ayrım Δ azaldıkça ve elektron sıcaklığı arttıkça uydu vadideki elektron yoğunluğu artacağı görülmektedir.

Merkez vadi ve uydu vadideki elektron sıcaklıkları farklıdır. Uydu vadideki elektronlar elektrik alandan $en_L v_L E$ enerjisini kazanırlar. Ancak μ_L ve v_L çok küçük olduğundan alandan kazanılan enerji çok küçüktür. Ayrıca bu vadiye geçerken elektronlar Δ enerjisini ve bir de momentum değişimi için fonon saçılmalarında harcanan enerjiyi kaybederler. Dolayısıyla uydu vadiye geçen elektronlar örgüyle aynı sıcaklıkta yani örgüyle termal denge durumundadır.

NDR bölgesinde uygulanan elektrik alan arttıkça akım azalır ve bu bölgede direnç dinamik ve negatif olur. Maksimum hıza ulaşılan elektrik alan değeri eşik değerdir, bu değer geçildiği anda NDR davranışı gözlenir (Şekil 2.2). Eşik elektrik alan değeri üzerindeki elektrik alanlarda $\frac{dv}{dE} < 0$ olduğundan, elektronlar alanın artmasıyla yavaşlayacaklardır. Bu nedenle örneğin katotundan anoduna doğru bir yük birikmesi ve yük nötralitesinin sağlanması için bir arınmış bölge oluşacaktır. Bu yığılma ve arınma bölgesi bir dipolmüş gibi davranır ve bu bölge içindeki elektrik alan örneğin diğer kısımlarınkinden daha yüksektir (Şekil 2.3).

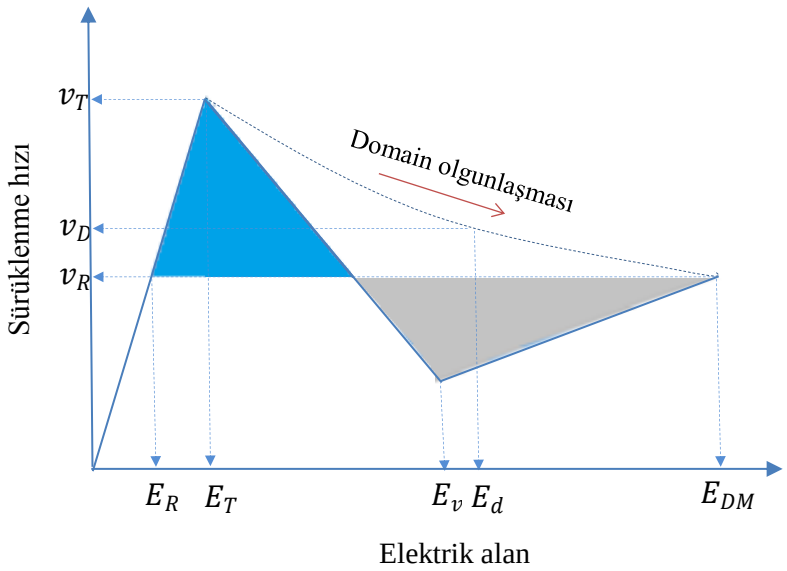


Şekil 2.3: Basit bar şeklindeki bir Gunn aygıtında domain ilerlemesinin modellemesi. Domain renginin koyulaşması yük birikiminin artışını göstermektedir.

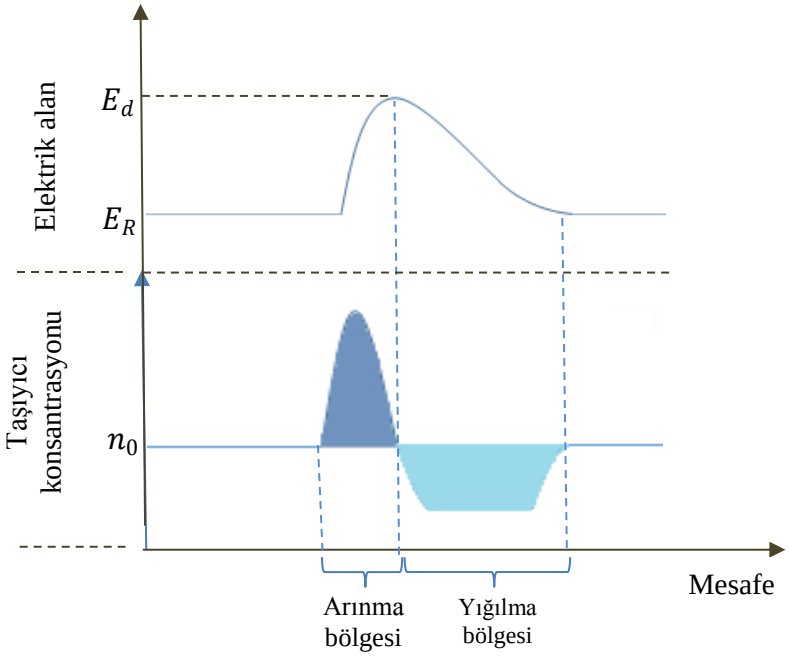
Şekil 2.3'de görüldüğü gibi katottan anoda doğru elektronlar transfer edilir ve anoda doğru ilerledikçe yüksek alan bölgesi büyür. Bu oluşum *Gunn domaini* olarak adlandırılır.

Bir yarıiletkende oluşan ve dengede olmayan yüklerin dağılması ve yarıiletkende nötralitenin yeniden sağlanması için gereken süre durulma zamanıdır ve domain büyüme hızı dielektrik durulma zamanı ile ters orantılıdır. Eğer katkı miktarı ve negatif diferansiyel mobilite büyükse bir domain oluşumunun ilk aşamalarında hızla büyür. Domain içindeki elektrik alan büyüdükçe dışındaki elektrik alan küçülür. Domain dışındaki elektrik alan elektronların uydu vadiye transferi için gereken eşik değerinin altına düşene dek domain büyümeye devam eder ve bu şart sağlandığında domain kararlı duruma ulaşarak sabit hızda hareket eder.

Domain alan dağılımının şekli üçgenseldir. Domainin ön kısmı taşıyıcıların arındığı, arka kısmı ise ağır uydu vadisi elektronlarının yığıldığı kısımdır. Yüksek alan domaininin davranışını anlamak için Şekil 2.4'de gösterilen sürüklenme hızı-elektrik alan değişimi ve Şekil 2.5'de gösterilen oluşmuşunu tamamlamış kararlı bir domain (olgunlaşmış domain) için taşıyıcı yoğunluğu-elektrik alan profili gözönüne alınabilir.



Şekil 2.4: Statik hız - elektrik alan değişimi.



Şekil 2.5: Olgunlaşmış bir domain için akım yoğunluğu ve elektrik alan profili.

Şekil 2.4'de elektrik alanın eşik değeri E_T'de bir domain oluşur oluşmaz domain içinde yükler yığılmaya başlarken domain dışı da yüklerden arınmaya başlar. E_T ve E_{DM}'yi birleştiren eğri altında kalan alan maksimum domain alanını ifade etmektedir. Renkli iki alanın büyüklüğü eşittir. E_R domain dışındaki elektrik alan, E_{DM} maksimum domain alanı, E_T domain oluşumunun başladığı eşik değeridir [13, 18].

NDR civarında elektrik alandaki küçük bir değişim ağır elektronların üretilmesini yani L vadisine elektronların geçişini sağlar. Poisson denklemine göre yüksek elektrik alanın üretildiği arınmış bölge, üretilen bütün elektronların üzerinden uydu vadi elektronlarını almasıyla yaratılır. Bu nedenle bu bölge hemen hemen hafif elektronlardan arınmıştır.

Örneğin elektron yoğunluğu düşük ise arınma bölgesi daralacak ve domain oluşumu yavaşlayacaktır. Bu yüzden oluşan bir dipol kararlı bir domain oluşturmadan anoda doğru sürüklenebilir. Dolayısıyla elektron yoğunluğu n_0 ile örnek uzunluğu l domain oluşumu için gereken zamanı belirler. Domain oluşma zamanı NDR bölgesinde dielektrik durulma zamanından daha uzun olmalıdır. Yani;

$$\frac{l}{v_s} = \frac{\varepsilon}{e\mu^* n_0} \tag{2.10}$$

burada ε dielektrik sabiti, e elektronun yükü, μ^* diferansiyel mobilite ve n_0 elektron yoğunluğudur. Örnek uzunluğu ve elektron konsantrasyonu çarpımı $10^{12} cm^{-2}$'den büyük olduğu durumda bir domain oluşur. Bu şart Kroemer şartıdır [14]:

$$ln_0 = \frac{\varepsilon v_s}{e\mu^*} > 10^{12} cm^{-2} \tag{2.11}$$

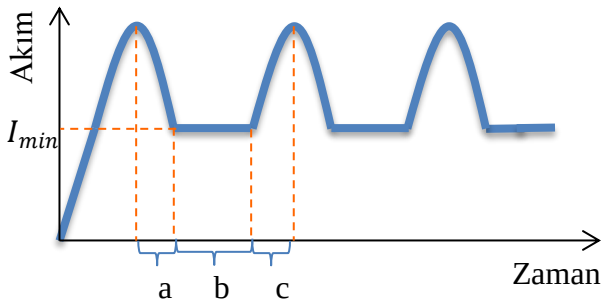
Başlangıçtaki uzay yükleri Q_0 ise anlık yük $Q(t)$ relaksasyon zamanı τ_D'ye bağlı olarak şu şekildedir:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau_D} \tag{2.12}$$

Örneğin, σ=1 Ωcm olan GaAs için $\tau_D = \frac{\varepsilon}{\sigma} = 10^{-11}$s'dir. Yani nötraliteden herhangi bir sapma olması durumunda 10^{-11}s'de dengede olmayan yükler yok olacaktır. NDR bölgesinde ise bu süre toplanan yüklerin domain oluşturması için geçen süredir. Çünkü yükler bir yerde yığılırken diğer kısımda yok olmaya başlar yani nötralite sağlanmaktadır.

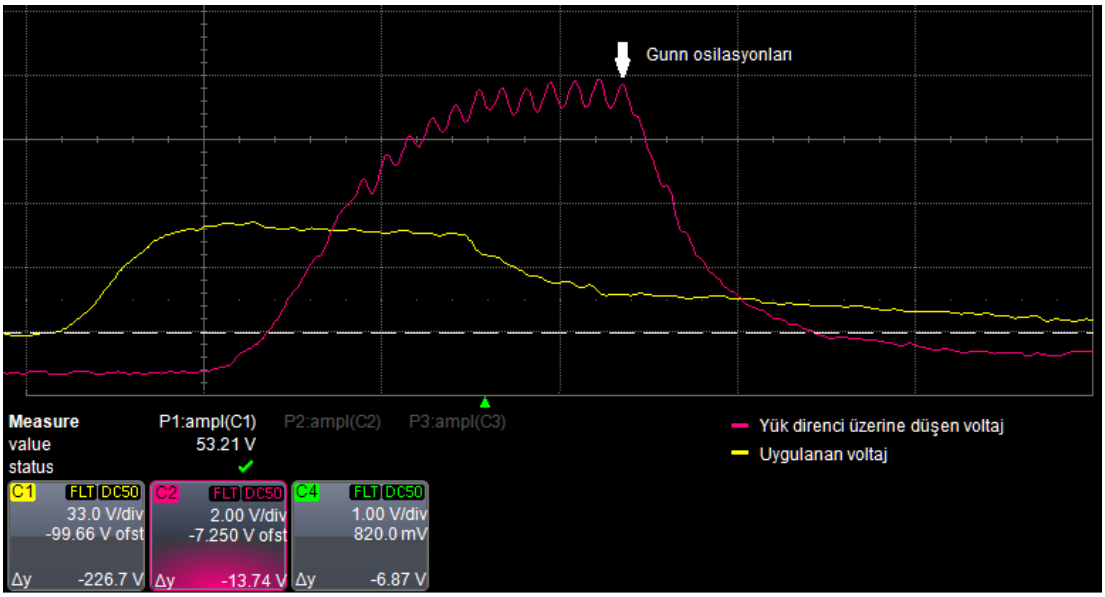
Oluşan yığılma ve arınma bölgelerinden dolayı domain içindeki elektrik alan 10 kV/cm gibi değerlere ulaşırken domain dışında 1 kV/cm değerlerinin altına düşer. Bu nedenle bir domain oluşurken başka bir domain oluşamaz. Domain içindeki yüksek elektrik alandan dolayı sürüklenme hızı v_s gibi sabit bir değere ulaşır. Bu hız *satürasyon hızı*dır.

Bir dipol tabakası tarafından üretilen yüksek alan domaini sayesinde akımda zamanla periyodik bir değişim meydana gelir. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi, 'a' zamanı boyunca dipol oluşur ve bu dipol oluşumu akımda düşmeye neden olur. Domain alanı dışında akım NDR bölgesindekinin altına düştüğünde dipol kararlıdır ve 'b' zamanı boyunca sabit bir akımda ilerler. 'b' zamanı boyunca yüksek alan domaini anoda ulaşır ve 'c' zamanında malzemeden geçer. Eşik alana ulaşılana dek voltaj tekrar yükselir ve süreç kendini yineler [4].



Şekil 2.6: Gunn osilasyonlarının varlığında akımın zamana göre değişiminin temsili gösterimi.

Bunun sonucunda bir puls serisi (osilasyon şeklinde) olarak akım akışı meydana gelir. Akımda gözlenen bu osilasyonlar *Gunn osilasyonları* olarak adlandırılır. Şekil 2.7'de hareketli Gunn domainlerini (Gunn osilasyonları) içeren osiloskop görüntüsü verilmektedir.



Şekil 2.7: Gunn osilasyonlarının osiloskop görüntüsü.

2.1.1. Domain Dinamiği

Yüksek elektrik alanda oluşan domain dinamiğini anlamak ve sürüklenme hız-elektrik alan arasındaki ilişkiyi türetmek için üç çizgiden yararlanılabilir. Şekil 2.4'de gösterilmiş olan domain alanı E_D, *eşit alanlar kuralı* olarak adlandırılan kuralla iki alanın integralinin

alınmasına özdeş olacak şekilde çizilmektedir. Bu durum, domain alanı maksimum değerine (E_{DM}) ulaşana kadar geçerlidir. Domain alanı ötesinde eşit alanlar kuralına uymaksızın yok olur. Analitik olarak domain dinamiği akım korunumu ile birlikte Poisson denkleminin çözülmesiyle tanımlanabilir [25]:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \tag{2.13}$$

Tuzaklar yoksa $\rho = e(n - n_0)$ olduğundan,

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon}(n - n_0) \tag{2.14}$$

$$J = env(E) - e\frac{\partial}{\partial x}(D(E)n) + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \tag{2.15}$$

ε permitivite, n domain yük yoğunluğu, n_0 katkı konsantrasyonu ve $v(E)$ elektrik alana bağlı sürüklenme hızıdır. $D(E)$ ise elektrik alana bağlı olduğu halde hesapları basitleştirmek için sabit alınacak olan difüzyon katsayısıdır. Yüksek alan domain şeklini belirlemek için, taşıyıcı yoğunluklarının $n = n_0$ ve alanların $E = E_R$ olduğu nötr bölgenin dışında Gunn domainlerinin u hızı ile yayıldığını varsayalım. Domainlerin koordinatlarına göre ilerleyen domainleri incelemek için Denklem (2.15) aşağıdaki dönüşümler altında (y', t') koordinatlarında yazılabilir,

$$x \to y; \qquad y' = y - \int_0^t u(t)dt\,; \qquad t' = t \tag{2.16}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - u\frac{\partial}{\partial y'}; \qquad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'} \tag{2.17}$$

İşlem kolaylığı için Denklem (2.16) ve (2.17), Denklem (2.15)'e uygulandığında Denklem (2.15) yeni koordinatlara bağlı olarak aşağıdaki formu alır,

$$J = env(E) - eD\frac{\partial n}{\partial y} - u\epsilon\frac{\partial E}{\partial y} + \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} \tag{2.18}$$

Daha sonra konum değişkeni olan y'nin yerine E elektrik alanına değişken dönüşümü yapıldığında denklem aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial F}\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e}{\varepsilon}(n - n_0)\frac{\partial}{\partial y} \tag{2.19}$$

ve yeni değişken altında Poisson denklemi,

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e}{\varepsilon}(n - n_0) \tag{2.20}$$

olarak bulunur. Denklem (2.19) ve (2.20) Denklem (2.18)'e yerleştirildiğinde,

$$\frac{J - \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} - en_0 u}{en} = (v(E) - u) - \frac{eD}{\varepsilon n}\frac{\partial n}{\partial E}(n - n_0) \tag{2.21}$$

elde edilir. Denklem (2.21) domain dışındaki E_R dış alanından, maksimum domain alanı E_d'ye integre edildiğinde şu hale dönüşür [1],

$$\frac{en_0 D}{\varepsilon}\int_{n(E_R)}^{n(E_d)}\left(1 - \frac{n_0}{n}\right)\frac{dn}{n_0} = \int_{E_R}^{E_d}(v(E) - u)dE - \int_{E_R}^{E_d}\frac{J - \varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} - en_0 u}{en}dE \tag{2.22}$$

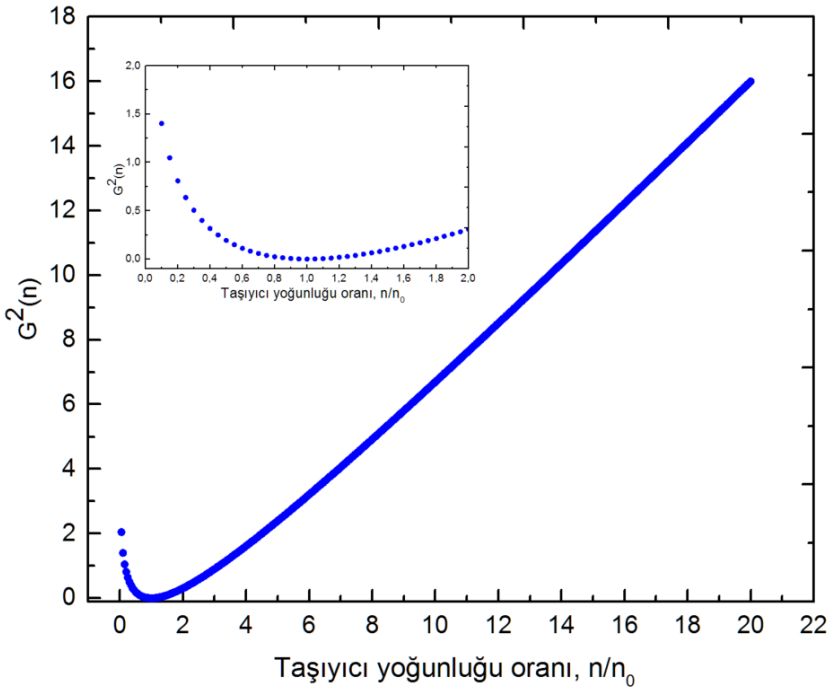
Uygulanan elektrik alan zamanla değişmediği için $\left(\frac{\partial E}{\partial t} = 0\right)_{E_d = 0}$'dır. Ayrıca yığılma ve arınma bölgeleri arasında $n(E_R) = n(E_d) = n_0$ olduğu gözönüne alındığında Denklem (2.22)'un sol tarafı sıfıra eşit olur. Denklemin sağ tarafındaki ilk integral, yığılma ve arınma bölgesi için integral değişkeninden bağımsızdır. Sağ kısımdaki son terimin pay kısmı bir sabittir ancak paydası değişkendir. n değişkeni, birikme bölgesinde n_0'dan büyük, arınma bölgesinde n_0'dan küçüktür. Bu yüzden integrantın integral değişkeninden bağımsız yapılabileceği tek yol son terimin pay kısmını $J - en_0 u = 0$ almaktır. Bu durumda $J = en_0 u$ olduğundan dış elektronların hızı $v(E_R)$'nin, domain hızı u'ya eşit olacağına dikkat edilmelidir. Bu irdelemeler altında Denklem (2.23) E_R alanı ile E ve E_d arasındaki herhangi bir elektrik alan değeri arasında integre edilebilir. Bu sayede herhangi bir noktadaki elektrik alan ile taşıyıcı konsantrasyonu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki kurulabilir:

$$\frac{n}{n_0} - \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) - 1 = \frac{\varepsilon}{en_0 D}\int_{E_R}^{E_d}(v(E) - v(E_R))dE \tag{2.23}$$

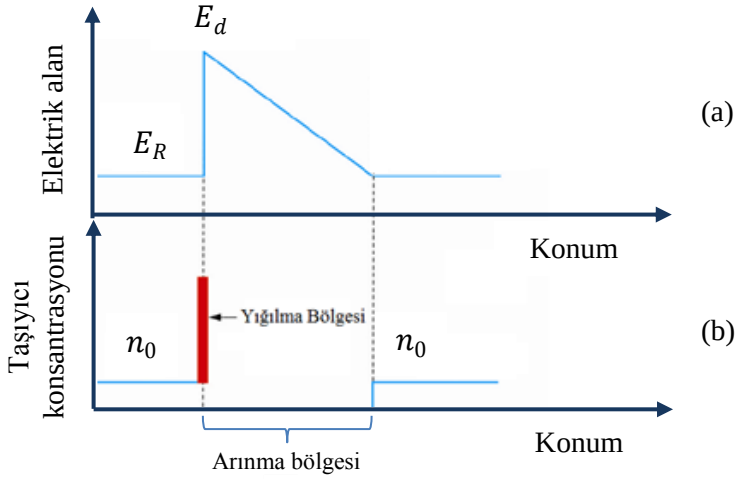
n değerlerini analitik olarak hesaplamak karmaşıktır fakat n'in değerleri numerik biçimde yaklaşık olarak hesaplanabilir. Denklem (2.23)'ün sağ tarafı Sürüklenme hızı-Elektrik alan grafiğinin E_R ile E_d arasındaki bölgenin alanıyla $\frac{\varepsilon}{en_0 D}$ sabiti kadar orantılıdır. Denklemde eşitliği sağ kısmı $G^2(n)$ olarak alınıp n'e bağlı değişimi kolaylıkla hem arınma bölgesi hem de yığılma bölgesi için incelenebilir.

$$G^2(n) = \frac{n}{n_0} - \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) - 1 \tag{2.24}$$

Bu bilgiler ışığında domain yük yoğunluğu ile katkı yoğunluğunun oranı $\frac{n}{n_0}$'a bağlı olarak Matlab programı kullanılarak çizdirilmiştir ve $G^2(n)$ fonksiyonun arınma ve yığılma bölgelerindeki değişimi Şekil 2.8'de verilmiştir. $n < n_0$ durumunda $G^2(n)$ sıfıra yakındır yani domain içindeki yük konsantrasyonu kolayca yok olur. $n > n_0$ olduğunda ise $G^2(n)$ lineer olarak artış göstermektedir. $n = n_0$ olduğunda $G^2(n) = 0$'dır. Eğer difüzyon katsayısı D yeterince küçük ise, domainlerin arınma ve yığılma bölgelerindeki davranışı Şekil 2.9'daki gibi üçgensel şekle yaklaşır [6].



Şekil 2.8: Arınma-Yığılma fonksiyonu



Şekil 2.9: Difüzyon olmadığında a) domain üçgen alan profili ve b) taşıyıcı konsantrasyonunun konuma göre değişimi.

2.1.2. Domain Oluşumunun Modellemesi

Bölüm 2.1.1'de domain oluşumunun fiziksel açıklaması yapıldı ve domain alan profilleri tanımlandı. Bu bölümde domain oluşumunun teorik modellemesi yapılacak ve NDR rejiminin getirdiği açıklamalar altında Gunn osilasyonları için gerekli denklem sistemleri türetilecektir.

Bir yarıiletkende Gunn domainlerinin ya da diğer adıyla uzay yükü dalgalanmalarının yayılımını incelemek için Poisson denklemi kullanılır [26];

$$\nabla^2 V = \frac{-\rho}{\varepsilon} \tag{2.25}$$

V elektrostatik potansiyel, ρ yük yoğunluğu ve ε dielektrik sabitidir. Poisson denkleminin çözümü için V ve ρ Fourier katsayıları ile aşağıdaki gibi alınabilir.

$$V = \int V_K e^{i\vec{K}.\vec{R}}\, d^3K\,, \qquad \rho = \int \rho_K e^{i\vec{K}.\vec{R}}\, d^3K \tag{2.26}$$

Çünkü hem yük dağılımı hem de elektrostatik potansiyel periyodik bir dağılım gösterir. $\vec{K}$ üç boyutlu dalga vektörü, $\vec{R}$ 3 boyutlu yer vektörüdür. Bu iki denklem Fourier katsayıları ile ilişkilendirilebilir;

$$V_K = \frac{\rho_K}{\varepsilon K^2} \tag{2.27}$$

Uzay yükünün iki boyutlu doğası ise şöyle ifade edilebilir;

$$\rho = \rho_s \delta(z) = \frac{\rho_s}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_z z} dk_z \tag{2.28}$$

Uzay yükünün $z = 0$ düzlemi ile sınırlı olduğu varsayıldığında yüzeysel yük yoğunluğunu aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\rho_s = \int \rho_k e^{i\vec{k}.\vec{r}}\, d\vec{k} \tag{2.29}$$

$\vec{k}$ düzlemsel dalga vektörü, $\vec{r}$ bir düzlemdeki yer vektörüdür. Bu bağlantılar ışığında,

$$\rho_k = \frac{\rho_K}{2\pi} \tag{2.30}$$

ve bu yüzden,

$$V = \iint \frac{\rho_k}{2\pi\varepsilon} \frac{e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{ik_z z}}{k^2 + k_z^2}\, d\vec{k} dk_z \tag{2.31}$$

k_z üzerinden integral alındığında,

$$V = \int \frac{\rho_k}{2\pi\varepsilon} \frac{e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{ik|z|}}{k^2 + k_z^2}\, d\vec{k} \tag{2.32}$$

Buradan elektrik alanlar şu şekilde belirlenir,

$$E_z = \pm \frac{1}{2\varepsilon} \int \rho_K e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{ik|z|}\, dk \tag{2.33}$$

$$\overrightarrow{E_r} = \frac{i}{2\varepsilon} \int \vec{k} \frac{\rho_K}{k} e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{ik|z|}\, d\vec{k} \tag{2.34}$$

Yük korunumu gözönüne alınarak süreklilik denklemi şu şekilde yazılabilir,

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\vec{\nabla}_r . \vec{J}_s \tag{2.35}$$

$\vec{J} = \vec{J}_s \delta(z)$ akım yoğunluğu ifadesidir. Oparatördeki r indisi oparatörün $z = 0$ düzleminde çalıştığını gösterir. Yüzey akım yoğunluğu ise şu şekilde verilir;

$$\vec{J}_s = e n_s \vec{v} - eD\vec{\nabla}_r n_s \tag{2.36}$$

e elektronun yükü, n_s yüzey yük yoğunluğu, $\vec{v}$ sürüklenme hızı ve D difüzyon katsayısıdır. Tuzakların olmadığı durumda;

$$\rho_s = e(n_s - n_{s0}) \tag{2.37}$$

n_{s0} nötr malzemedeki yüzey yük yoğunluğudur. $\rho_s \ll en_{s0}$ durumunda Denklem (2.35) ve (2.36) lineer denklemlerdir. Bu yüzden (2.35) ifadesi;

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -en_{s0}\vec{\nabla}_r(\vec{v} - \vec{v}_0).\vec{\nabla}_r\rho_s + D\nabla_r^2\rho_s \tag{2.38}$$

olarak elde edilir. $\vec{v}_0$, $\vec{E}_0$ uniform elektrik alanında sürüklenme hızıdır. Farklı elektik alan rejimlerinde mobilitenin farklı olacağı dikkate alınarak $\vec{v}$ ile $\vec{E}$ arasında ilişki kurulabilir,

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\sigma_s\vec{\nabla}_r.\vec{E}_r - \vec{v}_0.\vec{\nabla}_r\rho_s + D\nabla_r^2\rho_s \tag{2.39}$$

σ_s diferansiyel iletkenliktir. σ_s ve $\vec{E}_r$ Fourier serisi olarak ifade edilmek istenirse, Fourier katsayıları $z = 0$ düzleminde Denklem (2.32) kullanılabilir,

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = \left(\frac{\sigma_s}{2\pi\varepsilon} - i\vec{v}_0.\vec{k} - Dk^2\right)\rho_k \tag{2.40}$$

ρ_k'nın formu aşağıdaki gibi alınır;

$$\rho_k = \rho_{k0}e^{-\gamma t}e^{-i\omega t} \tag{2.41}$$

Bu durumda çözüm şu şekilde olur;

$$\gamma = \frac{\rho_s k}{2\varepsilon} + Dk^2 \tag{2.42}$$

$$w = \vec{v}_0.\vec{k} \tag{2.43}$$

Bu yüzden negatif diferansiyel direncin varlığında yani $\rho_s < 0$ durumunda, sonlu k değerlerine sahip Gunn domainlerinin çekirdeklenmesi ve yayılımı gerçekleşir. Üç boyutlu durumlarda Gunn domainlerinin yayılımı ve çekirdeklenmesi k'dan bağımsızdır. Bu sonuçları ışığında, sonlu k değerleri için kararsızlık durumu şu şekilde ifade edilir,

$$\frac{\rho_s}{2\varepsilon} + Dk < 0 \tag{2.44}$$

2.1.3. Gunn Olayına Dayalı Işıma Mekanizması

Bir Gunn aygıtında yüksek elektrik alan domaini, NDR eşiğinin üstündeki değerlerde uygulanan elektrik alanlarda çekirdeklenir. Yüksek alan domaini katoddan anoda doğru aygıt boyunca hareket eder. Hareket eden domain içinde yüksek elektrik alanla indüklenen impakt iyonizasyondan dolayı dengede olmayan fazlalık elektron ve boşluklar

yaratılır. Bu yaratılan fazlalık taşıyıcılar, domainlerin aygıt içinde ard arda gelmesiyle bantdan banda rekombinasyona karşılık gelen bir hızda rekombine olurlar [1, 26, 27]. Işımalı rekombinasyon ömrünü veren ifadeleri türetmek için aşağıdaki varsayımlar yapılır:

- Başlangıç fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu $n_{ex}(t=0)$ ve herhangi bir noktada artalan taşıyıcı konsantrasyonu ise n_0'dır.
- Örneğin kalınlığı d, ışığın dalgaboyu λ'dan büyüktür. Dolayısıyla iç yansımalardan dolayı ışığın girişim etkisi gözardı edilebilir.
- Fazlalık taşıyıcılar örnek boyunca uniform olarak oluştuğu varsayılır. Bir domain geçişinde üretilen taşıyıcılar sonraki domaindeki alan dağılımını değiştirmez. Bu sayede impakt iyonizasyon hızı bütün domainlerde sabittir.
- Yüzey rekombinasyonu önemsizdir ve malzeme içerisindeki kusurların sayısı önemsenmeyecek kadar az veya kusur yok kabul edilir. Bu yüzden verilen bir t anında fazlalık elektron ve boşluk konsantrasyonu eşittir; $n_{ex} = p_{ex}$

Bu yaklaşımlar altında fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranları bulunabilir [10]. İmpakt iyonizasyonla oluşan fazlalık taşıyıcıların yığılımına sebep olan bir domain geçişi sırasında, verilen bir A noktasında aygıt boyunca üretilen fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranı, fazlalık taşıyıcıların asal taşıyıcılara oranı olarak tanımlanır ve fazlalık taşıyıcıların yığılmasını temsil eder [17];

$$R_A = \frac{n_{ex}(t > t_{tr})}{n_{ex}(0)} \tag{2.45}$$

burada n_{ex} impakt iyonizasyon sonucu oluşan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu ve t_{tr} domain geçiş zamanıdır. İmpakt iyonizasyonla oluşan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonunun zamana bağlılığı hesaplanarak R_A bulunabilir. Fazlalık taşıyıcı konsantrasyonunun zamana bağlılığı aşağıdaki gibidir;

$$n_{ex} = n_{ex}(0), \qquad t < t_{tr} \tag{2.46}$$

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = -\frac{n_{ex}}{\tau}, \qquad t < t_{tr} \tag{2.47}$$

$n_{ex}(0)$ ilk domain geçişiyle impakt iyonizasyonla üretilen başlangıç fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu, t_{tr} domain geçiş zamanı ve τ rekombinasyon ömrüdür. Denklem (2.46)

ve (2.47) başlangıç şartları ve fazlalık taşıyıcı konsantrasyonunun değişim hızını verir. Denklem (2.47) t_{tr} zamanında çözülürse;

$$n_{ex}(t_{tr}) = n_{ex}(0)e^{-\frac{t_{tr}}{\tau}} \tag{2.48}$$

elde edilir. Böylece, Denklem (2.48) ilk domain geçişinden sonra ikinci domain aynı noktaya geldiğinde geçiş taşıyıcı konsantrasyonunun veren ifadedir. Diğer bir deyişle Denklem (2.48), bir Gunn aygıtında bir domain geçişinden sonraki geçici akım yoğunluğunun değişimini gösterir.

Bulk rekombinasyon oranı U'nun fazlalık taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı lineer değildir ve şu şekilde verilir [28, 29],

$$\begin{aligned} U = A(n - n_0) + B(pn - p_0n_0) + C_p(p^2n - p_0^2n_0) \\ + C_n(n^2p - n_0^2p_0) \end{aligned} \tag{2.49}$$

burada A Shockley– Read–Hall katsayısı (SRH), B ışımalı rekombinasyon katsayısı ve C_n ile C_p Auger katsayılarıdır. $n = n_{ex} + n_0$, $p = p_{ex} + p_0$ şeklindedir. n_0 ve p_0 denge durumundaki elektron ve boşluk konsantrasyonlarıdır. Denklem (2.49), $n_{ex} = p_{ex}$ varsayımı altında şu şekilde yazılabilir;

$$\begin{aligned} U = A(n_{ex}) + B(p_0 + n_0 + n_{ex})n_{ex} + C_p(p_0^2 + 2p_0n_{ex} + n_{ex}^2)n_{ex} \\ + C_n(n_0^2 + 2n_0n_{ex} + n_{ex}^2)n_{ex} \end{aligned} \tag{2.50}$$

Rekombinasyon zamanı $\tau = \frac{n_{ex}}{U}$ olarak tanımlanır ve Denklem (2.50)'den yararlanılarak rekombinasyon zamanı aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$\begin{aligned} \tau = \big[A + B(p_0 + n_0 + n_{ex}) + C_p(p_0^2 + 2p_0n_{ex} + n_{ex}^2) \\ + C_n(n_0^2 + 2n_0n_{ex} + n_{ex}^2)\big]^{-1} \end{aligned} \tag{2.51}$$

Denklem (2.51)'deki ikinci terim τ_r, ışımalı rekombinasyon ömrüdür.

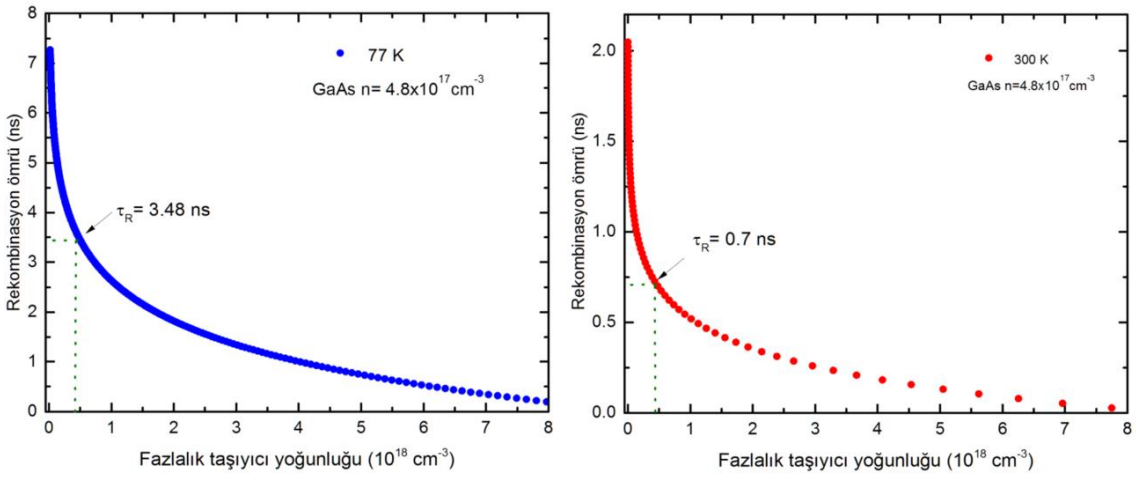
$$\tau_r = [B(p_0 + n_0 + n_{ex})]^{-1} \tag{2.52}$$

Burada p_0 boşluk konsantrasyonu, n_0 elektron konsantrasyonu ve n_{ex} fazlalık taşıyıcı konsantrasyonudur. Farklı sıcaklık ve taşıyıcı konsantrasyonuna göre ışımalı rekombinasyon katsayısı Tablo 2.1'de verilmiştir.

Tablo 2.1: n-tipi GaAs için farklı sıcaklık ve taşıyıcı konsantrasyonlarına göre ışımalı rekombinasyon katsayısı [30, 31].

Sıcaklık (K)	Taşıyıcı konsantrasyonu (cm^{-3})	Rekombinasyon katsayısı B ($10^{-10}cm^{-3}s^{-1}$)	
		GaAs	$Al_{0.08}Ga_{0.92}As$
77	$1x10^{17}$	16	-
77	$5x10^{17}$	11	-
297	$1x10^{17}$	2	1.8
297	$5x10^{17}$	2	1.8
297	$1.5x10^{17}$	2	1.8
297	$2x10^{17}$	2	1.8
297	$2.5x10^{17}$	2	1.8

Denklem (2.52) kullanılarak, Si katkılı $n_0 = 4.8\,x\,10^{17}cm^{-3}$ katkı konsantrasyonuna sahip bir GaAs'de rekombinasyon ömrü Matlab programı kullanılarak hesaplanmıştır (EK 1.).



Şekil 2.10: a) n-tipi GaAs için 77 K ve 300K'de fazlalık taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak rekombinasyon ömrünün değişimi.

Hesaplamalarda basitlik açısından $n_0 = n_{ex}(0)$ olarak alınır. Si'nin aktivasyon enerjisi 5.8 meV olduğu için 77 K' de bile GaAs'de tamamen iyonize olur [33]. Bu yüzden Denklem (2.52)'deki iyonize katkı yoğunluğu katkı atomu yoğunluğuna eşit olarak $n_0 = 4.8\,x\,10^{17}cm^{-3}$ alınabilir [33]. Ayrıca GaAs için asal boşluk konsantrasyonu $p_0 =$

$1.79\ x\ 10^6 cm^{-3}$'dir. Bu değerler ile rekombinasyon ömrü τ_r'nin fazlalık taşıyıcı konsantrasyonuna göre değişimi incelenebilir ve $n_0 = n_{ex}$ olduğu durumda sayısal değeri hesaplanabilir. Fakat Denklem (2.48)'de fazlalık taşıyıcı konsantrasyonunun hesabını yapmak zordur. Bu yüzden basitlik için τ_r'yi sabit alarak hesap yapılabilir. Denklem (2.48)'deki bir domainin oluşması ve anoda ulaşması için geçen geçiş zamanı,

$$t_{tr} = \frac{l}{v_s} \tag{2.53}$$

l Gunn aygıtının uzunluğu ve v_s elektronun sürüklenme hızıdır.

Fazlalık taşıyıcıların hayatta kalmalarına ek olarak, impakt iyonizasyon ve domain frekansı da fazlalık taşıyıcı yoğunluğunun belirlenmesinde önemlidir. Bir domain geçişi boyunca impakt iyonizasyon hızı sabit olduğu varsayılarak fazlalık taşıyıcı yoğunluğu aşağıdaki gibi verilir;

$$n_{ex} = \int_0^l n_0(x)\alpha_e dx \tag{2.54}$$

Burada n_0 artalan taşıyıcı konsantrasyonu, α_e impakt iyonizasyon hızı ve l aygıt uzunluğudur. Puls genişliğinin domain geçiş zamanından daha uzun olduğu durumda bir γ çarpanı ($\gamma = t_{pw} x f$ t_{pw}:puls genişliği, f:domain frekansı), $e^{-t_{tr}/\tau}$ terimi ile birlikte hesaba katılmalıdır:

$$n_{ex} = n_0(x)\alpha_e l \gamma e^{-t_{tr}/\tau} \tag{2.55}$$

Aygıtın boyu kısaldıkça t_{tr} kısalacağından fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranı artar. Ancak elektron sıcaklığı da yüksek olacağından dengede olmayan taşıyıcılar daha yüksek enerjilere doğru kayarak aygıt içinde nüfus terslenmesinin oluşumunu engeller. Bu bilgiler ışığında Denklem (2.45) kullanılarak bir domain geçişi sonrasında yaratılan fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranı belirlenebilir. Aynı zamanda Denklem (2.55) ile bir puls üzerinde oluşan domain sayısı ve eşik elektrik alan değerindeki iyonizasyon katsayısı dikkate alınarak yaratılan fazlalık taşıyıcıların sayısı hesaplanabilir.

Tez kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının yüksek hızlı akım voltaj ölçümleri ile elde edilen satürasyon hızı, eşik elektrik alan, domain geçiş zamanı, domain frekansı değerleri

kullanılarak fazlalık taşıyıcıların sayısı ve hayatta kalma oranları hesaplanmıştır (Bölüm 4.4).

2.2. SAÇILMA MEKANİZMALARI

Bölüm 2.1'de fiziksel açıklaması verilen NDR mekanizmaları ve Gunn domainlerinin oluşumu dikkate alınarak, bu bölümde yarıiletkenlerde yüksek alan rejiminde taşıyıcıların hareketine etki eden saçılma mekanizmaları üzerinde durulmaktadır.

İletken veya yarıiletken bir malzemeye elektrik alan uygulandığında, malzeme içerisindeki taşıyıcılar hareket etmeye başlar ve karşılarına herhangi bir engel (saçılma merkezleri) çıkıncaya kadar doğrusal olarak hareketlerine devam ederler. Yapı içerisinde bir engelle karşılaştıklarında ise doğrultuları ve hızları değişebilir [34].

Yarıiletken kristaldeki iletim elektronları örgüyü oluşturan atomların oluşturduğu periyodik potansiyel içinde hareket ederler. Atomların denge konumları etrafında titreşimleri (fononlar) periyodik kristal potansiyelinde değişimler meydana getirmektedir. Bu değişim elektronların saçılmasına, momentumlarının değişmesine ve enerji kaybına sebep olur. Elektron-fonon etkileşmesinde fonon yayımlanması ya da soğurulması süreçlerinde enerji ve momentum korunumu sağlanmalıdır [19].

Yarıiletken malzemelerde, taşıyıcıların yüksek veya düşük elektrik alan rejimlerinde saçılma mekanizmalarını incelemeye yönelik pek çok deneysel ve teorik çalışma mevcuttur [20, 23, 33]. Bu çalışmalara göre; alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması gibi elastik saçılmalar, taşıyıcıların enerji durulması üzerinde çok az etkilidir. Enerji alışverişine olanak sağlayacak elektron-fonon saçılması gibi elastik olmayan saçılmalar daha baskın mekanizmalardır. Düşük sıcaklık bölgelerinde ($T_L < 35\ K$) optik fonon yoğunluğu düşük olduğu için bu sıcaklık bölgesinde elektronların enerji durulması akustik fononlarla etkileşim sonucu gerçekleşir [15].

2.2.1. Vadilerarası Akustik Fonon Saçılması

Küçük k değerlerinde meydana gelen vadilerarası akustik fonon saçılması, elektron enerjisini azaltmak için etkili bir saçılma mekanizması değildir. Bu yüzden, akustik fonon enerjisinin $(\hbar\omega_a)$ ihmal edilebilecek kadar küçük olmasından dolayı, fonon absorpsiyonu $E(k') = E(k) + \hbar\omega_a$'yı içeren son durum enerjisi fonon emisyonunu içeren $E(k') = E(k) - \hbar\omega_a$ enerjisi ile aynıdır. Fakat bu saçılma süreçleri momentum durulmasında oldukça etkilidir. Fonon dağılımı için eşbölüşüm ilkesi düşünüldüğünde, akustik fonon işgal olasılığı N_a şu şekilde verilir,

$$N_a = \left[e^{\hbar\omega_a/k_BT} - 1\right]^{-1} \approx [1 + \hbar\omega_a/k_BT - 1]^{-1} \approx k_BT/\hbar\omega_a \tag{2.56}$$

$\hbar$ indirgenmiş Planck sabiti, ω_a akustik fonon frekansı, k_B Boltzmann sabiti ve T yarıiletkenin sıcaklığıdır. Akustik fonon saçılma hızı ise [36],

$$\lambda_a(E) = \frac{(2m_c^*)^{\frac{3}{2}} k_BT D_{ac}^2}{2\pi\rho s^2\hbar^2}\sqrt{\gamma(E)}(\alpha + 2\alpha E)F_a(E) \tag{2.57}$$

olarak verilir. Burada m_c^* elektronun etkin kütlesi, D_{ac} akustik deformasyon potansiyeli, ρ malzeme yoğunluğu, s ses hızıdır. α ise şu şekilde tanımlanır:

$$\alpha = \frac{1}{E_g}\left(1 - \frac{m_c^*}{m_0}\right)^2 \tag{2.58}$$

Denklem (2.57)'deki $\gamma(E)$ terimi bantların paraboliklikten sapmasını ifade eder ve değeri $\gamma(E) = (1 + \alpha E)F_a(E)$'dir.

$F_a(E)$ terimi ise şu şekilde verilir:

$$F_a(E) = \frac{(1 + \alpha E)^2 + \frac{(\alpha E)^2}{3}}{(1 + 2\alpha E)^2} \tag{2.59}$$

Parabolik bantlar için $\alpha = 0$ alınarak denklemler modifiye edilir.

2.2.2. Vadilerarası Optik Fonon Saçılması

GaAs gibi iyonik bir bileşik yarıiletkende güçlü örgü polarizasyonu meydana gelir. Bu durum; Γ vadisinde, oda sıcaklığında bile polar optik fonon saçılmasının etkili bir saçılma mekanizması olabileceğini ifade eder. Optik fonon açılma hızı [37],

$$\lambda_0(E) = \frac{e^2\sqrt{m_c^*}\omega_0}{\sqrt{2}\hbar}\left(\frac{1}{\mathcal{E}_\infty} - \frac{1}{\mathcal{E}_0}\right)\frac{(1+2\alpha E')}{\sqrt{\gamma(E)}}F_0(E,E')N_0' \tag{2.60}$$

şeklinde ifade edilir. Burada ω_0 polar optik fonon frekansı, $\mathcal{E}_\infty$ yüksek frekans dielektrik sabiti ve $\mathcal{E}_0$ statik dielektrik sabitidir. Optik fonon işgal olasılığı N_0 şu ifade ile verilir:

$$N_0 = \left[e^{\hbar\omega_q/k_BT} - 1\right]^{-1} \tag{2.61}$$

Fonon absorpsiyonu için $N_0' = N_0$ ve $E' = E + \hbar\omega_0$ 'dır. Fonon emisyonu için $N_0' = N_0 + 1$ ve $E' = E + \hbar\omega_0$ dir. $F_0(E,E')$ ifadesi ise,

$$F_0(E,E') = C^{-1}(Aln\left|\frac{\sqrt{\gamma(E)}+\sqrt{\gamma(E')}}{\sqrt{\gamma(E)}-\sqrt{\gamma(E')}}\right| + B) \tag{2.62}$$

olarak verilir. Bu ifadede;

$A = [2(1+\alpha E)(1+\alpha E') + \alpha(\gamma(E)+\gamma(E'))]^2$

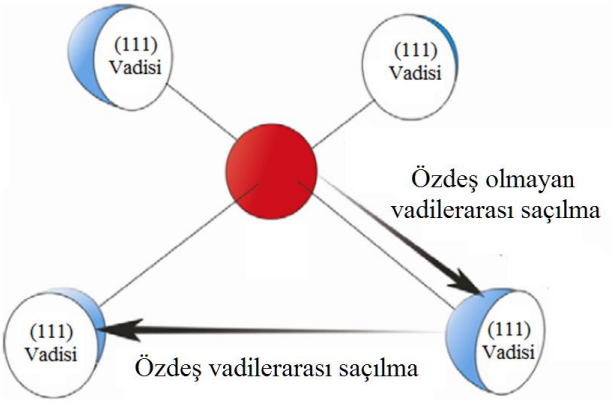
$B = -2\alpha\sqrt{\gamma(E)}\sqrt{\gamma(E')}[4(1+\alpha E)(1+\alpha E') + \alpha(\gamma(E)+\gamma(E'))]$

$C = 4(1+\alpha E)(1+\alpha E')(1+2\alpha E)(1+2\alpha E')$

A, B ve C sabitleri parabolik olmayan vadilerde saçılma olduğu durumda kullanılır. Parabolik bantlar için tüm denklemlerde $\alpha = 0$ alınır.

2.2.3. Özdeş Vadilerarası Saçılma

GaAs, Brillouin bölgesinin kenarında, Γ vadisinde küçük eğrilik çapına sahip bir merkez vadiye ve L vadisinde $\langle\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}\rangle$ ekseni boyunca eğrilik yarıçapı daha büyük olan dört sığ uydu vadiye sahiptir [33]. Yüzey merkezli kübik örgünün ilk Brillouin bölgesindeki yüksek simetriye sahip özel noktalar ve bu noktaların Brillouin bölgesi sınırlarındaki konumları Tablo 2.2'de verilmiştir. Elektrik alan uygulanması sıcak elektronların Γ vadisinde üst seviyeye çıkmasına sebep olur. Elektronların bir kısmı daha yüksek seviyedeki, örneğin L vadisi, bir vadiye taşınırlar. L vadisindeki elektronlar Şekil 2.11'de gösterildiği gibi aşağıdaki ok doğrultusunda özdeş L vadileri arasında hareket ederler [38].

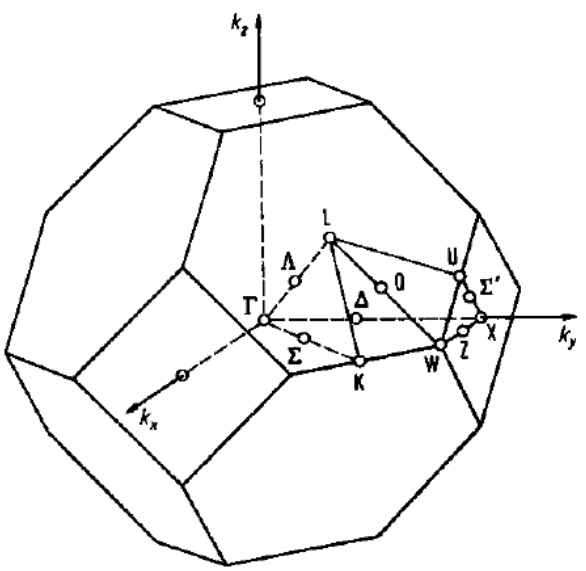


Şekil 2.11: GaAs'de k uzayında vadilerarası geçişler [13].

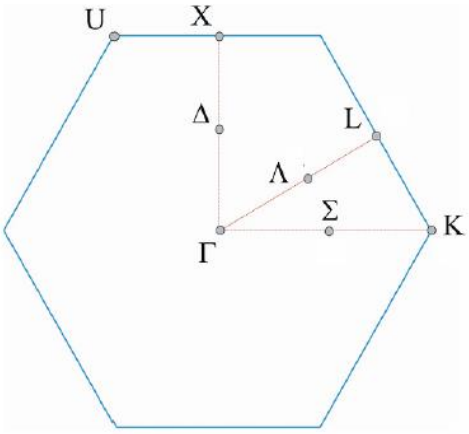
Deformasyon potansiyelinden dolayı, optik fonon destekli vadilerarası saçılma süreci geçiş süreçlerinde etkin olarak yer alır [9]. Şekil 2.12 ve Şekil 2.13'de GaAs'in ilk Brilliouin bölgelesindeki yüksek simetriye sahip özel nokta ve doğrultuları verilmiştir. Vadideki k uzayı konumuna bağlı olarak, fononlar vadilerarası saçılmada farklı seçim kurallarına sahiptir (Tablo 2.3).

Tablo 2.2: Birincil yüksek simetri noktalarının konumları [26].

Yüksek simetri noktası	Resiprok uzay konumu
$\boldsymbol{\Gamma}$	(000)
$\boldsymbol{X}$	(100)
$\boldsymbol{W}$	$\left(1\frac{1}{2}0\right)$
$\boldsymbol{U}$	$\left(1\frac{1}{4}\frac{1}{4}\right)$
$\boldsymbol{L}$	$\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}\right)$



Şekil 2.12: GaAs'in ilk Brillouin bölgesindeki yüksek simetriye sahip özel nokta ve doğrultuların gösterimi [17].



Şekil 2.13: GaAs'in ilk Brillouin bölgesinin kesiti [13].

Tablo 2.3: Vadilerarası saçılma süreçlerinde fononlar için seçim kuralları. m_{III} ve m_V sırasıyla III ve V grubu atomların kütleleridir [26].

Başlangıç vadi	Son vadi	Fononlar
$\boldsymbol{X_1}$	X_1	$LO\ (m_{III} > m_V), LA(m_{III} < m_V)$
$\boldsymbol{\Delta_1}$	Δ_1	LA, TO
$\boldsymbol{L_1}$	L_1	LO, LA
	X_1	$LO\ (m_{III} > m_V), LA\ (m_{III} < m_V)$
$\boldsymbol{\Gamma_1}$	L_1	LO, LA
$\boldsymbol{L_1}$	X_1	LO, LA

Özdeş vadilerarası $L - L$ geçişlerinde, büyük dalga vektörlerine sahip LA ve LO fononlar izinlidir. Küresel ve parabolik bantlar ($\alpha = 0$) arasında eşdeğer vadiler için saçılma hızı [36],

$$\lambda_e(E) = (Z_e - 1)\frac{m_s^{*3/2} {D_{e,L-L}}^2}{\sqrt{2}\pi\rho\omega_e\hbar^3}\sqrt{E'}N_e' \tag{2.63}$$

olarak verilir. Burada, Z_e özdeş vadilerin sayısı, ω_e özdeş vadilerdeki fonon frekansı, $D_{e,L-L}$ çiftlenim sabiti ve N_e' fonon işgal olasılığıdır. Fonon absorpsiyonu için $N_e' = N_e$ ve $E' = E + \hbar\omega_e$ 'dır. Fonon emisyonu için $N_e' = N_e + 1$ ve $E' = E - \hbar\omega_e$ 'dir.

2.2.4. Özdeş Olmayan Vadilerarası Saçılma

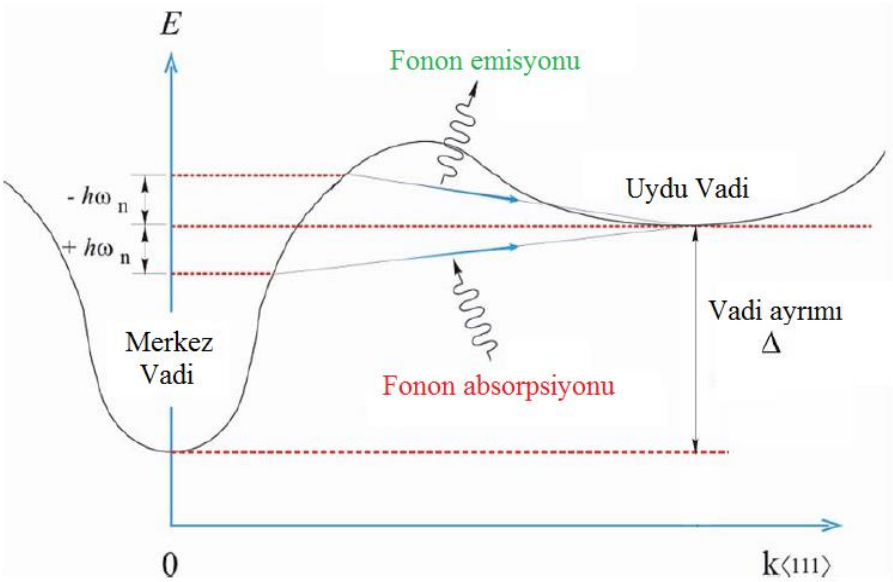
Elektronlar özdeş olmayan vadilerarası geçişlerde, yani Şekil 2.14'de gösterildiği gibi bir merkez vadiden, L vadisi gibi uydu bir vadiye geçişlerde, Δ kadar bir enerjiye gereksinim duyar. Özdeş olmayan vadilerarası geçişler L'den Γ'ya veya Γ'dan L'ye meydana gelir. Eğer bu geçişlerde fonon absorpsiyonu veya emisyonu olursa, parabolik bantlar ($\alpha = 0$) arasındaki özdeşer olmayan vadilerarası geçişler için saçılma hızı şu şekilde verilir;

$$\lambda_n(E) = Z_n\frac{m_s^{*\frac{3}{2}} {D_{n,\Gamma-L}}^2}{\sqrt{2}\pi\rho\omega_n\hbar^3}\sqrt{E'}N_n' \tag{2.64}$$

Z_n uydu vadilerin sayısı, ω_e özdeş olmayan vadilerarası fonon frekansı, $D_{n,\Gamma-L}$ vadilerarası çiftlenim sabiti ve N_n' fonon işgal olasılığıdır. Fonon absorpsiyonu için $N_n' = N_n$ ve fonon emisyonu için $N_n' = N_n + 1$ dir. Tablo 2.4'de özdeş olmayan vadilerarası geçişler ve bu geçişler için gereken enerji ifadeleri verilmiştir.

Tablo 2.4: Özdeş olmayan geçişler ve enerji ilişkilerinin karşılaştırılması [36].

Geçiş doğrultusu	Enerji ilişkisi
Merkez vadi ⇢ Uydu vadi	$E_s(k') = E_c(k) - \Delta + \hbar\omega_n$
Merkez vadi ⇢ Uydu vadi	$E_s(k') = E_c(k) - \Delta - \hbar\omega_n$
Uydu vadi ⇢ Merkez vadi	$E_s(k') = E_c(k) + \Delta + \hbar\omega_n$
Uydu vadi ⇢ Merkez vadi	$E_s(k') = E_c(k) + \Delta - \hbar\omega_n$



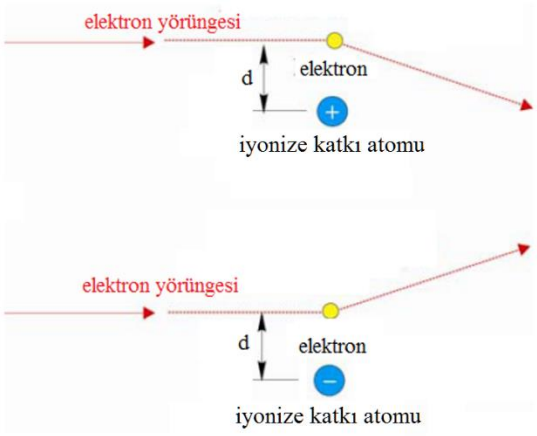
Şekil 2.14: GaAs'de özdeş olmayan vadilerin şematik gösterimi. Kesikli çizgiler vadilerarası elektron geçişlerini gösterir [13].

2.2.5. İyonize Katkı Atomu Saçılması

Bir katkı atomu evsahibi yarıiletkene ekstra bir serbest elektron sağlamak için iyonize olduğunda, Şekil 2.15'de gösterildiği gibi elektronlar iyonlardan elastik olarak saçılmaya uğrar. Saçılma potansiyeli Coulomb potansiyeline uyar, fakat bu potansiyel iyon etrafında bir bulut oluşturan serbest elektronlar tarafından perdelenir. Bu yüzden elektronlar kısa erimli perdeleme potansiyeli ile iyonlarla etkileşirler. İyonize katkı atomu saçılması modelinde perdelenmiş Coulomb potansiyeli $V(d)$ [36];

$$V(d) = \frac{-e^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{e^{-\Lambda d}}{d} \tag{2.65}$$

olarak verilir. Burada ε_0 serbest uzayın dielektrik sabiti, ε statik dielektrik sabiti, Λ perdeleme uzunluğunun tersi ve d iyonize katkı atomu ile elektron arasındaki perdeleme uzunluğudur.



Şekil 2.15: İyonize katkı atomu saçılmasının şematik gösterimi [32].

Perdeleme uzunluğunun tersi Λ [39],

$$\Lambda^2 = \frac{ne^2}{4\pi k_0 \varepsilon_0 k_B T} \tag{2.66}$$

Olarak tanımlanır. Burada k_0 serbest uzayın dielektrik sabiti, ε_0 statik dielektrik sabiti, k_B Boltzmann sabiti, T örgü sıcaklığı ve n elektron yoğunluğudur. İyonize katkı atomu saçılma hızı ise şu şekilde verilir [36];

$$\lambda(E) = \frac{4\pi e^2 n 2\sqrt{2m_c^* E}}{\hbar^2 \varepsilon_0 (d\pi k_0)^2 \Lambda^2 \left[\left(\frac{\hbar^2\Lambda^2}{2m_c^*} + 4E\right)\right]} \tag{2.67}$$

n elektron yoğunluğudur. Buradaki m_c^* merkez vadideki elektronun etkin kütlesi olarak alınabilir. Çünkü birkaç kV/cm elektrik alanlara kadar vadilerarası saçılma saçılma mekanizması henüz etkili olacak kadar önemli değildir ve elektronların neredeyse tümü merkez vadide bulunurlar [40].

Farklı fonon saçılma mekanizmaları için verilen saçılma hızı ifadeleri ile yarıiletkenlerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri teorik olarak elde edilebilir. Ancak saçılma hızı ile taşıyıcıların elektrik alana bağlı sürüklenme hızı değerlerini hesaplamak oldukça kompleks bir hesap gerektirir. Çünkü herbir saçılma mekanizmasının elektronun dalga

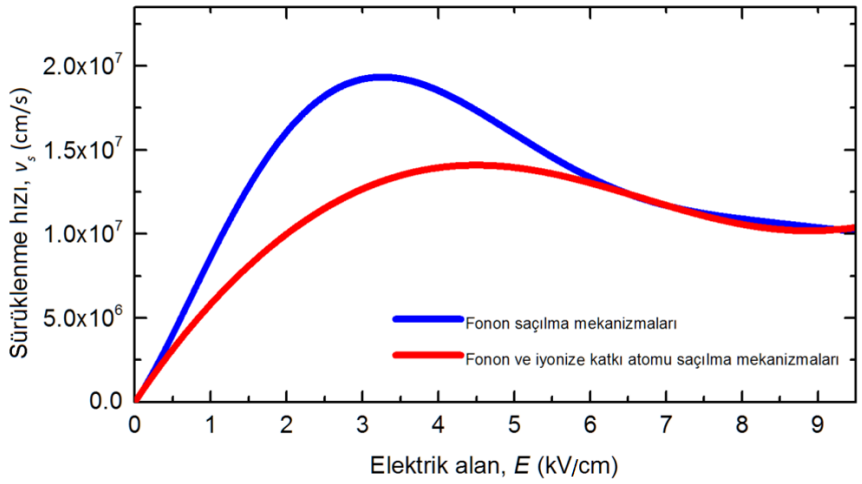
vektörünü ($\vec{k}$) ne kadar değiştirdiği bilgisinin elde edilmesi gerekir. Bu hesap çeşitli algoritmalar içeren ayrıntılı bir simülasyon sürecine dayanır ve elektrik alana bağlı sürüklenme hızının değişimi aşağıdaki denklemler kullanılarak Monte Carlo simülasyonu ile elde edilebilir:

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i \tag{2.68}$$

$$v_s = \frac{\frac{\hbar}{m} \sum \int_{\vec{k}_0}^{\vec{k}_s} \vec{k} dk}{\sum \int_{\vec{k}_0}^{\vec{k}_s} \vec{k} dk} \tag{2.69}$$

Burada $\vec{k}_0$ elektronun saçılmaya uğramadan önceki dalga vektörü, $\vec{k}_s$ ise saçılmaya uğradıktan sonraki dalga vektörüdür. Saçılma hızı ilk ve son dalga vektörlerinin değişimini belirler ve farklı seçim kuralları dikkate alınarak belirlenir. Çalışma kapsamında bu hesaplara ve simülasyon süreçlerine değinilmemiştir, sadece saçılma hızlarının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğine nasıl etki ettiği verilmektedir.

Fonon saçılma mekanizmalarının ve fonon saçılma mekanizmaları ile birlikte iyonize katkı atomu saçılma mekanizmasının sürüklenme hızı-elektrik alan değişimine etkisi Şekil 2.16'da verilmektedir. Düşük elektrik alan bölgesinde, iyonize katkı atomu saçılması mobiliteyi azaltıcı bir etkiye sahiptir [41]. Eşik elektrik alan bölgesinde, yani sürüklenme hızının satürasyona uğradığı bölgede ise sürüklenme hızının değeri iyonize katkı atomu saçılmasından dolayı azalır. Hesaplamalar, iyonize katkı atomu saçılma mekanizmasının fonon saçılma mekanizmalarına göre daha baskın bir saçılma merkezi olduğunu göstermektedir [13].



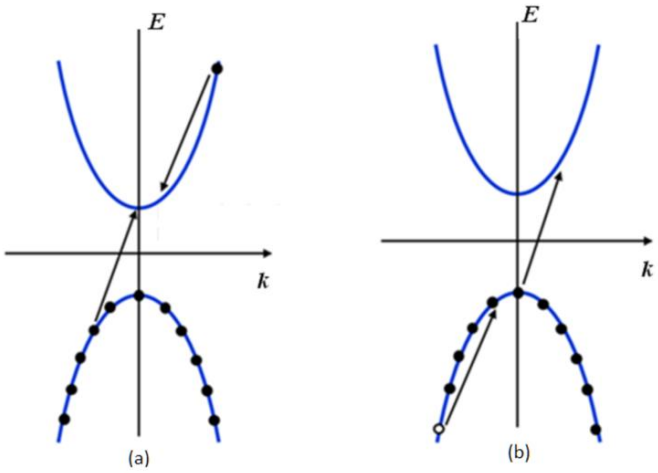
Şekil 2.16: GaAs için hesaplanan sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğine saçılma mekanizmalarının etkisi.

Tablo 2.5: Hesaplamalarda kullanılan bulk GaAs'e ait parametreler [28, 30, 32, 34, 35].

Parametre	Değer	Birim
Yoğunluk, $\boldsymbol{\rho}$	5,3177	g/cm^3
Ses hızı, $\boldsymbol{s}$	$5{,}24x10^5$	cm/s
Yüksek frekans dielektrik sabiti, $\boldsymbol{\varepsilon_0 = 10,6(1 + 9x10^{-5}T)}$	10.88	-
Statik dielektrik sabiti, $\boldsymbol{\varepsilon_0 = 12,4(1 + 1,2x10^{-4}T)}$	12,84	-
Polar optik fonon frekansı, $\boldsymbol{\omega_0}$	$5{,}211x10^{13}$	$rad.s^{-1}$
Özdeş vadilerarası fonon frekansı, $\boldsymbol{\omega_e}$	$4{,}4058x10^{13}$	$rad.s^{-1}$
Özdeş olmayan vadilerarası fonon frekansı, $\boldsymbol{\omega_e}$	$4{,}2235x10^{13}$	$rad.s^{-1}$
$\boldsymbol{\Gamma}$ vadisinde akustik deformasyon potansiyeli, $\boldsymbol{D_{ac}}$	7	eV
$\boldsymbol{L}$ vadisinde akustik deformasyon potansiyeli, $\boldsymbol{D_{as}}$	9,2	eV
Özdeş vadilerarası çiftlenim sabiti, $\boldsymbol{D_{e,L-L}}$	10	eV/cm
Özdeş olmayan vadilerarası çiftlenim sabiti, $\boldsymbol{D_{e,L-\Gamma}}$	10	eV/cm
$\boldsymbol{\Gamma}$ vadisinde etkin kütle, $\boldsymbol{m_c^*}$	$0{,}067m_0$	kg
$\boldsymbol{L}$ vadisinde etkin kütle, $\boldsymbol{m_s^*}$	$0{,}35m_0$	kg
Özdeş $\boldsymbol{L}$ $(\boldsymbol{111})$ vadilerinin sayısı	4	-

2.3. İMPAKT İYONİZASYON

Yüksek elektrik alan rejiminde, elektrik alanının etkisiyle sürüklenen elektronlar örgü atomlarıyla çarpışırlar. Eğer çarpışan taşıyıcıların alandan kazandıkları enerji yeterince büyükse çarpışma sonucunda bir elektron boşluk çifti yaratılabilir. Bu olaya *impakt iyonizasyon* denir. Bant profilinde bu durum valans bandından iletkenlik bandına bir elektronun ardında boşluk bırakarak çıkması anlamına gelmektedir. Düşük elektrik alanlarda bu çarpışmalar iyonizasyona yol açmaz. Çarpışma olayından sonra, sürece neden olan elektron ve yaratılan bir elektron-boşluk çifti olduğundan üç serbest taşıyıcı oluşur ve bunlar elektrik alan etkisiyle ilerlerken yeni impakt iyonizasyon süreçlerine neden olurlar. Süreç bir zincir reaksiyonu gibi kendini yineleyerek devam eder [24]. İmpakt iyonizasyon ya yüksek kinetik enerjiye sahip elektronların ya da boşlukların ekstra elektron boşluk çifti yaratmak için fazla kinetik enerjilerini kaybettikleri bir süreçtir (Şekil 2.17).



Şekil 2.17: Direk bant aralıklı bir yarıiletkende (a) elektronlarla ve (b) boşluklarla impakt iyonizasyon mekanizması [24].

Düşük elektrik alan etkisiyle sürüklenen elektronların örgü atomlarıyla yaptığı çarpışmalar iyonizasyona yol açmaz. İmpakt iyonizasyon için gerekli elektrik alan değeri 10^5-10^6 V/cm'dir. NDR rejimindeki elektrik alan değerleri ve özellikle Bölüm 2.1'de açıklandığı üzere hareketli Gunn domainlerinin yığılma bölgelerinde oluşan elektrik alanlar (10 kV/cm) impakt iyonizasyona ve serbest taşıyıcı sayısının çığ gibi artmasına yetecek kadar büyüktür [44].

İmpakt iyonizasyon sürecinde enerji ve momentum korunmalıdır. Bölüm 2.3.1 ve 2.3.2'de bu korunum yasalarını fonon çarpışma süreçlerini gözönüne alarak inceleyen şanslı-balistik elekton modeli (lucky-ballistic mode) ve şanslı sürüklenme modeli (lucky-drift mode) incelenmiştir.

2.3.1. Şanslı-Balistik Elektron Modeli

Fonon çarpışmaları arasında kazanılan enerjinin ($eE\lambda_s$), çarpışma başına kaybedilen enerjiye (E_p) oranı, sıcak elektronların yüksek enerji dağılım fonksiyonunu belirler. $eE\lambda_s \gg E_p$ olduğu gözönüne alınarak iyonizasyon katsayısı Wolff tarafından şu şekilde hesaplanmıştır [45];

$$\alpha = \frac{eE}{E_i} exp\left(-\frac{3E_iE_p}{(eE\lambda_s)^2}\right) \tag{2.70}$$

E uygulanan elektrik alan, E_i iyonizasyon için eşik enerjisi, E_p her çarpışma başına enerji kaybı, λ_s saçılmalar arasındaki ortalama serbest yoldur. $eE\lambda \ll E_p$ olduğu diğer durumlarda ise, taşıyıcılar fononlarla çarpışmalara maruz kalmadan, yani balistik olarak, impakt iyonizasyonun gerçekleşeceği yüksek enerjileri kazanamazlar. Sadece fononlardan saçılmalar impakt iyonizasyon için gereken enerjiye sahip olabilirler. Bir elektronun çarpışmalara maruz kalmadan impakt iyonizasyon için gereken eşik enerjisini balistik olarak kazanma olasılığı P, Shockley tarafından önerilmiştir [45]:

$$P = exp\left(-\frac{E_i}{eE\lambda_s}\right) \tag{2.71}$$

Böylece iyonizasyon katsayısı aşağıdaki gibi verilir:

$$\alpha = \frac{eE}{E_i} exp\left(-\frac{E_i}{eE\lambda_s}\right) \tag{2.72}$$

Denklem (2.72), bir elektronun ya hiçbir çarpışma sürecine katılmadan enerjisinin E_i'ye ulaştığı ya da enerjisini sıfıra yakın değerlere indirgeyecek kadar yeterli çarpışma süreçlerinde yer aldığı varsayımları gözönüne alınarak oluşturulmuştur. Bu durum, diğer bir deyişle şanslı-elektronların fononlar ile hiçbir çarpışma yapmadığı ve şanssız-elektronların ise enerjilerinin sıfıra yakın olduğu anlamına geldiğini belirtir. Bu yüzden şanslı balistik modunda bu iki limit durum arasındaki tüm çarpışma süreçleri gözardı edilir.

2.3.2. Şanslı Sürüklenme Modeli

Bir taşıyıcının hareketi üç durum gözönüne alınarak sınıflandırılabilir. Bunlar;

- momentum kaybı olmadığı,
- enerji kaybı olmadığı,
- ya da hareketi boyunca hem enerji hem de momentum kaybettiği durumlardır.

Bunlardan *balistik hareket* olarak adlandırılan ve momentum relaksasyon zamanı τ_m'den önce taşıyıcıların herhangi bir momentum kaybının olmadığı varsayımına dayanan ilk elektron hareket türü Shockley tarafından ileri sürülmüştür [46].

Denge hareketi olarak adlandırılan ve taşıyıcıların enerjilerini ve momentumlarını kaybederek denge durumunda hareket türü olan üçüncüsü ise Wolff tarafından ileri sürülmüştür [45].

Sadece enerji kaybı olmaksızın momentum relaksasyonu ile elektron hareketi ise *şanslı sürüklenme modeli* olarak bilinen ikinci durumdur ve Ridley tarafından kullanılmıştır [34]. Şanslı sürüklenme modeli, Denklem (2.71)'deki aşırı iki durum arasındaki tüm süreçleri de dikkate alır ve bu modelden yararlanılarak iyonizasyon katsayısı şu formda yazılabilir;

$$\alpha = \frac{e\xi}{E_i}\left[P_{LB}(0,E_i) + P_{LD}(0,E_i) + P_T\left(P_{LB}(E_T,E_i) + P_{LD}(E_T,E_i)\right)\right] \qquad (2.73)$$

$P_{LB}(E_1,E_2)$ ve $P_{LD}(E_1,E_2)$, elektronların E_1 enerji düzeyinden E_2 enerji düzeyine hareketleri için sırasıyla Şanslı-Balistik Elektron modeli ve Şanslı Sürüklenme modunun gerçekleşme olasılıklarıdır. P_T, E_T enerjisini kazanan taşıyıcıların termalizasyon olasılığıdır. Şanslı Sürüklenme modeli mekanizması sadece enerji relaksasyonunun momentum relaksasyonundan yavaş gerçekleştiği impakt iyonizasyon için uygundur. İmpakt iyonizasyonun gerçekleştiği yüksek enerjilerde, momentum ve enerji relaksasyon oranları basit bir şekilde aşağıdaki formda verilebilir;

$$\frac{\tau_E(E)}{\tau_m(E)} = \frac{E}{rE_i} \qquad (2.74)$$

Burada r, herbir çarpışma başına enerji kaybını temsil eder. $\tau_E(E) > \tau_m(E)$ durumu impakt iyonizasyon için gereklidir ve bu yüzden $E > rE_i$ 'dir. Basit parabolik bantlarda;

$$\alpha\lambda = \frac{1}{x}\left\{e^{-x} + \left(\frac{e^{-2rx^2} - e^{-x}}{1-2rx}\right) + P_T\left[e^{-x(1-\zeta)} + \left(\frac{e^{-2rx^2(1-\zeta)} - e^{-x(1-\zeta)}}{1-2rx}\right)\right]\right\} \quad (2.75)$$

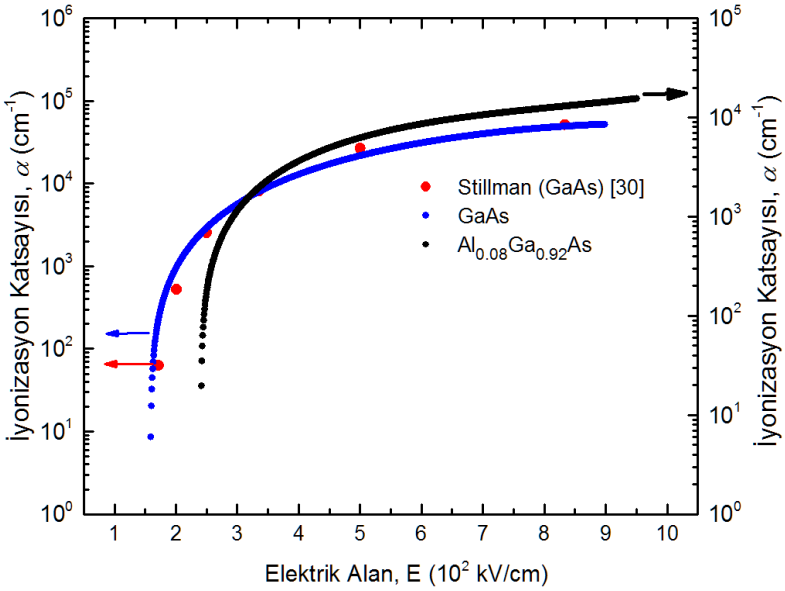
olarak yazılabilir. Burada x çarpışma başına enerji kaybının iyonizasyon eşik enerjisine oranı $\frac{E_i}{e\xi\lambda}$'dir. $P_T(x \geq 3)$ için;

$$P_T(x) = 1 - e^{-2rx^2(x-3)} \quad (2.76)$$

$\zeta = \frac{P_T}{2rx^2}$ 'dir. Denklem (2.75)'in deneysel sonuçlar ile farklılıklarını azaltmak için impakt iyonizasyon oranının fonon çarpışma oranına bölümünü içeren bir fit faktörü denkleme eklenerek modifikasyon yapılmış ve,

$$\alpha\lambda = \frac{\gamma}{x(1-\eta)}\left[e^{-x(1-\eta)} + \left(\frac{e^{-2rx^2(1-\eta)} - e^{-x(1-\eta)}}{1-2rx}\right)\right] + \frac{\gamma P_T}{x}\left[e^{-x(1-\zeta)} + \left(\frac{e^{-2rx^2(1-\zeta)} - e^{-x(1-\zeta)}}{1-2rx}\right)\right] \quad (2.77)$$

olarak elde edilmiştir. Burada $\eta = \frac{E_0}{E_i}$'dir ve E_0 enjeksiyon enerjisidir. Denklem (2.77) kullanılarak, tez kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının aktif bölgelerini oluşturan GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ yarıiletkenleri için impakt iyonizasyon katsayısı Matlab programında hesaplanmıştır. Fit parametresi (γ) GaAs için 0.1, $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ için 1.22'dir ve $\eta_{fonon} = 0.483$ alınmıştır. $r = 0.00938$'dir [46, 47]. Aynı zamanda teorik hesap Stillman tarafından gerçekleştirilen deneyler ile doğrulanmıştır [32].



Şekil 2.18: GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ için impakt iyonizasyon katsayısının elektrik alan ile değişimi.

$Al_xGa_{1-x}As$ alaşımının bant aralığı x oranı arttıkça artmaktadır [49]. Bu nedenle GaAs'e oranla $Al_xGa_{1-x}As$ valans bandından iletkenlik bandına bir elektronun ardında boşluk bırakarak çıkması daha yüksek enerjilerle gerçekleşir. Dolayısıyla Şekil 2.18'de görüldüğü gibi impakt iyonizasyonun başlaması $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ yarıiletkeninde daha yüksek elektrik alanlarda olacaktır.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarında ve n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında hareket eden yüksek enerji Gunn domainlerinde impakt iyonizasyonla çoğalan elektron-boşluk çiftleri iletkenlik bandından valans bandına ışımalı olarak rekombine olurlar. Uygulanan elektrik alan şiddetinin artırılmasıyla impakt iyonize olan taşıyıcıların sayısı artar ve ışımanın da şiddeti artmış olur.

2.4. KURAMSAL YANSITMA SPEKTRUMU

Bu çalışmada Gunn osilasyonuna dayalı ışımanın şiddetini arttırmak, yani yapı içinde foton yoğunluğunu ve dalgaboyu seçiciliğini arttırmak için Bragg yansıtıcıları kullanıldı. Bu yapının tasarlanmasında transfer matris yöntemi kullanılarak kuramsal yansıtma spektrumu elde edildi.

Aktif bölgesi GaAs olan ve Gunn olayına dayalı ışıma yapan bir aygıtın alt kısmında periyodik yapıya sahip Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları (Distributed Bragg Reflector, DBR) kullanılarak oldukça yüksek yansıtıcılığa sahip olan aynalar elde edilebilir. Aktif bölgenin altında bulunacak tabakalar, kalınlıkları d_1, d_2 ve kırılma indisleri n_{r1}, n_{r2} olan tabakaların periyodik olarak ardarda dizilmesi ile oluşan yarıiletken sistemlerdir. DBR aynalarının yansıtıcılığının belirlenmesinde *transfer matris* yöntemi kullanıldı. Yapının periyodikliği, Bragg yasasını sağlayacak şekilde seçilir:

$$n_{r1}d_1 + n_{r2}d_2 = \frac{\lambda}{2} \tag{2.78}$$

$\lambda = \frac{\lambda_0}{n_r}$ dalgaboylu bir ışın için Bragg yansıma şartına karşılık gelir. n_r etkin kırılma indisi, λ aktif bölgeden gelecek elektroışıma spektrumunun en şiddetli dalgaboyuna denk gelecek şekilde seçilen dalgaboyu ve λ_0 serbest uzay dalgaboyudur.

Yüksek yansıtma oranına sahip DBR aynalar elde etmek için kırılma indisleri arasında farkın büyük olduğu GaAs/AlAs gibi yarıiletken malzemeler ya da Si/SiO_2 gibi amorf malzemeler kullanılır. Farklı kırılma indisli iki bileşik arasındaki dielektrik süreksizliğinde yansıma oluşur.

DBR aynaları üretmek için kullanılan AlGaAs sisteminde en fazla yansıtma, AlAs/GaAs arayüzeyinde oluşur. Yansıtıcılık Bragg şartı sağlandığında çok yüksektir ve dalgaboyu Bragg şartını sağlayan dalgaboyundan farklı olduğu zaman azalma gösterir. DBR aynaların yansıtıcılığı şu şekilde verilir;

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_s}{n_o}\left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_o}\left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}}\right)^{2N}}\right]^2 \tag{2.79}$$

N tabakaların yinelenme periyodu, n_0 havanının ve n_s taşıyıcı tabakanın kırılma indisidir. Eğer uygun bir N kombinasyonu ve $\frac{n_{r1}}{n_{r2}}$ oranı seçilirse yansıtıcılık yaklaşık % 99'a ulaşır.

Yansıtma spektrumunun hesaplanması için hava ve taşıyıcı ile sınırlanmış kalınlığı d olan bir ince film tabakası örneklenmiştir. Bu ince film tabakasına gelen elektromanyetik

dalganın bu ortamdaki davranışı incelenerek yansıma katsayısının ifadesi bulunacaktır. Burada kullanılacak olan terimler elektromanyetik dalganın geliş ortamındaki kırılma indisi n_0, ince filmin kırılma indisi n_1 ve taşıyıcının kırılma indisi n_2'dir. E_m^+ ve H_m^+ pozitif yönde hareket eden elektromanyetik dalganın m sayılı katmandaki elektrik ve manyetik vektorlerini ve E_m^- ve H_m^- ise negatif yöndekileri göstermektedir. Elektrik ve manyetik alan vektörleri,

$$E_m = E_m^+ + E_m^+ \tag{2.80}$$

$$H_m = \mu_m(H_m^+ + H_m^+) \tag{2.81}$$

ile ifade edilir. Normal gelişte, optik geçirgenlik,

$$\mu_m = \begin{cases} n_m Y & s - polarizasyonu \\ \dfrac{n_m}{Y} & p - polarizasyonu \end{cases} \tag{2.82}$$

formülü ile bulunur. Burada n_m m tabakasının kırılma indisi ve Y ise karakteristik optik geçirgenliktir. Elektromanyetik dalga başka bir açı ile geliyorsa optik geçirgenlik formülleri,

$$\mu_m = \begin{cases} n_m Y cos(\theta_m) & s - polarizasyonu \\ \dfrac{n_m}{Y} cos(\theta_m) & p - polarizasyonu \end{cases} \tag{2.83}$$

şeklinde değişir. Burada n_m m tabakasının, n_0 geliş ortamı, n_s taşıyıcının kırılma indisidir. θ_o gelme açısı, θ_m yansıma açısı olmak üzere Snell Yasası şu şekilde yazılabilir:

$$n_o \sin(\theta_o) = n_m \sin(\theta_m) \tag{2.84}$$

$$n_s \sin(\theta_s) = n_m \sin(\theta_m) \tag{2.85}$$

Snell Yasası'ndan yansıma sonucu oluşacak δ_m faz farkı ise herhangi bir m tabakası için şu şekilde verilir:

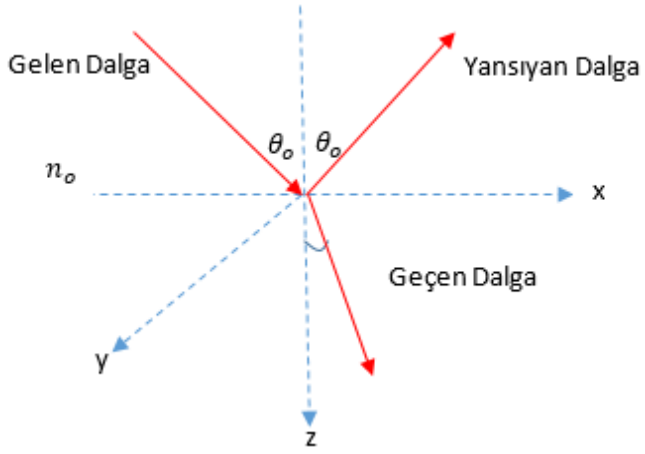
$$\delta_m = \frac{2\pi n_m d_m cos(\theta_m)}{\lambda} \tag{2.86}$$

Burada λ dalgaboyu, d_m ise m tabakasının kalınlığıdır. d_m şu şekilde ifade edilir:

$$d_m = \frac{\lambda_B}{4n_m} \tag{2.87}$$

λ_B, Bragg dalgaboyu'dur.

Yansıtma katsayısı R ve geçirgenlik katsayısı T; tabakalı yapılarda gelen enerjinin diğer katmanlara geçmesi veya yansıma oranları olarak ifade edilir. n_o gelen dalganın bulunduğu ortamın indisi n_1 ikinci ortamın kırılma indisi olmak üzere gelen dalga arayüzeyde bir yansıyan ya da bir geçen dalgaya ayrılır (Şekil 2.19).



Şekil 2.19: Bir sınır yüzeyinde ışığın kırılması ve yansıması.

Gelen, kırılan ve yansıyan dalga şöyle ifade edilir:

Gelen dalga: $e^{(i[\omega t-(2\pi n_o/\lambda)(x\sin(\theta_o)+z\sin(\theta_o))])}$

Yansıyan dalga: $e^{(i[\omega t-(2\pi n_o/\lambda)(x\sin(\theta_o)-z\sin(\theta_o))])}$

Kırılan dalga: $e^{(i[\omega t-(2\pi n_o/\lambda)(x\sin(\theta_1)+z\sin(\theta_1))])}$

İlerleyen dalgalar için pozitif ve yansıyanlar için negatif işaretli elektrik ve manyetik alan denklemi gösterilip, sınır koşulları z=0 noktasında uygulanırsa:

$$E_{ox} = \left(E_{op}^{+} + E_{op}^{-}\right)\cos(\theta_o) = E_{1x} = E_{1p}^{+}\cos(\theta_1) \tag{2.88}$$

$$E_{oy} = E_{os}^{+} + E_{os}^{-} = E_{1y} = E_{1s}^{+} \tag{2.89}$$

$$H_{ox} = n_o\left(E_{op}^{+} + E_{op}^{-}\right)\cos(\theta_o) = H_{1x} = -n_1 E_{1p}^{+}\cos(\theta_1) \tag{2.90}$$

$$H_{oy} = n_o\left(E_{op}^{+} + E_{op}^{-}\right) = H_{1y} = n_1 E_{1p}^{+} \tag{2.91}$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemler çözülüp birbirlerine oranları farklı polarizasyonlar için bulunursa Fresnel katsayıları elde edilebilir. Film sisteminin kayıpsız olduğu yani

soğurmanın olmadığı kabul edilerek her ara yüzeydeki yansımanın genliği r ve geçiş katsayısı t olmak üzere Fresnel denklemlerinden yansıtma ve geçirgenlik katsayıları bulunabilir;

$$r_{1p} = \frac{E_{op}^{-}}{E_{op}^{+}} = \frac{n_o \cos(\theta_1) - n_1 \cos(\theta_o)}{n_o \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_o)} \tag{2.92}$$

$$r_{1s} = \frac{E_{os}^{-}}{E_{os}^{+}} = \frac{n_o \cos(\theta_o) - n_1 \cos(\theta_1)}{n_o \cos(\theta_o) + n_1 \cos(\theta_1)} \tag{2.93}$$

$$t_{1p} = \frac{E_{op}^{-}}{E_{op}^{+}} = \frac{2n_o \cos(\theta_o)}{n_o \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_o)} \tag{2.94}$$

$$t_{1s} = \frac{E_{os}^{-}}{E_{os}^{+}} = \frac{2n_o \cos(\theta_o)}{n_o \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_1)} \tag{2.95}$$

Yansıtma (2.88) kullanılarak,

$$R_p = \left(\frac{E_{op}^{-}}{E_{op}^{+}}\right)^2 = {r_{1p}}^2 \tag{2.96}$$

$$R_s = \left(\frac{E_{os}^{-}}{E_{os}^{+}}\right)^2 = {r_{1s}}^2 \tag{2.97}$$

Geçirgenlik ise,

$$T_s = \frac{n_1 \cos(\theta_1)\,(E_{1s}^{+})^2}{n_o \cos(\theta_o)\,(E_{os}^{+})^2} = \frac{n_1 \cos(\theta_1)}{n_o \cos(\theta_o)} {t_{1s}}^2 \tag{2.98}$$

$$T_p = \frac{n_1 \cos(\theta_1)\left(E_{1p}^{+}\right)^2}{n_o \cos(\theta_o)\left(E_{op}^{+}\right)^2} = \frac{n_1 \cos(\theta_1)}{n_o \cos(\theta_o)} {t_{1p}}^2 \tag{2.99}$$

olarak elde edilir. Normal gelişte ise bu denklemler aşağıdaki gibi basitleşir:

$$R_p = R_s = \left|\frac{n_o - n_1}{n_1 + n_o}\right|^2 \tag{2.100}$$

$$T_p = T_s = \frac{4n_o n_1}{(n_1 + n_o)^2} \tag{2.101}$$

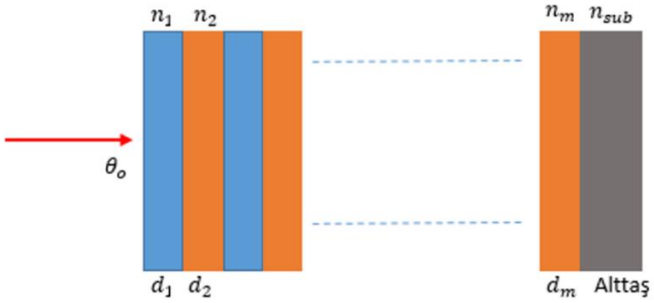
Denklem (2.92) ile (2.94) ve Denklem (2.93) ve (2.95) toplanırsa;

$$R_p + T_p = 1 \tag{2.102}$$

$$R_s + T_s = 1 \tag{2.103}$$

denklemleri elde edilir.

Çok katmanlı yapıların yansıtma ve geçirgenliklerini hesaplamak için geçiş matrisi metodu kullanılabilir. Şekil 2.20'de tabakaların geometrik olarak kalınlıkları $d_1, d_2, \ldots\ldots, d_m$ şeklinde ve kırılma indisleri $n_1, n_2, \ldots\ldots, n_m$ şeklinde verilmiştir.



Şekil 2.20: Çok katmanlı yapı.

Maksimum yansıtmanın oluştuğu durumda rezonans dalgaboyunun λ_B,

$$\frac{\lambda_B}{4} = d_m n_m \tag{2.104}$$

şartını sağlaması beklenir. $(m-1)$ ve m tabakaları arasındaki sınır koşulları kullanılarak dalga denklemleri yazılır:

$$E_{m-1}^{+} = \frac{1}{t_m}\left[E_m^{+} e^{i\delta_m} + r_m E_m^{-} e^{-i\delta_m}\right] \tag{2.105}$$

$$E_{m-1}^{-} = \frac{1}{t_m}\left[r_m E_m^{+} e^{i\delta_m} + E_m^{-} e^{-i\delta_m}\right] \tag{2.106}$$

Bu dalga denklemleri düzenlendiğinde şu şekilde yazılabilir,

$$\begin{pmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\delta_m) & isin(\delta_m)/\mu_m \\ i\mu_m sin(\delta_m) & \cos(\delta_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} \tag{2.107}$$

Denklem (2.104) herhangi bir tabakada için şu formu alır;

$$\begin{pmatrix} E_o \\ H_o \end{pmatrix} = \prod_{m=1}^{N} M_m \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \tag{2.108}$$

ve sisteminin karakteristik matrisi M_m şöyledir:

$$M_m = \begin{pmatrix} \cos(\delta_m) & isin(\delta_m)/\mu_m \\ i\mu_m sin(\delta_m) & \cos(\delta_m) \end{pmatrix} \tag{2.109}$$

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^{+} \tag{2.110}$$

Bu denklemi şu şekilde yazabiliriz,

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^{+} \tag{2.111}$$

$$E_N \begin{pmatrix} 1 \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^{+} \tag{2.112}$$

Burada Y optik geçirgenlik katsayısıdır ve $Y = \frac{Ho}{Eo}$ oranı ile bulunur. Buraya kadar olan denklemler düzenlenerek,

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{m=1}^{N} M_m \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_m \end{pmatrix} \tag{2.113}$$

transfer matrisi elde edilir ve yansıma ve geçiş oranları bulunur:

$$R = \left| \frac{\mu_o B - C}{\mu_o B + C} \right|^2 \tag{2.114}$$

$$T = \frac{4\mu_o \mu_{sub}}{|\mu_o B + C|^2} \tag{2.115}$$

Tek tabakalı bir ince film sisteminin karakteristik matrisi, film sisteminin kayıpsız olduğu yani soğurmanın olmadığı kabul edilerek,

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\delta_1) & isin(\delta_1)/n_1 \\ in_1 sin(\delta_1) & \cos(\delta_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_2 \end{pmatrix} \tag{2.116}$$

bağıntısı ile verilir. Burada δ_1 ince film tabakasında oluşan faz farkıdır:

$$\delta_1 = \frac{2\pi n_1}{\lambda} dcos(\theta_1) \tag{2.117}$$

ve sırası ile n_1 ve n_1 sırasıyla ince filmin ve alttaşın kırılma indisidir. Bu ince filmin karmaşık kırılma indisi şu şekildedir,

$$Y = \frac{C}{B} \tag{2.118}$$

Yansıma katsayısı ise;

$$r = \frac{n_o - Y}{n_o + Y} \tag{2.119}$$

bağıntısı ile bulunur. n_o geliş ortamının kırılma indisidir. N tabakalı çok katmanlı bir ince film sisteminin karakteristik matrisi ise tek tabakalı film sisteminin karakteristik matrisinin her bir tabaka için çarpımı ile bulunur:

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^{n} \begin{pmatrix} \cos(\delta_r) & {isin(\delta_r)}/{n_r} \\ i\mu_r sin(\delta_r) & \cos(\delta_r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^{n} M_i \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} \tag{2.120}$$

n_{n+1} çok katmanlı sistemin taşıyıcı tabakasının kırılma indisidir. Bu sistemin fazı ise;

$$\delta_r = \frac{2\pi n_r}{\lambda} dcos(\theta_r) \tag{2.121}$$

bağıntısı ile verilir.

DBR aynalarının yansıtıcılıklarını hesaplamak için ise çoklu film sistemi için verilmiş olan karakteristik matrisi, DBR aynalar için düzenlendi. DBR ayna sistemi yüksek ve alçak kırılma indisli yarıiletken tabakalarının periyodik olarak büyütülmesi ile elde edilir. Kırılma indisleri n_1 ve n_1 olan m çift, çeyrek tabaka kalınlığına sahip tabaka sistemi için geçiş matrisi şu şekilde olur:

$$M = \prod_{i,j=1}^{m} (M_i \quad M_j) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \tag{2.122}$$

Yansıtma katsayısı:

$$r = \frac{n_o M_{11} + n_o n_s M_{12} - M_{21} + n_s M_{22}}{n_o M_{11} + n_o n_s M_{12} + M_{21} + n_s M_{22}} \tag{2.123}$$

ile verilir. Bu ifadede n_s taşıyıcı tabakanın kırılma indisidir. Yansıma şiddeti ise şu ifade ile verilir:

$$R = |r|^2 \tag{2.124}$$

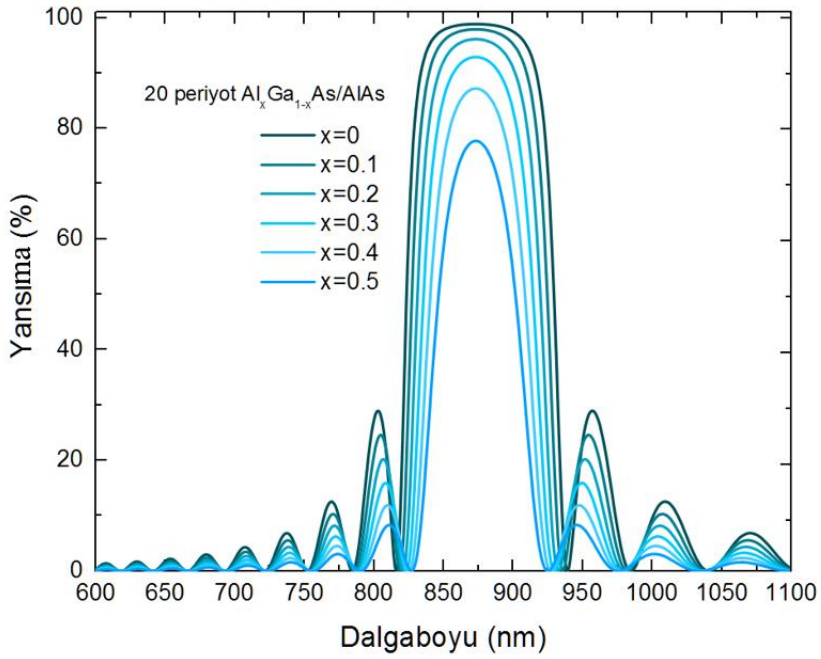
Tez kapsamında incelenecek olan n-tipi GaAs Gunn örneğinin alt kısmında büyütülen DBR tabakaları için $Al_xGa_{1-x}As$/AlAs çifti seçildi. Bir $Al_xGa_{1-x}As$ DBR yapısı için, bant aralığı altındaki foton enerjilerinde dalgaboyuna bağlı kırılma indisi Denklem ‘de ve Selmeir katsayıları ‘de verilmektedir.

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 + C} - D\lambda^2 \tag{2.125}$$

Tablo 2.6: $Al_xGa_{1-x}As$ için x oranına göre Sellmeir katsayıları.

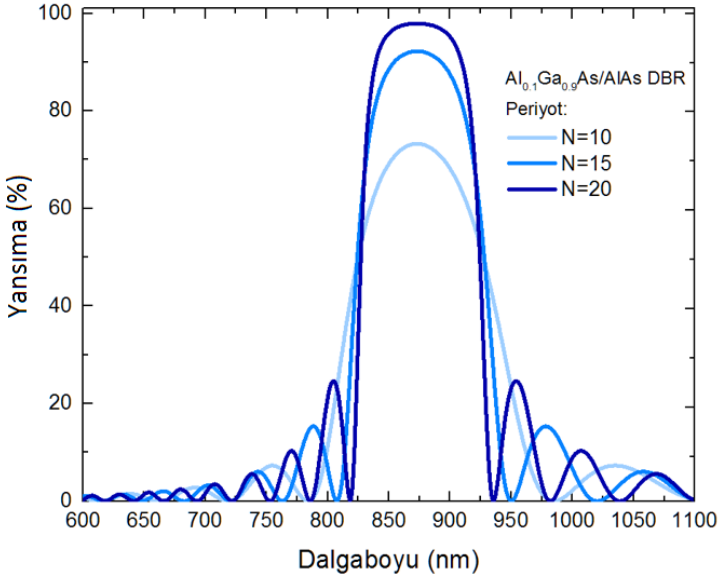
Sellmeir katsayısı	Değeri
A	10.9060-2.92x
B	0.97501
C	$(0.52868-0.735x)^2$; x<0.36
D	0.002467(1.41x+1)

Bu bölümde teorik hesapları verilen geçiş matrisi yöntemi tüm tabakalar boyunca hesaplandı ve DBR'daki $Al_xGa_{1-x}As$ için uygun Al oranı, DBR periyodu ve kalınlıklar belirlendi. Hesaplamalar Matlab programında yapıldı (EK 2). DBR tabakalarındaki farklı Al oranı ve farklı DBR periyotlarına göre yapılan hesaplamalar Şekil 2.21 ve Şekil 2.22'de verilmektedir.

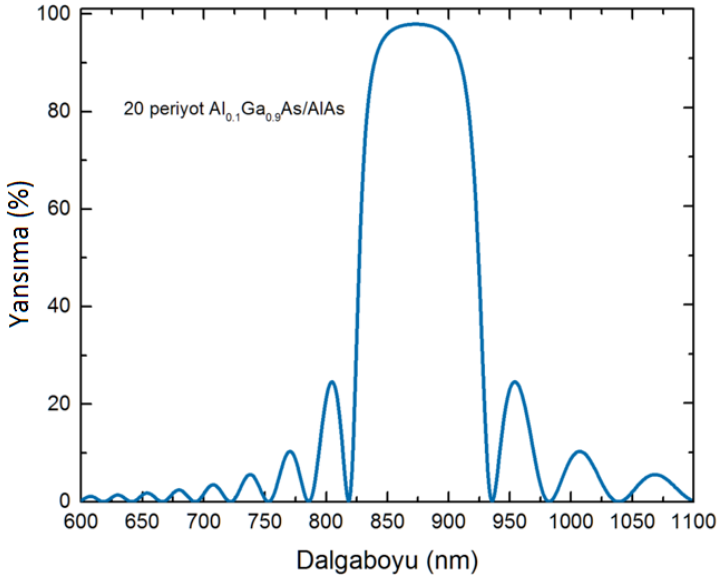


Şekil 2.21: Çok katmanlı $Al_xGa_{1-x}As$/AlAs DBR yapısında x oranına göre yansıma spektrumu.

Çok katmanlı DBR yapısını oluşturan $Al_xGa_{1-x}As$ ve AlAs yarıiletkenleri arasındaki kırılma indisi farkı arttıkça yansıtma bandı genişliğinin ve şiddetinin artması beklenmektedir. $Al_xGa_{1-x}As$ ve AlAs arasındaki kırılma indisi farkı $Al_xGa_{1-x}As$ alaşımında x oranının azalmasıyla artar. Aynı zamanda DBR tabakalarının periyodunun artması yansıma bandını genişleten ve şiddetini arttıran diğer bir parametredir.



Şekil 2.22: Çok katmanlı $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/AlAs$ DBR yapısının farklı periyotlar için yansıma spektrumu.



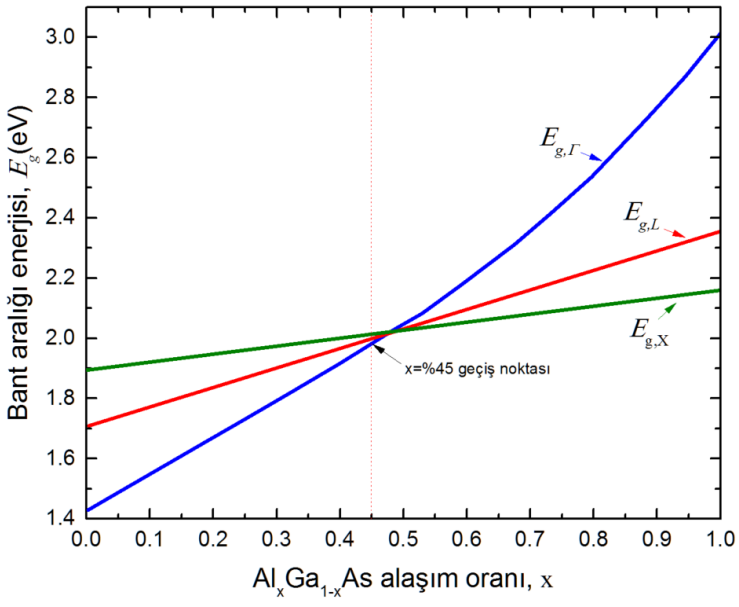
Şekil 2.23: 20 periyot $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/AlAs$ DBR aynalarının kuramsal yansıma spektrumu.

Çalışmada n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtına yerleştirilen alt DBR tabakaları 20 periyot $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/AlAs$ olarak seçilmiştir. Büyütülen yapının kuramsal yansıma spektrumu Şekil 2.23'de verilmektedir. Yansıtma spektrumu, n-tipi GaAs bant aralığına karşılık gelen dalgaboyu değeri olan 870 nm'yi merkez kabul eden ve %99 oranında 100 nm genişliğe sahip yansıtma bandına sahiptir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde çalışma kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının yapıları, fabrikasyon süreçleri, elektriksel ve optik karakterizasyon için kullanılan ölçüm teknikleri verilmektedir.

Gunn aygıtlarının aktif bölgeleri n-tipi GaAs ve n-tipi $Al_xGa_{1-x}As$ (x=0.08) alaşım yarıiletkenlerinden oluşmaktadır. *x* GaAs yarıiletkeninin örgüsünde Ga atomlarıyla yer değiştirmiş Al atomlarının miktarını verir. $Al_xGa_{1-x}As$ üçlü alaşım yarıiletkeninin örgü sabiti, etkin kütle ve bant aralığı gibi birçok parametresi Al oranına göre ikili alaşım GaAs yarıiletkeninkinden farklılık göstermektedir. $Al_xGa_{1-x}As$'ın bant aralığı Al miktarı artıkça genişler. Al miktarındaki artış sadece bant aralığı değerini değil aynı zamanda malzemenin bant yapısını da değiştirir. Bu durum malzemenin özelliklerini anlamamızda oldukça önemlidir. $Al_xGa_{1-x}As$ üçlü alaşım yarıiletkeninin bant yapısının Al oranı x'e göre değişimi verilmektedir.



Şekil 3.1: $Al_xGa_{1-x}As$ alaşım yarıiletkeninde direk (Γ) ve indirek (X, L) iletkenlik bandı minimumlarının Al oranına göre değişimi.

Alaşım $x = 0.45$ değerinde indirek bant aralıklı yarıiletkene dönüşür. $x < 0.45$ için direk bant aralıklıdır. $Al_xGa_{1-x}As$ için herbir vadinin iletkenlik bandı minimumlarının Al oranı x'e göre değişimini veren ifadeler şu şekildedir:

$0 \leq x \leq 0.45$ için;

$$E_{g,\Gamma}(x) = 1.425 + 1.247x \text{ eV} \quad (3.1)$$

$x \geq 0.45$ için;

$$E_{g,\Gamma}(x) = 1.425 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 \text{ eV} \quad (3.2)$$

$0 \leq x \leq 1.0$ için;

$$E_{g,L}(x) = 1.708 + 0.642x \text{ eV} \quad (3.3)$$

$0 \leq x \leq 1.0$ için;

$$E_{g,X}(x) = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \text{ eV} \quad (3.4)$$

Tablo 3.1'de bu çalışmada GaAs Gunn aygıtlarının aktif bölgelerinde kullanılmış olan GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ yarıiletkenlerinin iletkenlik bandı kenarları ve , $\Gamma - L$ vadilerinin iletkenlik bandı minimumu enerji farkı (Δ) verilmiştir.

Tablo 3.1: $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ ve GaAs yarıiletkenlerinin bant aralığı değerleri.

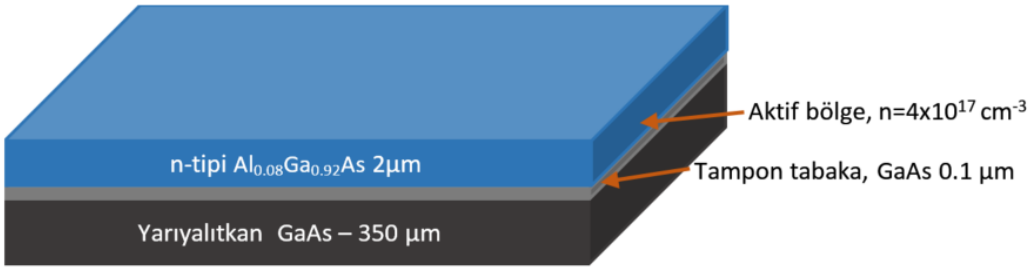
	$E_{g,\Gamma}$ (eV)	$E_{g,L}$ (eV)	$E_{g,X}$ (eV)	Δ (eV)
GaAs	1.42	1.708	1.9	0.29
$Al_{0.08}Ga_{0.92}As$	1.525	1.759	1.911	0.23

3.1. ÖRNEKLERİN YAPISI

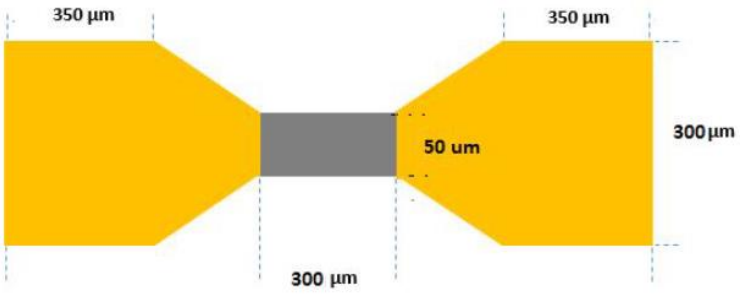
Bu çalışmada, n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı, n-tipi GaAs Gunn aygıtı, dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı ve alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtlarının Gunn olayına dayalı ışıma özellikleri incelenmiştir. Aktif bölgesi GaAs olan Gunn aygıtları MBE sisteminde ve aktif bölgesi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ olan Gunn aygıtları

MOVPE sisteminde, tabakalar arası örgü uyumunu sağlayabilmek için Cr katkılı yarıyalıtkan (Semi-insulating, SI) GaAs alttaş üzerine büyütülmüştür. Cr katkısı bant aralığı ortalarında bir tuzak seviyesi yaratarak alttaşın üzerine büyütülecek epitaksiyel tabakanın arayüzey kusurlarından arınmasına katkı sağlar. GaAs ve AlGaAs yarıiletkenleri ile örgü sabiti uyumludur. Yarıyalıtkan olduğu için elektriksel ölçümlere etki etmez.

En basit yapı olan n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı n=4x10^{17} cm^{-3} taşıyıcı konsantrasyonuna sahiptir. Örneğin yapısı Şekil 3.2'de verilmiştir. Örneklere uygulanacak elektrik alan aktif bölgeye paralel olacağından elektrolüminesans örneğin yüzeyinden ve kenarından radyal bir şekilde yayılacaktır. Elektrolüminesans şiddetini azaltmamak için aktif bölge üzerine koruyucu tabaka büyütülmemiştir. Örneğin litografisi sadece 50x300 μm^2 boyutlarında basit bar şeklinde üretilmiştir. Örneğin boyutları ve elektrot yapısı Şekil 3.3'de gösterildiği gibidir. Örneklerin fabrikasyonunda klasik fotolitografi süreçleri kullanılmıştır.



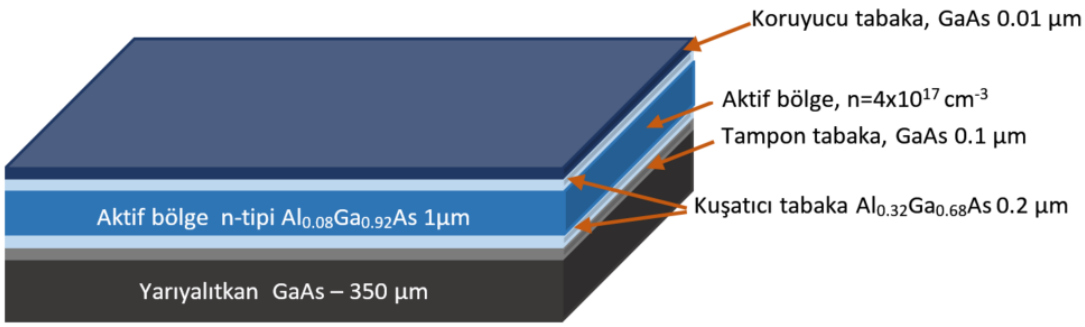
Şekil 3.2: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının yapısı.



Şekil 3.3: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının elektrot yapısı ve boyutlarının gösterimi.

Şekil 3.3'deki kontaklar 'wedge' adı verilen kontak şeklindedir. Bu kontak şekli elektrik alanın kontak kısmından bar kısmına geçerken yarıiletkenlerde -özellikle yüksek elektrik alanlarda- elektrik alanın yapıya zarar vermesini önler [50]. Aynı zamanda bar kısmına metal göçünü engeller ve kısa devre oluşma riskini azaltır [17].

Diğer bir örnek, Şekil 3.2'de yapısı verilen örneğin modifiye edilmiş şeklidir. Aktif bölge n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabakasıdır ($n=4x10^{17}$ cm^{-3}) ve katkısız $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$ tabakaları ile kuşatılmıştır. Bu kuşatıcı tabakalar daha küçük kırılma indisine sahip olduklarından dalga kılavuzu görevi görür. Yapı, aktif bölgede taşıyıcıların sınırlanması için tasarlanmıştır. Şekil 3.4'de dalga kılavuzlu yapının şekli verilmiştir.

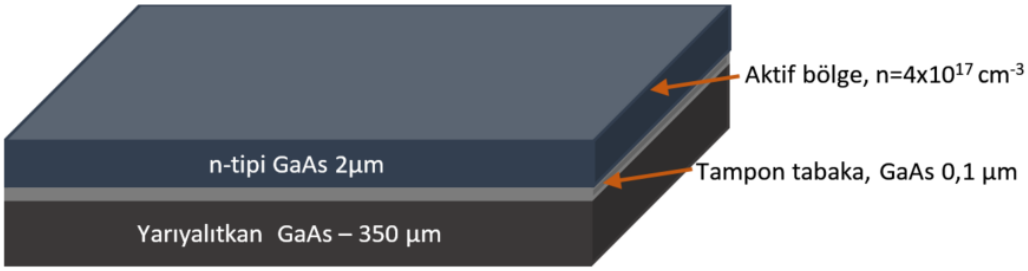


Şekil 3.4: Dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının yapısı.

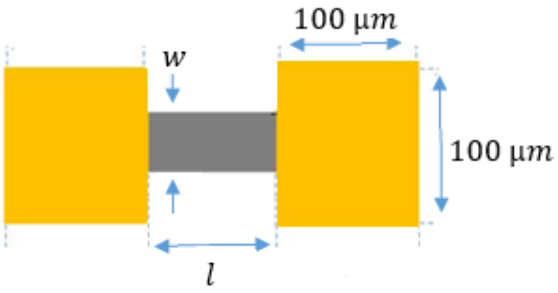
Bu örneğin fabrikasyonu Şekil 3.3'deki 50x300 μm^2'lik basit bar şeklinde yapılmıştır. Boyutlar ve kontak şekilleri Şekil 3.3'deki gibidir. $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı aygıtlar önce kırılmış ve sonrasında fotolitografi ile şekillendirilmiştir. Dolayısıyla aygıtlar bir Fabry Pérot kavitesindedir. $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı aygıtların üretimi Essex Üniversitesi'nde yapılmıştır.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı, Şekil 3.2'de yapısı verilen n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı ile aynı şekilde tasarlandı. n-tipi GaAs aktif bölge $n=4x10^{17}$ cm^{-3} taşıyıcı konsantrasyonna sahiptir (Şekil 3.5). Örneğin fabrikasyonu İstanbul Üniversitesi İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı'nda yapılmıştır. Örneklerin farklı basit bar boyutlarında fabrikasyonları yapılarak boyut etkisinin ışıma özellikleri üzerine etkileri

incelemek hedeflenmiştir. Örneğin boyutları ve elektrot şekli Şekil 3.6'da verilmiştir. Aynı zamanda bu yapının elektriksel karakterizasyonu için standart Hall bar geometrisinde fabrikasyonu da yapılmıştır.

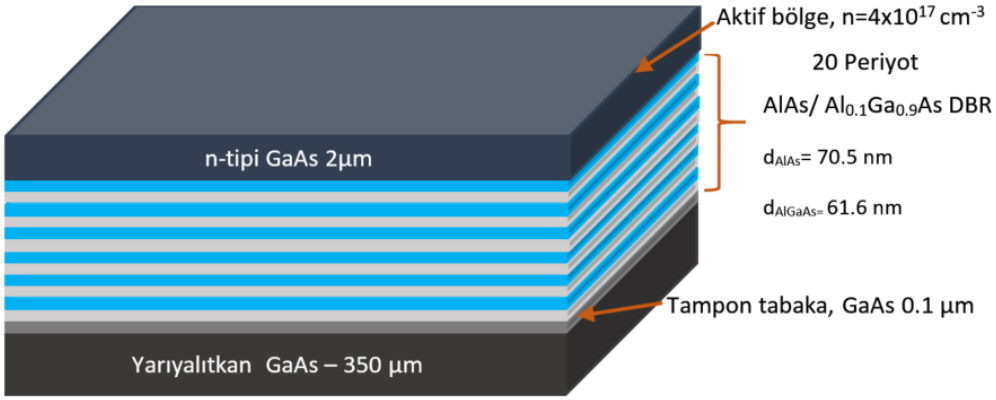


Şekil 3.5: n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının yapısı.



Şekil 3.6: n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı ve alt DBR'lı n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarında bulunan basit barların elektrot şekilleri ve boyutları.

Dalga kılavuzu bulunmayan ve sadece aktif bölgeden oluşan n-tipi GaAs Gunn aygıtının alt kısmına 20 periyot AlAs/$Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ DBR aynaları büyütülmüştür. Bu sayede, aktif bölgede oluşan ve radyal olarak uzayın her doğrultusu boyunca yayılan elektrolüminesansı üst yüzeye yönlendirip, bu yüzeyden çıkan elektrolüminesansın şiddetini arttırmak ve daha dar bir spektrum elde etmek hedeflenmiştir. Şekil 3.7'de alt DBR'a sahip n-tipi Gunn aygıtının yapısı verilmiştir. Örneğin litografisi İstanbul Üniversitesi İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı'nda yapılmıştır. Örnek şekilleri Şekil 3.6'daki gibidir.



Şekil 3.7: Alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının yapısı

3.2. ÖRNEK FABRİKASYONU

Bilim ve teknoloji dünyasındaki son gelişmelerde ana rol oynayan yarıiletken teknolojisinin temelinde elektronik ve optoelektronik aygıtların boyutlarındaki küçülme yatmaktadır. Modern malzeme büyütme teknikleri, atomik boyutlarla kıyaslanabilen kalınlıklarda, yoğunluğu düşük, kontrollü, kusur ve fiziksel özellikleri istenildiği gibi ayarlanabilen elektronik ve optoelektronik teknolojisinin gereksinimi olan malzemelerin yapılabilmesine olanak tanımaktadır. Günümüz yarıiletken tabanlı elektronik ve optoelektronik aygıtların mikron ve mikron-altı boyutlarda üretilmesinde fabrikasyon teknikleri önemli bir rol oynar. Fabrikasyonda kullanılan litografik yöntemler fotolitografi, iyon/elektron demeti litografisi olarak ikiye ayrılır. Tez kapsamında fabrikasyonu yapılan örneklerin şekillendirilmesinde fotolitografi tekniği kullanıldığı için bu bölümde fotolitografi adımlarına değinilecektir.

Fotolitografi, mikroelektronik endüstrisinde yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Temel olarak, ışığa duyarlı bir malzemenin (fotodirenç) örnek yüzeyi üzerine kaplanması ve daha sonra desenin yazdırılmış olduğu bir maske üzerinden morötesi (Ultraviolet, UV) ışın uygulanmasıyla, maskedeki deseninin örnek yüzey üzerinde elde edilmesi esasına dayanır. Kullanılan maskeler mikroelektronik teknolojisi için ve fabrikasyonu yapılacak aygıtların şekline göre özel olarak tasarlanan ve geliştirilen kuartz üzerine krom

kaplanarak yapılmış maskelerdir. Krom ile kaplı kısımlar UV ışının örnek üzerine düşmemesi için karartıcı bir bölge oluşturur.

Yüzeylerin mikrodesenlenmesinde kullanılan oldukça gelişmiş bir teknik olan fotolitografi, temiz oda koşullarına gereksinim duyar. Çünkü atmosferde gözle görülemeyen mikron boyutlarında oldukça fazla parçacık bulunduğundan, mikron veya mikron-altı boyutlarda şekillendirilmesi yapılacak aygıtlar üzerinde fabrikasyon süreçlerinde veya daha sonra bu parçacıkların yer alması aygıtların elektriksel ve optiksel özelliklerini olumsuz etkiler.

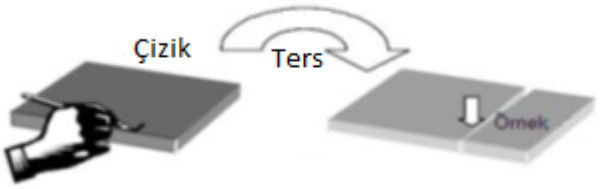
Tez kapsamında incelenen n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının basit bar şeklindeki üretimi Essex Üniversitesi Optoelektronik Araştırma Laboratuvarları'nda gerçekleştirilmiştir.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının fabrikasyon çalışmaları ise İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü Nano ve Optoelektronik Araştırma Laboratuvarları bünyesinde bulunan İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı'nda gerçekleştirildi. İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı bünyesinde kurulan temiz oda, içerisinde ft^3 hacim başına 0.5 mikron boyutunda olan partikül sayısı 10, 100 ve 1000 olan üç bölümden oluşmaktadır. Bu bölümler sırasıyla 'on sınıfı' (ISO 4 sınıfı), 'yüz sınıfı' (ISO 5 sınıfı) ve 'bin sınıfı' (ISO 6 sınıfı) olarak adlandırılan bölümlerdir. Fotodirencin yapısı sarı ışıktan etkilenmediği için fotolitografinin metalizasyon aşamasına kadar olan süreçleri 'sarı oda' olarak adlandırılan 100 sınıfı laboratuvarda gerçekleştirildi. n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtları Hall bar ve basit bar geometrilerinde hazırlandı. Fotolitografi süreci genel olarak aşağıdaki adımları içerir:

1. Örneklerin kesilmesi,
2. Örneklerin kimyasal temizliği,
3. Fotodirenç kaplama,
4. Pozlama
5. Islak aşındırma,
6. Metalizasyon
7. Isıl işlem

3.2.1. Örneklerin Kesilmesi

- Büyütülmüş olan örneklerin büyütme doğrultuları baz alınarak kesim yapılacak doğrultunun belirlenmesi gerekir. Yonganın alt kısmında düz kesilmiş bir kısım yer alır ve bu düz kesilmiş kısım büyütme düzlemini göstermektedir. Kübik sistemlerde büyütme doğrultusu büyütme düzlemine diktir. Bu nedenle büyütme doğrultusuna dik olan doğrultuda kristal kesilir. Bu doğrultu kesimin en rahat yapılabileceği doğrultudur ve bu düzeleme dik doğrultuda yapılacak kesme işlemi düzgün bir kesim sağlar. Çünkü paralel düzlemleri içerir. Kesim yapılan doğrultuların herbiri kesme doğrultusu olarak adlandırılır. Fabrikasyonu yapılan n-tipi GaAs Gunn örneklerinin yonga büyütme doğrultuları [100]'dır.
- Yonganın arka yüzeyinden kesim yapılacak doğrultu boyunca elmas uçlu kristal kesme kalemi ile kenardan küçük, derin olmayan bir çizik atıldı. Yonganın ön yüzü çevrilerek temiz ve yumuşak bir bez üzerinden, çizik atılan doğrultu boyunca yonganın üzerine hafif bir şekilde kuvvet uygulandı. Bu şekilde kristal kesme doğrultusu boyunca kesilmiş oldu (Şekil 3.8).



Şekil 3.8: Örneğin uygun boyutlarda kesilmesi.

- Fabrikasyon sürecinin sonunda örnekler altın kontakları bulunan seramik taşıyıcı üzerine yapıştırılacağından; seramik ped üzerindeki alan ve uygun maskedeki Hall bar ve basit bar boyutları gözönüne alınarak örneklerin boyutları belirlendi. Seramik taşıyıcı altın kontaklar içinde kalan uygun alanı 0.9 x 0.8 cm^2'dir. Basit bar geometrisinde olacak örnekler boyutları 0.8 x 0.8 cm^2, ve Hall bar geometrisinde olacak örnekler 0.6 x 0.5 cm^2 boyutlarında kesildi.

3.2.2. Kimyasal Temizleme İşlemi

- Kesilme işleminden sonra örnek yüzeyinde ve kenarlarında kalan kalıntıların ve tozların temizlenmesi ve yüzeyde oluşabilecek diğer kirliliklerin temizlenmesi

için kimyasal temizleme prosedürü kullanıldı. Örnekler önce deiyonize (DI) su ile yıkandı.

- Göz ile görülen toz ve kalıntılardan temizlenen örnekler daha ince bir temizlik için sırasıyla aseton ve isopropanol ile yıkandı. Bu işlem, aseton ve isopropanol örnek üzerine püskürtülerek ve örnekler sırası ile aseton ve alkol dolu beherler içinde bir süre bekletilerek yapıldı. Herbir yıkama süreci arasında örnek DI su ile yıkandı.
- Örnek daha sonra sırasıyla 80 ^{o}C sıcaklıkta tutulan aseton ve isopropanol içinde 60 s bekletildi. Bu işlem sonunda örnek üzerindeki yağ tabakaları ve hidrofobik atıklar temizlenmiş oldu.
- Temizlenen örnek DI su ile yıkanarak yüzeyde bulunan alkol ve organik çözücülerden arındırıldı. Saf azot gazı (99.999%) ile örnek kurutuldu.
- DI su ile yıkanan ve kurutulan örnek yüzeyinde nemin buharlaştırılması için örnek 110 ^{o}C ‘de 60 s boyunca ısıtıcı üzerinde ısıtıldı.
- Her temizlik aşamasından sonra mikroskop altında yüzeyin temizliği kontrol edildi.

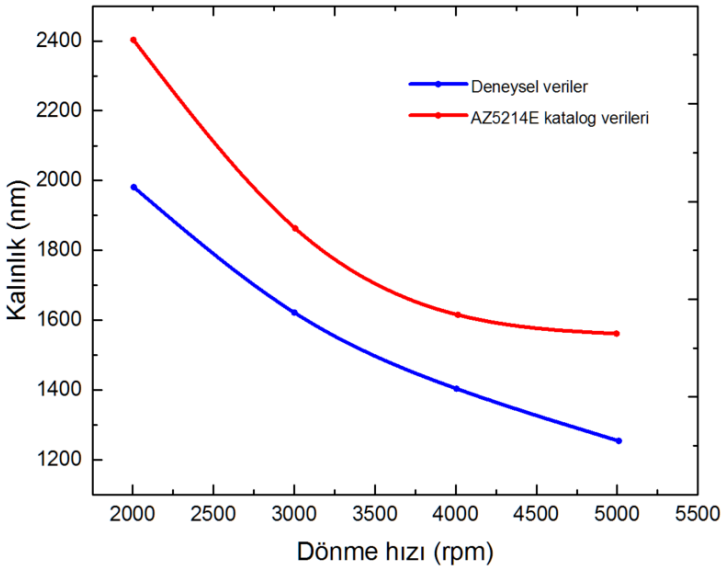
Fabrikasyonun her ara aşamalarında örneklerin temizlenme işlemi bu adımlar tekrar edilerek yapıldı.

3.2.3. Fotodirenç Kaplaması

Fotodirenç kaplamak için dönme hızı kontrol edilebilen bir tabla (spin coater) kullanıldı. Tablanın orta kısmı üzerine yerleştirilecek örneğin dönerek savrulmaması için tabla ortası ince bir kanal ile vakum sistemine bağlıdır. Bu dönerek kaplama sistemi ince ve düzgün bir fotodirenç tabakasının örnek yüzeyine kaplanmasında kullanılır.

Bu aşamada, temizlenen örnekler döndürerek kaplama yöntemi (spin coating) ile pozitif (AZ5214E) fotodirenç kullanılarak kaplandı. Fotodirenç kaplama işlemi kimyasal tezgahın döndürerek kaplama sistemi (spin coater) ünitesinde yapıldı. İstenilen dönme hızına 1000 rpm hızla ulaşılması için kaplama sistemi programlandı. Şekil 3.9’da gösterildiği gibi dönme hızı ile kalınlık azalmaktadır. Yaklaşık 1.2 µm kalınlık elde etmek

için dönme hızı 5000 rpm'e ayarlandı ve dönme süresi 5000 rpm'e ulaşıldıktan sonra 60 s olacak şekilde seçildi. Her fotodirenç için hangi dönme hızlarında ne kadar fotodirenç kaplanacağı bilgisi fotodirenç ile birlikte verilmektedir. AZ5124E ile gelen kalınlık-dönme hızı eğrisi Şekil 3.9'da verilmektedir. Ancak emin olmak için bu ölçümler farklı dönme hızlarında yapılmış ve farklı kalınlıklar ölçülerek Şekil 3.9'da sunulmuştur.



Şekil 3.9: AZ5214E Pozitif fotodirencin dönme hızına karşılık kaplama kalınlığı.

Bu süreçte yapılan işlemler şu şekildedir;

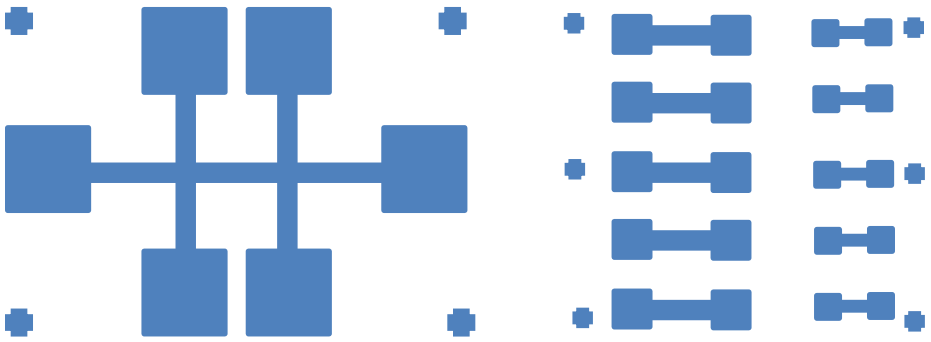
- Döndürerek kaplama sisteminin tablasına yerleştirilen örnekler üzerine AZ5214E pozitif fotodirenci örnek yüzeyini tam kaplayacak şekilde damlatıldı (yaklaşık 1-2 damla miktarında).
- Üzerine fotodirenç damlatılan örnekler 5000 rpm dönme hızında 60 s döndürülerek yüzeyleri fotodirenç kaplandı.
- Malzeme yüzeyine homojen olarak kaplanan fotodirenç çözeltisi içerisinde bulunan çözücünün buharlaşması ve fotodirencin örnek yüzeyine daha iyi tutunması için malzeme 100ºC'de 60 saniye kadar ısıtıldı.

3.2.4. Pozlama

- Fotodirenç kaplanan ve kurutulan örnek maske hizalayıcıya (SUSS MicroTec type:191247) yerleştirildi. Örnek boyutlarına göre maske hizalayıcının uygun tutucusu seçildi. Bu süreçte maske hizalayıcının Hard Contact modu tercih edildi.

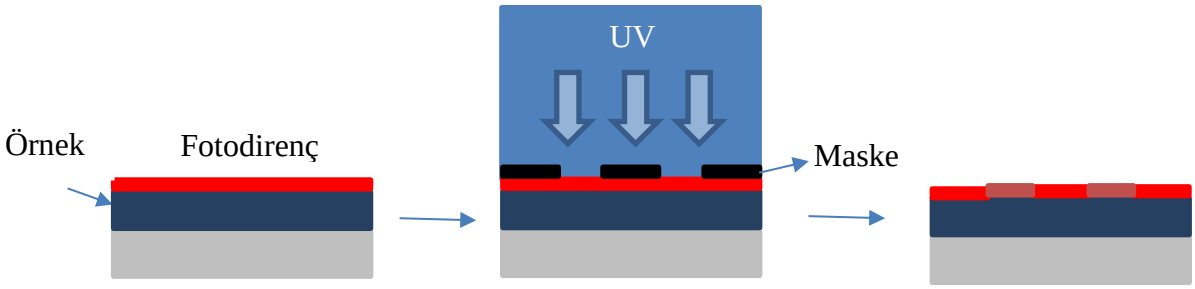
Bu modun 1 μm fotodirenç kaplı yüzeyinde 405 nm (h-line) UV ışıkla çözünürlüğü 1 μm'dir. Hard Contact modu maske yüzeyi ile örneğin tam temas ettiği durumdur. Kırılgan örneklerde örneğe zarar vermemek için çözünürlüğü daha kötü olmakla birlikte Soft Contact modu tercih edilebilir. Bu modda örnek ile maske temas etmez.

- Maske hizalayıcının Hard Contact modunda cam üzerine UV ışınını geçirmeyecek kısımları krom kaplanarak elde edilen maske (Şekil 3.10), örnek üzerine dokundurulacak kadar yaklaştırılır. UV ışığı geçirecek olan kısım kuartzdır. Burada önemli olan örnek ile maske arasında boşluk kalmamasıdır. Böylece küçük boyuttaki şekillerde kırınım desenleri oluşmaz, daha kesin şekiller elde edilir.



Şekil 3.10: a) Hall Bar ve b) Basit bar şeklinde oluşturulmuş maske. Mavi kısımlar krom olup kuartz üzerine kaplanmıştır.

- Hizalama tamamlandıktan sonra örnek uygun maske altında yüzeye dik gelen UV ışığa Şekil 3.11'de gösterildiği gibi maruz bırakıldı. Maske hizalayıcının UV ışık kaynağı (HBO 350) 405 nm (h-line)'de 23 mW/cm^2 ve 365 nm (g-line)'de 11 mW/cm^2 şiddete sahiptir. Tüm litografi süreçlerinde ışığa maruz bırakma süresi (expose time) 20 saniye olarak ayarlandı.



Şekil 3.11: Fotodirenç kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması.

- Pozitif fotodirencin yapısı UV ışığa maruz kaldığında bozulur. Bu işlem ile Hall bar ve basit bar geometrisinin UV ışığa maruz bırakılan kısımlarında fotodirenç bağları zayıflatılmış olur ve bu kısımlar uygun çözelti (AZ400K developer:DI su, 3:1) ile temizlenir.

20 s UV ışığa maruz kalmış örnek üzerinden 1:3 oranında AZ400K developer ile DI su karışımında 60 s bekletilerek temizlendi. Eğer maskedeki şekil örnek üzerinde net olarak oluşmamışsa 1:3 developer-DI su çözeltisinde örnek daha uzun süre tutulmalıdır. Tüm örnekler için develop işlemi yaklaşık 60 saniyede tamamlandı (Şekil 3.12). Temizleme sonrasında örnek DI su ile yıkandı ve saf azot gazı kurutuldu.



Şekil 3.12: Develop işlemi sonrası örneğin şekli.

3.2.5. Islak Aşındırma İşlemi

Örnek üzerinde fotodirenç kısmı dışında kalan alanların aşındırılmasında kimyasal (ıslak) aşındırma işlemi uygulanmıştır. Bu süreç UV ışına maruz kalmamış fotodirenç ile kaplı kısma zarar vermez. Kimyasal aşındırma işleminde istenilen aşındırma hızlarına bağlı olarak H_2SO_4, H_2O_2 ve H_20 farklı oranlarda alınarak çözeltiler oluşturulur. Aşındırıcı karışımların oranları ve aşındırma hızları Tablo 3.2'de verilmiştir. Islak aşındırma işlemi

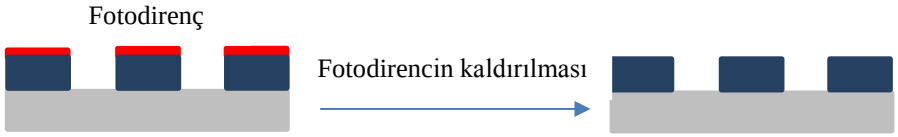
uygulanacak örneklerin 2 µm kalınlığında aktif bölgeleri bulunmaktadır. Aşındırılacak kalınlığın en az 2 µm olması hedeflenmiştir.

Tablo 3.2: [100] Yönelimli GaAs için aşındırıcıların karışım ve aşındırma oranları [13].

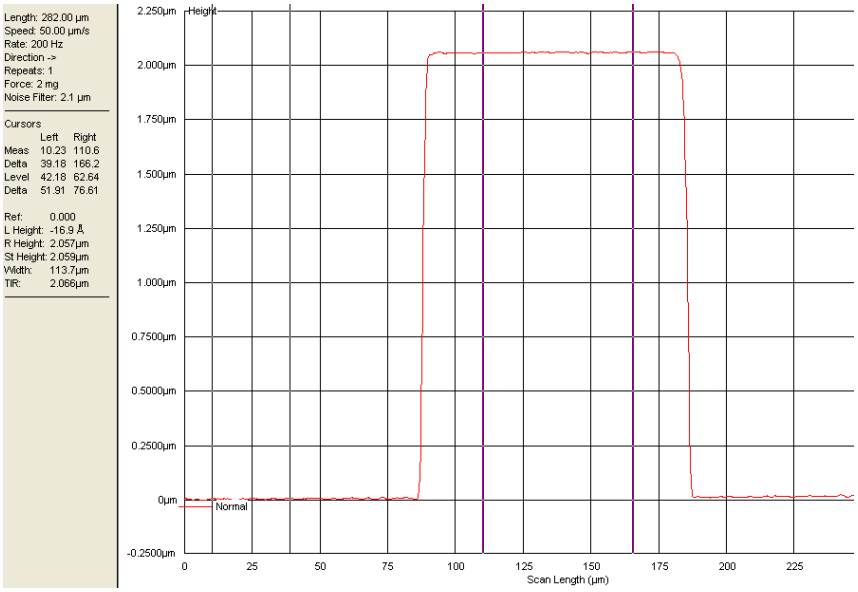
Aşındırıcı Karışım	Karışım Oranı	Açıklama	Aşındırma Hızı
H_2SO_4 - H_2O_4 - H_20	8 : 1 : 1	Fotodirenç ve Au film ile etkileşmez.	1 µm/dak
	8 : 1 : 3	Alt yüzey aşındırması yapılır, düz aşınma yüzeyi sağlar.	1.2 µm/dak
	8 : 1 : 10	Fotodirenç ve Au film ile etkileşmez.	1.8 µm/dak
	8 : 1 : 30	Fotodirenç ve Au film ile etkileşmez.	0.5 µm/dak
	1 : 8 : 1	Derin aşındırmada kullanılır, oldukça düz aşınma yüzeyi sağlar.	2.4 µm/dak
	1 : 8 : 80	Sığ aşındırma işleminde kullanılır.	0.5 µm/dak
NaOH - H_2O_2 - NH_4OH	5 : 1 : 1	Düz aşınma yüzeyi sağlar.	2.8 µm/dak
$C_6H_{10}O_8$ - H_2O_2	10 : 1		0.1 µm/dak

n-tipi GaAs Gunn aygıtlarının aşındırma işleminde 0.5 µm/dak aşındırma için H_2SO_4 - H_2O_2 - H_20 çözeltisi 1:8:80 oranlarında hazırlandı. Tablo 3.2'de belirtildiği gibi bu oranlarda hazırlanan asit çözeltisi [100] doğrultusunda büyütülmüş GaAs için 0.5 µm/dak aşındırma hızına sahiptir.

- İlk olarak ölçekli cam behere sırası ile 1 oranında H_2SO_4 (Sülfürik asit), ardından 8 oranında H_2O_2 (Hidrojen peroksit) eklendi ve karıştırıldı. Daha sonra ayrı bir behere 80 oranında hazırlanan DI su içine yavaş bir şekilde dökülerek karıştırıldı ve çözelti hazırlanmış oldu.
- Örnekler 250 s toplam olmak üzere; 60'ar s'lik sürelerde aşamalı ve kontrollü olarak asit çözeltisinde bekletildi. Her 60 s'de aşındırılan kalınlık profilmetre (KLA Tencor) ile ölçüldü. Basit bar şeklindeki örneğin profilmetre ölçümü Şekil 3.14'de verimektedir. Aşındırma kalınlığı 2.059 µm'dir.
- Aşındırma işleminden sonra örnek yüzeyindeki fotodirenç, aseton ve alkol ile temizlendi (Şekil 3.13).



Şekil 3.13: Aşındırma sonrası örneğin şekli.



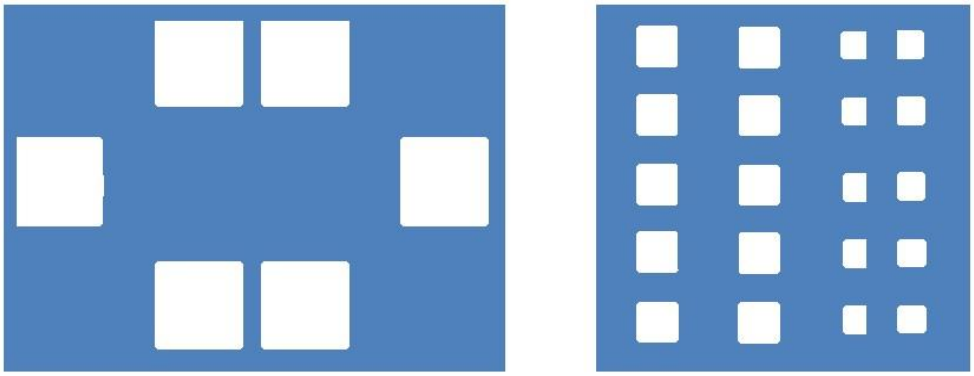
Şekil 3.14: Profilmetrede ölçülen basit bar şeklindeki örneğin 250 s sonunda aşındırma kalınlığı.

3.2.6. Metalizasyon İşlemi

Örneklerin elektrotlarını oluşturarak iyi bir elektriksel kontak alabilmek için metalizasyon işlemi yapılır. Metalizasyon işlemi, örnek üzerinde sadece kontak alınacak bölgesine örneğin tipine göre (n-tipi veya p-tipi) uygun alaşım sistemini oluştrmak için çeşitli metallerin kaplanmasını içerir. Çalışma kapsamında metalizasyon süreci aşağıdaki adımlarda gerçekleşmiştir:

- Aşındırma işlemi yapılan örneklerin üzeri döndürerek kaplama yöntemi (spin coating) ile AZ5214 fotodirenci ile kaplandı. Döndürerek kaplama işleminde, 1000 rpm artış ile 5000 rpm'e ulaşıldı ve bu hızda 60 s sürede kaplama tamamlandı.

- Malzeme yüzeyine homojen olarak kaplanan fotodirenç çözeltisi içerisinde bulunan sıvının buharlaşması ve fotodirencin örnek yüzeyine daha iyi tutunması için malzeme 100 ^{o}C'de 60 saniye kadar ısıtıldı.
- Ardından örnek üzerinde oluşan basit bar veya Hall bar şekline uygun olarak şeklin maskedeki negatif deseni olan kontak maskesi (Şekil 3.15) örnek üzerinde oluşturulmuş işaretler referans alınarak hizalandı ve örnekler 20 saniye UV ışığa maruz bırakıldı.



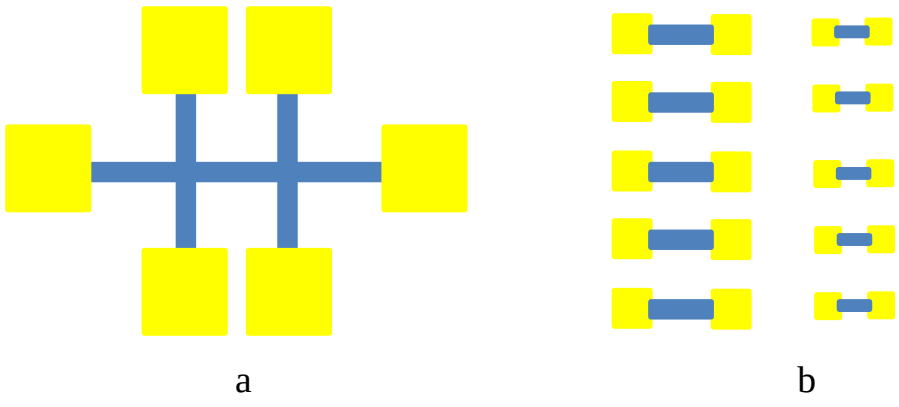
Şekil 3.15: a) Hall Bar şeklinde b) Basit bar şeklinde oluşturulmuş kontak maskesi. Mavi kısımlar krom, beyaz kısımlar kuartz bölgeleri temsil eder.

- UV ışığa maruz bırakılan örnekler developer-DI su (1:3) çözeltisinde yaklaşık 60 s tutularak metal kaplanacak yerler fotodirençten arındırılmış oldu. Ardından DI su ile yakındı ve saf azot gazı (%99.999) ile kurutuldu.
- Metalizasyon aşamasına geçilmeden önce örnek üzerindeki fotodirencin yapısının biraz bozulması için maskesiz olarak UV ışınına maruz bırakıldı. Bu işlem metalizasyon sonrasında üzeri kaplanan fotodirencin daha iyi temizlenebilmesi için önemlidir. Bu aşamalardan sonra örnekler kaplamaya hazır hale geldi.
- Metalizasyon işlemi için kaplanmak istenen metallerin miktarı kaplama kalınlığına ve alaşımlama oranına göre belirlenir. Metalizasyon işlemi yüksek vakum ortamı sağlayan termal buharlaştırma sisteminde (Vaksis twin chamber thermal evaporator) termal buharlaştırma yöntemi ile gerçekleştirildi.

- Termal buharlaştırma sistemine yerleştirilen örnekler sırası ile 10 nm Au, 120 nm Au-Ge (%88 Au, %12 Ge), 20 nm Ni ve son olarak 200 nm Au kaplandı (Au/Ni/AuGe/Au).

Metal- n-tipi yarıiletken ekleminde iyi bir ohmik kontakt davranışı elde etmek için Au-Ge/Ni/Au metal alaşımı sık kullanılan bir alaşımdır. İlk kaplanan 10 nm kalınlığındaki Au tabakası yarıiletken yüzeyinde pürüzlülükler meydana getirecektir ve ardından kaplanacak metallerin yüzeye daha iyi tutunmasını sağlayacaktır [11, 50, 51, 52]. İkinci tabaka ve 361 ^{o}C ötektik sıcaklığa sahip alaşım olan Au-Ge tabakası metalizasyonda yüksek katkılı n-tipi iletken bir tabaka görevindedir. Üçüncü tabaka olan Ni, n-tipi GaAs yarıiletkeninin aktif bölgesinden As atomlarını sökerek bağ yapar. As atomlarından arda kalan boşluğa Ge atomları yerleşir ve yapıya elektron sağlar [52, 54, 55]. Bu sayede düşük dirençli, ohmik yapıda metal-yarıiletken kontağı sağlanmış olur. En kalın ve son tabaka olan Au tabakası, metalizasyon yapılan kısmın korozyonunu önler [13, 54]. Ayrıca bu tabaka, metalizasyonu tamamlanmış örnek üzerine elektriksel bağlantıların yapılmasında önemli bir rol üstlenen tel bağlama (bonding) işleminde altın tellerin yüzeye tutunmasına yardımcı olur.

- Son olarak, kaplaması yapılmış örnekler fotodirenç kaldırma işlemi (Lift-off) için aseton içerisine bekletilmiş ve kaplamadan önce örneğin fotodirenç kaplı bölgesindeki fotodirenç tabakası kaplanan metal ile birlikte örnek üzerinden atılmıştır.

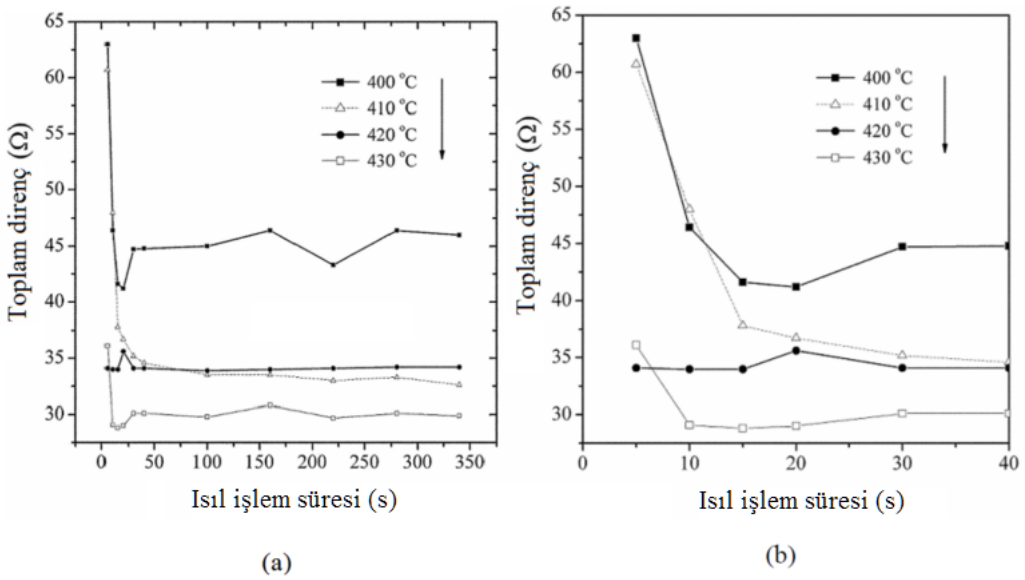


Şekil 3.16: Metalizasyon sonrası a) Hall bar ve b) Basit bar şekilli örneklerin şekli.

3.2.7. Isıl İşlem

Kaplanan malzemelerin belirli bir sıcaklıkta alaşım oluşturarak yarıiletken yapı içerisine tabakalar boyunca difüzyonu, yarıiletken malzeme ve metal tabakalar arasında direncin azalmasına ve ohmik bir kontak davranışı elde edilmesini sağlar. Bu amaç doğrultusunda metalizasyon işleminden sonra örneklere hızlı ısıl işlem cihazında (Solaris 100 rapid thermal processing system) hızlı ısıl işlem uygulanmıştır. Isıl işlem sırasında oksitlenmeyi önlemek için örneklerin bulunduğu ortama saf azot gazı (%99,999) verilmiştir.

Isıl işlemde, sıcaklık ve ısıl işlem süresi kontak direncini ve akım-voltaj karakteristiğini doğrudan etkiler. Şekil 3.17'de ısıl işlem süresi ve ısıl işlem sıcaklığına göre direnç değişimi verilmiştir. Bu eğriler referans alınarak örneklere 430 ºC'de 100 saniye ısıl işlem uygulanmıştır. Bu sıcaklıkta Au:Ge sıvı fazdadır.

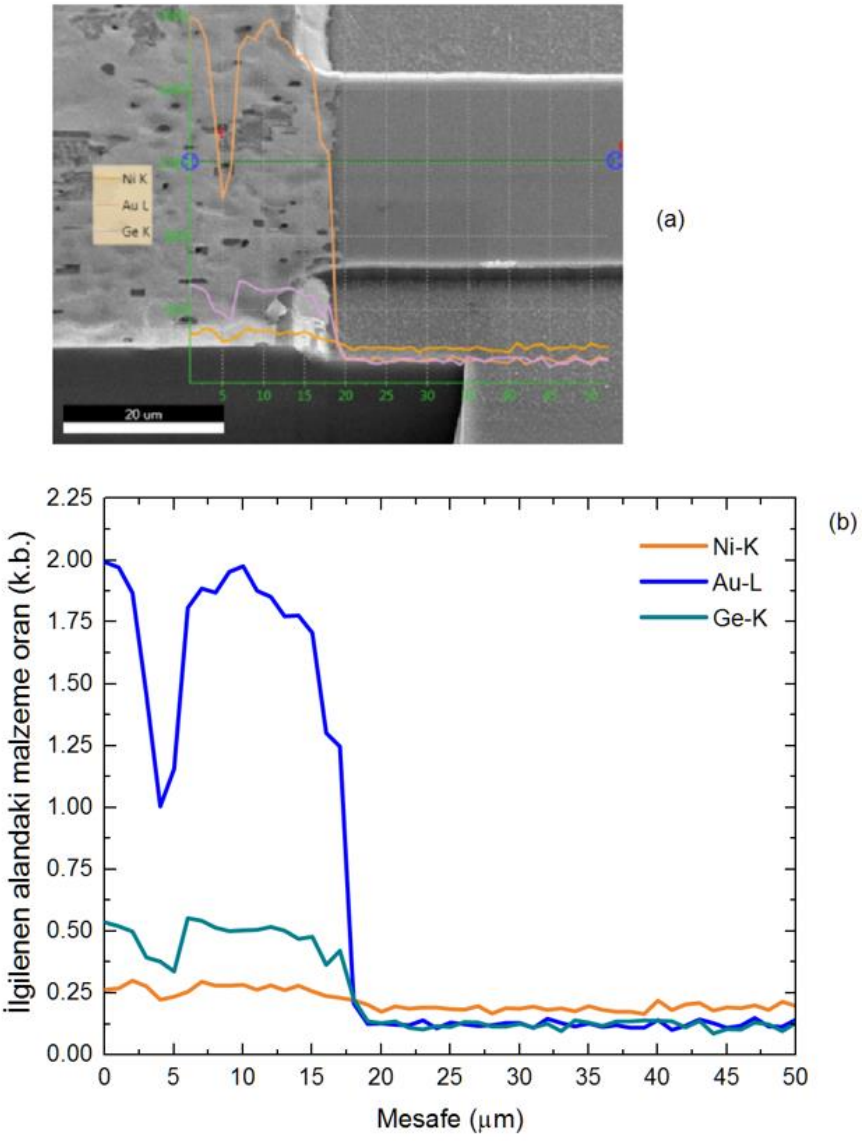


Şekil 3.17: a) Geniş sıcaklık bölgesinde b) Düşük sıcaklıklarda toplam direncin ısıl işlem sıcaklığı ve ısıl işlem süresine göre değişimi [13].

Isıl işlem süreci ile kaplanan malzemelerin yarıiletken yapı içerisinde, aktif bölge boyunca ne kadar difüze olduğu ve kontak bölgelerinden örneklerin kanal kısımlarına metallerin difüze olup olmadığı EDS ile incelenmiştir. Bunun için kontak kısmından dikine örnek

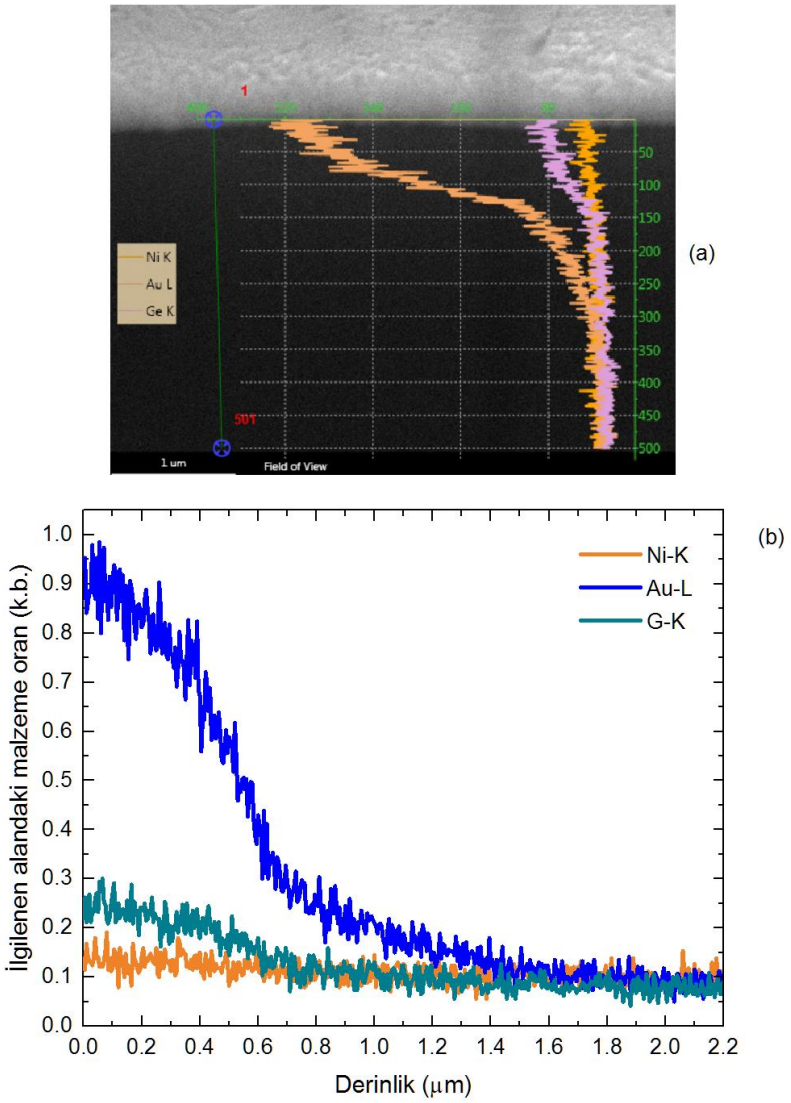
içine doğru alınan enine kesit üzerinden ve kontak ile bar yüzeyleri boyunca yüzey üzerinden EDS ölçümleri yapıldı.

Kaplanan metallerin sadece kontak kısımlarında kaldığı ve kanal bölgelerine difüze olmadığı Şekil 3.18'de görülmektedir. Şekil 3.19'da ise kontak kısmından dikine doğrultusu boyunca alınan kesit görüntüsü ile EDS ölçümü verilmektedir. Elementlerin yanındaki K ve L harfleri, her elementin atomik K ve L kabuğunun karakteristik X ışınını temsil eder.



Şekil 3.18: Basit bar şeklindeki örneğin a) SEM görüntüsü, b) yüzeyden EDS analizi.

Şekil 3.18 b'de GaAs Gunn aygıtının elektrot ve kanal kısmından ölçüm alınan bölgenin uzunluğunu gösterir. Düşey eksen ise ölçüm yapılan alandaki malzeme oranlarını vermektedir. Malzeme oranları keyfi birimde (k.b.) olmakla birlikte birbirleri ile kıyaslanabilir niteliktedir. Kaplanan metaller sadece elektrot oluşturulmak istenilen bölgede yer almaktadır. Kanal kısmına metal difüzyonu olmadığı için aygıtlarda kısa devre problemi meydana gelmemektedir.



Şekil 3.19: Basit bar şeklindeki örneğin a) kesit SEM görüntüsü, b) dikine doğrultu boyunca metallerin örnek içine doğru difüzyonunu gösteren EDS analizi.

Şekil 3.19 b 'de yatay eksen elektrot alanında örneğin büyütme doğrultusu boyunca alınan kesit uzunluğunu, yani derinliği göstermektedir. Isıl işlem sonrasında metaller yapı içine

yaklaşık 1.5 μm difüze olmuştur. Ayrıca EDS analizinde metal alaşımında kullanılan metallerin miktarının kaplama kalınlıkları ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Örnekler, ısıl işlemin bitmesinin ardından elektriksel ölçümlere hazır hale gelmeleri için üzerinde altın kontakları bulunan seramik altlıklara yapıştırılır. Yapıştırma işlemi termal iletkenliği iyi olan Ge-Varnish (Oxford C5-101) ile yapılımıştır. Ge-Varnish akışkanlığını arttırmak için toluen-methanol (1:1) çözeltisi kullanılır. Toluen-methanol karışımı, Ge-Varnish'e akışkan kıvam elde edilinceye kadar eklenir. Çözeltinin kuruması yaklaşık 10 saati bulmaktadır.

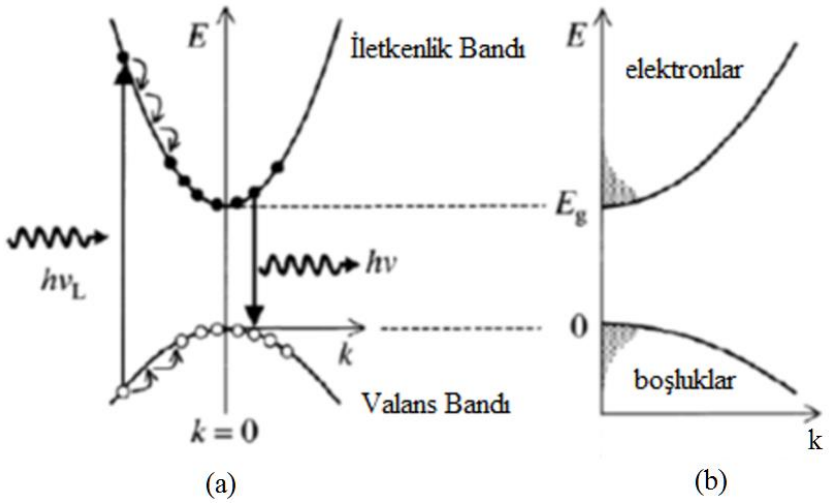
Son olarak örnek, metalizasyon yapılmış kısmından seramik altlıkların altın kaplı kısımlarına tel bağlayıcı (K&S 4524a wire bonder) kullanılarak 25 μm çapında altın teller ile bağlantı yapılarak elektriksel ölçümlere hazır hale getirilir.

3.3. FOTOLÜMİNESANS SPEKTROSKOPİSİ

Yarıiletkenlerin optik karakterizasyonu için kullanılan standart yöntem olan fotolüminesans, foton enerjisi yarıiletkenin bant aralığı enerjisinden büyük olan monokromatik bir ışığın yarıiletken üzerine düşürülmesi ve valans bandından iletkenlik bandına uyarılan elektronların valans bandına dönerken yaptıkları ışımalı rekombinasyona dayanır. Bu teknikte ışıma, yarıiletken yapı içerisindeki asal elektronik geçişlerden kaynaklanabileceği gibi yapı içerisindeki katkı ve kusurlardan da kaynaklanabilir, dolayısıyla yarıiletkenin bant aralığının yanı sıra içerisinde var olan katkılar ve kusurlar hakkında da bilgi verir.

Bant aralığından daha büyük enerjili monokromatik uyarım kaynağıyla uyarılan elektronlar, valans bandından iletkenlik bandının üstlerine uyarılır. Elektronlar bu seviyede fazla uzun kalamazlar ve fazla enerjilerini fonon olarak yayınlayıp iletkenlik bandının altına inerler. Şekil 3.20'de görülen her bir basamak koruma yasalarını sağlamak için uygun enerji ve momentumlu fonon emisyonunu göstermektedir. Pek çok yarıiletkende elektron-fonon kuplajı çok güçlüdür ve bu saçılmalar çok kısa zaman ölçeğinde gerçekleşir (10^{-13} s). Bu süreç ışımalı ömürlerden çok daha hızlıdır ve bu nedenle elektronlar foton yaymadan önce iletkenlik bantının minimumuna inerler. Benzer

durum boşluklar için de geçerlidir. Elektronlar boşluklarla rekombine olmadan önce Şekil 3.20 b'de görüldüğü gibi bantlarda bir dağılıma sahip olurlar. Gölgeli yerler işgal edilmiş durumlardır.



Şekil 3.20: a) Fotolüminesansın bant yapısı üzerinde gösterimi b) yarıiletkende taşıyıcıların bir T sıcaklığında dağılımı.

Yapı içerisinde geçişler; banttan banta olabileceği gibi, iletkenlik bantındaki seviyelerden akseptör seviyesine veya derin tuzak seviyelerine, derin tuzak seviyelerinden veya donor seviyesinden valans bantının enerji seviyelerine ışımalı ya da ışımasız olarak gerçekleşebilir.

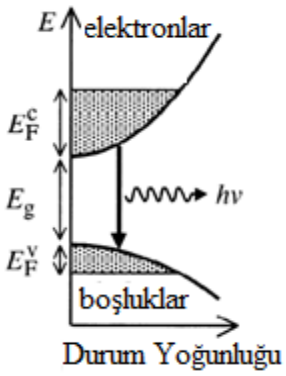
Çalışmada kullanılan örneklerin aktif bölgeleri yüksek taşıyıcı konsantrsyonuna sahiptir. Yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip yarıiletkenlerde Fermi seviyeleri iletkenlik ve valans bantlarının içine girmiştir. Bu durum dejenerasyon olarak adlandırılır. Dejenere Fermi seviyeleri şu şekilde verilir:

$$E_F^C = \frac{\hbar^2}{2m_e^*}(3\pi^2 n_e)^{2/3} \tag{3.5}$$

$$E_F^V = \frac{\hbar^2}{2m_h^*}(3\pi^2 n_h)^{2/3} \tag{3.6}$$

E_F^C iletkenlik bantı için, E_F^V valans bantı için dejenere Fermi seviyeleridir. Dejenerasyon durumunda e-h rekombinasyonu iletkenlik bandının üst kısımlarındaki ve valans bandının

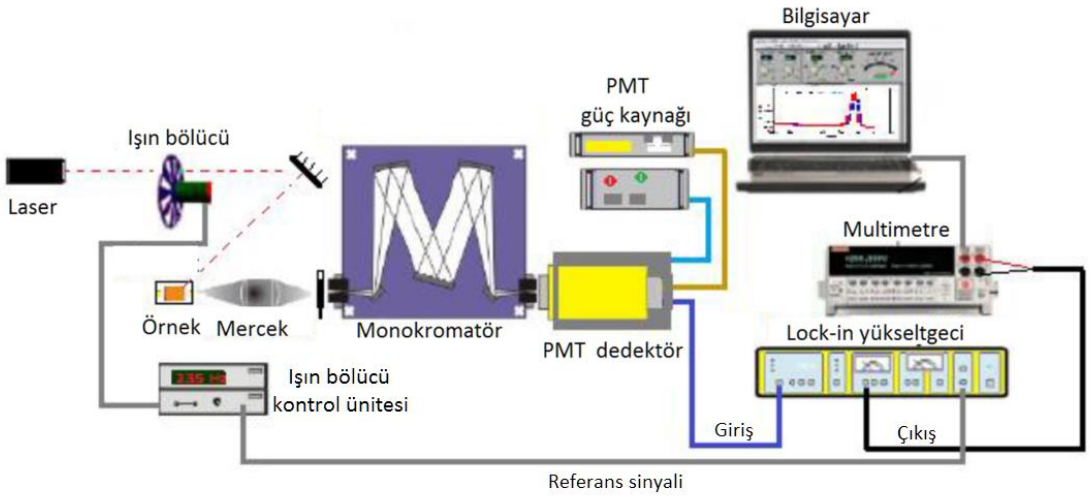
alt kısımlarındaki herhangi bir durum arasında olabilir. Bu nedenle rekombinasyon E_g ve $E_g + E_F^V + E_F^C$ arasındaki foton enerjilerindedir (Şekil 3.21). PL spektrumu bu nedenle E_g'den başlar ve $E_g + E_F^V + E_F^{C\prime}$de keskin bir düşüş gösterir [56].



Şekil 3.21: Dejenere durumlarda enerji durum yoğunluğu.

Sonlu sıcaklıklarda taşıyıcılar halen dejeneredir ve $E_F^V, E_F^C >> k_B T$. Sıcaklık arttıkça Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu Fermi seviyesi civarında yayılım gösterir ve $E_g + E_F^V + E_F^C$'de şiddet iner ve pik genişliği $k_B T$ kadardır.

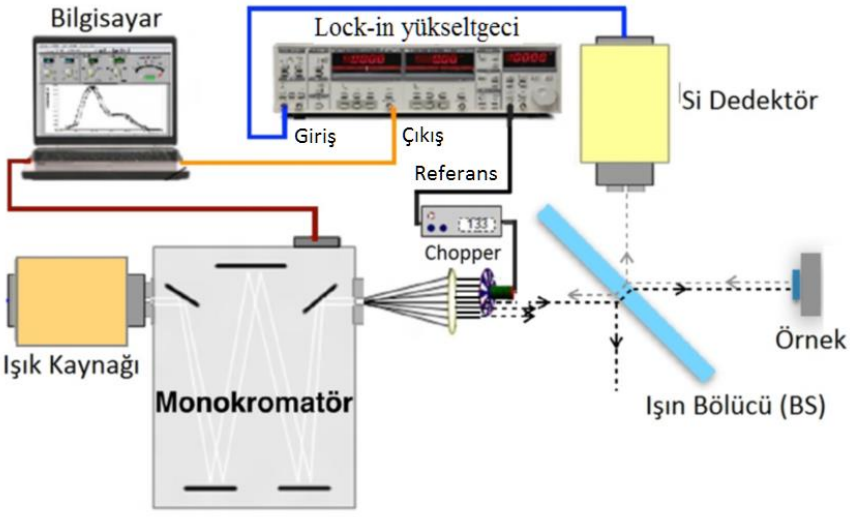
Bu çalışmada kullanılan fotolüminesans deney düzeneği Şekil 3.22'de verilmektedir. 514 nm'de ışıma yapan Ar^+ laserden (Coherent Inova 70) çıkan fotonlar ışın bölücü (Stanford Research System SR540) yardımı ile belirli bir frekansta modüle edilir. Modüle edilen laser ışını kroyostat içerisinde bulunan örnek üzerine, örnek yüzeyinden tam yansıma yapacak şekilde gönderilir. Örnekten farklı yönlerde ve farklı dalgaboylarında çıkan ışınlar ince kenarlı mercek yardımı ile monokromatörün (Acton 2500i) girişine odaklanır. Monokromatör yardımı ile ışıma dalgaboyları taranır ve monokromatörün çıkışından dedektöre, yani fotoçoğaltıcı tüpe (GaInAs fotokatotlu Hamamatsu R3896 PMT) gönderilir. Dedektörde elde edilen elektrik sinyali, ışın bölücünün frekansına kilitlenen Lock-in yükseltecine (Lock-in amplifier, LIA) (Stanford Research Systems SR530) gönderilerek sadece referans frekansındaki sinyal yükseltilerek multimetreye (Keithley 2000) gönderilir. Monokromatörde her bir adıma karşılık multimetrede elde edilen sinyal, bilgisayarda Labwiev programı yardımı ile eşzamanlı kaydedilir.



Şekil 3.22: Fotolüminesans deney düzeneği.

3.4. YANSITMA SPEKTROSKOPİSİ

Yansıtma spektroskopisi, deneylerde kullanılan örneklerin DBR aynalarının yansıtıcılığını ve kavite rezonans dalgaboyunu belirlemek amacı ile kullanıldı. Yansıtma spektroskopisinin deneysel düzeneği Şekil 3.23'de gösterilmiştir.



Şekil 3.23: Yansıma spektroskopisi deney düzeneği.

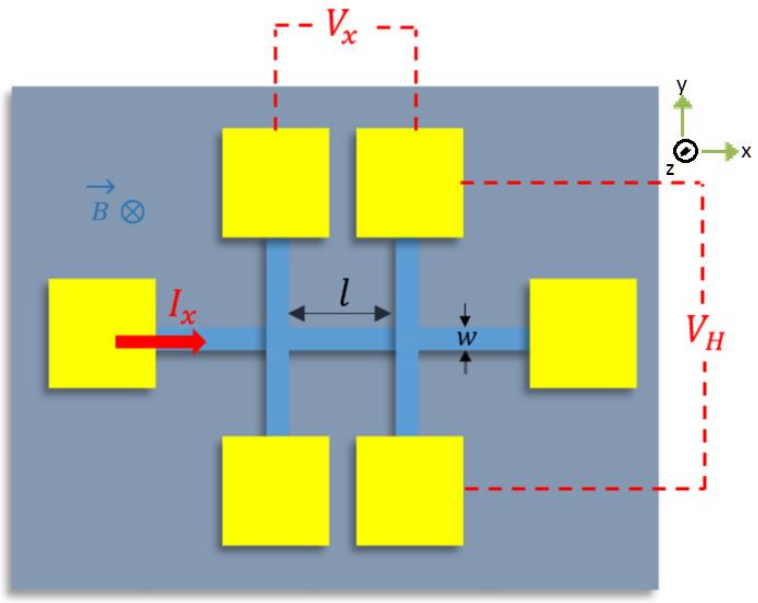
100 Watt gücündeki kuartz halojen lamba beyaz ışık kaynağı olarak kullanıldı. Lambanın önüne sabit hızda (70 Hz) dönen bir ışık bölücü yerleştirildi. Beyaz ışık monokromatöre

odaklandı. Örnek yüzeyine normal geliş açısında ışığı düşürmek ve yüzeyden yansıyan bileşeni dedektöre ulaştırmak için ışın bölücü kullanıldı. İncelenecek örnekler DBR yansıtıcılarına sahip olduğundan ve bu DBR yansıtıcısını oluşturan tabakaların kırılma indisleri de geliş açısına bağlı olduğundan, yansıtma ölçümleri normal geliş açısı altında yapıldı. Örnek yüzeyinden yansıyan ışın dedektöre odaklandı. Dedektör olarak silisyum (Si) fotodiyot kullanıldı. Dedektörün çıkışındaki elektrik sinyalinin dalgaboyuna bağlı olarak değişimi LIA (Stanford Research Systems SR530) ile gözlendi. LIA'nın çıkışı ve monokromatör bilgisayara bağlanarak, spektrum bilgisayar kontrollü olarak elde edildi. Yansıtma ölçümleri oda sıcaklığında yapıldı.

3.5. HALL OLAYI

İlk olarak 1879'da Edwin Herbert Hall tarafından metallerde gözlenen Hall olayı sayesinde uygulanan elektrik ve manyetik alandan bağımsız olarak malzemenin taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobilitesi belirlenebilir. Yarıiletkenlerde elektronlar ve boşluklar olmak üzere farklı iki tip taşıyıcı olduğu için, Hall olayı sayesinde yarıiletkenin tipi (n- veya p-tipi) de belirlenebilir.

Hall ölçümlerinin yapılabilmesi için elektrik alanın uygulanacağı ve Hall potansiyelinin ölçüleceği dört kontağa gereksinim vardır. Ayrıca eğer magnetotransport ölçümlerinde Hall direnci ve örnek direnci eşzamanlı olarak ölçülecekse altı kontak gereklidir. Bu altı kontaklı özel geometrik şekle *Hall bar geometrisi* denir (Şekil 3.24). Bölüm 3.1'de örneklerin nasıl Hall bar geometrisi şeklinde oluşturulduğu anlatılmıştır.



Şekil 3.24: Standart Hall bar geometrisi

w örneğin genişliği, d kalınlığı ve l uzunluğu olmak üzere, elektrik alan $+x$ doğrultusunda uygulandığında taşıyıcılar anakol boyunca υ_x sürüklenme hızı ile hareket etmeye başlar. Elektrik alan yönüne dik $+z$ doğrultusunda manyetik alan uygulandığında, taşıyıcılar oluşan manyetik kuvvetin etkisi ile hareket doğrultusuna ve manyetik alana dik yönde y doğrultusunda bir elektrik alan, Hall elektrik alanı oluştururlar. Kararlı durumda, bu elektrik alanın oluşturduğu elektriksel kuvvet ile magnetik kuvveti birbirine eşittir.

$$F_m = e\upsilon_x \text{ x } B_z = eE_H \tag{3.7}$$

Örnekte $+x$ doğrultusunda geçen akım,

$$i_x = \sigma E_x wd \tag{3.8}$$

şeklinde ifade edilir. Burada E_x elektik alanını, σ iletkenliği, w ve d sırası ile örneğin genişliği ve kalınlığını temsil etmektedir. İletkenlik,

$$\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h \tag{3.9}$$

şeklinde tanımlanır. Yarıiletken n-tipi olduğu gözönüne alındığında iletkenlik $\sigma = ne\mu_e$ şeklinde olur. Denklem (3.9)'da n ve p sırası ile n-tipi ve p-tipi malzemelerin taşıyıcı konsantrasyonunu, μ_e ise elektronun Hall mobilitesini temsil etmektedir. Hall mobilitesi, Denklem (3.4)'de görüldüğü gibi birim elektrik alan altındaki sürüklenme hızıdır.

$$\mu_e = \frac{v_x}{E_x} \tag{3.10}$$

Denklem (3.9)'deki iletkenlik ve Denklem (3.10)'da verilen Hall mobilitesini Denklem (3.8)'da yerine yazdığımızda, uygulanan akım değeri,

$$i_x = ne\mu_H E_x wd = nev_x wd \tag{3.11}$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.11)'de hızı çekip, Denklem (3.7)'de yerine yazdığımızda,

$$eE_H = \frac{i_x B_z}{nwd} \tag{3.12}$$

eşitliği elde edilir. Hall elektrik alanı, y doğrultusunda kontaklar arasında oluşan ve *Hall potansiyeli* (V_H) olarak isimlendirilen potansiyel fark cinsinden Denklem (3.12)'de yerine yazıldığında,

$$\frac{i_x B_z}{nwd} = e\frac{V_H}{w} \tag{3.13}$$

ifadesi elde edilir. Denklem (3.13)'de gerekli düzenlemeler yapılarak Hall potansiyeli yalnız bırakılırsa,

$$V_H = \frac{1}{ned}\, i_x B_z \tag{3.14}$$

denklemi elde edilir. Denklem (3.14)'deki *1/ne* değeri R_H, *Hall sabiti* olarak bilinmektedir. Denklem (3.14)'de *n* yalnız bırakılarak, üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonu,

$$n = \frac{i_x B_z}{edV_H} \tag{3.15}$$

şeklinde edilir.

Denklem (3.15)'de görüldüğü gibi anakol üzerinden uygulanan akım ve manyetik alan değerleri ile oluşan Hall voltajı ölçülerek örneğin taşıyıcı konsantrasyonu belirlenebilir. Denklem (3.9)'daki iletkenlik ifadesi Denklem (3.8)'de yerine yazılıp, taşıyıcı konsantrasyonu çekilerek Denklem (3.15)'de yerine yazıldığında,

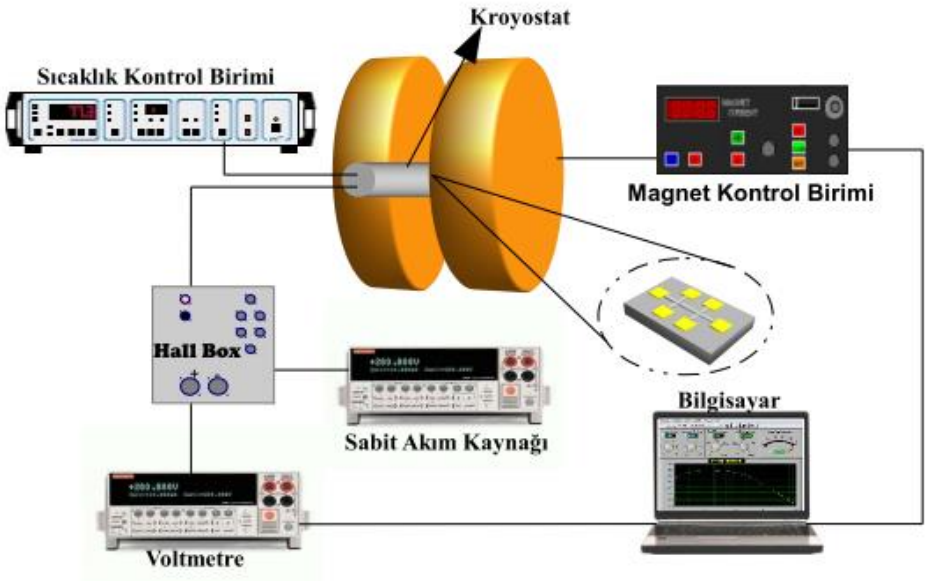
$$\frac{i_x B_z}{edV_H} = \frac{i_x}{wdeE_x \mu_H} \tag{3.16}$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte elektrik alanın potansiyel fark cinsinden değeri yerine yazılarak gerekli düzenlemeler yapılıp μ_e yalnız bırakıldığında Hall mobilitesi,

$$\mu_e = \frac{V_H\, l}{B_z V_x w} \tag{3.17}$$

şeklinde elde edilir. Burada V_x, x ekseni boyunca sabit bir akım geçirilebilmesi için uygulanan potansiyel fark, l ise anakol uzunluğunu temsil etmektedir. Denklem (3.17)'de görüldüğü gibi uygulanan manyetik alan, oluşan Hall voltajı ve örneğe uygulanan voltaj bilindiği taktirde taşıyıcıların Hall mobilitesi belirlenebilir.

Bu çalışmada kullanılan Hall ölçüm düzeneği Şekil 3.25'de verilmektedir. Örnek iki sargı (Bruker elektromagnet) arasında bulunan kroyostata manyetik alan çizgileri örnek yüzeyine dik gelecek şekilde yerleştirilir ve sabit bir manyetik alan uygulanır. Hall bar şeklindeki örneğin altı kolundan alınan kontaklar Hall kutusuna gönderildi. Örneğe anakoldan sabit akım kaynağıyla (Keithley 2400 Sourcemeter) akım sürülerek elektrik alan oluşturuldu. Diğer kollardan alınan kontaklar yardımı ile manyetik alan varlığında oluşan Hall voltajı (Keithley 199) ve manyetik alan yokken elde edilen örnek voltajları okundu. Gerekli hesaplamalar yapılarak taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite belirlendi. Ölçümler sıcaklığa bağlı olarak yapıldığından örnek kroyostat içine tutuldu ve sürekli azot akışı ile soğutma sağlandı. Sıcaklık, 30 Ω'luk direnç teline uygulanan potansiyel fark ile sıcaklık kontrol birimi (Oxford ITC4) ile kontrol edildi.

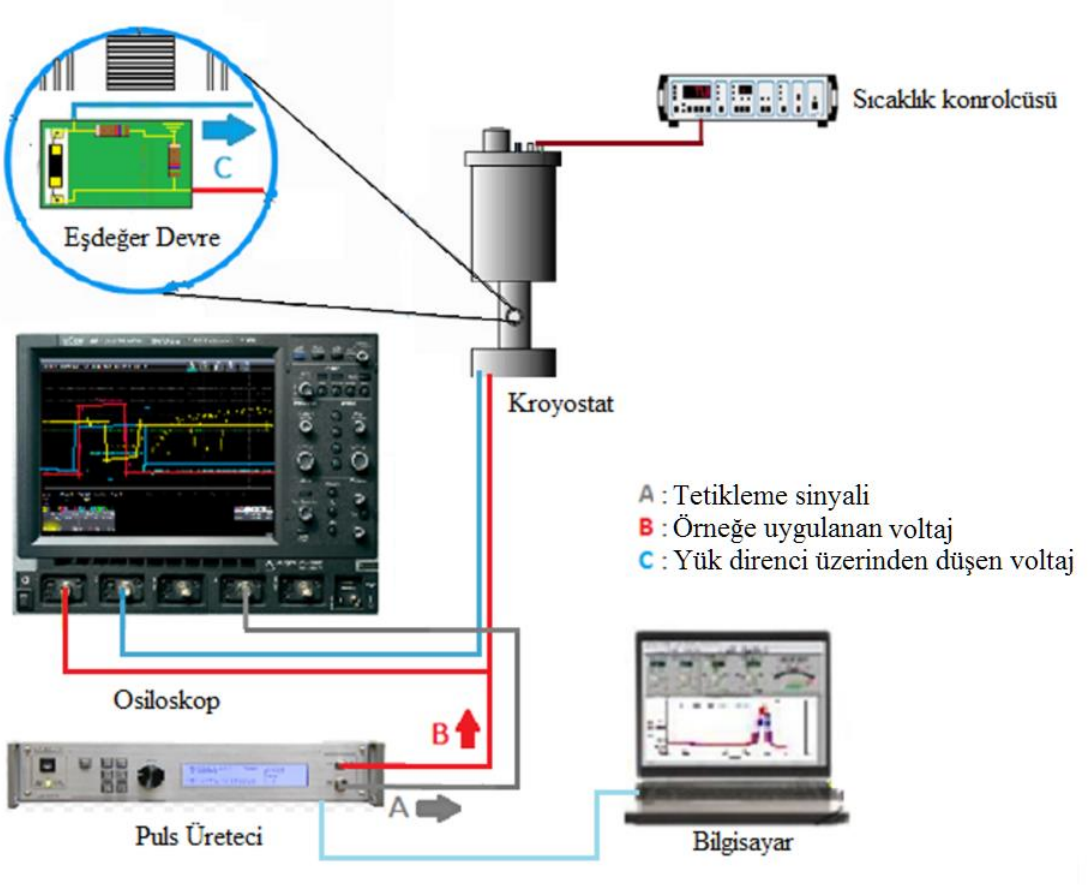


Şekil 3.25: Hall ölçüm düzeneği [57].

3.6. YÜKSEK HIZLI AKIM-VOLTAJ ÖLÇÜMLERİ

Akım-voltaj ölçümleri genellikle örneklerin kontak kalitesini belirlemek için kullanılan bir ölçüm tekniği olmakla birlikte, elektrik alanın bir fonksiyonu olarak taşıyıcıların sürüklenme hızını ve mobilitesini belirlemek için de kullanılır. Bu teknik, Joule ısınmasını önlemek için örnek üzerine darbeli (pulslı) gerilim uygulanarak yapılır [21].

Bu çalışmada yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri örneklerin I-V karakteristiklerini elde edip v_s-E değişimlerini bulmak ve NDR davranışını incelemek için yapılmıştır. Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği Şekil 3.26'da verilmektedir. Ölçümleri, kutuplaması seçilebilen ve kısa darbe zamanlı güç kaynakları kullanılarak elde edildi. Ölçümler boyunca örnekler kryostat (Oxford continuous flow cryostat) içerisinde tutularak akım-voltaj karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı gözlendi. Sıcaklık, 20 Ω'luk direnç teline uygulanan potansiyel fark ile sıcaklık kontrol birimi (Oxford ITC4) ile kontrol edildi.



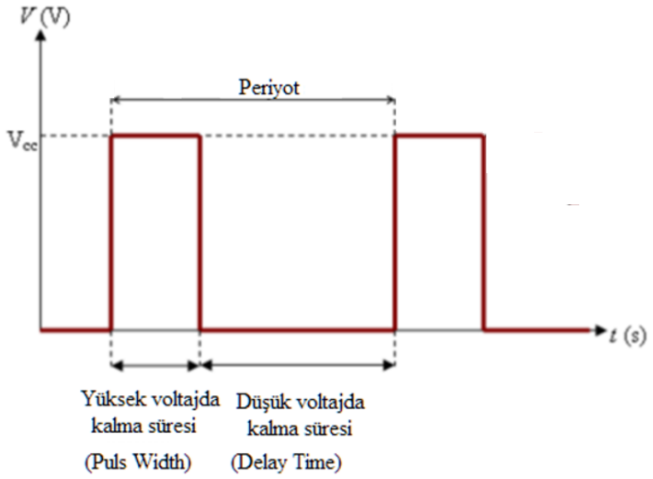
Şekil 3.26: Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri için kurulan deney düzeneği.

Deneylerde kullanılan puls üreteci (AvTech AVRZ-5) 0 V ile 500 V aralığında genliğe sahip ve minimum 15 ns ile maksimum 10 µs puls genişliğine sahip pozitif polaritede sinyaller üretebilmektedir. Ayrıca puls üretecinin maksimum puls yineleme hızı (Puls repetition rate, PRR) 5 kHz'dir. Bu değerler gözönüne alındığında, oda sıcaklığında bile Joule ısınmasına sebep olmadan ve örneğe zarar vermeden yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerini gerçekleştirmek mümkündür. Joule ısınmasını engellemek için çok düşük iş döngüsü (duty cycle) değerine sahip elektrik sinyalleri uygulanmalıdır. İş döngüsü kare dalganın yüksekte kalma süresinin periyoda bölümüyle elde edilir:

$$\%DC = \frac{PW}{DT} x100 \tag{3.18}$$

Burada PW (puls width) puls genişliği, DT (delay time) gecikme zamanıdır. Kare dalga iş döngüsü şeması Şekil 3.27'de gösterilmektedir. Uygulanan pulsların iş döngüsü değeri ne kadar küçük olursa voltajın yüksekte kalma süresi o kadar az olur. Böylece örneğe

soğuması için verilen süre arttırılmış olur ve örneğin ısınmaması sağlanır ya da bu ısınma en aza indirilmiş olur. İş döngüsü değeri birimsizdir [19].



Şekil 3.27: Kare dalga için iş döngü şeması.

Aynı zamanda bu denli hızlı sinyalleri yakalayabilmek için ölçüm yapılacak osiloskop hızlı ve bant genişliği ölçülecek sinyallere uygun olmalıdır. Kullanılan osiloskop (LeCroy 715zi) 1.5 GHz'lik bant genişliğine sahiptir. Puls üretecinden elde edilebilecek her sinyali ölçebilecek hıza ve bant genişliğine sahiptir. Deneylerde örneğe uygulanan pulsın genişliği 20 ns ile 60 ns aralığında ve PRR değeri 220 Hz değerinde tutuldu. Bu değerler gözönüne alındığında deneylerın gerçekleştiği iş döngüsü değeri %0.0013'den küçüktür.

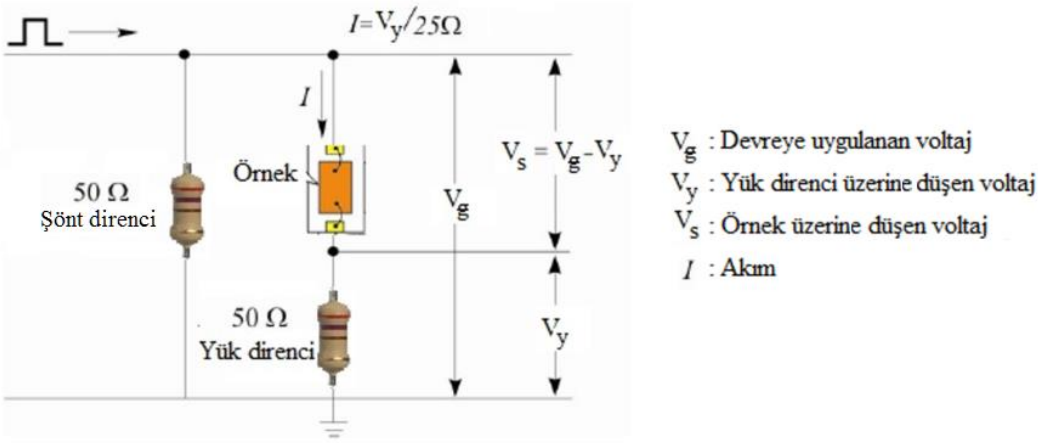
Akım-voltaj karakteristiği incelenecek örnek kroyostatın örnek tutucusuna yerleştirildi ve tüm deney ekipmanlarına elektriksel bağlantıları uygun terminator, voltaj düşürücü (RS attenuator) ve yüksek hızlı ölçümlerde kullanılan SMA koaksiyel kablolar (RS microwave coaxial cable, $\tau_{RC} = 0.5\ \text{ps}, \text{R} = 50\ \Omega$) ile yapıldı. Kablo bağlantıları olabildiğince kısa tutuldu. Aşağıda Şekil 3.26'de deney düzeneğinde A ve B bağlantılarından yapılan ölçümler verilmiştir:

A. *Tetikleme sinyali:* Puls üretecinin *SYNC OUT* çıkışı osiloskobun tetikleme kanalına bağlandı. Puls üretecinin tetikleme (trigger) sinyalinin genliği 3 V olduğundan ve empedans uyumsuzluğu oluşmadığından bu hat üzerinde terminator ve voltaj düşürücü kullanılmadı.

B. *Örneğe uygulanan voltaj:* Puls üretecinin *OUT* (R=50 Ω) çıkışı örnek tutucu üzerindeki şönt direncine ve birbirlerine seri olarak bağlı olan örnek ile yük direncine paralel olacak şekilde bağlandı. Şönt direnci 50 Ω değerinde olduğu için bu hat üzerinde empedans uyumu sağlandığından terminator kullanılmadı. Aynı zamanda devreye gönderilen pulsın genliğini ve sinyal kalitesini gözlemlemek için bu kanal osiloskobun giriş kanalına bağlandı. Ancak deneylerde bu kanal üzerinden yüksek genliğe sahip sinyaller gözleneceğinden doğrudan osiloskoba bağlamak osiloskoba zarar verir. Bu sebeple osiloskoba gelen pulsın genliği farklı dB değerlerine sahip voltaj düşürücüler (RS, tolerans:% ± 0.2) kullanılarak azaltıldı. Voltaj düşürme oranına karşılık gelen dB değerini veren ifade şu şekildedir:

$$dB = 20\log(\frac{V}{V_0}) \tag{3.19}$$

Burada V_0 düşürülecek voltaj değeri, V ise düşürülmüş voltaj değeridir. Örneğin bağlandığı ve ölçümlerin yapıldığı, empedans uyumu için kurulan eşdeğer devre Şekil 3.28'de verilmiştir. Aynı zamanda osiloskobun giriş empedans değerleri ayarlanabilir. Tüm ölçümlerde giriş empedans değeri 50 Ω seçildi.



Şekil 3.28: Gunn aygıtı ve dirençlerin eşdeğer devresi.

C. *Yük direnci üzerine düşen voltaj:* 50 Ω yük direnci üzerindeki voltaj düşmesi (V_y) osiloskoptan okundu ve puls üreteci üzerinden devreye uygulanan voltaj (V_g) genlik değerinden çıkarılarak ($V_s = V_g - V_y$) örneğe uygulanan voltaj (V_s) değeri hesaplandı. Aynı zamanda yük direnci üzerine düşen voltaj büyük olabileceği için bu hat 20 dB'lik voltaj düşürücü ile %10 oranında voltaj azaltılarak osiloskoba

bağlandı. Yük direnci 50 Ω değerinde olduğundan bu hat üzerinde, devre ile osiloskobun 50 Ω girişi arasında empedans uyumu sağlanır.

Örnek ve yük direncinin bulunduğu koldan geçen I akımı, yük direnci üzerinde düşen voltajın, yük direnci (R_y=50 Ω) ile paralel bağlı olan osiloskop empedansının (R_{os}=50 Ω) oluşturduğu eşdeğer dirence bölünmesi ile bulunur:

$$\frac{1}{R_{eş}} = \frac{1}{R_y} + \frac{1}{R_{os}} \longrightarrow R_{eş} = \frac{50}{2} = 25\ \Omega \tag{3.20}$$

$$I = \frac{V_y}{R_{eş}} = \frac{V_y}{25\ \Omega} \tag{3.21}$$

Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde örneğe uygulanan voltaj (V_s) değerlerine karşı Denklem (3.21) kullanılarak hesaplanan akım değerleri çizdirilerek örneğin akım-voltaj karakteristiği belirlenir. Ayrıca sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğini belirlemek için aşağıdaki denklemler kullanılabilir. Örneğe uygulanan elektrik alan değeri, örneğe düşen voltajın örnek uzunluğuna (l) bölünmesi ile elde edilir:

$$E = \frac{\mathrm{V_s}}{l} \tag{3.22}$$

Sürüklenme hızı ise şu şekilde bulunur:

$$\mathrm{v_s} = \frac{I}{newd} \tag{3.23}$$

Burada I akım, n taşıyıcı konsantrasyonu, e elektron yükü, w örneğin genişliği ve d örneğin kalınlığıdır.

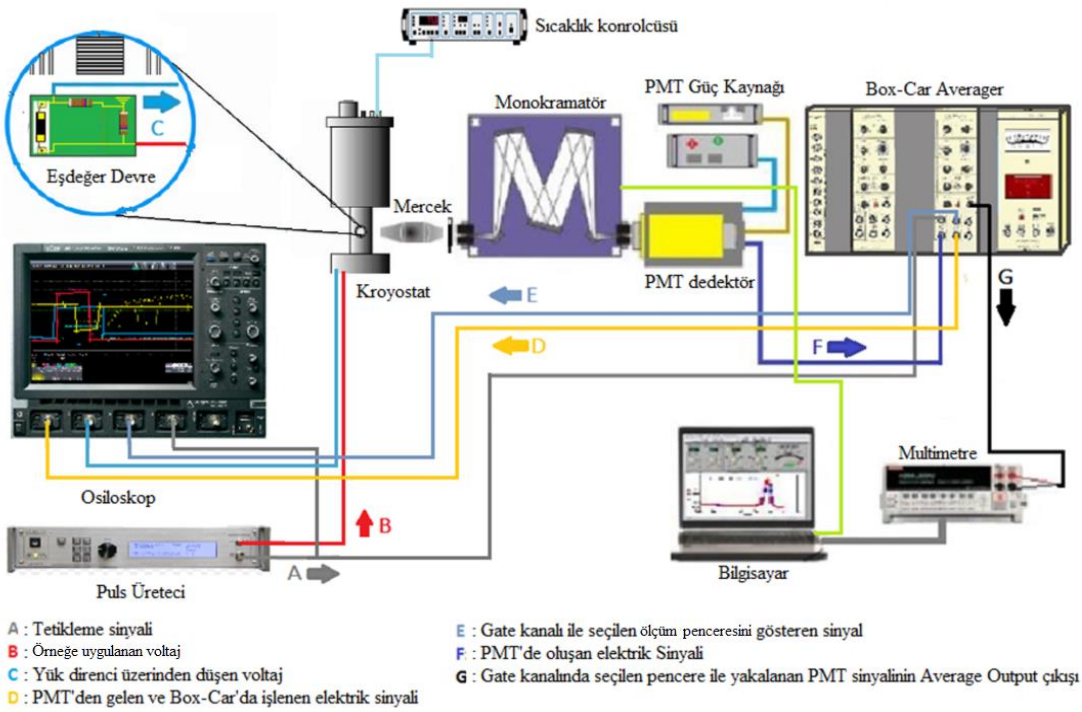
3.7. ELEKTROLÜMİNESANS SPEKTROSKOPİSİ

Elektrolüminesans, uygulanan bir dış gerilim ile bir p-n ekleminin, kuantum kuyusunun ya da benzer bir sistemin aktif bölgesine enjekte edilen elektron ve boşluk çiftlerinin doğal ışıması olarak tanımlanır. Elektrolüminesans ölçümü malzemenin kalitesi, ışımalı yeniden birleşme mekanizmaları, elektron sıcaklığı ve kazanç hakkında bilgi verir. Elektrolüminesans ölçümleri için sadece iki kontak yeterlidir.

Elektrolüminesans deney düzeneği fotolüminesans deney düzeneği ile benzerlik göstermektedir. Ayrıca tez kapsamında incelenen fiziksel olaylar için örnekler pulslı elektrik sinyalleri ile uyarıldığı için elektrolüminesans deney düzeneği yüksek hızlı akım-voltaj deney düzeneğini de içermektedir. Elektrolüminesans deney düzeneği Şekil 3.29'da verilmiştir.

Düzeneğin fotolüminesans düzeneğinden farkı, uyarım kaynağı olarak laser yerine puls üretecinin kullanılmasıdır. Aynı zamanda örneğe uygulanan yüksek elektrik alan değerlerinde örnekte oluşacak Joule ısınmasını engellemek için uyarım pulslı olarak yapıldı. Pulslı yapılan bu ölçümlerde uyarımın puls genişliği ns mertebesinde ve pulsın tekrarlama zamanı ise ms mertebelerinde tutuldu. Bu yüzden ışıma sonucu fotoçoğaltıcı tüpte oluşan elektrik sinyalini yakalamak ve yükseltmek için LIA'ya göre daha hızlı olan Box-car Averager (Stanford Research System, SR250) kullanıldı. LIA, puls genişliği minimum 1 μs mertebesinde ve frekansı aralığı 0-100 kHz olan pulslara karşı duyarlı iken Box-car Averager puls genişliği 1 ns ile 3 μs ve frekansı maksimumum 20 kHz olan pulslara karşı duyarlıdır. Buna karşın Box-car Averager duyarlılığı 5mV-1V iken LIA'nın duyarlılığı 100nV-500mV aralığındadır.

Şekil 3.29'da elektrolüminesans deney düzeneğinde yer alan her bir ekipmanın özellikleri ve verilen bağlantılar ile her bağlantının işlevi aşağıda ayrıntılı olarak anlatılmıştır.



Şekil 3.29: Elektrolüminesans deney düzeneği.

A. *Tetikleme sinyali:* Puls üretecinin *SYNC OUT* çıkışı osiloskobun tetikleme kanalı seçilen kanalına ve Box-car Averager'ın *Gated Integrator* ünitesinin *Input Trigger* girişine bağlandı. Hat üzerindeki tüm girişler 50 Ω dirence sahiptir. Puls jeneratörünün trigger sinyalinin genlik değeri 3 V olduğundan ve empedans uyumsuzluğu oluşmadığından bu hat üzerinde terminator ve voltaj düşürücü kullanılmadı.

B. *Örneğe uygulanan voltaj:* Puls üretecinin OUT çıkışı örnek tutucu üzerindeki şönt direncine ve birbirlerine seri olarak bağlı olan örnek ile yük direncine paralel olacak şekilde bağlandı. Şönt direnci 50 Ω değerinde olduğundan bu hat üzerinde empedans uyumu sağlandığından terminator kullanılmadı. Ayrıca bu sinyalin ölçüm sırasında osiloskop ekranında gözlemlenmesine ihtiyaç duyulmadı. Çünkü bu sinyali de gözlemlemek osiloskopta ek bir kanal ihtiyacı daha doğuracaktı. Ancak örnek üzerine düşürülen pulsın kalitesi kontrol edildi. Deney düzeneğinde bu kanalın işlevi yüksek hızlı akım-voltaj deney düzeneğindeki ile aynıdır. Eşdeğer devre Şekil 3.28'de verilmiştir.

C. *Yük direnci üzerine düşen voltaj:* Düzenekte bu kanalın işlevi yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerindeki işlevi ile aynıdır. 50 Ω'luk yük direnci üzerinden okunan

voltaj düşmesi (V_y) osiloskop ekranından okundu ve puls üreteci üzerinden devreye gönderilen pulsun amplitude değerinden (V_g) çıkarılarak ($V_s = V_g - V_y$) örneğe uygulanan voltaj değeri (V_s) hesaplandı. Aynı zamanda yük direnci üzerinden düşen voltajın büyük olabileceği için bu hat osiloskobun kanalına 20 dB'lik attenuator ile %10 oranında azaltılarak bağlandı. Yük direnci 50 Ω değerinde olduğundan bu hat üzerinde, devre ile osiloskop arasında empedans uyumu sağlanır.

D. *Dedektörden gelen ve Box-car'da işlenen elektrik sinyali:* Şekil 3.29'da gösterilen F kanalı ile dedektörden Box-car'ın *Gate Integrator* ünitesine gelen elektrik sinyali yine aynı ünitenin *Signal Output* çıkışından osiloskobun kanalına bağlandı. *Signal Output* çıkışı ±10 V çıkış voltajı verdiği için bu hat üzerinde 10 dB'lik attenuator (RS, tolerans:%0,2) kullanılarak osiloskobun girişlerine zarar verilmesinin önüne geçildi.

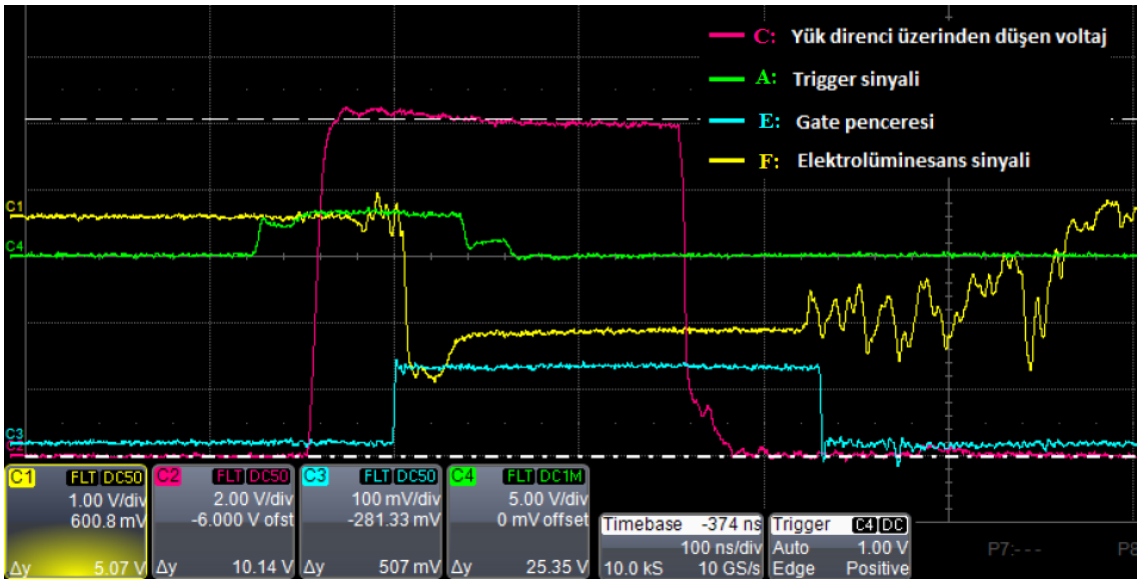
E. *Gate sinyali:* Box-car'ın *Gate Integrator* ünitesi ile Gate kanalından uygun bir pencere açılarak AC modda gözlemlenen sinyalin istenilen kısmı yakalanıp çıkışa gönderilebilir. Gate Integrator ünitesinin Gate çıkışı 50 Ω empedans uyumu gerektirdiği için 50 Ω'luk terminator (RS, tolerans:%2) kullanıldı.

F. *Dedektör çıkışı*: Dedektör tüp (Hamamatsu R3896 PMT) üzerindeki *SIG* çıkışı elektrik sinyalini akım olarak ölçülebilir bir niceliğe dönüştürür. Ancak Box-car'ın girişleri elektrik sinyalini voltaj olarak algıladığından dedektörün *SIG* çıkışına dönüştürücü (Hamamatsu C5594-44) bağlandı ve çıkış voltaj moduna dönüştürüldü (Hamamatsu C5594-44 aynı zamanda bir yüksek hızlı yükseltgeçtir ve 15 V gerilim ve maksimum 95 mA akım değerinde beslenmektedir. Band genişliği 5 kHz-1.5GHz aralığındadır.) Voltaj moduna dönüştürülen F hattı Box-car'ın *Gate Integrator* ünitesinin *Inputs Signal* girişine bağlandı. *Inputs Signal* girişi 1 $M\Omega$'luk empedans uyumuna ve ±2 V giriş aralığına sahip olduğu için terminator kullanılmaya gerek duyulmadı. Bu giriş aynı zamanda 100 V'a kadar korumalıdır.

G. *Averaging-Average output:* Bu çıkış aracılığı ile *Gate* penceresi ile yakalanan sinyal 300 kez örneklendirilerek multimetreye (Keithley 2000) gönderildi. Elektrolüminesans spektrumu için, monokromatör yardımı (Spex, f=0.3 mm) ile ışıma dalgaboyları taranır ve elektrolüminesans monokromatörün çıkış

bölmesinden dedektöre yani fotoçoğaltıcı tüpe (Hamamatsu R3896 PMT) gönderilir. Dedektörde elde edilen elektrik sinyali Gate kanalı ile yakalanır ve detektörden elde edilen sinyal Box-car'da işlenerek bilgisayara gönderilir. Monokromatörde belirlenen her bir enerji adımına karşın elde edilen sinyal, bilgisayarda Labwiev programı yardımı ile eşzamanlı olarak elde edilir.

Şekil 3.30'da elektrolüminesans sinyalinin varlığında alınmış bir osiloskop görüntüsüne yer verilmiştir ve deney esnasında gözlemlenen kanallar ve *Gate* penceresi (mavi sinyal) açık olarak görülmektedir. Gate penceresinin genişliği ve frekansının elektrolüminesans sinyaline göre ayarlandığına dikkat edilmelidir. Ayrıca tüm sinyallerin kare dalga şeklinde olması, tüm ekipmanların empedans uyumu içinde olduğunu göstermektedir.

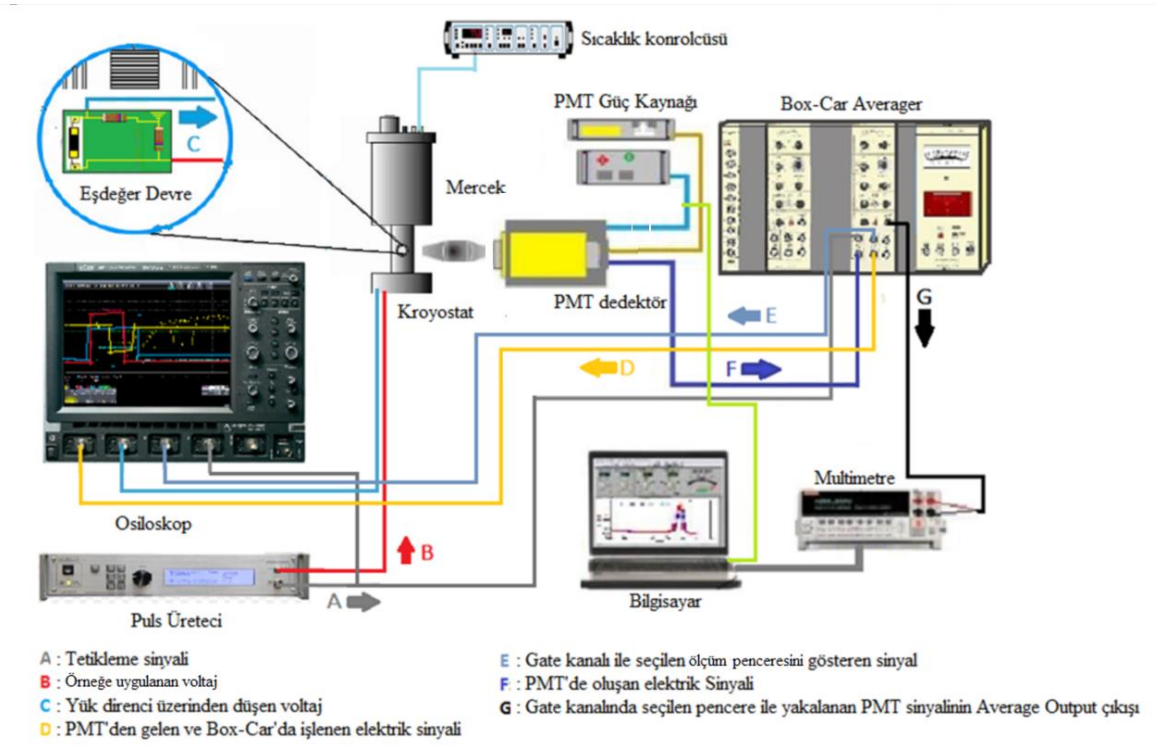


Şekil 3.30: Elektrolüminesans deneyi esnasında osiloskop görüntüsü.

3.8. IŞIK-ELEKTRİK ALAN ÖLÇÜMLERİ

Çalışma kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının NDR eşik elektrik alanları yüksek akım-voltaj ölçümleri alınarak belirlenebilir. Ancak bu ölçümler NDR eşik elektrik alan değerindeki ışık-elektrik alan karaktersitikleri hakkında bilgi vermez. Gunn aygıtlarının ışık-elektrik alan karakteristiklerini belirlemek için Şekil 3.31'deki deney düzeneği

kurulmuştur. Bu deney düzeneği elektrolüminesans deney düzeneğinin modifiye edilmiş şeklidir. Şekil 3.31'de gösterilen herbir hattın işlevi, elektrolüminesans deney düzeneğindeki ile aynıdır. Işık-elektrik alan ölçümleri spektral bir ışıma dağılımı vermez, sadece örnekten yayılan toplam ışık şiddeti bilgisini verir.



Şekil 3.31: Işık-elektrik alan ölçümleri için kurulan deney düzeneği.

Bu ölçümde Gunn aygıtlarına uygulanan elektrik alana bağlı olarak, aygıtların yaptığı ışıma incelenmiştir. Yüzeyden çıkan bütün ışık bir mercek yardımıyla toplanıp doğrudan PMT'ye gönderildi ve PMT çıkış sinyalinin Box-Car'da işlenmesinin ardından ışık şiddeti multimetre yardımı ile ölçüldü.

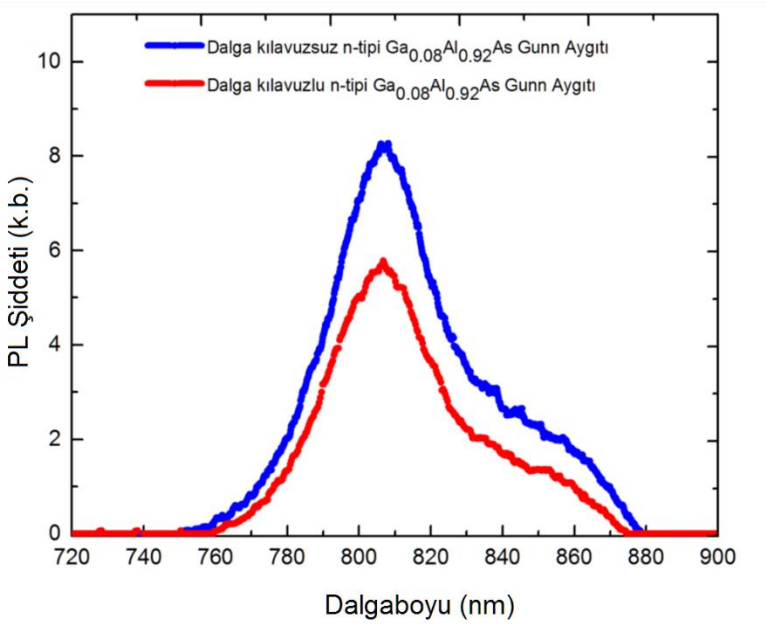
4. BULGULAR

4.1. FOTOLÜMİNESANS BULGULARI

Gunn Olayı'na dayalı ışıma özellikleri incelenecek Gunn aygıtlarının elektrolüminesans ölçümleri yapılmadan önce, aygıtların optik karakterizasyonu yapmak ve elektrolüminesansın meydana geleceği dalgaboyunu ve elektrolüminesans spektrumunun alınacağı dalgaboyu aralığını belirlemek için fotolüminesans ölçümleri yapıldı. Her bir aygıtın oda sıcaklığında bant aralığı enerjileri belirlendi ve elektrolüminesans deneyleri bu öngörüler altında gerçekleştirildi.

Ölçümlerde uyarım kaynağı olan Ar^{+} laserin gücü 70 mW olarak ayarlandı. Uyarım kaynağının şiddeti arttıkça birim yüzeye düşen foton sayısı artar, dolayısıyla PL şiddeti artar. Bu nedenle tüm örnekler için yapılan ölçümlerde uyarım kaynağının şiddeti sabit tutuldu. Alınan tüm spektrumlarda monokramatörün slit genişlikleri 1 mm'ye ayarlandı ve spektrumlar dedektörün cevap eğrisine göre normalize edildi. Bu yüzden örneklerin fotolüminesans spektrumlarının şiddet eksenleri birbirleri ile kıyaslanabilir niteliktedir.

Dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki fotolüminesans spektrumları Şekil 4.1'de verilmektedir.

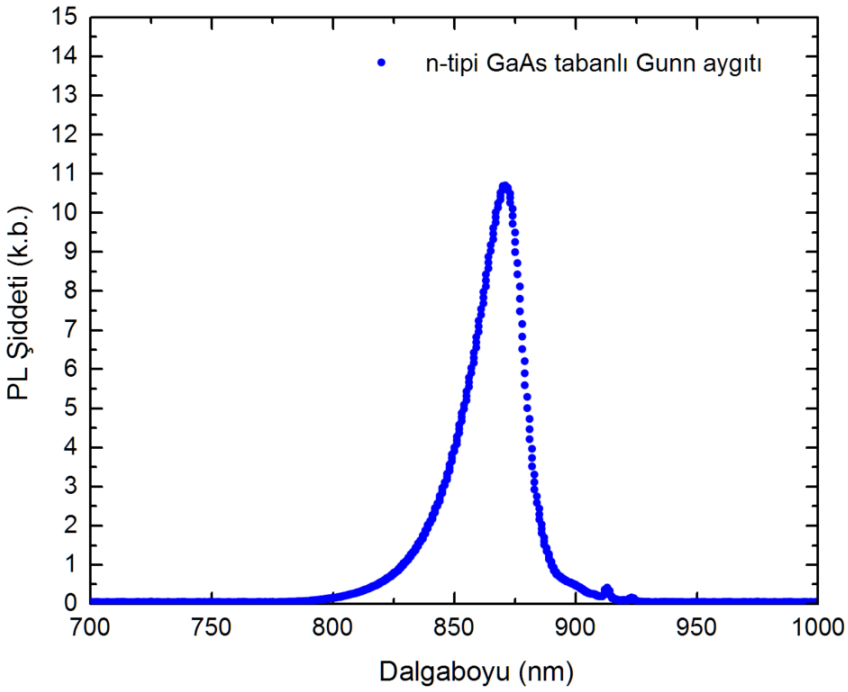


Şekil 4.1: Dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu.

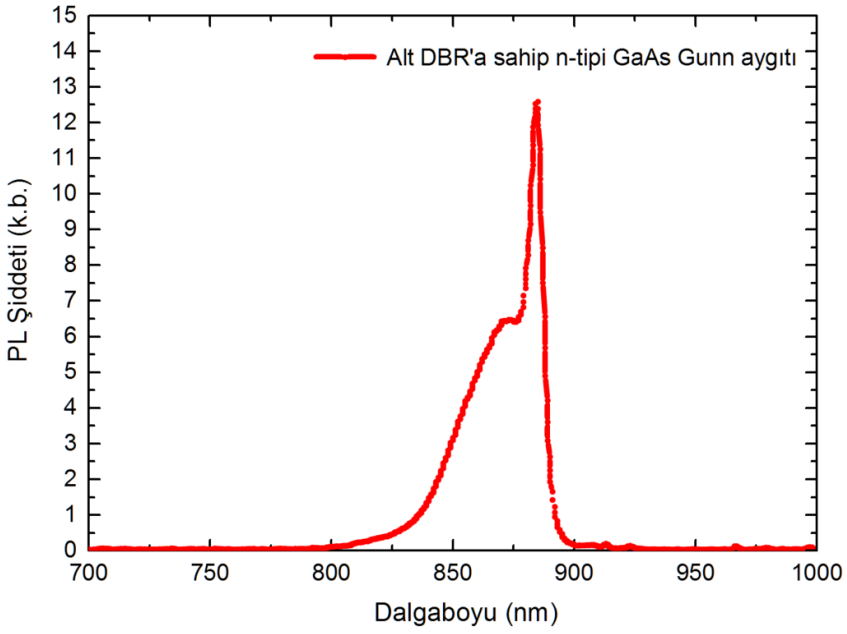
Aktif bölgeleri n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ olan her iki Gunn aygıtı yapısının fotolüminesans spektrumları 806 nm'de maksimuma ve 35 nm yarı genişliğe (FWHM) sahiptir. Aktif bölgesi dalga kılavuzu ile kuşatılmış olan Gunn aygıtının fotolüminesans spektrumu daha az şiddetlidir. Çünkü gönderilen fotonların bir kısmı aktif bölgeye ulaşamadan kuşatıcı tabaka ve koruyucu tabakada soğurulur. Kuşatıcı tabaka ve koruyucu tabaka bulunmayan örnekte fotonlar doğrudan aktif bölgeye düşmektedir ve bu örneğin fotolüminesans spektrumu kuşatıcı ve koruyucu tabaka bulunan örneğin fotolüminesans spektrumuna göre daha şiddetlidir.

$Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının daha önceden litografisi yapıldığı için elimizde yonga parçası olarak bulunmamaktadır. Fotolüminesans spektrumları, 300 μm'lik bar uzunluğu olan basit bar şeklinde örneklerin üzerine uyarım kaynağını odaklayarak alınabilmiştir. Odaklanan laser ışınının spot genişliği bar genişliğinden büyük olduğu için örnek yüzeyinin aşınmış kısmındaki GaAs tampon tabaka da uyarılmış olabilir. Dolayısıyla n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ aktif bölgeli Gunn aygıtlarının fotolüminesans spektrumları GaAs yarıiletkeninin bant aralığına karşılık gelen dalgaboylarında bir omuza sahipler. Tampon tabaka katkısız olduğu için bu omuz elektrolüminesans spektrumlarında gözlemlenmemiştir.

Şekil 4.2'de n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının ve Şekil 4.3'de alt DBR'a sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının fotolüminesans spektrumları verilmektedir.



Şekil 4.2: n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu.



Şekil 4.3: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu.

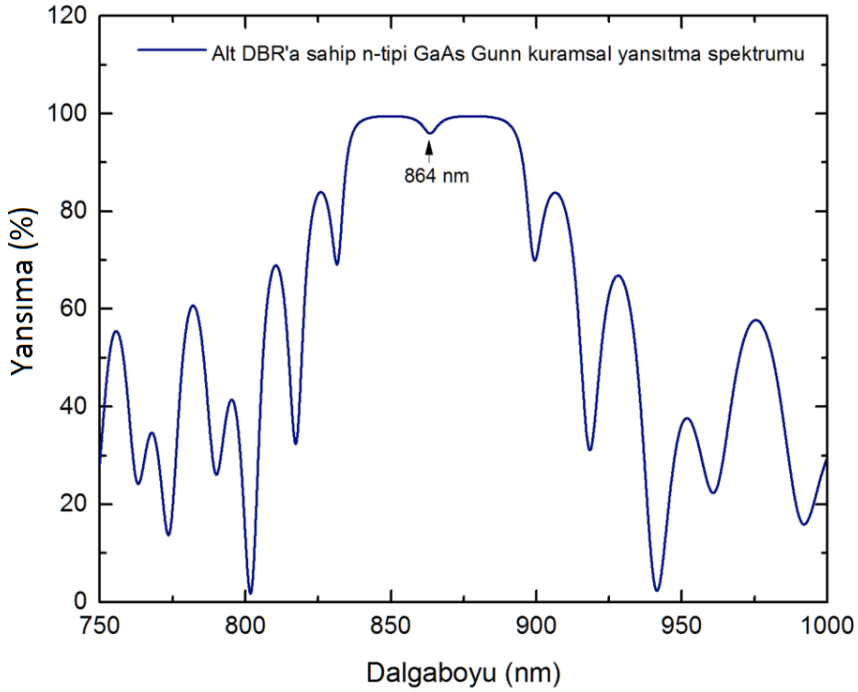
n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının fotolüminesans spektrumu 870 nm'de maksimuma ve 22 nm FWHM'a sahiptir. FWHM'un $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarına göre daha küçük olması malzemelerin büyütme kalitesinin iyi olduğunu göstermektedir. Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının spektrumu ise farklılık göstermektedir; daha sonra yansıtma spektrumunda da görüleceği gibi kavite rezonans kipine karşılık gelen 885 nm de maksimuma ve kavite seçiciliğinden dolayı 10 nm yarı genişliğe sahiptir. Alt DBR aynaları kavite görevindedir. 885 nm'de maksimuma sahip olan pik, 872 nm'de bir omuza sahiptir. n-tipi GaAs Gunn aygıtının fotolümnesans spektrumundaki farklılıklar aygıtın kurmasal ve deneysel yansıtma karakteristiği dikkate alınarak Bölüm 4.2'de daha detaylı olarak ele alınmıştır.

4.2. YANSITMA ÖLÇÜMÜ SONUÇLARI

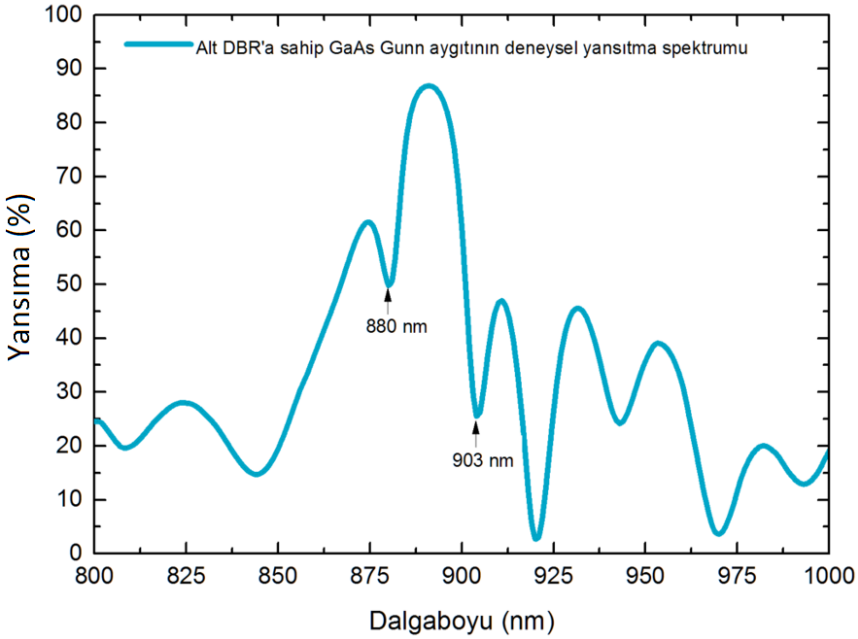
Tez kapsamında incelenen örneklerden alt DBR'a sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının yansıtma ölçümleri oda sıcaklığında alındı. Bölüm 2.4'de kuramsal model çerçevesinde DBR aynalarının hesaplanan yansıma spektrumları farklı parametreler altında verilmiştir. n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının fotolüminesans ölçüm sonuçlarından görüldüğü gibi fotolüminesans spektrumu 820-920 nm aralığında değişim göstermekte olup 22 nm FWHM genişliğine ve 870 nm'de maksimuma sahiptir. Bu aygıttan 870 nm'de Gunn Olayı'na dayalı ışımanın olacağı dikkate alınarak, Transfer Matris yönteminde bu dalgaboyunu içerecek şekilde DBR periyodu ve $Al_xGa_{1-x}As$/AlAs alaşımının x bileşimi seçilmiştir. 870 nm'yi merkez kabul eden en yüksek yansıtıcılığın 820-930 nm aralığında olduğu durum 20 periyot $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$/AlAs DBR aynaları seçilerek elde edilmiştir (Bölüm 2.4, Şekil 2.23). Yapının kalınlık ve büyütme parametreleri Bölüm 3.1'de yer almaktadır.

Transfer Matris yönteminde işlem kolaylığı açısından soğurma süreci dikkate alınmaz yani elektromanyetik dalga DBR çiftlerinde soğurma olmadığı ancak aktif bölgede soğurma olduğuna dayalı bir yöntemdir. Şekil 4.4'de n-tipi GaAs $N_D=4x10^{17}$ cm^{-3} katkı konsantrasyonu için kırılma indisinin değişimi de dikkate alınarak, Transfer Matris yöntemiyle hesaplanmış alt DBR'a sahip GaAs tabanlı Gunn aygıtının yansıtma spektrumu verilmiştir. Bu yapının kavite rezonansı 864 nm'dir. Ancak Şekil 4.5'de

verilmiş olan deneysel yansıtıcılık grafiğinde yansıtma teorik olarak heaplanmış değerin çok daha altındadır ve 890 nm'de maksimum değerini almaktadır. Bunun nedeni kuramsal hesaplamalarda soğurmanın ihmal edilmiş olduğu DBR ayna çiftlerinde $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ tabakasının yansıtma spektrumuna etkili olduğu düşünülmektedir.



Şekil 4.4: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının kuramsal yansıtma spektrumu.

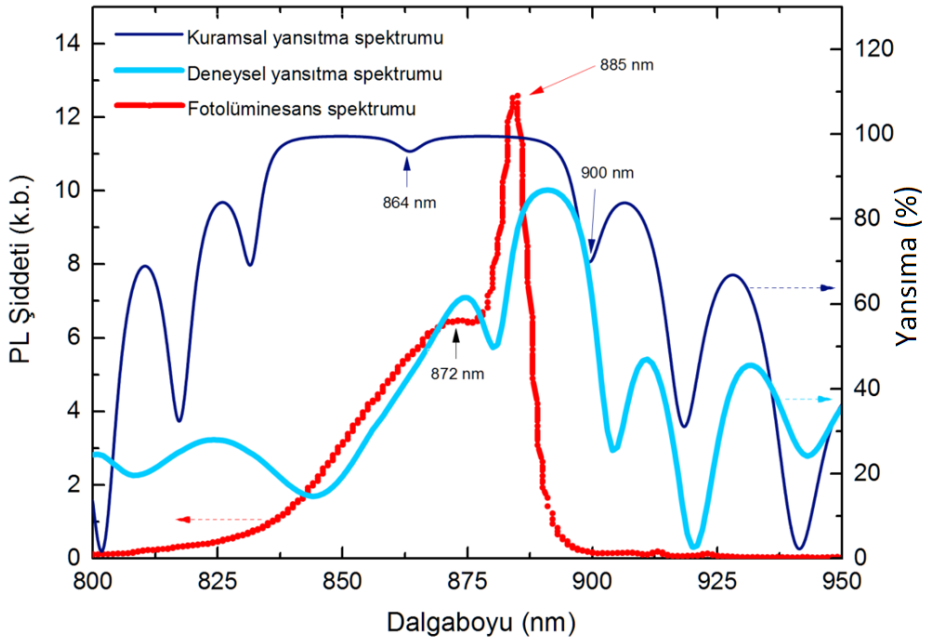


Şekil 4.5: Alt DBR'a sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının deneysel yansıtma spektrumu.

$Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ alaşımının bant aralığı enerjisi 1.5487 eV (800 nm)'tur. Dolayısıyla DBR tabakalarındaki soğurma yapının yansıtıcılığını teorik olarak hesaplanandan farklı hale getirmiştir.

Şekil 4.5'deki deneysel yansıtma spektrumu yüksek yansıtma bandı içinde 880 nm'de en düşük değerini aldıktan sonra 890 nm'de en yüksek değerine ulaşıp sonra hızla düşmektedir ve ikinci en düşük değerini 903 nm'de almaktadır.

Kuramsal ve deneysel yansıtma spektrumları fotolüminesans spektrumu ile karşılaştırıldığında (Şekil 4.6), fotolüminesans spektrumunda düşük dalgaboyunda omuz şeklinde görünen pik (872 nm) deneysel yansıtma spektrumunda 880 nm'de maksimum yansıtıcılığa ulaşan pencere içine düşmekte olup, 885 nm'deki pik noktası ise deneysel yansıtma spektrumunda 890 nm'den sonra hızla düşüş gösterdiği ikinci pencereye denk gelmektedir.



Şekil 4.6: Alt DBR aynalarına sahip GaAs tabanlı Gunn aygıtının fotolüminesans, kuramsal yansıma ve deneysel yansıtma spektrumları.

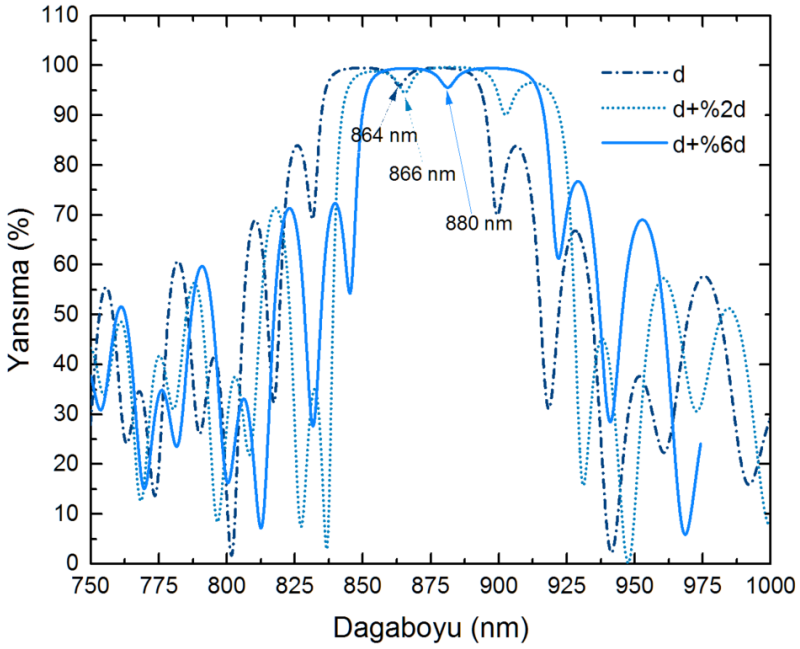
Şekil 4.2'de verilmiş olan DBR'sız n-tipi GaAs Gunn aygıtının fotolüminesans spektrumunda fotolüminesans spektrumunun 820-930 nm arasına yayılan bir spektrum

olduğu dikkate alınırsa, 885 nm'de gözlenen pik yansıtma spektrumunun hızla düştüğü kısımda fotolüminesans spektrumunun kuyruğuna denk gelmektedir.

DBR tasarımında yalnızca yüksek yansıma bandının Gunn Olayı'na dayalı ışımanın 870 nm'de olan dalgaboyunu içermesi ve %99 yansıtıcılığa sahip DBR ayna çiftlerinde gerçekleşecek sapmanın bu yansıtma bandına denk geldiği dikkate alınmadığından istenen yansıtma karakteristiğine ulaşılamamıştır. DBR tabakalarını oluşturan dielektrik tabaka çiftlerinin soğuracağı dalgaboyu yüksek yansıtma bandının dışında olması gerekliliği Transfer Matris yönteminde soğurmanın ihmal edilmesini sağlar. İleriki çalışmalarda DBR tasarımında modifikasyon yapılarak yani $Al_xGa1\text{-}xAs$ tabakasındaki x değeri bu tabakada gerçekleşecek soğurmanın yüksek yansıtıcılığın oluşacağı bölgenin dışında kalacağı şekilde seçilerek 870 nm'deki ışımanın şiddetini arttıracak DBR tasarımı yapılacaktır.

Kuramsal yansıtma spektrumdaki kavite dalgaboyunun deneysel yansıtma spektrumunda 16 nm kaymaya uğramasının nedeni büyütme sırıasında DBR tabakalarının kalınlıklarındaki dalgalanmalar olabilir. DBR kalınlıklarının tasarlanandan %1 daha ince olmasının kavite rezonansını 830 nm'den 824 nm'ye, yani 6 nm kaydırdığı A. Erol tarafından gözlenmiştir [58].

Hesaplamalarda herbir DBR tabakasının kalınlığı %2 ve %6 arttırılarak hesaplanan kuramsal yansıma spektrumları Şekil 4.7'de verilmiştir.



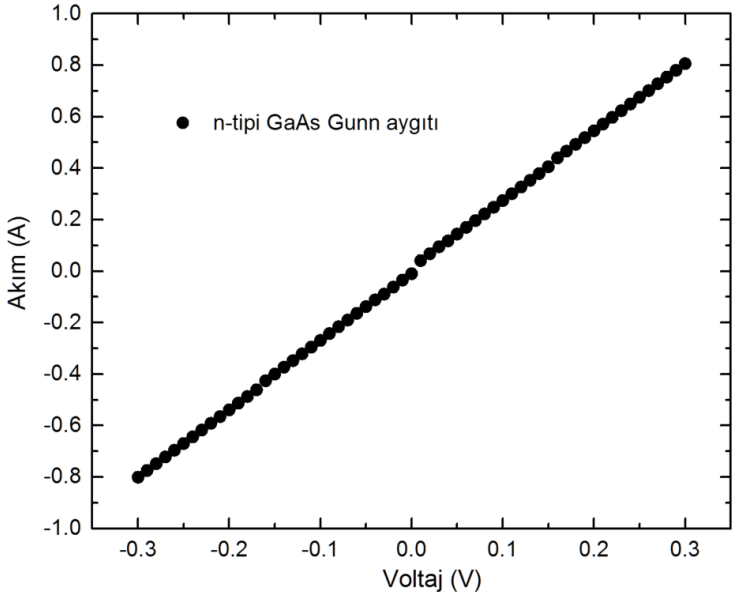
Şekil 4.7: Alt DBR aynalarına sahip Gunn aygıtının d, d+%2d ve d+%6d kalınlığa sahip DBR tabakalarında kuramsal yansıtma spektrumu.

DBR tabaka kalınlıklığının %2 oranında artması 864 nm olan kavite dalgaboyunu 866 nm'ye kaydırmıştır. Yapının deneysel yansıtma spektrumunda 880 nm'de gözlenen dip noktası DBR kalınlıklarının %6 arttırılmasıyla elde edilmektedir.

4.3. HALL OLAYI ÖLÇÜM SONUÇLARI

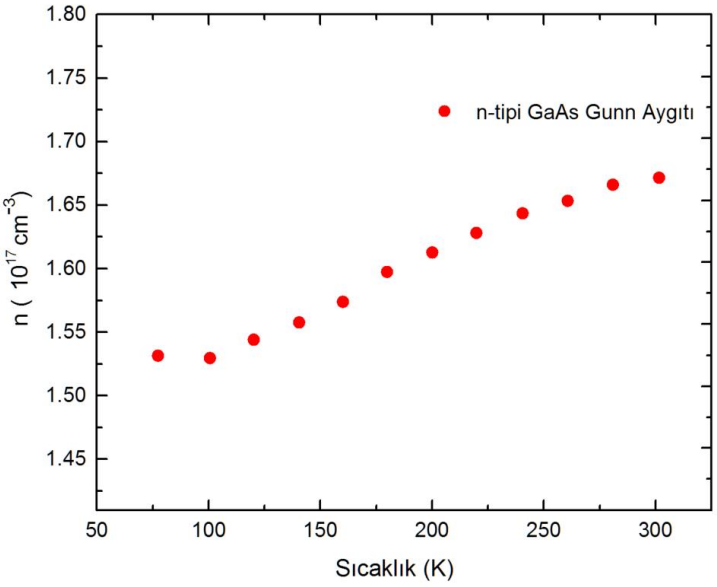
n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının Hall ölçümleri 0.7 T sabit manyetik alan altında, 77 ile 300K sıcaklık aralığında, direncin lineer olduğu düşük akım değerleri (I=100μA) uygulanarak yapıldı. Bulk n-tipi GaAs Gunn aygıtının taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobiliteleri, uygulanan elektrik ve manyetik alandan bağımsız olarak bulundu. Elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite değerleri yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde kullanıldı.

Şekil 4.8'de düşük elektrik alanlar altında n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının akım-voltaj eğrisi verilmiştir. Görüldüğü gibi örnekte düşük elektrik alanlarda herhangi bir sorun yoktur ve ohmik değişime sahiptir.



Şekil 4.8: n-tipi GaAs Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki akım-voltaj eğrisi.

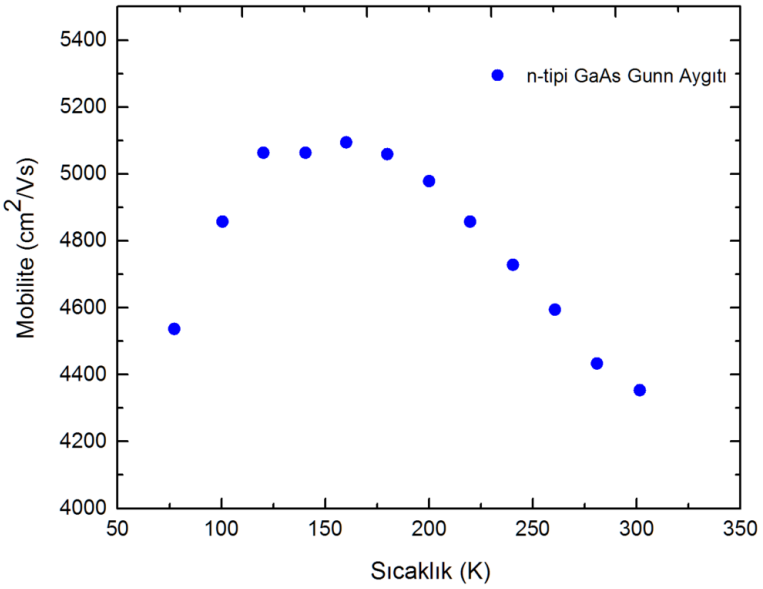
Şekil 4.9'da n-tipi GaAs Gunn aygıtının sıcaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonu değişimi verilmektedir.



Şekil 4.9: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sacaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonu.

n-tipi GaAs Gunn aygıtının elektron konsantrasyonu örgü sıcaklığının artması ile artma eğilimdedir. Sıcaklığın artmasıyla ortamdaki termal enerji artar ve iyonize olan katkı atomlarının sayısı artarak iletkenlik bantındaki elektronların sayısı çoğalır. Aktif bölgenin

Si donor atomları ile n-tipi katkılama yapıldığı düşünüldüğünde; 6.67 meV termal enerjiye denk gelen 77 K sıcaklığında bile aktivasyon enerjisi GaAs içinde 4.9 meV olan Si atomlarının neredeyse hepsi iyonize olmuşlardır [14]. n-tipi GaAs için yapılan yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde sürüklenme hızı bulunurken, Hall olayı ile deneysel olarak bulunan taşıyıcı konsantrasyonu değerleri kullanılmıştır.



Şekil 4.10: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sacaklığa bağlı mobilite değişimi.

Şekil 4.10'da 77 K'den 120 K'e kadar mobilitenin arttığı gözlemlendi. 120 K'den küçük sıcaklık değerlerinde iyonize katkı atomu saçılması etkindir. Sıcaklık artıkça elektronların ortalama enerjileri arttığı için, elektronlar donör atomları ile etkişimlerini azaltır ve bu durum mobilitenin artışına sebep olur [8]. 120 K'in üzerindeki sıcaklık bölgesinde, polar LO fonon saçılma mekanizması etkinliğini gösterir ve elektronun mobilitesi sıcaklık ile azalır [37].

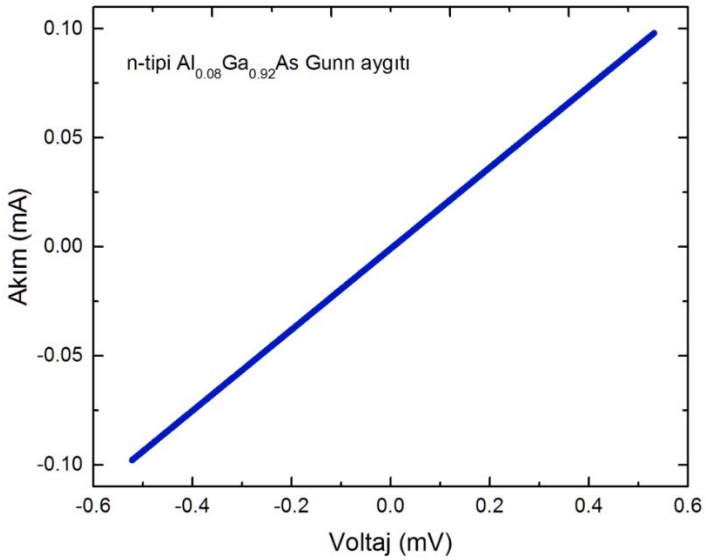
4.4. YÜKSEK HIZLI AKIM VOLTAJ ÖLÇÜM SONUÇLARI

Çalışma kapsamında incelenen Gunn aygıtlarının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini, NDR için eşik elektrik alan değerlerini ve NDR bölgesinde satürasyon hızı değerlerini belirlemek için yüksek hızlı akım voltaj ölçümleri 77 K ve 300 K sıcaklıklarında gerçekleştirildi. Aynı zamanda NDR bölgesindeki elektrik alanlar örneklere uygulandığında oluşan ve katoddan anoda doğru hareket eden Gunn

domainlerinin davranışları incelendi. Oluşan domainlerin hareketi örneklerin akım-voltaj karekteristikleri ile karşılaştırıldı.

Kurulan deney düzeneği ve teknik bilgiler Bölüm 3.6'da verilmektedir. Yüksek hızlı akım voltaj ölçümlerini gerçekleştirmek için örnek üzerinden iki kontak almak yeterlidir. Örneklerin kontak yapısı ve geometrileri Bölüm 3.1'de yer almaktadır. Kontaklar bütün tabakaya nüfuz ettiğinden, ölçümler paralel transporta dayalıdır.

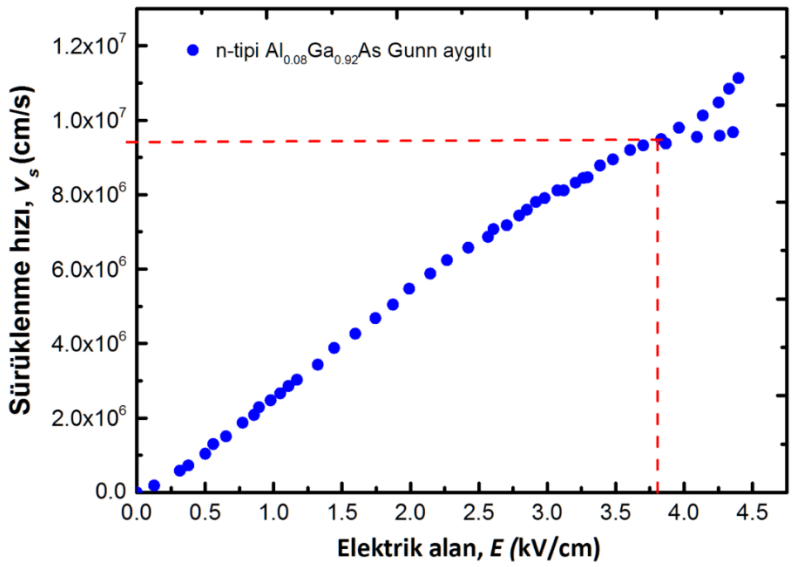
Oda sıcaklığında, yüksek elektrik alanlarda örneklerde oluşacak Joule ısınmasını ve deformasyonu önlemek için en uygun iş döngüsü (duty cycle) değerleri belirlendi. Bu amaç doğrultusunda farklı frekans (f) ve puls genişliği (PW) değerlerinde, sinyal kalitesi ve deney düzeneğinde bulunan bileşenlerin bu sinyallere tepkileri gözlendi. En uygun iş döngüsü değerinin %0.0013 (f=220 Hz, PW=50 ns) olduğu saptandı. Örnekler üzerinde yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri alınmadan önce, farklı polaritelerde düşük voltajlarda *DC* akım-voltaj ölçümleri alınarak örneklerin kontak kalitesi kontrol edildi. Şekil 4.11'de n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının *DC* akım-voltaj karakteristiği verilmektedir. Görüldüğü gibi örnekte düşük elektrik alanlarda herhangi bir sorun yoktur ve ohmik değişime sahiptir.



Şekil 4.11: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı düşük elektrik alanlarda Gunn aygıtının *DC* akım-voltaj karakteristiği.

Şekil 4.12'de dalga kılavuzuna sahip olmayan, aktif bölgesini n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ alaşımının oluşturduğu 300 µm bar uzunluğuna sahip Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki sürüklenme hızı-elektrik alan karakterstiği verilmektedir. Kırmızı kesikli çizgiler NDR bölgesi için eşik elektrik alan değerini ve bu alana karşılık satürasyon hızını göstermektedir.

Düşük elektrik alanlarda $v_s - E$ eğrisi ohmik davranış sergiler. NDR bölgesinde uygulanan elektrik alan arttıkça sürüklenme hızı, yani akım azalmıştır. Artık bu bölgede direnç dinamik ve negatiftir. Maksimum hıza ulaşılan elektrik alan değeri eşik değerdir, bu değer geçildiği anda NDR davranışı gözlemlendi.



Şekil 4.12: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının oda sıcaklığındaki sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği.

Eşik elektik alan değeri $E_{eşik} = 3.8\, kV/cm$ ve saturasyon hızı değeri $v_s = 9.48x10^6\, cm/s$'dir. Bu değerler literatürde daha önce $Al_xGa_{1-x}As$ için yapılmış çalışmalarla uyum içindedir [14, 15, 16]. Tablo 4.1'de literatürde yer alan $Al_xGa_{1-x}As$ tabanlı Gunn aygıtı için farklı Al oranlarında eşik elektrik alan ve saturasyon hızı değerleri verilmektedir.

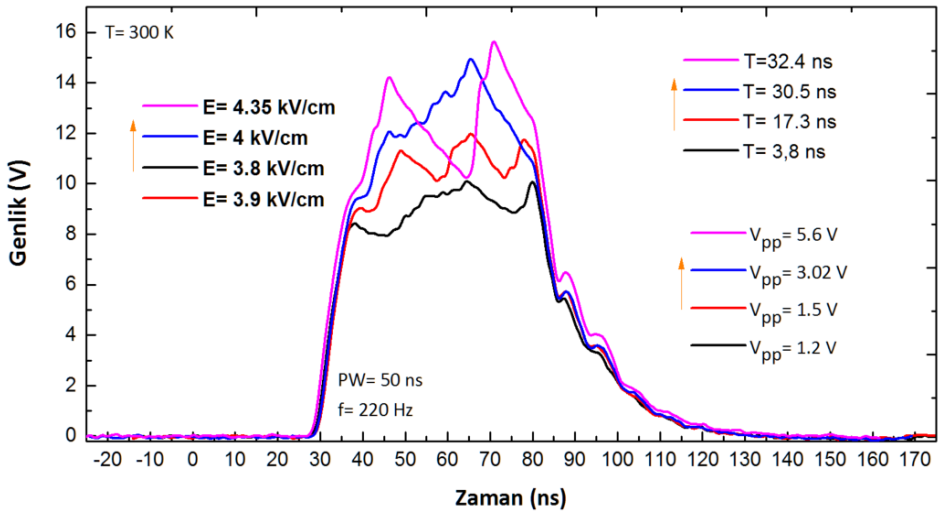
Tablo 4.1: $Al_xGa_{1-x}As$ için Al alaşımına göre oda sıcaklığında $E_{eşik}$ ve v_s değerleri [14, 15, 58].

$Al_xGa_{1-x}As$	x=0	**x=0.08**	x=0.105	x=0.16
$E_{eşik}(kV/cm)$	3.54	**3.8**	4.45	4.8
$v_s x 10^7\ (cm/s)$	1.5	**0.948**	1.091	0.942
n (cm^{-3})	1 x 10^{17}	**4 x 10^{17}**	1 x 10^{17}	1 x 10^{17}

Ayrıca n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğinde, NDR rejiminin başladığı eşik elektrik alanından sonra meydana gelen çatallanma Gunn osilasyonlarının varlığını gösterir. Çatallanmanın akım artışını gösteren üst kısmı osilasyonların tepe noktalarından, akımda satürasyonu gösteren alt kısım ise pulsın genliği referans alınarak okundu.

$Al_xGa_{1-x}As$ alaşımının $E_{eşik}$ değeri x arttıkça artmaktadır. Yarıiletkenin Γ ve L vadileri arasındaki fark x=0 (GaAs) için 0.29 eV iken x=0.08 ($Al_{0.08}Ga_{0.92}As$) 0.23 eV'tur [8, 45]. Ayrıca etkin kütle x ile artacağından durum yoğunluğu artar ve Γ vadisinin elektronlarla işgal edilmiş kısmı GaAs'e göre aynı miktarda taşıyıcı konsantrasyonu için daha alçak enerjide olacaktır. Bu nedenle sıcak elektronları yaratmak için daha yüksek elektrik alan uygulamak gerekir. Ayrıca $Al_xGa_{1-x}As$ mobilitesi GaAs'den daha küçüktür ve bu nedenle elektronlar daha yüksek alanlarda ısıtılır [14, 20].

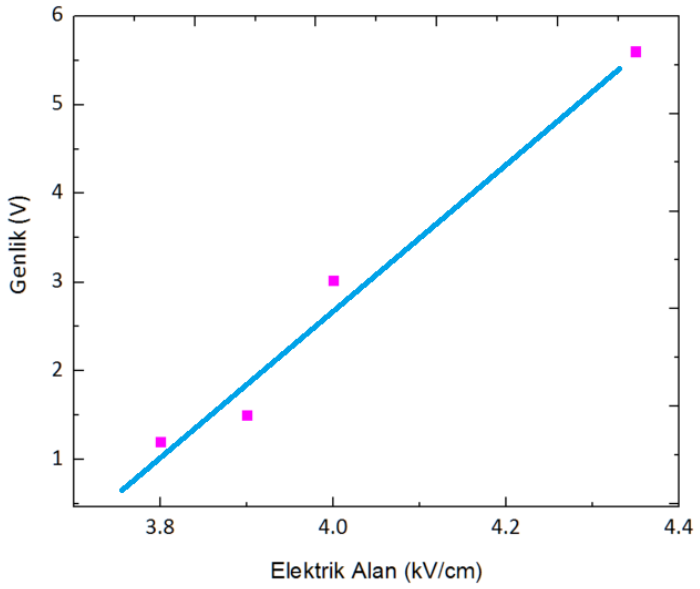
Elektrik alanın değişimi ile osilasyonların davranışını incelemek için; osilasyonların başladığı anda, yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile eş zamanlı olarak osiloskopta gözlenen sinyaller dijite edildi (Şekil 4.13).



Şekil 4.13: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında yüksek alan rejiminde oluşan Gunn osilasyonları.

Elektrik alanın eşik değeri $E_{eşik} = 3.8\, kV/cm$'de bir domain oluşur oluşmaz domain içinde yükler yığılmaya başlarken domain dışı da yüklerden arınmaya başlar. Bu durum puls üzerinde yüklerin, yani akımın osilasyonu şeklinde domain alanı yaratarak kendini gösterir. Osilasyon genliğinin minimum olduğu kısım arınma bölgesini temsil eder ve bu noktalarda domain alanı bozulur. Osilasyon genliğinin maksimum olduğu yer domain alanının yığılma bölgesini temsil eder ve domain alanı burada tamamen olgunlaşmıştır. Domain alanının oluşması ve bozulması birbirini takip eden bir süreçtir ve elektrik alan uygulandığı sürece kendini tekrarlayarak akımda bir osilasyon olarak meydana getirir [2].

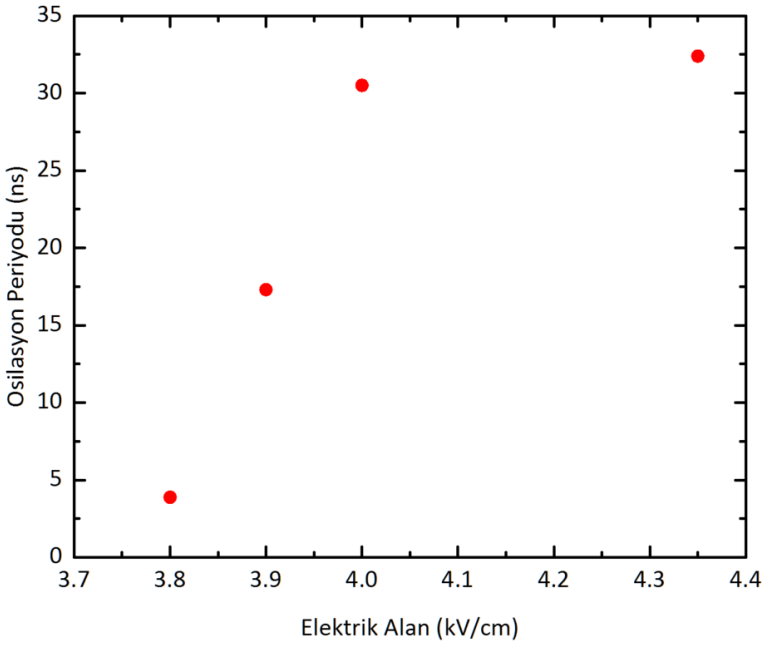
NDR görülmeye başladığı anda meydana gelen çatallanmanın üst kısmı elektrik alan arrttıkça osilasyonların genliğindeki artışı gösterir. Bu artış Şekil 4.13'de daha açık görülmektedir. Bu bölgedeki elektrik alan değerleri n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtına uygulandığında oluşan ve katoddan anoda doğru hareket eden Gunn domaininde impakt iyonizasyon sonucu dengede olmayan elektron-boşluk çiftleri yaratılmıştır. Elektrik alan ile impakt iyonizasyon sonucu yaratılan fazlalık taşıyıcıların sayısının artması osilasyonların genliğinde artışa sebep olur. Şekil 4.14'de elektrik alana bağlı olarak osilasyonların genliğindeki artış verilmektedir.



Şekil 4.14: Gunn osilasyonlarının genliğinin elektrik alan ile değişimi.

Şekil 4.14'deki 3.8 kV/cm ile 4.35 kV/cm elektrik alan değerleri arasında osilasyonların genliğindeki lineer artış, Bölüm 2.3'de verilen impakt iyonizasyon katsayısının elektrik alan ile eksponansiyel olarak artışıyla karşılaştırılmıştır. İmpakt iyonizasyon katsayısı 3.8 kV/cm ve 4.35 kV/cm arasındaki elektrik alan değerlerinde eksponansiyel değişimi vermemektedir. İmpakt iyonizasyon katsayısındaki bu eksponansiyel artışı görmek için, çalışma kapsamında daha büyük elektrik alanlara çıkılmıştır fakat Joule ısınması ve örneklerde meydana gelen deformasyondan dolayı ölçüm alınamamıştır.

Gunn domainlerinin oluşturduğu osilasyonlar ile n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının akım kolunda GHz mertebesinde frekansa sahip bir osilatör görevi gördüğü açıktır. Osilasyonların periyodunun elektrik alana bağlı değişimi elde edilip Şekil 4.15'de verilmiştir.



Şekil 4.15: Gunn osilasyonlarının periyodunun elektrik alan ile değişimi.

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının Şekil 4.12'de sürüklenme hızı-elektrik alan grafiğinden eşik elektrik alan değeri ve bu alandaki saturasyon hızı değerinden aşağıdaki denklem kullanılarak domainlerin geçiş zamanı bulunabilir,

$$v_s = \frac{l}{t_{tr}} \tag{4.1}$$

Burada l örneğin bar uzunluğu ve t_{tr} ise domainin katotdan anoda ilerleme zamanıdır. Tablo 4.2'de hesaplanan domain geçiş zamanı ve osiloskopta okunan osilasyonun periyodu verilmektedir. Eşik elektrik alan değerinde osilasyonların periyodu domain geçiş zamanına eşittir [2]. Tablo 4.2'deki deneysel değerler bunu doğrular niteliktedir.

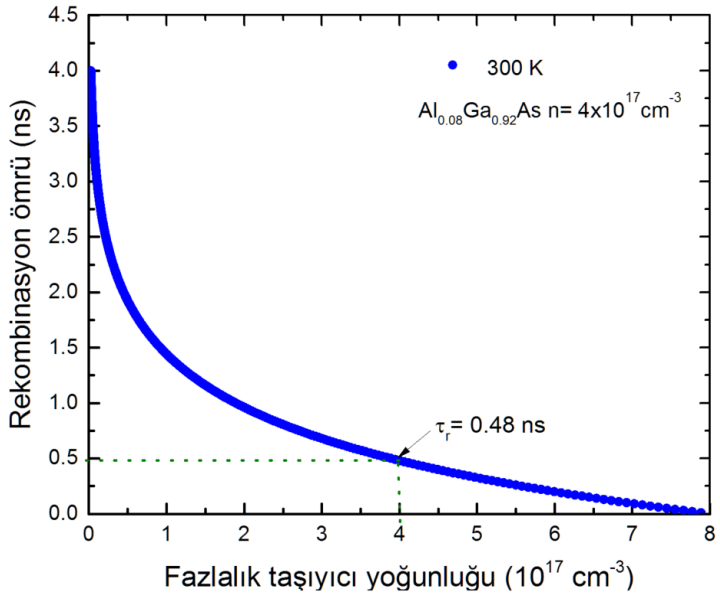
Tablo 4.2: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ domain geçiş zamanı ve domain periyodunun karşılaştırılması.

$E_{eşik}$ (kV/cm)	l (μm)	v_s (cm/s)	t_{tr} (ns)	T (ns)
3.8	300	0.947×10^7	3.16	3.8

Fazlalık taşıyıcıların varlığında oluşan domain aygıt içinde 3.16 ns sürede katottan anoda ilerlemektedir. Domain periyodunun da 3.8 ns olduğu düşünüldüğünde, oluşan fazlalık

taşıyıcıların bantdan banda ışımalı rekombinasyonu için ışımalı rekombinasyon ömrünün, yani fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma süreleri bu değerlerden küçük olması gerekmektedir [60]. Aksi halde ışıma gözlemlenmez.

Bölüm 2.1.3'de yer verilen Gunn Olayı'na dayalı ışıma mekanizmaları gözönüne alınarak ve Tablo 2.1'deki değerler ile Denklem (2.51) ve (2.52) kullanılarak 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında fazlalık taşıyıcı yoğunluğu ile rekombinasyon ömrünün değişimi Matlab programında hesaplanmıştır (Şekil 4.16). n=4x10^{17} cm^{-3} taşıyıcı konsantrasyonu için 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında ışımalı rekombinasyon ömrü 0.48 ns'dir. Bu aygıtta impakt iyonizasyon ile domain içinde biriken fazlalık taşıyıcıların ışımalı olarak rekombine olması beklenmektedir.



Şekil 4.16: 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında fazlalık taşıyıcı yoğunluğu ile rekombinasyon ömrünün değişimi.

Işımalı rekombinasyon ömrünün hesaplanması rekombinasyon ömrünün hesaplanmasına olanak sağlar (Bölüm 2.1.3). Denklem (2.45) ve (2.45(2.55) kullanılarak bir domain geçişinde yaratılan fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranları ve aygıta uygulanan puls üzerinde oluşan domain sayısı dikkate alınarak fazlalık taşıyıcı yoğunluğu hesaplanmıştır (Tablo 4.3).

Tablo 4.3: 300 μm'lik n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtında yaratılan fazlalık taşıyıcıların rekombinasyon ömrü, hayatta kalma oranı ve yaratılan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonları.

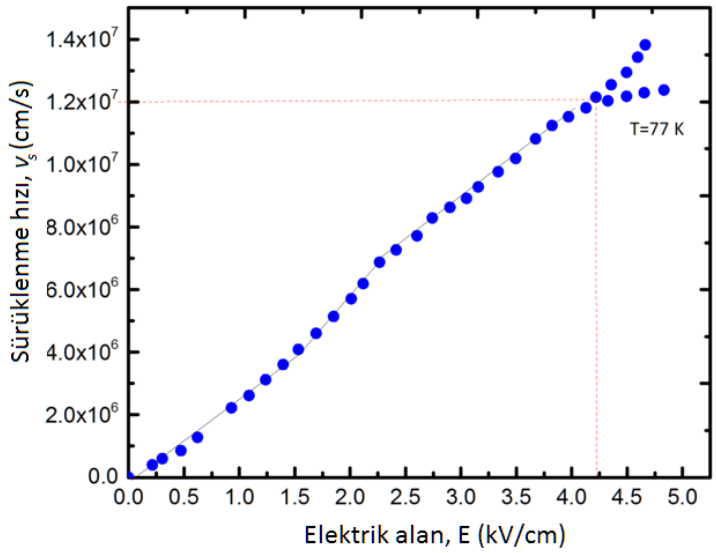
Puls genişliği, t_{pw} (ns)	50
Aygıt uzunluğu, l (µm)	300
Domain frekansı, f (GHz)	0.263
Eşik elektrik alan değerindeki impakt iyonizasyon katsayısı, a_e (cm^{-1})	9×10^4
Işımalı rekombinasyon ömrü, τ_r (ns)	0.48
Rekombinasyon ömrü, τ (ns)	6.93
Hayatta kalma oranı, R	0.63
Fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu, n_{ex} (cm^{-3})	9×10^{17}

Eşik elektrik alan değerinde tek bir domain içinde yaratılan fazlalık taşıyıcıların hayatta kalma oranı %63'tür. Bu durumda örneğe uygulanan puls üzerinde oluşan domainlerin sayısı ve eşik elektrik alan değerindeki impakt iyonizasyon katsayısı dikkate alınarak hesaplanan yaratılan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu 9×10^{17} cm^{-3}'tür. Eşik elektrik alan değerinde impakt iyonizasyon ile yaratılan fazlalık taşıyıcıların sayısı nüfus terslenmesini sağlayacak kadar fazladır.

Ayrıca n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sıcaklığa bağlı sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği ve domain davranışları incelendi. Fakat düşük sıcaklıklarda Şekil 3.28'de verilen devredeki örnek direncindeki değişimler ve yük direnci ile şönt direncinde 50 Ω değerinden sapmalar meydana geldi. Bu durum deney düzeneğinde, özellikle örnek tutucu kısmında empedans uyumunu bozduğundan, kare dalga şeklinde oluşan bozulmalar örneğe kararlı bir voltaj uygulanmasını engelledi. Puls üzerinde meydana gelen voltaj atmaları örneklere zarar vermiştir. Nihayetinde 77 K'de yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü alınabilmiştir. 77 K ile 300 K aralığındaki sıcaklık değerlerinde sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri incelenmedi. Şekil 4.17'de n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının 77 K'de sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği verilmektedir .

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği, elektronların 77 K'de 2.15 kV/cm, 300 K'de 2.15 kV/cm'de ısınmaya başlamasından dolayı ohmik davranışdan sapmaya uğradı. Bu durum AlGaAs için daha önce literatürde yapılan çalışmalarda da gözlemlenmiştir [14, 16].

NDR görülmeye başladığı anda meydana gelen çatallanma 77 K'de de uygulanan elektrik alanın impakt iyonizasyon ile fazlalık taşıyıcıları oluşturduğunu ve Gunn domainlerinin olgunlaştığını göstermektedir.



Şekil 4.17: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının 77 K'de sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği.

77 K'de eşik elektik alan değeri $E_{eşik} = 4.21\, kV/cm$ ve satürasyon hızı değeri $v_s = 1.2x10^7\, cm/s$'dir. Bu değerler literatürde daha önce $Al_xGa_{1-x}As$ için yapılmış çalışmalarla uyumludur [14, 15, 16].

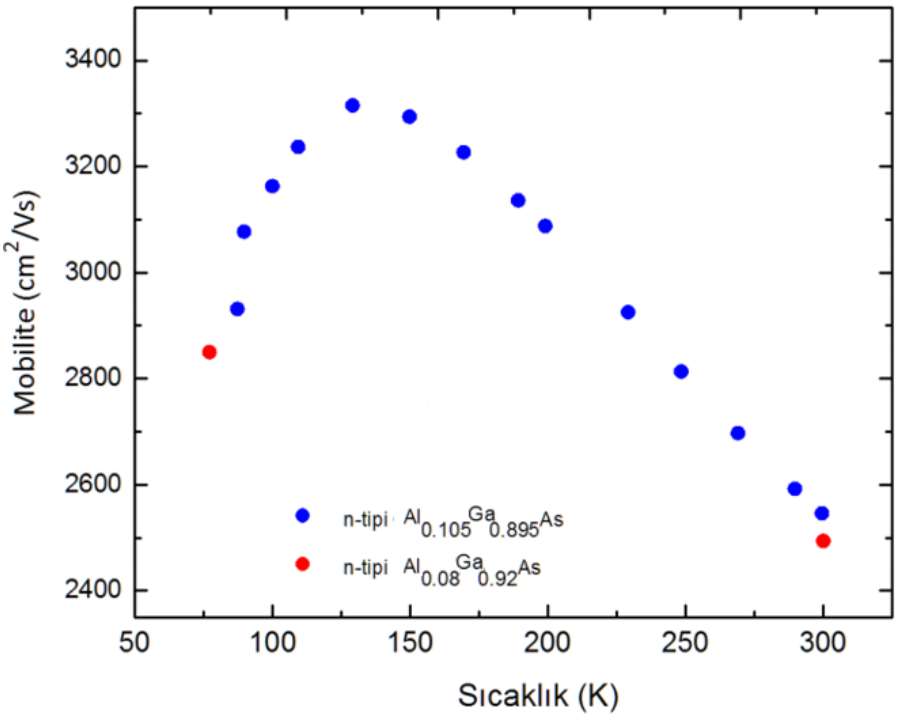
Tablo 4.4'de 77 K ve 300 K'de eşik elektrik alan ve sürüklenme hızı değerleri verilmektedir. Aynı zamanda eşik elektrik alan değerindeki mobiliteler Denklem (4.2) kullanılarak hesaplandı.

$$\mu_{eşik} = \frac{v_s}{E_{eşik}} \tag{4.2}$$

Tablo 4.4: Dalgakılavuzsuz $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı için 77 K ve 300 K'de $E_{eşik}$, v_s ve mobilite değerleri.

Sıcaklık (K)	$E_{eşik}$ (kV/cm)	v_s (cm/s)	Mobilite (cm^2/Vs)
77	4.21	$1.2x10^7$	2850
300	3.8	$0.948x10^7$	2494

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının fabrikasyonu sadece basit bar şeklinde yapılmış olduğu ve elimizde fabrikasyonu yapılabilecek yonga parçası olmadığından Hall ölçümleri yapılamadı. Ancak literatürdeki benzer Gunn aygıtları ile yapılan çalışmalarda $Al_xGa_{1-x}As$'de x oranı arttıkça mobilitenin azaldığı belirlenmiştir [14, 60]. Şekil 4.18'da n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtında yüksek hızlı akım voltaj deneyleri ile elde edilen 77 K ve 300 K'deki mobilite değerleri, M. Hoştut ve N. Balkan tarafından n-tipi $Al_{0.105}Ga_{0.895}As$ için bulunan sıcaklığa bağlı deneysel mobilite değerleri ile karşılaştırıldı.

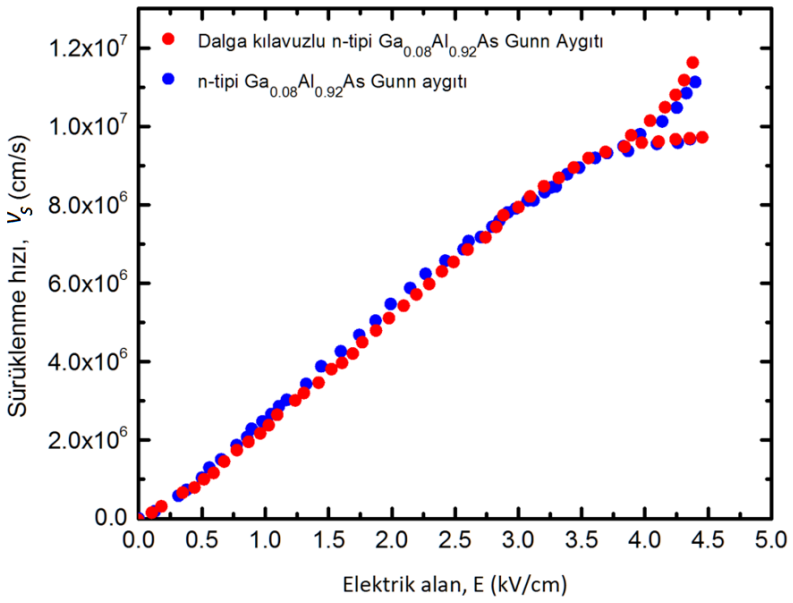


Şekil 4.18: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı ve n-tipi $Al_{0.105}Ga_{0.895}As$'in sıcaklığa bağlı mobilite değişimleri [14, 15].

M. Hoştut tarafından n-tipi $Al_{0.105}Ga_{0.895}As$'de gerçekleştirilen sıcaklığa Hall etkisi deneylerinin sonuçları ile n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtında yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile 77 K ve 300 K'de elde edilen mobilite değerleri birbirleri ile uyum içinde olduğu görülmektedir. Elde edilen sonuçlar, özellikle 77 K'de sıcaklığa bağlı mobilite değişimini tamamlayıcı niteliktedir. Sayısal değerlerdeki küçük farklılık malzemelerdeki çok az farklı olan Al oranından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Yapılarda, 77 K'den 120 K'e kadar mobilitenin arttığı gözlemlenmiştir. 120 K'den küçük sıcaklık değerlerinde iyonize katkı atomu saçılması etkindir. Sıcaklık artıkça elektronların ortalama enerjileri arttığı için, elektronlar donör atomları ile etkişimlerini azaltır ve bu durum mobilitenin artışına sebep olur [8]. 120 K'in üzerindeki sıcaklık bölgesinde, polar LO fonon saçılma mekanizması etkinliğini gösterir ve elektronun mobilitesi sıcaklık ile azalır [37].

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ile dalgakılavuzlu Ayrıca n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının aktif bölgeleri aynı olduğu için yapıların sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri ve domain davranışları aynıdır. Şekil 4.19'da 300 K'de bu iki yapının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri birlikte verilmektedir.

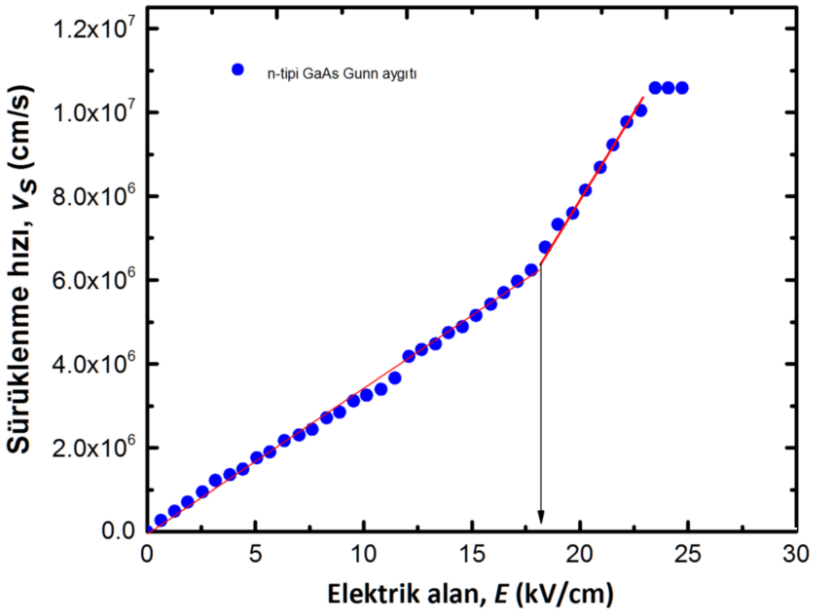


Şekil 4.19: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı (mavi) ile dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının (kırmızı) sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri.

Aktif bölgesi n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ olan Gunn aygıtlarında gerçekleştirilen yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri, uyarım kaynağı olarak elektrik alanın kullanıldığı elektrolüminesans ölçümleri için bilgiverici niteliktedir. Elde edilen sonuçlar ve bu sonuçların literatür ile karşılaştırılması Gunn aygıtlarının eşik elektrik alan değerlerini, sürüklenme hızlarını, Gunn domainlarinin davranışlarını belirlemektedir. Elektrolüminesans deneylerinde aynı zamanda yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri de yapılacağından sonuçlar elektrolüminesans deneyi için oldukça yol göstericidir.

Çalışma kapsamında incelenecek diğer Gunn aygıtlarının aktif bölgeleri n-tipi GaAs olup tabaka kalınlıklığı ve taşıyıcı konsantrasyonu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ile aynıdır. Aygıtların yapıları Bölüm 3.1'de verilmektedir. Aynı zamanda Bölüm 2.2'de fonon ve iyonize katkı atomu saçılma mekanizmaları gözönüne alınarak yapılan hesaplamalarda bulk n-tipi GaAs için eşik elektrik alan değerinin 3.5 kV/cm olduğu belirlenmiştir. Literatürde daha önce GaAs için yapılmış yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri mevcuttur. Bu çalışmalarda GaAs'in eşik elektrik alan değeri 3.5 kV/cm olduğunu doğrulamaktadır [7, 13, 14, 17, 25].

Bu öngörüler altında bar uzunlukları 20, 50, 100, 200 ve 300 μm olan n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri yapıldı, ancak 3.5 kV/cm'lik elektrik alan değerinde NDR davranışı ve Gunn domainlerinin oluşumu gözlemlenemedi. Farklı bar boyutlarına sahip örneklerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri aynı davranışı sergiledi. Şekil 4.20'de 50 μm bar uzunluğuna sahip örneğin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği verilmektedir.



Şekil 4.20: n-tipi GaAs Gunn aygıtının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği.

Şekil 4.20'de görüldüğü gibi 3.5 kV/cm'de NDR davranışı gözlenmemiş ve domain oluşmamıştır. 18 kV/cm'lik elektrik alanda ohmik davranışdan sapma gözlenmiştir. Bu değerden sonra n tipi- GaAs Gunn aygıtının iletkenliğinin arttığı görülmektedir. Öncelikle akla impakt iyonizasyon ile sağlanan fazlalık taşıyıcıların artması iletkenliği arttırmış olacağı düşüncesi gelse de, Bölüm 2.3'de GaAs için Şanslı Sürüklenme modeli gözönüne alınarak yapılmış hesaplamalara ve Stillman'ın gerçekleştirdiği deneylere göre impakt iyonizasyon 2 kV/cm elektrik alan değerinde başlamaktadır [32]. Dolayısıyla 18 kV/cm'lik elektrik alanda ohmik davranışdan sapma impakt iyonizasyondan kaynaklı değildir.

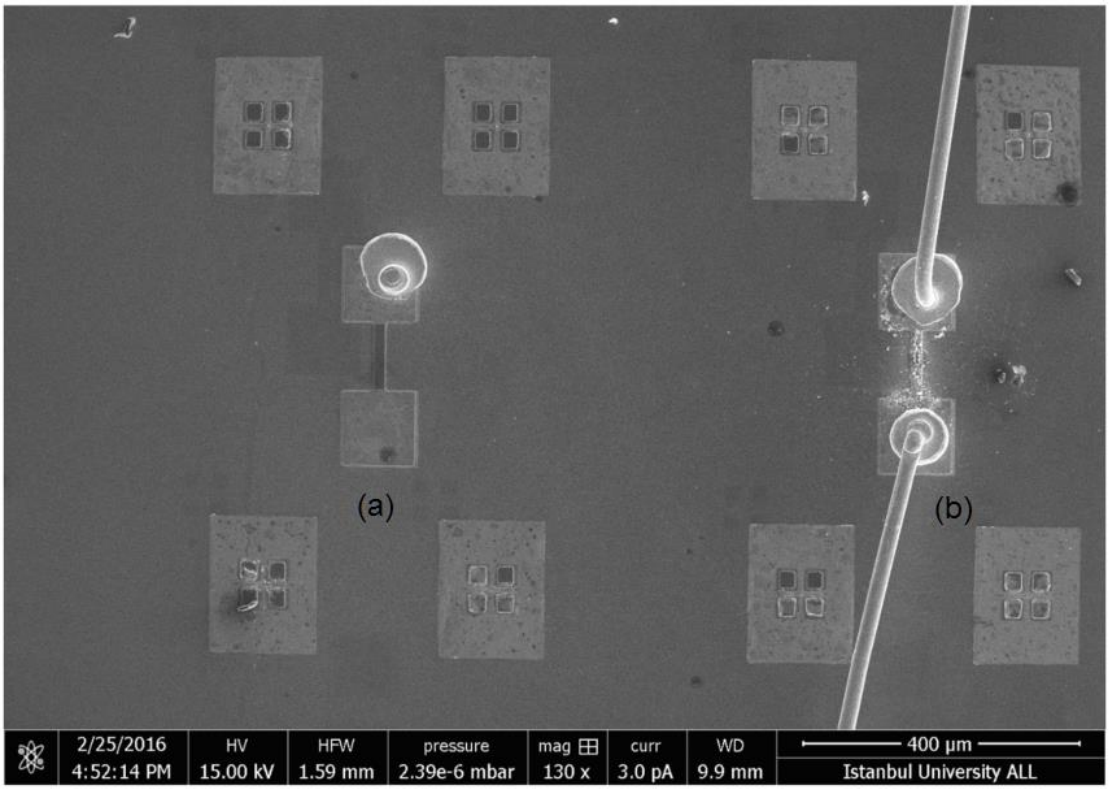
18 kV/cm değerindeki elektrik alan n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı için için breakdown (kırılma) elektrik alanı olduğu söylenebilir ve çığ (avalanche) sürecinden kaynaklanmaktadır. Literatürde n-tipi GaAs için bu değer 15-17 kV/cm elektrik alan değerleri arasında olduğu belirtilmektedir [6, 10, 52, 59, 60].

Kırılma elektrik alan değerine kadar yapıya uygulanan elektrik alan değerlerinde, anot kontağı lokal olarak aşırı bir şekilde ısınır. Bu durum katot kontağında görülmez. Çünkü domainler katotta oluşur ve impakt iyonizasyon ile domain alanı artarak anoda doğru

hareket eder. Bu yüzden domain yüksek iç alanı anod bileşeninin aşırı ısınmasına neden olur. Isınma sonucu kırılma elektrik alan değerlerine kadar anot kısmındaki metalizasyonda erime meydana gelir [9, 10, 49, 61, 62]. Eriyen metal alaşımı bar kısmına difüze olur ve bar kısmına fazlalık taşıyıcı sağlayarak iletkenliği arttırır. Bu durum Şekil 4.20'de 18 kV/cm kırılma elektrik alan değerinden sonra kendini gösterir. Ayrıca örneklerdeki bu aşırı ısınma GaAs yarıiletkeninin yapısını da bozmaktadır.

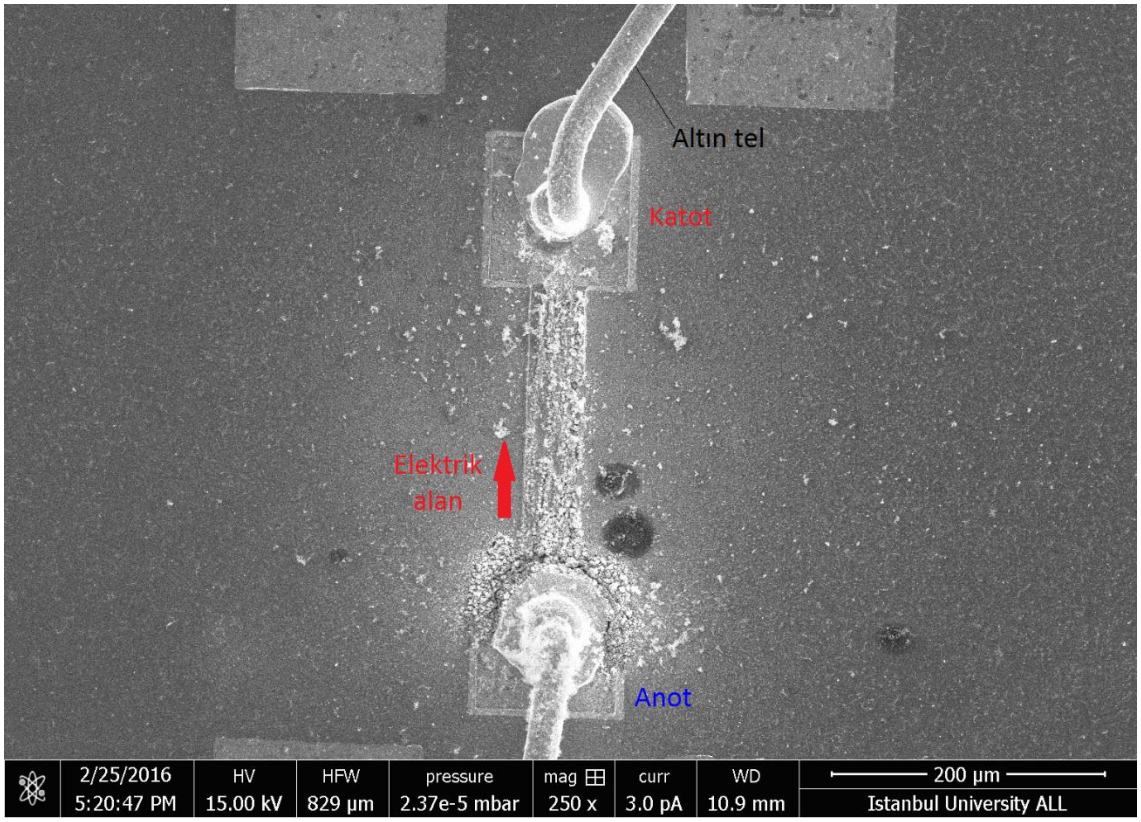
$Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ ile karşılaştırıldığında GaAs yarıiletkeninin merkez vadisinde (Γ) etkin kütlesi daha küçük, iletkenlik bandı daha dar, bu vadide elektron mobilitesi daha büyük ve durum yoğunluğu daha küçüktür. Bu nedenle her iki aygıt da aynı katkı yoğunluğunda katkılansa bile GaAs'de Γ vadisinin daha üst bölgeleri işgal edilecektir. Çünkü durum yoğunluğu daha küçüktür. Bu nedenle malzeme daha metaliktir ve bu nedenle impakt iyonizasyon daha küçük elektrik alanlarda başlar. Şekil 4.20'de görüldüğü gibi ohmik rejimdeki akım-voltaj eğminin nedeni kontak metalinin göçü ya da GaAs bağının kopmasıyla metalik Ga'un da sürece katılması ve yapının bu nedenle bir metal gibi davranması olarak yorumlanabilir. Metallerde serbest elektron gazı oldukça dejeneredir ve bir elektronun ortalama enerjisi Fermi seviyesi mertebesindedir. Bu nedenle metallerde elektronun ortalama enerjisini değiştirmek için çok yüksek alanlara gereksinim duyulur ve bu yüksek alanlarda metal erir. Bu nedenle Şekil 4.20 bir metalin karakteristiğini yansıtmaktadır. 22 kV/cm'den büyük elektrik alanlarda satürasyon gözlemlenmiştir ve Joule ısınması ile ilgilidir.

Hem n-tipi GaAs hem de alt DBR'a sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtlarında karşılaşılan bu problem sonrasında örneğin durumu ve metallerin dağılımını incelemek için örneklerin SEM görüntüleri alındı ve EDS analizleri yapıldı. Şekil 4.21'de 100 μm bar uzunluğuna sahip bir örnekte yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü öncesi ve sonrası SEM görüntüleri verilmektedir.



Şekil 4.21: n-tipi GaAs Gunn aygıtında üzerinde yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü a) yapılmamış ve b) yapılmış olan iki örneğin SEM görüntüsü.

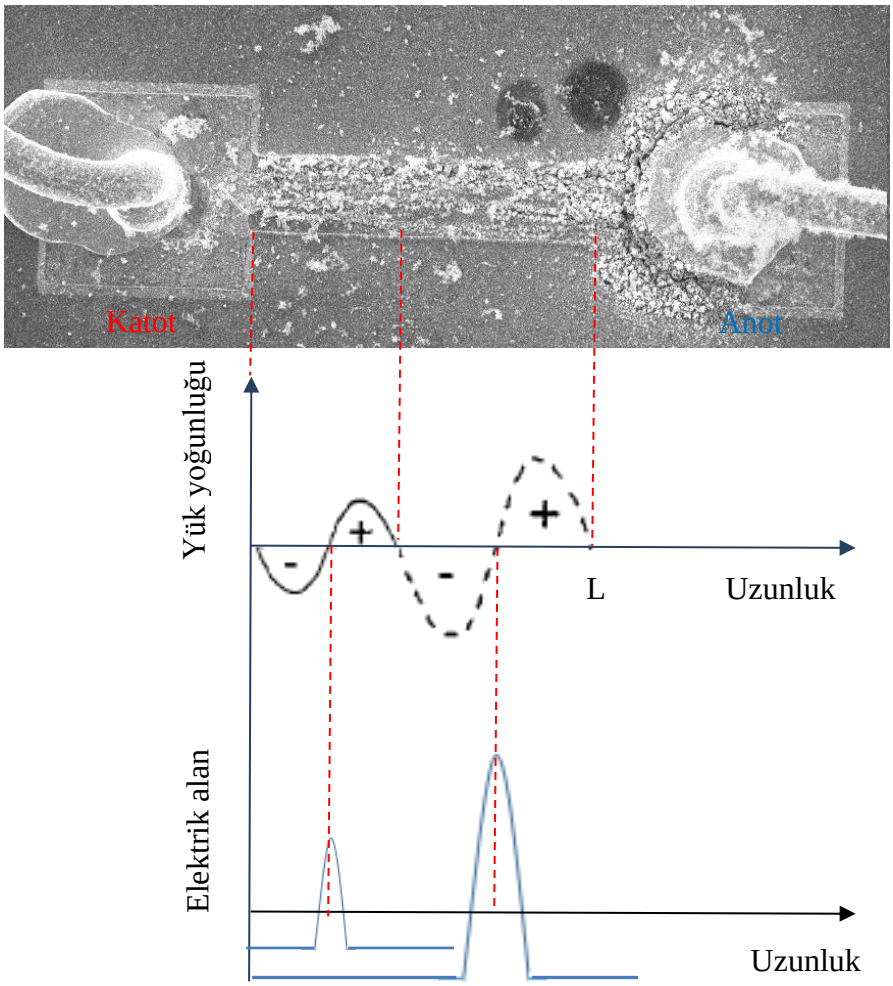
Örneklerin kontak şekli örneklerin yapısı Bölüm 3.1'de bahsedildiği gibi kare kontak şeklindedir. Yüksek elektrik alan altında yapıda oluşan deformasyon açıkça görülmektedir. Üst kontaklar katot, alt kontaklar anottur. Şekil 4.22'de deformasyona uğramış 200 μm bar uzunluğuna sahip bir başka örneğin daha büyük görüntülenmiş bir SEM görüntüsü yer almaktadır.



Şekil 4.22: n-tipi GaAs Gunn aygıtı üzerinde bulunan deformasyona uğramış 200 μm'lik örneğin SEM görüntüsü.

Uygulanan pulslı gerilimler altında elektrik alan yönelimi anottan katoda doğrudur. Gunn domainleri katot kontağında oluşur ve impakt iyonizasyonla artarak anoda ulaşırlar. Dolayısıyla oluşan fazlalık taşıyıcılar aşırı ısınan anot kontağında toplanırlar. Yüksek elektrik alanlarda fazlalık taşıyıcıların aşırı yığılmayla domain çekirdeklenmesinin çok yüksek oluşu, bar kısmında dislokasyon ve aşırı ısınmış anot kontağında deformasyon meydana getirmiştir [10, 49]. Şekil 4.22'de anot kısmının aşırı ısınarak parçalandığı görülmektedir.

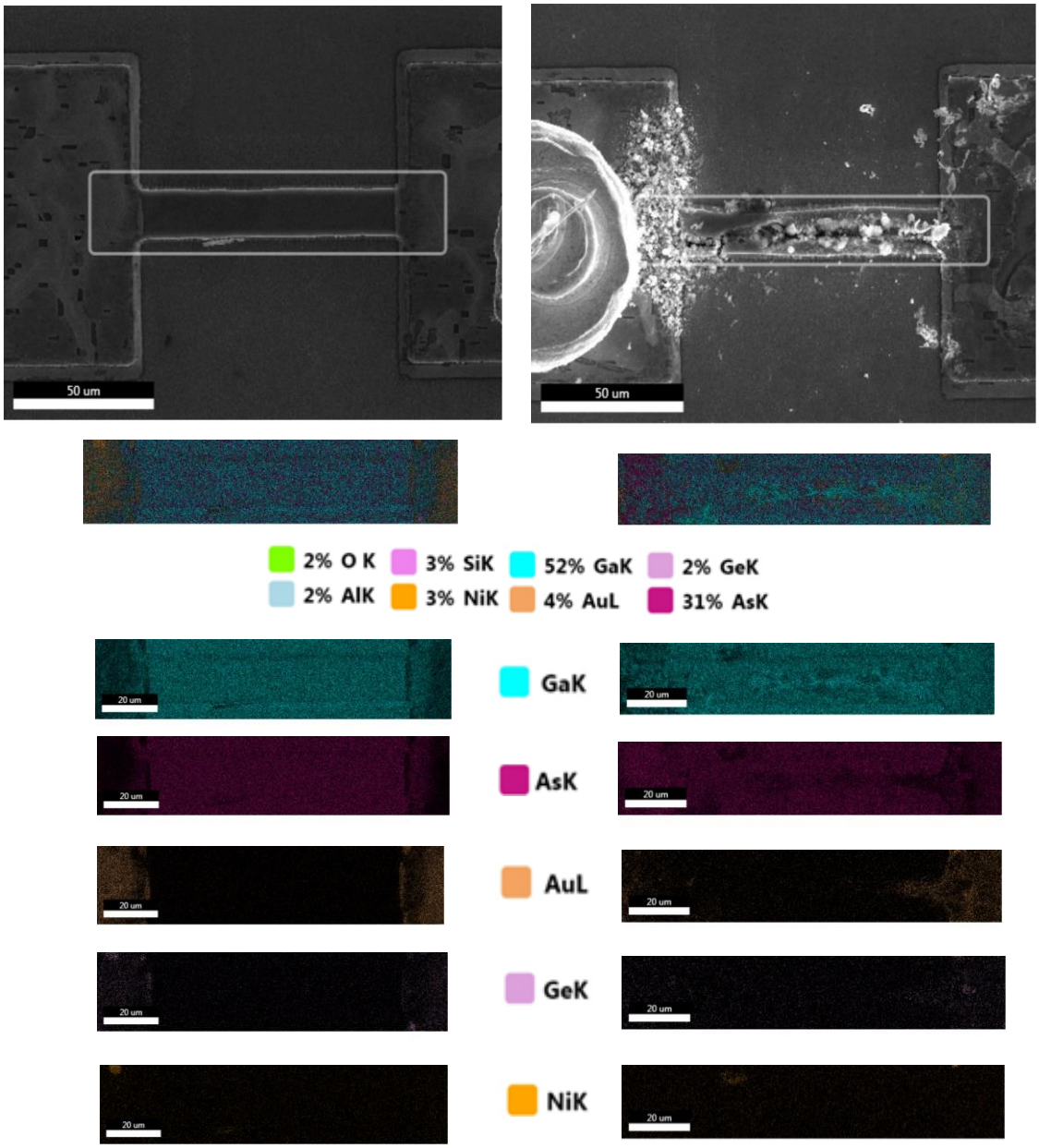
Tüm bu açıklamalar ve Bölüm 2.1'de anlatılan domain dinamikleri ve yayılımı gözönüne alınarak Şekil 4.22'deki deformasyona uğramış örnek üzerinde domainlerin nasıl hareket ettiği ve elektrik alanın yapıda nasıl ilerlediğinin modellemesi Şekil 4.23'de yer almaktadır.



Şekil 4.23: Yük yoğunluğunun elektrik alan ile aygıt boyunca değişimi.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı ve alt DBR'lara sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtlarında, farklı bar boyutlarına sahip tüm örneklerde deformasyon görülmüştür. Tüm örneklerin yüzeyindeki bozulmalar ve sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri aynı olup Şekil 4.20'deki gibidir.

Yapıda deformasyon sonucu oluşan bozukluklar ile metalizasyondaki erime ve difüzyonu belirlemek için, örneklerin yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü yapılmadan önce ve yapıldıktan sonra SEM görüntüleri alınmış yüzeyden EDS ölçümleri yapılmıştır. SEM görüntüleri ve EDS sonuçları Şekil 4.24'de verilmektedir. Şekil 4.13'de SEM görüntüsü verilmiş olan 100 μm'lik örneğin sol kontağı anot, sağ kontağı katottur. Anod kısmında aşırı ısınmadan dolayı parçalanma ve bar kısmında bir yarılma meydana gelmiştir. Burada taşıyıcılar kendilerine yol oluşturarak katottan anoda ulaşmışlardır.



Şekil 4.24: 100 μm'lik bir örneğin yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü öncesinde ve sonrasında SEM görüntüsü ve yüzeysel EDS analizi. Elementlerin yanındaki *K* ve *L* harfleri, her elementin atomik *K* ve *L* kabuğunun karakteristik X ışınını temsil eder.

EDS analizlerinde görüldüğü gibi aşırı ısınma sonucu metalizasyon yapılan kısımda ve GaAs yapısında ciddi değişiklikler meydana gelmiştir. Kontaklardaki Au ve Ge'un ilk

olarak sadece kontak kısmında var olduğu, yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri sonrası özellikle katot kısmından bar kısmına difüze oldukları belirlenmiştir. Au ve Ge'nin bar içine difüzyonu yapıya fazlalık taşıyıcı sağlar ve iletkenliği arttırır.

Şekil 4.24'de yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri sonrasında GaAs yapısının bozulmuş olması da dikkat çekicidir. Katot kısmında As miktarı azalmıştır, fakat Ga miktarında yapı boyunca ciddi bir değişim olmamıştır. Bu durum yapının sıcaklığının yüksek elektrik alanda lokal olarak 650 ^{o}C sıcaklık değerlerine kadar çıktığını ve bu sıcaklık bölgesinde GaAs bağının koptuğunu gösterir. 1960'lı yıllarda Macrae tarafından yapılan çalışmalar bunu doğrulamaktadır [66]. Aynı zamanda GaAs yapısının bozulmasıyla serbest hale gelen metalik Ga atomları yapının iletkenliğini arttırır.

Aktif bölgesi n-tipi GaAs olan ve kare kontak tipinde şekillendirilmesi yapılan Gunn aygıtlarında yaşanan yanma problemi aktif bölgesi n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ ve kontak şekli wedge olan Gunn aygıtlarında görülmemiştir. Aşırı ısınmayı, deformasyonu ve metallerin bar kısmına difüzyonunu önlemek için aygıtların farklı şekillerde litografileri yapılabilir. Daha önce Chung ve N. Balkan tarafından geliştirilen GaAs tabanlı Gunn Laser'de basit bar şeklinde fabrikasyonu yapılan örneklerde aynı problemler gözlenmiştir. Bu çalışmalarda farklı kontak ve örnek şekilleri kullanılarak, GaAs tabanlı Gunn Laser'de karşılaşılan problemlerin üstesinden gelinmiştir. Ayrıca örneklerin bir seramik üzerine yerleştirilmiş olması, ısının atılmasına sağlanabilir. Örnek bir metal blok üzerine yerleştirilerek ısınması önlenebilir.

Aynı zamanda n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtında deformasyonun ve metallerin bar kısmına difüzyonunun yaşanmamasının nedenlerinden biri de yüzeyin okside olmuş olma durumu olabilir. Çünkü AlGaAs'in okside olma hızı GaAs'den çok daha yüksektir. Bu nedenle AlGaAs yapılar GaAs koruyucu tabaka ile kaplanırlar. Bizim örneklerimizde bu kaplama olmadığından yüzeyde oksitlenme olma olasılığı yüksektir. Oksitlenme sayesinde aygıtın yüzeyinden kısa devre olma olasılığı azaltılmış olabilir.

Elektrolüminesans deneylerinde aynı zamanda yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri de yapılacağından sonuçlar elektrolüminesans deneyi için oldukça yol göstericidir. Yanma

problemi oluşmasıyla Gunn domainleri oluşmadığı için n-tipi GaAs Gunn aygıtlarının elektrolüminesans özellikleri incelenemedi. Çalışma kapsamında yalnızca n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının elektrolüminesans özellikleri incelenmiştir.

4.5. ELEKTROLÜMİNESANS BULGULARI

Fotolüminesans ve yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri yapılarak optik ve elektriksel karakterizasyonu yapılan Gunn aygıtlarında, ilerleyen Gunn domainleriyle impakt iyonizasyon sürecinde oluşan fazlalık elektron-boşluk çiftlerinin rekombine olması nedeniyle ışıma gerçekleşir. Bu ışımanın karakteristiği 77 K ve 300 K aralığında elektrolüminesans ölçümleriyle incelendi. Elektrolüminesans Bölüm 3.7'de açıklandığı gibi yüksek hızlı akım-voltaj ve fotolüminesans deneylerinin bir kombinasyonu olduğu için aygıtların önceki deneylerde elde edilen bant aralığı, NDR eşik elektrik alanı gibi değerleri elektrolüminesans deneyleri için yol gösterici olmaktadır. Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile elektrolüminesans ölçümleri kontrollü olarak eş zamanlı gerçekleştirildi.

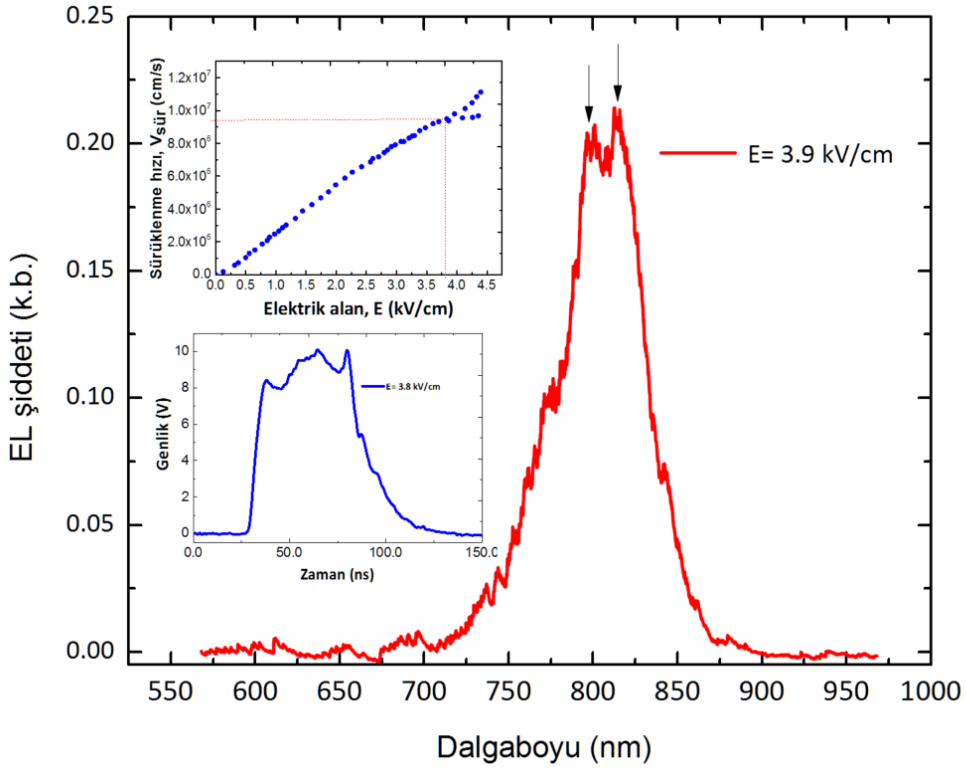
Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde olduğu gibi, ölçümler için en uygun kare dalga şeklinin korunduğu ve örneklerin zarar görmediği iş döngüsü değerinin %0.0013 (f=220 Hz, PW=60 ns) olduğu saptandı. İş döngüsü değeri literatüre göre küçük tutulup, Joule ısınmasını engelleyerek oda sıcaklığında bile örneklere zarar vermeden elektrolüminesans spektrumu alınabildi. Ayrıca böyle hızlı pulslar ile elektriksel olarak uyarılan aygıtlardan optik sinyal gözleyebilmek için dedektörün *RC* zaman sabiti dikkate alınmalıdır. Gunn osilasyonlarının periyodu ns mertebesinde olduğu için PMT'nin çıkış direnci *RC* zaman sabitinin küçültmek ve hızlı Gunn osilasyonlarına dayalı optik sinyalleri algılanabişmesi için küçük olmalıdır. PMT çıkış direnci deneyler süresince 50 Ω tutuldu, daha yüksek dirençlerde spektrum gözlenemedi. Çünkü dedektörün RC zaman sabiti arttığından, Gunn osilasyonlarının periyodu ile uyumsuz hale gelir.

Elektrik alan basit bar geometrisindeki şekillendirilmiş örneklere tabakalara paralel şekilde uygulandı. İlk olarak yüzeyden yayılan elektrolüminesans spektrumları incelendi.

Yüksek elektrik alanlar altında zarar gören ve deformasyona uğrayan n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtı ve alt DBR'a sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının elektrolüminesans özellikleri incelenemedi. Çalışmada n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtı ve dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının örnek yüzeyinden ve kenarından elektrolüminesans spektrumları alındı.

Şekil 4.25'de dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının NDR eşik elektrik alan değerinde oda sıcaklığında alınmış olan elektrolüminesans spektrumu verilmiştir. Örneğe uygulanan pulsun genişliği 60 ns'dir. Monokramatörün giriş ve çıkış slitleri 1.25 mm açıktır. Bu örneğin fotolüminesans spektrumu maksimumu 806 nm'de ve 35 nm FWHM değerine sahiptir. Bu örneğin elektrolüminesans spektrumu ise NDR eşik elektrik alanında 816 nm'de bir maksimuma ve 55 nm FWHM değerine sahiptir. Bu durum yüksek elektrik alan altında örneğin ısınması sonucu bant aralığının azalmasından kaynaklanmış olabilir. Aynı zamanda güçlü elektrik alan etkisi ile yarıiletkenlerde bantların bükülmesi ve elektron ve boşlukların dalga fonksiyonlarının önemli derecede değişmesi sonucu bant aralığından daha küçük enerjilerde optik geçişler olmaktadır. Bu olaya Franz-Keldysh etkisi denir [71]. n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$'de ışımanın başladığı eşik elektrik alan değeri 3.8 kV/cm'dir ve bu alanda bantların bükülmesi ile bant aralığından daha küçük enerjilerde elektron ve boşluklar rekombine olmuş olabilir. Ayrıca impakt iyonizasyon ile yaratılan fazlalık taşıyıcıların sayısı arttığından iletkenlik ve valans bantlarının daha üst seviyeleri işgal edilmeye başlar [67]. Dolayısıyla elektron-boşluk çiftlerinin rekombinasyonu daha geniş bir enerji aralığında gerçekleşmiş ve elektrolüminesans spektrumunun FWHM değeri fotolüminesans spektrumuna göre artmıştır.

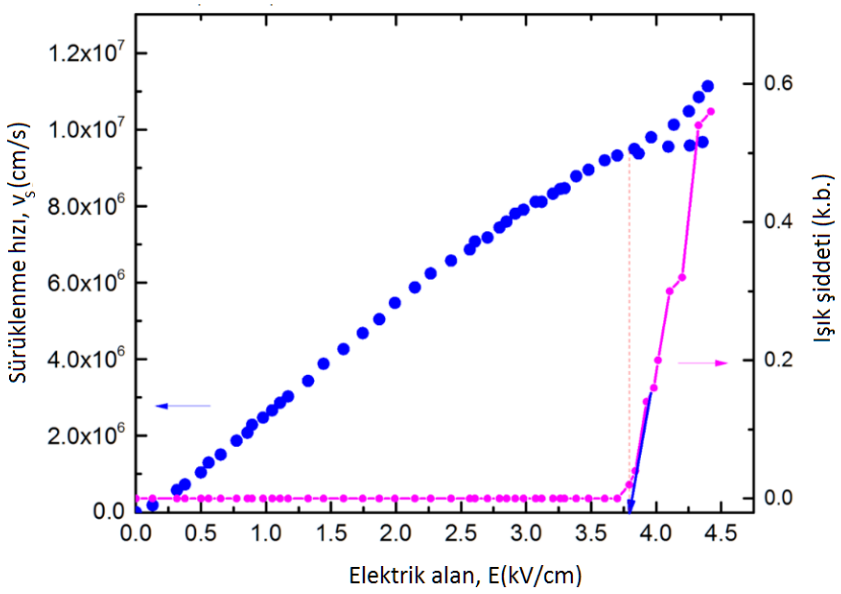
55 nm FWHM genişliği doğal ışımanın karakteristiğine uymakla birlikte, spektrumda şiddeti düşük pikler dikkat çekmektedir. Bu elektrolüminesans karakteristiği, klasik Fabry-Pérot laserlerin eşik akım yoğunluğu öncesindeki spektrumlarına benzemektedir. Ayrıca elektrolüminesans spektrumunda iki mod gözükmektedir. Bu 3.9 kV/cm elektrik alan altında nüfus terslenmesinin domain içinde yaratılan fazlalık taşıyıcılar ile sağlanmasından kaynaklanmış olabilir. Domain içinde yaratılan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonu $9x10^{17}$ cm^{-3}'tür (Bölüm 4.4).



Şekil 4.25: 300x50 µm^2 boyutlarındaki dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının NDR eşik elektrik alan değerinde ve oda sıcaklığında elektrolüminesans spektrumu.

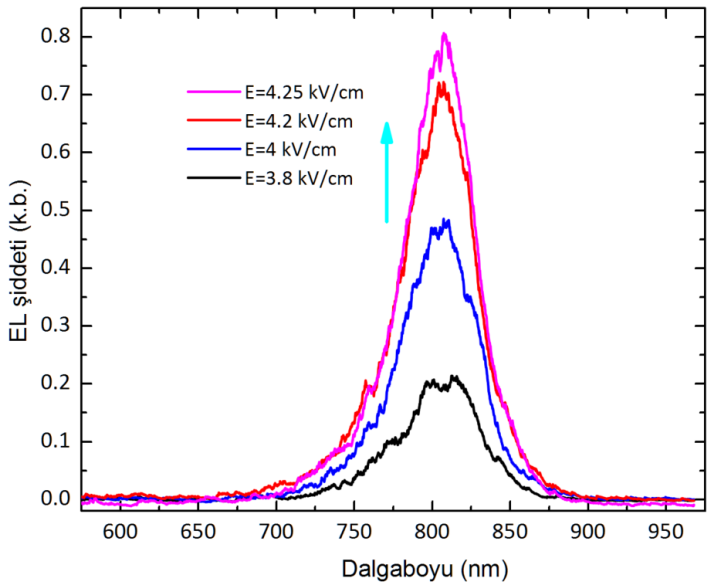
300x50 µm^2 boyutlarındaki dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının NDR eşik elektrik alanı değerinde oluşmaya başlayan ve katoddan anoda doğru hareket eden Gunn domainleri Şekil 4.25'in içinde verilmektedir. Oluşan elektrolüminesans spektrumu Gunn domainin hareketi ile impakt iyonizasyon sonucu oluşan dengede olmayan elektron-boşluk çiftlerinin banttan banta rekombinasyonuyla ilişkilidir [7]. Şekil 4.26'da eş zamanlı olarak alınan sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiği ile elektrik alan-ışık şiddeti değişimi verilmektedir.

3.8 kV/cm eşik elektrik alan değerinden sonra NDR rejimi gözlemlenmeye başlamış ve domain oluşumu ile impakt iyonizasyonla oluşan elektron-boşluk çiftlerinin rekombinasyonu sonucu bu elektrik alan değerinde elektrolüminesans başlamıştır.



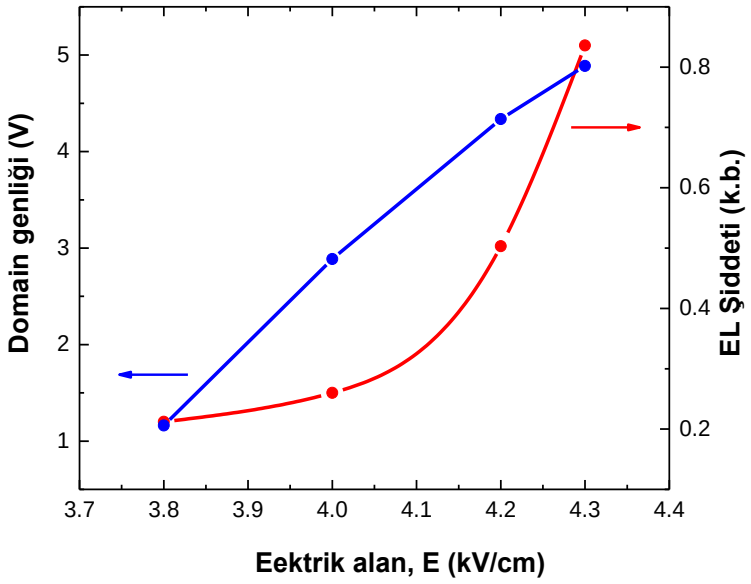
Şekil 4.26: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının elektrik alan ile ışık şiddeti değişimi.

Elektrik alan ile impakt iyonizasyonun artması rekombine olacak fazlalık taşıyıcıların sayısını arttır ve Şekil 4.26'da görüldüğü gibi 3.8 kV/cm'de elektrolüminesans şiddetinde keskin bir artış gözlenir ve FWHM da azalır [17]. Bu eşik ele ktrik alan değerinde v_s-E değişiminde çatallanmalar gözlenmeye başlamış, yani Gunn osilasyonları oluşmuştur. NDR eşik elektrik alan değerinden sonra ışımanın uygulanan elektrik alana göre değişimi Şekil 4.27'deki elektrolüminesans spektrumlarında görülmektedir.



Şekil 4.27: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının elektrik alana bağlı elektrolüminesans spektrumları.

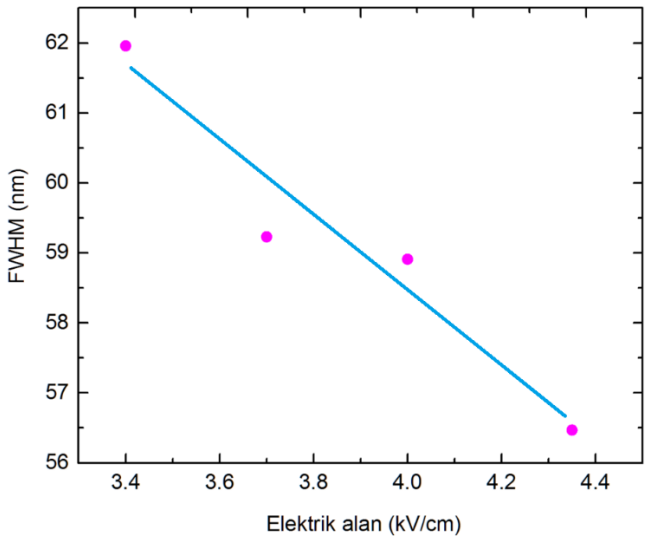
Şekil 4.27'den de elektrik alan ile elektrolüminesans şiddetinin arttığı görülür. Bölüm 2.1'de açıklandığı üzere elektrolüminesans şiddetindeki bu artış, Gunn domainlerinin genliğinin elektrik alan ile eksponansiyel olarak artmasıyla ilişkilendirilebilir. Elektrik alan ile artan impakt iyonizasyonun yarattığı fazlalık taşıyıcılar Gunn domainlerinde çekirdeklenir ve elektrik alan arttıkça domain alanı artar. Bu da Gunn domainlerinin genliğinde bir artışa sebep olur [44]. Ayrıca elektrik alanın artmasıyla FWHM'daki daralma nüfus terslenmesini oluşturacak kadar taşıyıcının hayatta kaldığının bir göstergesi olabilir. Ancak elektrolüminesans pikinde gözlenen yarılmalar, ki modlara karşılık gelir, halen çok belirgin değildir. Şekil 4.28'de elektrik alan ile elektrolüminesans şiddetinin değişimi ve Gunn domainlerinin genlik değişimi birlikte verilmektedir. Şekil 4.29'da spektrumların FWHM değerlerinin elektrik alan ile değişimleri verilmektedir.



Şekil 4.28: Elektrik alana bağlı Gunn domain alan genliği ile EL şiddetinin karşılaştırılması.

Şekil 4.28'de Gunn domainlerinin genliğindeki artış ile elektrolüminesans şiddetinin artışı birbiriyle uyumludur. Fakat domain genliği elektrik alan ile lineer artarken ışıma şiddeti eksponansiyel olarak artmıştır. Gunn domainin genliğindeki yani oluşan domain alanındaki bu eksponansiyel artışın elektrolüminesans şiddetine yansımaması, yüksek

elektrik alanlarda örneğin ısınması ve artan sıcaklık ile fononların artması ve ışımalı rekombinasyon olasılığının azalmasıyla ilişkilidir. [7].

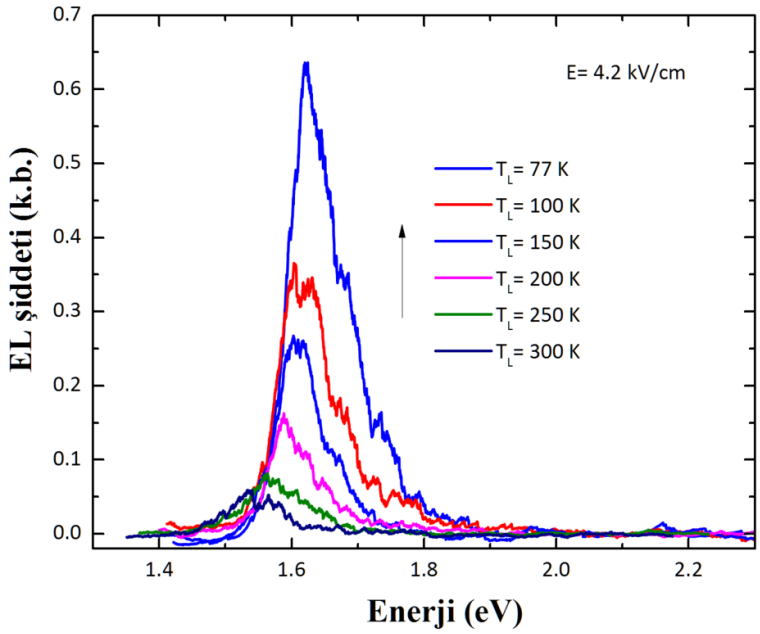


Şekil 4.29: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtı elektrolüminesans spektrumunun FWHM değerinin elektrik alan ile değişimi.

FWHM'u incelenen ışımanın meydana geldiği yüzey üst yüzeydir. Yapıda mükemmele yakın düzlükte yarılan yan kenarlar hava-yarıiletken arayüzeyindeki büyük kırılma indisi farkından dolayı ayna olarak davranırlar ve Fabry-Pérot kavitesi oluşmuş olur. Ayıca bu aynalardan elektrolüminesansın bir kısmı da geçirilir. Eşik elektrik alanında bile, impakt iyonizasyon ile meydana gelen fazlalık taşıyıcıların rekombinasyonu, Fabry-Pérot kavitesinde kayıpları yenebilecek kadar çok foton yoğunluğu sağlar. Elektrik alan ile impakt iyonizasyonun artması ortamdaki foton yoğunluğunu daha da arttırır. Artan foton yoğunluğu ile kavitedeki kayıpların üstesinden gelinip, kazanç elde edildiği modlar için şiddet artar ve spektrumun FWHM değeri azalır [17].

Dalgakılavuzsuz $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sabit elektrik alan (4.2 kV/cm) altında elektrolüminesans spektrumunun sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.30'da verilmiştir. Ayrıca incelenen n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi tipik yarıiletken davranışı göstermektedir.

Sıcaklık arttıkça atomlar arasındaki uzaklığın artması kristal içerisinde elektronların etkilendiği potansiyel alanın azalmasına neden olur ve bant aralığının azalması ile sonuçlanır.



Şekil 4.30: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sıcaklığa bağlı elektrolüminesans spektrumu.

Bant aralığının sıcaklığa bağlı davranışı yarı-deneysel Varshni bağıntısıyla açıklanabilir. Varshni bağıntısı,

$$E_G(T) = E_G(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{4.3}$$

şeklindedir. Denklemde $E_G(0)$ 0 K'deki bant aralığı, β Debye sıcaklığı ve α termal genleşme katsayısıdır. Tablo 4.5'de ikili bileşikler için literatürden alınan Debye sıcaklıkları ve termal genleşme katsayıları verilmiştir. Vegard yasası yardımıyla $Al_xGa_{1-x}As$ için x konsantrasyonuna bağlı olarak bant aralığı değişimi şu şekilde verilmektedir [68]:

$$E_{g,Al_xGa_{1-x}As}(x) = (1-x)E_{g,GaAs} + xE_{g,AlAs}$$
$$E_{g,Al_xGa_{1-x}As}(x) = 1.5194 + 1.48x \quad (eV) \tag{4.4}$$

Denklem (4.3)'de α ve β Varshni parametrelerinin Vegard yasası ile ifadeleri ise sırasıyla,

$$\alpha(x)_{Al_xGa_{1-x}As} = (1-x)\alpha_{GaAs} + x\alpha_{AlAs}$$
$$\alpha(x)_{Al_xGa_{1-x}As} = (5.5 + 3.35x)10^{-4} \quad (eV/K) \tag{4.5}$$

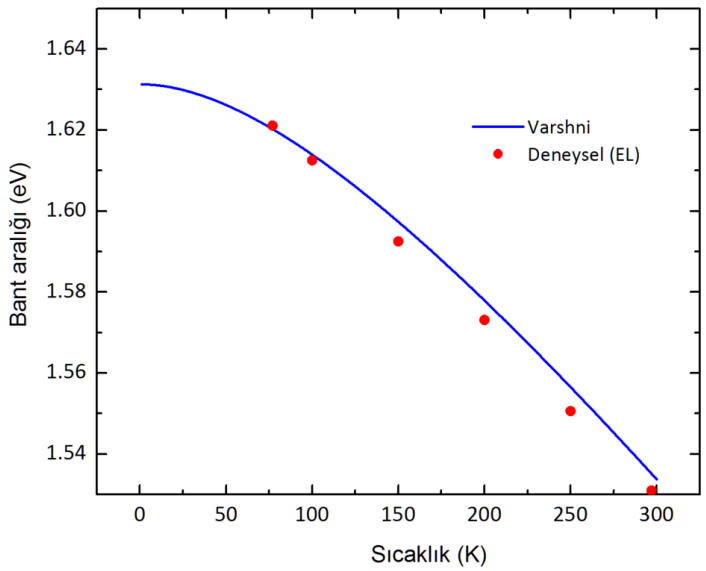
$$\beta(x)_{Al_xGa_{1-x}As} = (1-x)\beta_{GaAs} + x\beta_{AlAs}$$
$$\beta(x)_{Al_xGa_{1-x}As} = 225 + 88x \quad (K) \tag{4.6}$$

olarak ifade edilir. $x < 0.47$ olduğu durumda $Al_xGa_{1-x}As$ direk bant aralıklıdır [69].

Tablo 4.5: GaAs ve AlAs için Debye sıcaklıkları ve termal genleşme katsayıları [70].

	GaAs	**AlAs**
Termal genleşme katsayısı, α (eV/K)	55	3.53
Debye sıcaklığı, β (K)	225	88

$Al_xGa_{1-x}As$'de x=0.08 alaşım oranı için Vegard yasaları ile termal genleşme katsayısı ve Debye sıcaklığı hesaplandı. Varshni bağıntısı kullanılarak $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ için bant aralığının sıcaklığa göre değişimi Matlab programında elde edildi (EK 3). Bant aralığının Varshni bağıntısına göre hesabı ve her sıcaklık için NDR eşik elektrik alanında alınmış elektrolüminesans spektrumunun maksimuma sahip olduğu enerji değerleri Şekil 4.31 'de verilmektedir.



Şekil 4.31: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının sıcalıkla bant aralığının değişiminin ve Varshni bağıntısıyla elde edilen bant aralığı değişimiyle kıyaslanması.

Sıcaklık arttıkça elektrolüminesans spektrumundan her bir sıcaklık için elde edilen bant aralığı değerlerinin Varshni bağıntısından sapmaya uğradığı gözlemlendi. Tüm sıcaklıklarda elektrolüminesans ölçümleri 4.2 kV/cm elektrik alan değerinde alınmıştır. Bu değer 77 K için eşik elektrik alan değeridir. Sıcaklık arttıkça eşik elektrik alan değeri azalır ve 4.2 kV/cm'lik elektrik alan değerinde 77 K'den sonra dengede olmayan sıcak elektronların sayısı artar. Isınan elektronlar, 120 K'den sonra LO fonon saçılma mekanizmasının etkisini göstermesiyle örgüye momentum aktarırlar ve örgü ısınmaya başlar [15]. Dolayısıyla örgünün ısınması ile bant aralığı daralır ve elektrolüminesans spektrumu 120 K'den sonra Varshni hesabıyla belirlenen enerjilerden az da olsa daha küçük enerjilere kayar.

Yüksek elektrik alanlarda elektronlar alandan yeterli enerjiyi kazandıklarında, kinetik enerjileri termal dengedekinden daha büyük olur. Alan etkisi ile kazanılan bu kinetik enerji, elektronların sıcaklığının bir ölçüsü olduğu için elektronların sıcaklığı (T_e) örgünün sıcaklığından (T_L) daha büyük olur. Elektronların sıcaklığı örgü sıcaklğının üstüne çıktıkça, elektronlar boyuna optik fonon (LO) yayarak veya doğrudan diğer elektronlar ile etkileşerek iletkenlik bandı kenarına gelirler. Elektrik alan ile kazanılan enerji oranı fonon emisyonuyla kaybedilen enerji oranıyla dengelendiğinde kararlı duruma ulaşılır. Optik fonon emisyonu, elektron enerjisi optik fonon enerjisinin üzerinde olduğu sürece veya elektron sıcaklığı 30-50 K sıcaklıklarından büyük olduğunda soğumaya baskın gelir.

Dengede olmayan elektronların sıcaklığı, elektrolüminesans spektrumunun yüksek enerji kuyruğundan hesaplanabilir. Elektrolüminesans spektrumu, elektron ve boşluk dağılım fonksiyonlarının karakteristiğini yansıtır [14].

$$I(h\nu) = N_c\, f_e(E_e) N_v f_v(E_h) \tag{4.5}$$

Burada $I(h\nu)$ışımanın şiddeti, N_c ve N_v iletkenlik ve valans bandlarında etkin durum yoğunlukları, E_e ve E_h elektron ve boşlukların toplam enerjileridir ve şu şekilde yazılabilirler,

$$E_e = E_c + E_e(\vec{k}) \tag{4.6}$$

$$E_h = E_v + E_h(\vec{k}) \tag{4.7}$$

E_c ve E_v sırasıyla iletkenik ve valans bandı kenarı enerjileridir. $E_e(\vec{k})$ ve $E_h(\vec{k})$ de sırasıyle elektron ve boşluğun kinetik enerjileridir. Bu ifadeler altında yayılan foton enerjisi şu şekilde verilir:

$$h\nu = E_e(\vec{k}) + E_h(\vec{k}) + E_g \tag{4.8}$$

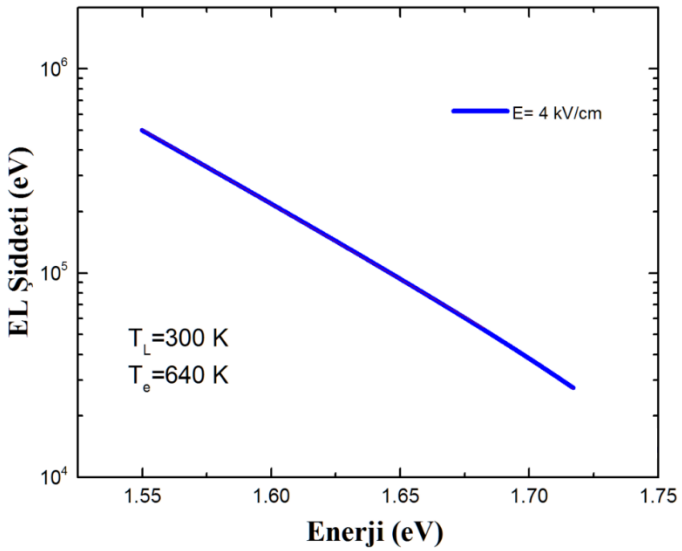
E_g bant aralığı enerjisidir. Eğer dejenere bir durum yoksa yani dağılım Maxwell dağılımına uygunsa, etkin durum yoğunluğunda elektronların $E_e(\vec{k})$ kinetik enerjisinde ve boşlukların $E_h(\vec{k})$ kinetik enerjisinde bulunma olasılıkları şu şekilde verilir:

$$N_c\, f_e(E_e) N_v f_v(E_h) = np\left(e^{-\left(h\nu - E_g\right)/k_B T}\right) \tag{4.9}$$

$$I(h\nu) \propto e^{-h\nu/k_B T_e} \tag{4.10}$$

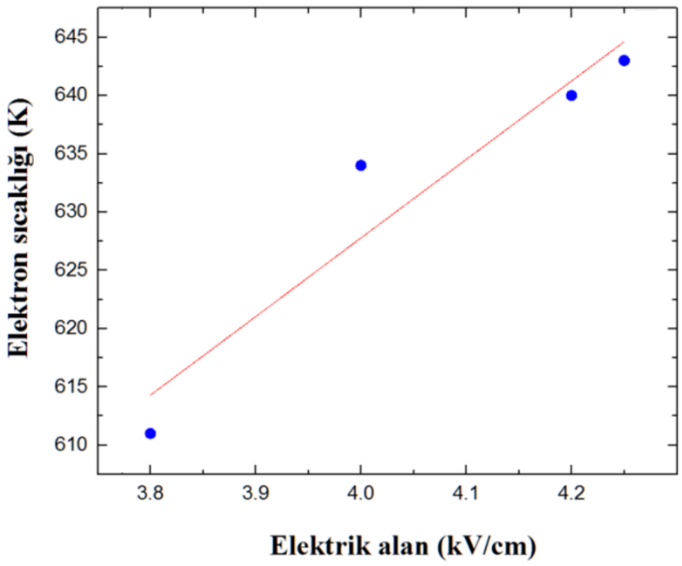
Böylece ışımanın yüksek enerji kuyruğunun artan foton enerjisiyle eksponansiyel olarak azalması beklenir. Taşıyıcıların sıcaklığı bu azalmanın oranını belirler. Elektrolüminesansın şiddet ekseninin logaritması alınarak yayılan fotonların enerjisi ($h\nu$)'ye karşı çizilir. Maxwell dağılımına uyan spektrum bu formda lineer bir doğru verir ve doğrunun eğimi taşıyıcıların sıcaklığı hakkında bilgi verir.

Çalışma kapsamında oda sıcaklığında elektrik alan ile elektron sıcaklıklarının değişimi incelendi. Şekil 4.32'de 4 kV/cm elektrik alan altında alınan elektrolüminesans spektrumunun şiddet ekseninin logaritması enerji değerlerine karşı çizildi. Grafikte görüldüğü gibi Maxwell dağılımından dolayı elektrolüminesans şiddeti artan enerji ile lineer olarak azalır [16]. Grafiğin eğimi $\frac{1}{k_B T_e}$'ye eşittir.



Şekil 4.32: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının 300 K'de elektrolüminesans spektrumunun yüksek enerji kuyruğu.

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının 300 K örgü sıcaklığında ve 4 kV/cm elektrik alanda elektronların sıcaklığı 633 K'dir. Uygulanan elektrik alan n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının NDR bölgesinde yer alır. NDR rejiminde uygulanan elektrik alanda termal denge şartları geçerliliğini koruyamaz ve bu elektrik alanlarda elektronlar fazladan enerji ve momentum kazanırlar. Böylece elektronların ortalama kinetik enerjisi, örgünün ortalama termal enerjisi $k_B T'$den çok daha büyük olur. Şekil 4.33'da n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının farklı elektrik alanlar altında elektron sıcaklıkları verilmektedir.

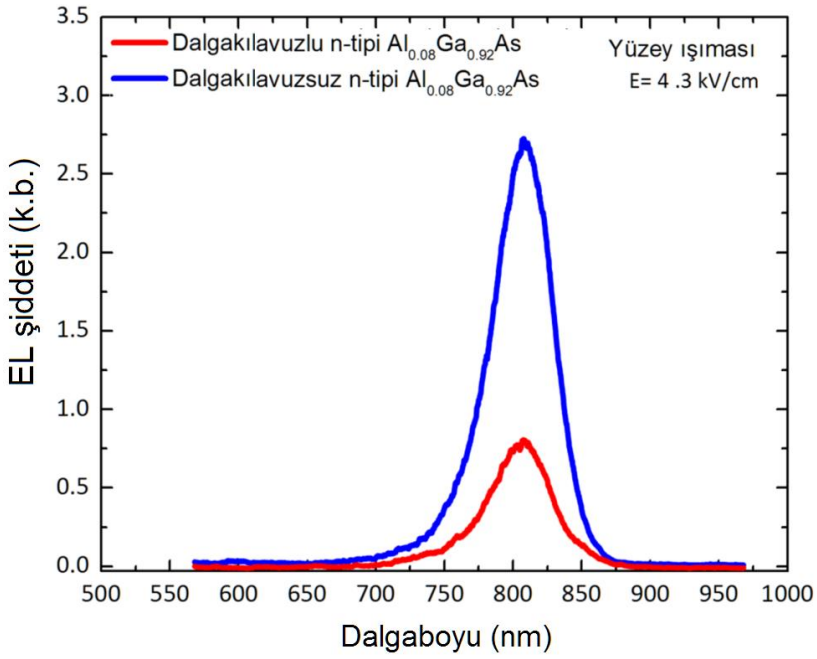


Şekil 4.33: n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtının farklı elektrik alanlar altında elektron sıcaklıkları.

Uygulanan elektrik alan etkisiyle elektronlar net bir sürüklenme hızı kazanırlar ve enerjileri artar. Elektrik alanın artmasıyla taşıyıcıların kazandıkları termal enerji de artar [71].

Çalışma kapsamında dalga kılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının kenar ışıması da incelenmiştir. Aygıtın aktif bölgesi kuşatıcı n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabakaları arasında yer almaktadır. Bu kuşatıcı tabakalar dalga kılavuzu görevi görür. Böylece hem taşıyıcılar hem de fotonlar n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ bölgesinde sınırlanmış olur. Bu sayede oluşan elektron ve boşluk çiftleri ile fotonlar aynı bölgede oluşacaktır. Bu durum da foton yoğunluğunun artışına katkıda bulunur. Çünkü kuşatıcı tabakaların bant aralığı aktif bölge bant aralığından daha büyük ve kırılma indisi ise aktif bölgenin kırılma indisinden daha küçüktür.

Şekil 4.34'de dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı ve dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının 4.3 kV/cm elektrik alanında, oda sıcaklığında yüzeyden alınan elektrolüminesans spektrumları verilmektedir.



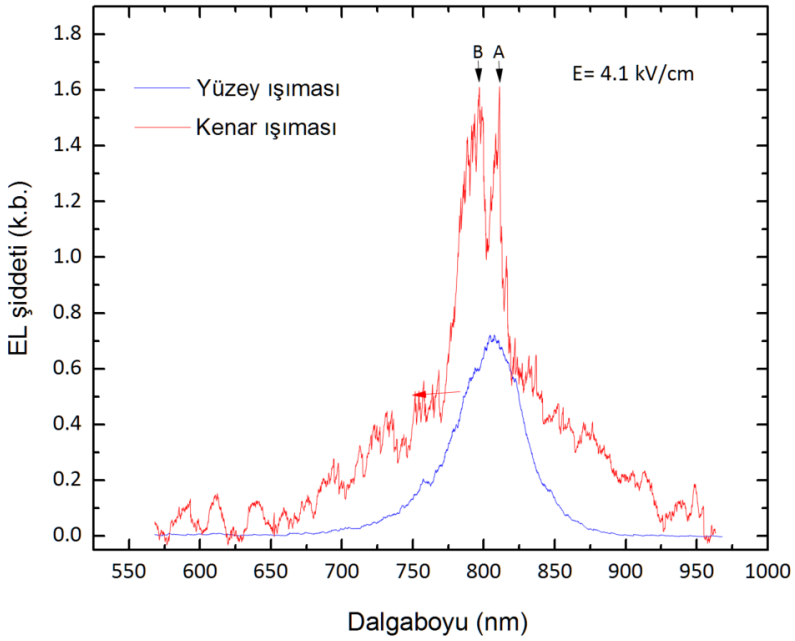
Şekil 4.34: Dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygılarının yüzeyden alınan EL spektrumları.

Aktif bölgesi dalga kılavuzu ile kuşatılmış olan Gunn aygıtının elektrolüminesans spektrumu daha az şiddetlidir. Çünkü elektriksel olarak uyarılan aktif bölgeden çıkan elektrolüminesansın bir kısmı koruyucu tabakada (GaAs) tekrar soğurulur. İki aygıtın yüzey ışıma özellikleri şiddet farkı dışında aynı olduğu görülmektedir.

Şekil 4.35'de dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının yüzey ve kenar ışıması birlikte verilmektedir. Spektrumlar 4.1 kV/cm elektrik alanında alındı ve slit aralığı 1.25 mm olarak ayarlandı.

Aygıtın aktif bölgesini kuşatan dalgakılavuzu katmanları, aktif bölgede oluşan elektrolüminesansı yan yüzeylere yönlendirmiş ve kenar ışıması yüzey ışımasına göre daha da şiddetlenmiştir. Kenar ışımasının daha gürültülü ve kararlı bir ışıma olmaması, özellikle elektrolüminesans spektrumunun ani bir şekilde sivrilip iki ayrı moda ayrılması kavite modlarının şiddetinin arttığını göstermektedir [17]. Kenar ışımasına ait spektrumda A piki 811 nm'de 6 nm FWHM genişliğine sahiptir. B piki ise 790 nm'de 8 nm FWHM değerine sahiptir. Aygıtın enine boyutu (w=50 μm) daha küçük olduğundan, yok olmadan kalan fazlalık elektron sayısı boyuna (l=300 μm) olandan daha fazla olacaktır. Bu nedenle

ışıma daha şiddetlidir ve ortamda taşıyıcıların artmasıyla elektrolüminesans spektrumunda keskin pikler görülmüştür. Bu durum nüfus terslenmesinin bu modlar için (EL piki tepesindeki) sağlandığını ve ortamın laser ışıması yaptığının göstergesidir.



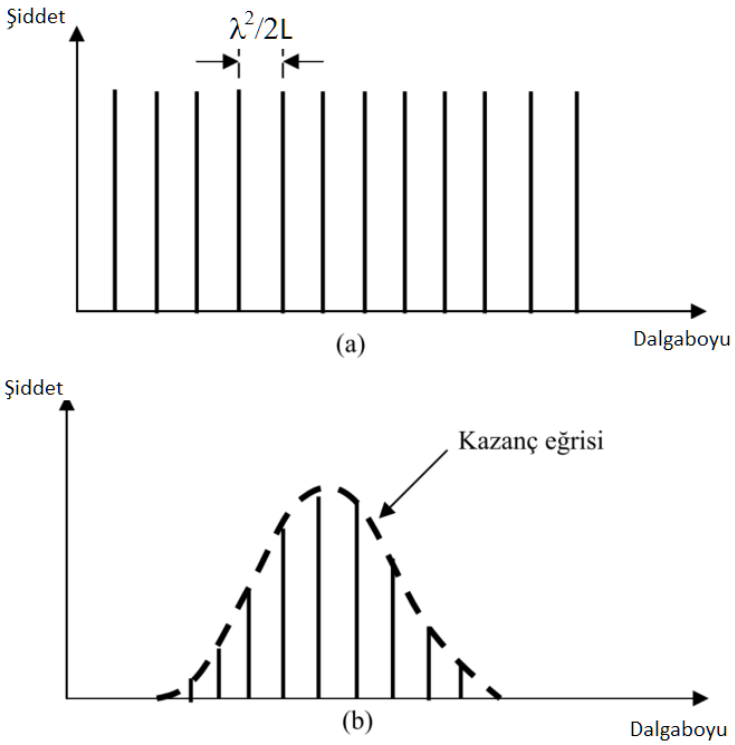
Şekil 4.35: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının kenar ve yüzey ışıması.

Mükemmele yakın düzlükteki tüm kenarlar hava-yarıiletken arayüzeyindeki büyük kırılma indisi farkından dolayı ayna olarak davranırlar ve Fabry-Pérot kavitesi oluşmuş olur. Kavite tüm yarılan veya aşındırlan yüzeylerin kuşattığı bölgeyi kapsar ve hem yüzey hem de kenar ışıma özelliklerinde kendini gösterir. NDR eşik elektrik alanınından sonra impakt iyonizasyon ile oluşan elektron ve boşluk çiftlerinin rekombinasyonu sonucu aktif bölgede foton yoğunluğu artmaya başlar. Bu durumda ayna kayıplarının üstesinden gelinmektedir ve kazanç durumundan söz edilebilir. Dalgakılavuzlarının hem taşıyıcıları hem de oluşan fotonları aktif bölgede sınırlaması ve hava-yarıiletken arayüzeyini ayna kabul eden Fabry-Pérot kavitesinde fotonların gidip gelmesi sonucu doğal ışımanın yanında uyarılmış ışıma da başlar. Uyarılmış ışıma sürecinin de başlaması foton yoğunluğunu arttırır. Dolayısıyla elektrolüminesans spektrumunun şiddeti artar ve koherent bir ışık elde edildiği için FWHM azalır. Fabry-Pérot kavitesi içinde fotonların oluşturduğu boyuna duran dalga modlarının sayısı şu şekilde verilir:

$$m = \frac{2nl}{\lambda} \tag{4.11}$$

Burada l kavite uzunluğu, n kavite kırılma indisi ve λ doğal ışımanın tepe noktasına yakın bir dalgaboyudur. Ardarda modlar ($\Delta m = 1$) arasındaki dalgaboyu farkı şöyledir:

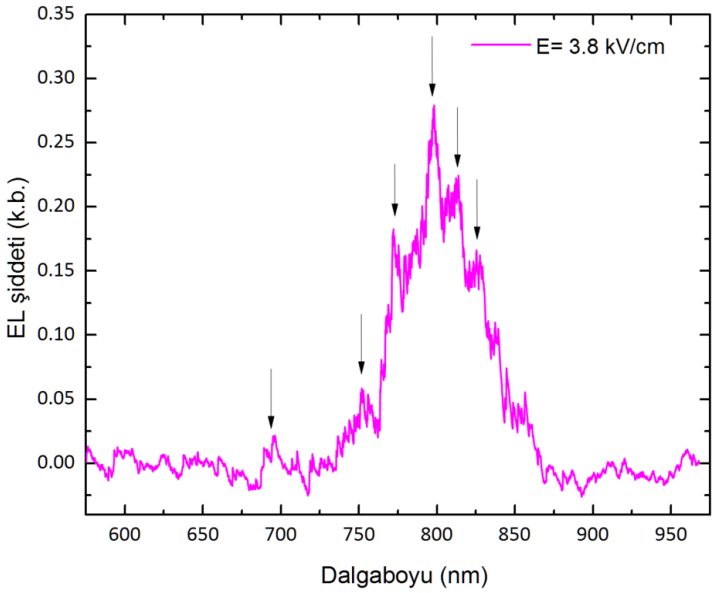
$$\delta\lambda_m = \frac{\lambda^2}{2l} \tag{4.12}$$



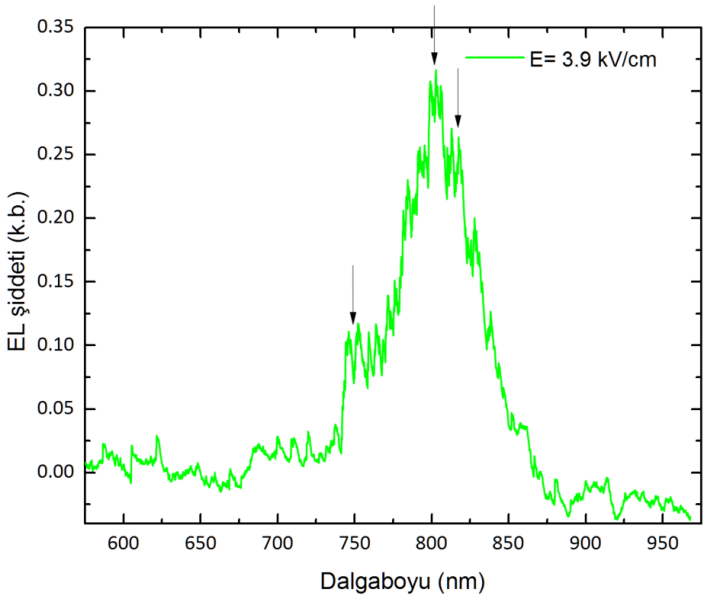
Şekil 4.36: a) Fabry-Pérot kavitesinde boyuna modlar, b) elektrolüminesans spektrumunda boyuna modlar.

Örneklerin boyutları w=50 µm ve l=300 µm olup, ardışık boyuna ve enine modlar arasındaki fark 6.5 nm'dir. Şekil 4.35'de kenar ışımasının yüzey ışımasından daha şiddetli ve dar olması, kenar ışımasının gerçekleştiği yüzeyin normali boyunca oluşan kavitenin boyutunun daha büyük olmasından kaynaklanır. Denklem (4.11) ve (4.12)'de görüldüğü gibi Fabry-Pérot kavitesinin boyu arttıkça oluşan modların sayısı artar ve herbir mod arası uzaklık azalır. Dolayısıyla kenar ışımasında, yüzey ışımasına oranla çok daha fazla mod etkisini göstermiştir. Kazanç eğrisinin tepesiyle çakışan temel iki mod kenar ışımasını şiddetlenmiş ve 8 nm ve 6 nm FWHM değerine sahip iki pike ayrılmıştır.

Şekil 4.37 ve Şekil 4.38'de farklı elektrik alanlar altında n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının kenar elektrolüminesans spektrumları verilmektedir. Oluşan ve ayrıştırılabilen birçok mod oklarla gösterilmektedir. Spektrumlarda sayıca çok fazla mod etkisi görülmektedir ancak bu modları ayrıştırmak ve spektrumdan ardarda gelen modlar arasındaki dalgaboyu farkını belirlemek zordur.



Şekil 4.37: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının 3.8 kV/cm'de kenar elektrolüminesans spektrumu.



Şekil 4.38: Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygtının 3.9 kV/cm'de kenar elektrolüminesans spektrumu.

Fabry Pérot kavite etkileri sonucu oluşan koherent ışıma ve impakt iyonizasyon ile oluşan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonun yüksek elektrik alanlarda nüfus terslenmesine sebep olacak kadar fazla olduğu düşünüldüğünde, n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının klasik bir yarıiletken laser karakteristiğine sahiptir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çalışma kapsamında, dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının, dalgakılavuzsuz n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının ve alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının Gunn Olayı'na dayalı ışıma özellikleri incelendi. Gunn aygıtlarının optik özelliklerini belirlemek için fotolüminesans ve yansıtma ölçümleri yapıldı. Elektriksel karakterizasyon için aktif bölgesi n-tipi GaAs olan Gunn aygıtları üzerinde Hall Olayı ölçümleri yapıldı. Ayrıca tüm örnekler üzerinde yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri alındı. Son olarak tüm ölçümlerde elde edilen bilgiler ışığında elektrolüminesans ölçümleri gerçekleştirildi.

Oda sıcaklığında dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının, dalgakılavuzsuz n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının ve alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının fotolüminesans ölçümleri yapılarak aygıtların aktif bölgelerini oluşturan malzemelerin bant aralığı enerjilerinin belirlendi. Elektrolüminesans ölçümleri, fotolüminesans ölçümlerinden elde edilen ışıma karakteristikleri baz alınarak gerçekleştirildi.

Alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının kuramsal yansıma spektrumları transfer matris yöntemi kullanılarak hesaplandı. Bu aygıttan radyal olarak uzayın her yönüne yayılacak olan ışımayı alt DBR aynaları sayesinde üst yüzeye yönlendirmek ve aktif bölgede foton yoğunluğunu arttırarak ışıma şiddetini arttırmak hedeflendi. Oda sıcaklığında yansıtma ölçümleri yapılarak aygıtın yansıma bandı ve kavite dalgaboyu belirlendi.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının ve alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtının, fotolitografi tekniği kullanılarak basit bar ve Hall bar şeklinde fabrikasyonu

yapıldı. Örneklerin metalizasyon kalitesi, örnek yüzeyinden ve enine kesit alınarak yapılan EDS ölçümleri ile belirlendi.

Hall bar şeklinde fabrikasyonu yapılan n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının 77-300 K aralığında Hall ölçümleri yapılarak aygıtların sıcaklığa bağlı mobilite ve taşıyıcı konsantrasyonu değişimleri incelendi. n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının 77 K'de mobilite değeri 4550 cm^2/Vs iken 300 K'de 4300 cm^2/Vs'dir Farklı sıcaklık bölgelerinde mobiliteyi etkileyen saçılma mekanizmaları yorumlandı. Elde edilen mobilite ve taşıyıcı konsantrasyonu değerleri örneklerin yüksek hızlı akım-voltaj ölçümlerinde kullanıldı.

Yüksek hızlı akım-voltaj ölçümleri ile dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri 77 K ve 300 K'de belirlendi. Bu örneklerde NDR davranışı 300 K'de 3.8 kV/cm ve 77 K'de 4.21 kV/cm eşik elektrik alan değerlerinde gözlemlendi. Satürasyon hızları 300 K'de $0.948x10^7$ cm/s ve 77 K'de $1.2x10^7$ cm/s olarak belirlendi. Sürüklenme hızı-elektrik alan eğrilerinden mobiliteler hesaplandı ve literatürde benzer yapılar ile yapılan çalışmalar ile karşılaştırıldı. Ayrıca NDR eşik elektrik alan değerinde akımda düzensizlikler, yani Gunn osilasyonları gözlendi. 300 K'de eşik elektrik alan değerinde gözlenen osilasyonların periyodu 3.8 ns'dir. Bu gözlemler NDR eşik elektrik alanında impakt iyonize olan taşıyıcıların domain oluşturmaya yettiğini göstermektedir.

Dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında gözlemlenen Gunn osilasyonlarının genliğinin ve periyodunun elektrik alan ile arttığı görüldü. Sürüklenme hızı-elektrik alan eğrilerinden NDR eşik elektrik alanından itibaren her bir elektrik alan değerinde domain geçiş zamanı hesaplandı ve Gunn osilasyonlarının periyodu ile uyumlu olduğu belirlendi. Osilasyonların periyodunun ns mertebesinde olduğu gözönüne alınırsa, n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının elektronik devrelerde GHz mertebesinde frekansa sahip bir osilatör olarak kullanılma potansiyeli taşımaktadır.

n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarının yüksek hızlı akım-voltaj karakteristiklerinde NDR davranışı gözlemlenmemiş ve domain oluşmamıştır. 18 kV/cm'lik elektrik alanda ohmik

davranışdan sapma gözlenmiştir. Bu değerden sonra n tipi- GaAs Gunn aygıtının iletkenliğinin artmıştır. Yüksek elektrik alanlarda fazlalık taşıyıcıların aşırı yığılmasıyla domain çekirdeklenmesinin çok yüksek oluşu, bar kısmında dislokasyon ve aşırı ısınmış anot kontağında deformasyon meydana getirdiği saptanmıştır. Aygıtların anot kontaklarında aşırı ısınarak parçalandığı gözlenmiştir. Yapıda deformasyon sonucu oluşan bozukluklar ile metalizasyondaki erime ve difüzyonu belirlemek için, örneklerin yüksek hızlı akım-voltaj ölçümü yapılmadan önce ve yapıldıktan sonra SEM görüntüleri alınmış ve örneklerin yüzeyleri ile enine kesitleri alınarak EDS ölçümleri yapıldı. Eriyen metal alaşımının bar kısmına difüze olduğu, ısınan anot kontağı ile GaAs yapısında bozulmalar olduğu ve metal göçü ile Ga atomlarının bar kısmına fazlalık taşıyıcı sağlayarak iletkenliği arttırdığı belirlendi. GaAs tabanlı Gunn aygıtlarında domain oluşmadığı için bu aygıtlardan elektrolüminesans gözlenmedi.

Dalgakılavuzlu ve dalgakılavuzsuz n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında, NDR 3.8 kV/cm eşik elektrik alanından sonra domain oluşumu ile impakt iyonizasyonla oluşan elektron-boşluk çiftlerinin rekombinasyonu sonucu 816 nm'de 55 nm FWHM genişliğinde elektrolüminesans spektrumu gözlenmiştir. Ayrca elektrik alan ile impakt iyonizasyon artması, oluşan fazlalık taşıyıcıların sayısını arttırmıştır ve fazlalık taşıyıcıların rekombinasyonu sonucu elektrolüminesans spektrumunun şiddeti artmıştır.

Elektrolüminesans spektrumunun yüksek enerji kuyruğundan, yüksek elektrik alanlarda ısınan elektronların sıcaklıkları incelendi. Oda sıcaklığında ve eşik elektrik alan değerinde elektron sıcaklığının 610 K olduğu belirlendi ve elektrik alanın artmasıyla elektron sıcaklıklarının arttığı gözlendi.

Eşik elektrik alanında bile, impakt iyonizasyon ile meydana gelen fazlalık taşıyıcıların rekombinasyonu, hava-yarıiletken arayüzeyindeki büyük kırılma indisi farkından dolayı oluşan Fabry-Pérot kavitesinde kayıpları yenebilecek kadar çok foton yoğunluğu sağlanmaktadır. Elektrik alan ile impakt iyonizasyonun artması ortamdaki foton yoğunluğunu daha da arttırmış ve kazanç elde edildiği modlar için ışıma şiddetinin arttığı ve spektrumun FWHM değerinin azaldığı gözlendi.

Sıcaklığa bağlı elektrolüminesans ölçümleri yapılmış ve 300 K'de elektrolüminesans maksimumu 816 nm'den 77 K'de 765 nm'ye kaydığı gözlenmiştir. Elektrolüminesans spektrumlarının maksimumua sahip olduğu enerji değerlerinden bant aralığının sıcaklığa göre değişimi belirlendi ve yarı-deneysel Varshni bağıntısı ile karşılaştırıldı.

n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının ışık-elektrik alan ölçümleri yapılmış ve aygıtların ışıma yapmaya başladığı eşik elektrik alan değerleri 300 K'de 3.8 kV/cm, 77 K'de 4.21 kV/cm olduğu belirlendi. Eşik elektrik alanınından sonra ışıma şiddetinin hızla arttığı gözlenmiş ve bu artış Gunn osilasyonların genliğindeki artış ile uyumlu olduğu belirlenmiştir.

Dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarından yüzeyinden ve kenarından elektrolüminesans spektrumları alındı. Aygıtın aktif bölgesini kuşatan dalgakılavuzu katmanları, aktif bölgede oluşan elektrolüminesansı yan yüzeylere yönlendirdiği ve kenar ışıması yüzey ışımasına göre daha da şiddetlendiği gözlendi. Ayrıca yüzey ve kenar ışıma özellikleri karşılaştırıldı. Fabry-Pérot kavitesinin boyu arttıkça oluşan modların sayısının artması ve herbir mod arası uzaklıklığın azalmasıyla, kenar ışımasında yüzey ışımasına oranla çok daha fazla mod etkisini göstermiştir. Kazanç eğrisinin tepesiyle çakışan temel iki mod kenar ışımasını şiddetlenmiş ve 8 nm ve 6 nm FWHM değerine sahip iki pike ayrılmıştır. Bu şekilde Fabry-Pérot kavitesinde fotonların gidip gelmesi sonucu doğal ışımanın yanında uyarılmış ışıma da başladığı gözlenmiştir. Eşik elektrik alan değerine yakın elektrik alanlarda modların etkisi belirgin değildir fakat özellikle dalgakılavuzlu n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında elektrik alan arttıkça enine modların etkisi elektrolüminesans spektrumunda belirgin hale gelmektedir ve kenar ışımasında yüksek elektrik alan değerlerinde FWHM genişliği 3 nm olan modlar baskındır.

Fabry Pérot kavite etkileri sonucu oluşan koherent ışıma ve impakt iyonizasyon ile oluşan fazlalık taşıyıcı konsantrasyonun yüksek elektrik alanlarda nüfus terslenmesine sebep olacak kadar fazla olduğu düşünüldüğünde, n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Gunn aygıtının klasik bir yarıiletken laser karakteristiğine sahiptir. Bu bağlamda, Gunn Olayı'na dayalı ışıma yapan Gunn aygıtları, bilinen p-n eklemine dayalı yarıiletken laser sistemlerine alternatif

olma potansiyeli taşımaktadırlar. Gunn aygıtları, çalışma şartları düşünüldüğünde de mevcut laserlerden daha performanslıdır. Çünkü Gunn Olayı'na dayalı çalışan hem elektronik hem de optoelektronik aygıtlar bir p-n eklemine veya bir kuantum kuyusu sistemine gereksinim duymadan tek tip katkılı, epitabaka bir yapı ile tasarlanabilirler. Aygıtlar voltaj polaritesinden bağımsız olarak çalıştığından optik VEYA kapısı olarak kullanılma potansiyeline de sahiptir. Klasik laser yapılarından farklı olarak bu tür aygıtlar mikrodalga frekanslardaki puls yineleme hızı sayesinde pulslı laser olarak kullanılabilir. Ayrıca bütün optik haberleşme ve hesaplama sistemlerinde optik saat olarak da kullanılabilirler.

Klasik bir p-n eklemine dayalı laserlerde nüfus terslenmesi için aşırı katkılama gerekmektedir ve elektrotlar aygıtın üstünde ve altında olması gerektiğinden oldukça büyük akımlarda eşik akım değerleri elde edilmektedir. Gunn Olayı'na dayalı ışıma yapan aygıtlar ise tek tip epitabaka içermektedir ve nüfus terslenmesi yüksek elektrik alanlarda impakt iyonizasyon ile sağlanmaktadır. Bazı yarıiletkenler büyütme problemlerinden dolayı tek tip büyütülebilmektedir. Diğer tipinin büyütülmesi sorun teşkil etmektedir ve büyütme süreçlerinde yenilikler gerektirmektedir. Örneğin InN n-tipi büyütülebilmektedir ve p-tipi büyütülebilmesi için yıllardır süren çalışmalar vardır. Bu nedenle çalışma kapsamında çalışılan n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarında böyle bir sorun yoktur ve tek tip katkılı bir tabakada oluşturulan Gunn domainleri ile ışıma elde edilebilmektedir.

Gelecekte, n-tipi GaAs tabanlı Gunn aygıtlarında yüksek elektrik alanlarda meydana gelen metal göçü ve deformasyon problemlerinin, aygıtların farklı şekillerde fabrikasyonu yapılarak üstesinden gelinmesi hedeflenmektedir. Ayrıca farklı geometrilerde aygıtlar tasarlanarak, Fabry Pérot kavitesindeki boyut değişiminin daha koherent bir ışıma elde edilebilmesine olanak sağlayacağı düşünülmektedir.

Gunn aygıtının aktif bölgesi DBR aynalarının arasına yerleştirilerek, oluşan kavite sayesinde Gunn Olayı'na dayalı yüzey ışıması yapan laser haline dönüştürülmesi hedeflenmektedir. Aynı zamanda aktif bölgenin kuantum kuyusu olduğu yapıların da geliştirilmesi düşünülmektedir. Çünkü kuantum kuyulu yapılarda durum yoğunluğu

basamaksı bir hale gelir ve daha küçük bir enerji aralığı değerinde daha fazla elektron yoğunluğu elde edilebilir. Böylece aktif bölgesi kuantum kuyusu olan Gunn aygıtlarında nüfus terslenmesi daha düşük elektrik alanlarda sağlanabilir. Böylece Gunn aygıtının daha düşük elektrik alanlarda çalışması, aygıtın hasar görmesini engelleyecektir.

Çalışmada elde edilen çıktılar gözönüne alındığında, daha iyi bir optik karakterizasyon için ışımanın polarizasyon ölçümleri yapılarak Gunn aygıtlarından elde edilen ışımanın laser ışıma karakteristiği incelenmesi hedeflenmektedir.

Ayrıca polarizasyon durumu için literatürde yer alan güncel çalışmalarda Γ vadisinden veya *L* vadisinden valans bandına geçişlerde taşıyıcıların spin durumlarının bozulmadığı gözlenmektedir. Gunn Olayı'na dayalı ışıma yapan aygıtlarda da impakt iyonizasyon ile yaratılan fazlalık taşıyıcıların Γ vadisinden veya *L* vadisinden valans bandına geçişler olabilir. Bu nedenle uzun süreli spin korunumlu geçişlerin araştırılması için de polarizasyon ölçümlerinin yapılması hedeflenmektedir. Hedeflenen bu çalışma spintronik alanı için oldukça önem arz etmektedir.

KAYNAKLAR

[1]. Ridley, B.K. and Watkins, T.B., 2002, The Possibility of Negative Resistance Effect in Semiconductors, *Proc. Phys. Soc.,* 78(2), 293–304.

[2]. Gunn, J.B., 1963, Microwave Oscillations, *IBM J. Res. Dev*., 12(2), 1–25.

[3]. Knight, B.W. and Peterson, G.A., 1967, Theory of the gunn effect, *Phys. Rev.*, 155(2), 393–404.

[4]. Gunn, J.B., 1963, Gunn's observations, *IBM J. Res. Dev*., 12(2), 88–91.

[5]. McCumber, D.E. and Chynoweth, A.G., 1966, Theory of negative-conductance amplification and of Gunn instabilities in two-valley semiconductors, *IEEE Trans. Electron Devices,* 13(1), 4– 21.

[6]. Heeks, J.S., Some properties of the moving high-field domain in Gunn effect devices, 1966, *IEEE Trans. Electron Devices,* 13(1), 68–79.

[7]. Southgate, P.D., 1967, Recombination processes following impact ionization by high-field domains in gallium arsenide, *J. Appl. Phys.*, 38(12), 4589–4595.

[8]. Zanoni, E., Vendrame, L., Pavan, P., Manfredi, M., Bigliardi, S., Malik, R. and Canali, C., 1993, Hot-electron electroluminescence in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors, *Appl. Phys. Lett.*, 62(4), 402

[9]. Hakim, E. B., Electronics, I. and Area, T., 1975, Reliability studies of Gunn diodes, *Microelectron. Reliab.*, 14(3), 264.

[10]. Chen, R., Gao, W., Wang, X., Aizin, G.R., Mikalopas, J., Arikawa, T., Tanaka, K., Eason, D.B., Strasser, G., Kono, J. ,and Bird, J.P., 2015, High-Voltage Breakdown and the Gunn Effect in GaAs/AlGaAs Nanoconstrictions, *IEEE Trans. Nanotechnol*., 14(3), 524–530.

[11]. Kirchner, P.D., Jackson, T. N., Pettit, G.D. and Woodall, J.M., 1985, Low-resistance nonalloyed ohmic contacts to Si-doped molecular beam epitaxial GaAs, *Appl. Phys. Lett.*, 47(1), 26–28.

[12]. Jones, K.A., Linfield, E.H. and Frost, J.E.F., 1996, Contact resistances of NiGeAu, PdGeTiPt, and TiPd ohmic contacts to GaAs and their temperature dependence from 4.2 to 350 K, *Appl. Phys. Lett.*, 69(27), 4197.

[13]. Chung, S.H., 2005, *Gunn Laser,* Thesis (PhD), University of Essex

[14]. Hoştut, M., 1998, *Light emission from Gınn domains in GaAs and $Ga_{1-x}Al_xAs$ epilayers, Thesis (PhD)*, University of Essex

[15]. Balkan, N. and Hostut, M., 1999, Transient studies of light emission from travelling space charge domains in GaAs and $Ga_{1-x}Al_xAs$, *Phys. B Condens. Matter*, 272 (1-4) , 291–294.

[16]. Hostut, M. and Balkan, N., 1999, Light Emission From Travelling Space Charge, *Turk J Phys*, 23,799–803.

[17]. Chung ,S. and Balkan, N., 2005, Fabry-Perot Gunn laser, *Appl. Phys. Lett.*, 86(21), 1–2.

[18]. Balkan, N. and Chung, S.H. , 2005, Micro-cavity surface emitting Gunn laser, *Proc. 7th Int. Conf. Transparent Opt. Networks*, Ict., London, 2, 97–101.

[19]. Mutlu, S., 2013, *Elektronik Transport Mekanizmalarının Pulslu Ölçüm Teknikleri ile İncelenmesi*, Yüksek Lisans, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

[20]. Ridley, B., 1991, *Hot electrons in low-dimensional structures*, Rep. Prog. Phys., 54, 169–256.

[21]. Balkan, N. and Patanè, A., 2012, *Experimental techniques*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin

[22]. Shah, J., Pinczuk, A., Störmer, H.L., Gossard, A.C. and Wiegmann, W., 1984, Hot electrons in modulation-doped GaAs-AlGaAs heterostructures, *Appl. Phys.* Lett.,44(3) , 322–324.

[23]. Balkan, N., Çelik, H., Vickers, A.J. and Cankurtaran, M., 1995, Warm-electron power loss in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$, multiple quantum wells: *Well-width dependence*, 52(24) , 210–222.

[24]. Erol, A. ve Balkan, N., 2013, Yarıiletkenler ve optoelektronik uygulamaları, Seçkin Yayıncılık, Ankara

[25]. Milsom, P.K. and Butcher, P.N., 1986, Phonon-scattering limitation of the metallic conductivity of a quasi-two-dimensional semiconductor structure, *Semicond. Sci. Technol.*, 1, 58–62.

[26]. Ridley, B. K., *Quantum Processes in Semiconductors*, 1999.

[27]. Tarui, Y., Komiya, Y. and Harada, Y., 1971, Preferential Etching and Etched Profile of GaAs, *J. Electrochem. Soc.*, 118.

[28]. Huber, A.M., 1982, Impurity redistribution in GaAs metalorganic vapor phase epilayers, *Appl. Phys. Lett.*, 41(7) ,638.

[29]. Chung, S. Boland-Thoms, A., Wah, J.Y., Balkan, N., Ridley, B.K. and Roberts, J. S., 2005, Stimulated emission from a Fabry-Perot cavity GaAs/$Ga_{0.68}Al_{0.32}As$ Gunn

laser, *Phys. Status Solidi*, 2(8), 3010–3014.

[30]. Zarem, H.A., Lebens, J.A., Nordstrom, K.B., Sercel, P.C., Sanders, S., Eng, L.E, Yariv, A. and Vahala, K.J., 1989, Effect of Al mole fraction on carrier diffusion lengths and lifetimes in $Al_xGa_{1-x}As$, *Appl. Phys. Lett.*, 55(25), 2622–2624.

[31]. Arafat, Y., Mohammedy, F.M. and Shahidul Hassan, M.M., 2012, Optical and other measurement techniques of carrier lifetime in semiconductors, *Int. J. Optoelectron. Eng*., 2(2), 5–11.

[32]. Bulman, G.E., Robbins, V.M., Brennan, K.F., Hess, K. and Stillman, G.E., 1983, Experimental determination of ımpact ıonization coefficients in (100) GaAs, *IEEE Electron Device Lett.*, 4(6), 181–185.

[33]. Sze, S.M., and Kwok K. Ng., 2006, *Physics of semiconductor devices.* John Wiley & Sons, New York, ISBN: 978-0-471-14323-9.

[34]. Ridley, B., 1982, The electron-phonon interaction in quasi-two- dimensional semiconductor quantum-well structures, *J. Phys. C Solid State Phys*., 5899(15), 5899–5917.

[35]. Ando, T., 1974, Theory of quantum transport in a two-dimensional electron system under magnetic fields IV oscillatory conductivity, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 37, 1233–1237.

[36]. Fawcett W., Boardman, A.D. and Swain S., 1970, Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide, *J. Phys. Chemistry of Solid*, 31(9) , 1963-1990

[37]. Jacoboni, C. Lugli, P., 1989, *The Monte Carlo Method for semiconductor device simulation*, Springer-Verlag Wien, Austria, ISBN:978-3-7091-6963-6

[38]. McKenzie, S., 1986, A test of the lucky-drift theory of the impact ionisation coefficient using Monte Carlo simulation, *J. Phys. Solid State Phys.*, 1959(19), 1959–1973.

[39]. Aspnes, D.E., 1976, GaAs lower conduction-band minima: Ordering and properties, *Phys. Rev. B*, 14(12), 5331–5343.

[40]. Ruch, J. G.andKino, G.S., 1968, Transport properties of GaAs, *Phys. Rev.*,174(3), 921–931.

[41]. Hermann, C. and Weisbuch, C., 1977, k.p perturbation theory in III-V compounds and alloys: A reexamination, *Phys. Rev. B*, 15(2), 823–833.

[42]. Littlejohn, M.A., Hauser, J.R. and Glisson, T.H., 1977, Velocity-field characteristics of GaAs with Γc6-Lc6-Xc6 conduction-band ordering, *J. Appl. Phys.*, 48(11), 4587–4590.

[43]. Littlejohn, M.A. , Hauser, J.R., Glisson, T.H. , Ferry, D.K. and Harrison, J.W., 1978,

Alloy scattering and high field transport in ternary and quaternary III-V semiconductor, *Solid. State. Electron.*, 21, 107–114.

[44]. Bohn, P.P. and Herskowitz, G.J., 1972, Impact ionization in bulk GaAs high field domain, *IEEE Trans. Electron Devices*, 19(1) ,14–21.

[45]. Baraff, G.A., 1962, Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors, *Phys. Rev.*, 128(6), 2507–2517.

[46]. Ridley, B.K., 2000, A model for impact ionisation in wide-gap semiconductors, J. *Phys. C Solid State Phys.*, 16(23) ,4733–4751.

[47]. Plimmer, S.A., David, J.P.R., Rees, G.J. and Robson, R.N., 2000, *Ionization coefficients in $Al_xGa_{1-x}As$ (x=0-0.6), Semiconductor Science and Technology*, 15(7), 692–699.

[48]. Ridley,B.K., 1987, Soft-threshold lucky drift theory of impact ionisation in semiconductors, *Semiconductor Science and Technology, 2(2),* 116

[49]. Čerškus, A., Kundrotas, J., Nargelienė, V., Sužiedėlis, A., Ašmontas, S., Gradauskas J., Johannessen, A. and Johannessen, E., 2011, Photoluminescence characterisation of GaAs/AlGaAs structures designed for microwave and terahertz detectors, *Lith. J. Phys.*, 51(4), 330–334.

[50]. Schroder, D. K., 2006, *Semıconductor Materıal And Devıce Characterization Third Edition*, John Wiley & Sons, Newyork.

[51]. Townsend, M. , Missous, S. , 1997, *L*ow resistance ohmic contacts to millimetre-wave graded gap gunn diode oscillators, *IEEE Trans. Electron Devices*, 237–242.

[52]. Piotrowska, A. , Guivarc'h, A. and Pelous, G. , 1983 , *Ohmic contacts to III–V compound semiconductors: A review of fabrication techniques*, Solid. State. Electron., 26(3), 179–197.

[53]. Marshall, E.D., Zhang, B., Wang, L.C., Jiao, P.F., Chen, W.X., Sawada, T., Lau, S.S.K., Kavanagh, L. and Kuech, T.F., 1987, Nonalloyed ohmic contacts to n-GaAs by solid-phase epitaxy of Ge, *J. Appl. Phys.*, 62(3), 942–947.

[54]. Baca, A.G., Ren, F,. Zolper, J.C. , Briggs, R.D., and Pearton, S.J., 1997, A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors, Solid. State. Electron, 309, 599–606.

[55]. Mosfets, G., Lin, H., Senanayake, S., Cheng, K., Hong, M. and Member, S., 2003 , Optimization of AuGe–Ni–Au Ohmic Contacts for GaAs MOSFETs, 50(4), 880–885.

[56]. Aslan, M. ,2009 ,*III-N-V grubu düşük boyutlu yarıiletken sistemlerde taşıyıcı transport olaylarının incelenmesi*, Doktora, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 1–125.

[57]. Sarcan, F., 2012, *Modülasyon katkılı GaInNAs/GaAs kuantum kuyusu yapıların optik ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi*, Yüksek Lisans, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

[58]. E. Ayşe., 2005, *Yüzey ışıması yapan düşük boyutlu yapılarda Bragg yansıma olaylarının incelenmesi* ,Doktora, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 1-5

[59]. Chung, S. and Balkan, N., 2008, The anatomy of the Gunn laser, *J. Appl. Phys.*, 104(7)

[60]. Aigrain, P., 1958, Recombination processes in semiconductors, *Nuovo Cim. Ser.* 10, 7(2), 724–729.

[61]. Galbiati, N., Grilli, E., Guzzi, M., Albertini, P., Brusaferri, L., Pavesi, L., Henini, M. and Gasparotto, A., 1997, Investigation of Si as an n-type dopant in AlGaAs grown by molecular beam epitaxy on high index planes, *Semicond. Sci. Technol.*, 12(5), 555–563.

[62]. Gunn, J. B., 1964, Instabilities of current in III–V semiconductors, *IBM J. Res. Dev.*, 8(2),141–159.

[63]. Copeland, J.A., 1966, Switching and low-field breakdown in n-GaAs bulk diodes, *Appl. Phys. Lett.*, 9(4), 140–142.

[64]. Wilson K., Summers J.G., 1965, Surface Orianted Gunn Oscillator, *Nature*, 1(68),

[65]. Aspects N., 2003, *Semiconductors:Handbook*, Springer, Verlag Berlin Heidelberg.

[66]. Collins J.H., Zapp, H.R., 1967, Theoretical Considerations of Time Delay for Bias-Field Pulsing in y.i.g., *IEEE Trans. Electron Devices,* 213–214.

[67]. Balkan, N., Ridley, B.K. Vickers, A.J., 1993, *Negative differential resistance and instabilities in 2-D semiconductors,* Springer Berlin Heidelberg ,Berlin, ISBN-10: 1461362202 , 458.

[68]. Pavesi, L. and Guzzi, M., 1994, Photoluminescence of AlGaAs alloys, *J. Appl. Phys.*, 75(10), 4779–4842.

[69]. Vurgaftman, I., Meyer, J.R. and Ram-Mohan, L.R., 2001, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys.*, 89(11), 5815–5875.

[70]. Pässler, R., 1999, Parameter sets due to fittings of the temperature dependencies of fundamental bandgaps in semiconductors, *Phys. Status Solidi*, 216(2), 975–1007.

[71]. Bhattacharya, P., 1994, *Semiconductor Optoelectronic Devices. Prentice Hall Inernational, Prince Hall, USA, ISBN-10:0134956567*

EKLER

EK 1. Rekombinasyon Ömrü Hesabı

Rekombinasyon ömrünün fazlalık taşıyıcı konsantrasyonuna göre değişimi Matlab programı kullanılarak yapılmıştır. Hesaplama için geliştirilen algoritmalar ve değişken tanımlamaları aşağıdaki gibidir:

```
clc
clear all

%%Fiziksel Sabitler
epsbos=8.85*(1E-12);     %Boşluğun dielektrik sabiti,Birimi
((C^2)*(s^2)/((m^2)*(kg)))
kb=1.38*(1E-23);         % Boltzmann Sabiti, Birimi: J/K
e=1.602*(1E-19);         % Elektronun Yükü, Birimi: C
mo=9.1*(1E-31);          % Elektronun Kütlesi, Birimi :kg
hbar=1.05*(1E-34);       % İndirgenmiş Planck Sabiti, Birimi:J*s
pi=3.1415;               % Pi Sayısı

%% Malzeme parametreleri
T=300          % Temperature, Unit: K
d= 2;          % Sample thickness ,Unit: micrometer
L=300;         % Device Length, Unit: micrometer
n0=4E17        % Backgorund Doping Density, Unit: cm^-3
p0=1.79E06;    % Backgorund Doping Density, Unit: cm^-3

A=1E-11
B=1.8E-10;  %Raditive Recombination Coefficent, Unit: cm^2/s
Cn=1.2E-31; %Auger Recombination Coefficent, Unit: cm^6/s
Cp=8.5E-31; %Auger Recombination Coefficent, Unit: cm^6/s

nex=n0;      %Exceess Carrier Density, Unit: cm^-3   t<ttr
taor=1/(B*(p0+n0+nex0));%Radiative Recombination Lifetime, Unit: second

taotr=3.16E-09;  %Domain Transit Time, Unit: second
tao=1/(A+B*(p0+n0+nex0)+Cp*((p0^2)+(2*p0*n0)+(nex0^2))+Cn*((n0^2)+(2*n
0*nex0)+(nex0^2)) %Recombination Time, Unit:second
nextr=nex0*exp(-taor/tao);

for i=1:400
 x=(i/10)*1E-09;
caglar(i)=2*nex0*exp(-x/tao);
f(i)=(i/100)*1E-09;
end

plot(caglar, f)
title('Rekombinasyon   Ömrünün   Fazlalık   Tasiyici   Konsantrasyonuna
Bagliligi')
ylabel('Rekombinasyon Ömrü (s)')
xlabel('Fazlalik Tasiyici Konsantrasyonu cm^-3')
hold on
```

EK 2. Kuramsal Yansıtma Spektrumu Hesabı

Alt DBR aynalarına sahip n-tipi GaAs Gunn aygıtının ve DBR aynalarının kuramsal yansıtma spektrumları *transfer matris* metodu kullanılarak Matlab programında hesaplandı. Hesaplamalar için geliştirilen algoritmalar ve değişken tanımlamaları aşağıdaki gibidir:

```
%% Alt DBR aynalarina sahip n-tipi GaAs Gunn aygitinin kuramsal yansitma
spektrumu
%Transfer matris metodu kullanilarak, DBR aynalarinin veya tüm yapinin
kuramsal yansitma spektrumu hesaplanmaktadir.
clc
clear all
%%Fiziksel Sabitler
epsbos=8.85*(1E-12);     %Boşluğun dielektrik sabiti,Birimi
((C^2)*(s^2)/((m^2)*(kg)))
kb=1.38*(1E-23);         % Boltzmann Sabiti, Birimi: J/K
e=1.602*(1E-19);         % Elektronun Yükü, Birimi: C
mo=9.1*(1E-31);          % Elektronun Kütlesi, Birimi :kg
hbar=1.05*(1E-34);       % İndirgenmiş Planck Sabiti, Birimi:J*s
pi=3.1415;               % Pi Sayısı
%%

dalgaboyu=600:1/20:1000; % Kuramsal yansitma spektrumunun hesaplanacagi
dalgaboyu araligi belirlenir

%% Sellmeir Katsayilari ve Kirilma Indisleri
%GaAs
AGaAs=10.9060;BGaAs=0.97501;CGaAs=0.27969;DGaAs=0.002467;
nGaAs=sqrt(AGaAs+BGaAs./((dalgaboyu*0.001).^2-CGaAs)-
DGaAs*(dalgaboyu*0.001).^2)% GaAs aktif bolgenin kirilma indisi

%AlGaAs
x_AlGaAs=0.0733;
AAlGaAs=10.9060-2.92*x_AlGaAs;BAlGaAs=0.97501;CAlGaAs=(0.52868-
0.735*x_AlGaAs)^2;DAlGaAs=0.002467*(1.41*x_AlGaAs+1);
nAlGaAs=sqrt(AAlGaAs+BAlGaAs./((dalgaboyu*0.001).^2-CAlGaAs)-
DAlGaAs*(dalgaboyu*0.001).^2)% AlGaAs DBR tabakasının  kirilma indisi

%AlAs
x_AlAs=1;
AAlAs=10.9060-2.92;BAlAs=0.97501;CAlAs=(0.30386-0.105)^2
D1=0.002467*(1.41+1)
nAlAs=sqrt(AAlAs+BAlAs./((dalgaboyu*0.001).^2-CAlAs)-
D1*(dalgaboyu*0.001).^2)% AlAs DBR tabakasinin kirilma indisi

n0=1; % Havanin kirilma indisi

%% Snell yasasina göre herbir tabakaya elektromagnetik dalganin gelis
acisi
```

```
gelisacisi0=0;
gelisacisi1=asin((sin(gelisacisi0)*n0./nGaAs));
% Aktif bölgeye gelis acisi
gelisacisi2=asin((nGaAs.*sin(gelisacisi1)/nAlAs));
% AlAs DBR tabakasina gelis acisi
gelisacisi3=asin((nAlAs.*sin(gelisacisi2)/nAlGaAs));
% AlGaAs DBR tabakasina gelis acisi

%% Tabaka kalinliklari
dGaAs=2035.17;
% Aktif Bolgenin kalinligi, (nm)
dAlGaAs=60.76;
% AlGaAs DBR tabakasinin kalinligi, (nm)
dAlAs=70.9;
% AlAs DBR tabakasinin kalinligi, (nm)

%% Herbir tabaka için faz farki
fazGaAs=(2*pi./dalgaboyu).*nGaAs*dGaAs.*cos(gelisacisi1);
%in nm 100A GaAs
fazAlGaAs=2*pi./dalgaboyu.*nAlGaAs*dAlGaAs.*cos(gelisacisi1);
%193A Ga(0.49)Al(0.51)As
fazAlAs=2*pi./dalgaboyu.*nAlAs*dAlAs.*cos(gelisacisi3);
%479A AlAs

%% Karakteristik matrisin ve gecis matrisinin olusturulmasi
for a=1:length (dalgaboyu)

KMGaAs(1,1)=cos(fazGaAs(a));
KMGaAs(2,2)=cos(fazGaAs(a));
KMGaAs(1,2)=(i*sin(fazGaAs(a)))/nGaAs(a);
KMGaAs(2,1)=i*nGaAs(a)*sin(fazGaAs(a));

KMAlGaAs(1,1)=cos(fazAlGaAs(a));
KMAlGaAs(2,2)=cos(fazAlGaAs(a));
KMAlGaAs(2,1)=i*nAlGaAs(a)*sin(fazAlGaAs(a));
KMAlGaAs(1,2)=(i*sin(fazAlGaAs(a)))/nAlGaAs(a);

KMAlAs(1,1)=cos(fazAlAs(a));
KMAlAs(2,2)=cos(fazAlAs(a));
KMAlAs(2,1)=i*nAlAs(a)*sin(fazAlAs(a));
KMAlAs(1,2)=(i*sin(fazAlAs(a)))/nAlAs(a);

mGaAs=KMGaAs;
mAlAs=KMAlAs;
mAlGaAs=KMAlGaAs;

periyot=20;
% DBR periyodu
DBR=((mAlAs*mAlGaAs))^periyot;
% DBR aynalarının transfer matrisi

M=mGaAs*DBR;
% Tüm yapinin transfer matrisi

%% Yansima katsayisi
r(a)=(M(1,1)+nAlGaAs*M(1,2)-M(2,1)-
nAlGaAs*M(2,2))/(M(1,1)+nAlGaAs*M(1,2)+M(2,1)+nAlGaAs*M(2,2));
end
```

```
%% Yansima siddeti
R=100*(abs(r)).^2

%% Cizim
plot(dalgaboyu, R, '-b', 'LineWidth',4)
xlabel('Dalgaboyu (nm)')
ylabel('Yansiticilik (%)')
legend('Yansiticilik')
dalgaboyumin=600;
dalgaboyumak=1000;
axis([dalgaboyumin dalgaboyumak 0.0 110])
hold on
%%
```

EK 3. GaAs ve $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ Bant Aralığının Sıcaklıkla Değişiminin Hesaplanması

Çalışma kapsamında kullanılan n tipi GaAs ve n-tipi $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ tabanlı Gunn aygıtlarının bant aralığı değerlerinin sıcaklığa bağlı davranışı yarı-deneysel Varshni bağıntısı kullanılarak Matlab programında hesaplandı. Hesaplamalar için geliştirilen algoritmalar ve değişken tanımlamaları aşağıdaki gibidir:

```
clear all
clc
%% Al(x)Ga(1-x)As yariiletkeninde farkli x oranlari ve sicakliga gore
bant araliginin degisimi

%%Fiziksel Sabitler
epsbos=8.85*(1E-12);    %Boşluğun dielektrik sabiti,Birimi
((C^2)*(s^2)/((m^2)*(kg)))
kb=1.38*(1E-23);        % Boltzmann Sabiti, Birimi: J/K
e=1.602*(1E-19);        % Elektronun Yükü, Birimi: C
mo=9.1*(1E-31);         % Elektronun Kütlesi, Birimi :kg
hbar=1.05*(1E-34);      % İndirgenmiş Planck Sabiti, Birimi:J*s
pi=3.1415;              % Pi Sayısı
%%

for x=0:40 %Al alasim orani
%Varhni parametreleri; alaşım oranına gore
a(x+1)=(5.5+3.35*(x/100))*1E-04; %Termal genlesme katsayisi (eV/K)
B(x+1)=225+88*(x/100);           %Debye sicakligi (K)
Eg0(x+1)=1.5194+1.48*(x/100);     %x oranına göre 0 K'de bant araligi
degeri
for T=1:300 %sicaklik taramasi
t(T)=T;
Eg(x+1,T)=Eg0(x+1)-((a(x+1)*T*T)/(B(x+1)+T));    %Varshni    bagintisi;
Al(x)Ga(1-x)As alasimi icin
end
end
sicaklik=t';

subplot(3,2,1)
plot(Eg(:,300),'r-')
```

```
title('Al_{x}Ga_{1-x}As için Alasim Orani x e gore ve Sicakliga gore
Band Araliginin Degisimi')
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
hold on
plot(Eg(:,250),'y-','LineWidth',1)
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
hold on
plot(Eg(:,200),'k-','LineWidth',1)
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
hold on
plot(Eg(:,150),'c-','LineWidth',1)
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
hold on
plot(Eg(:,100),'g-','LineWidth',1)
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
hold on
plot(Eg(:,77),'b-','LineWidth',1)
ylabel('Bant Araligi (eV)')
xlabel('Alasim Orani x (%)')
legend('300 ^0K','250 ^0K','200 ^0K','150 ^0K','100 ^0K','77 ^0K')
hold off
subplot(3,2,2)
plot(Eg(1,:),'c.','LineWidth',1)
hold on
plot(Eg(9,:),'r-','LineWidth',3)
hold on
plot(Eg(11,:),'b.','LineWidth',1)
hold on
plot(Eg(21,:),'g.','LineWidth',1)
hold on
title('Al_{x}Ga_{1-x}As için Alasim Orani x e gore ve Sicakliga gore
Band Araliginin Degisimi')
xlabel('Sicaklik ( ^0K )')
ylabel('Bant Araligi (eV)')
legend('x=0','x=0.08','x=0.1','x=0.2')
subplot(3,2,3)
plot(Eg(9,:),'r-','LineWidth',2)
title('Al_{0.08}Ga_{0.92}As içinBand Araliginin Sicaklik ile Degisimi')
xlabel('Sicaklik ( ^0K )')
ylabel('Bant Araligi (eV)')
legend('x=0.08')
hold on
subplot(3,2,4)
plot(Eg(9,:),'r-','LineWidth',2)
title('Al_{0.08}Ga_{0.92}As içinBand Araliginin Sicaklik ile Degisimi')
xlabel('Sicaklik ( ^0K )')
ylabel('Bant Araligi (eV)')
legend('x=0.08')
```



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Çağlar Çetinkaya
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	08.10.1990, Eskişehir
Telefon	0212 440 0000 - 15428 0532 062 6008
E-mail	caglarcetinkayaa@gmail.com
Adres	İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nano-Optoelektronik Araştırma Laboratuvarları Yüksek Manyetik Alan ve Düşük Sıcaklık Laboratuvarı İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı Vezneciler, 34134, İstanbul, TURKEY
Web Adres	www.nano-optoelectronics.org

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik / Katıhal Fiziği	2014-2016
Lisans	İstanbul Üniversitesi / Fizik Karadeniz Teknik Üniversitesi / Fizik	2010-2013 2008-2010
Lise	Kartal Hacı Hatice Bayraktar Anadolu Lisesi	2004-2007

Makaleler / Bildiriler

Cetinkaya C., Donmez O. , Erol A., Arikan M. C., Puustinen J., Guina M., "Electronic Transport in n- and p-type modulation doped $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$/GaAs quantum well structures", Türk Fizik Derneği 30. Uluslararası Fizik Kongresi, 2013, Bodrum, Poster Sunumu

Cetinkaya C., Mutlu S., Donmez O., Erol A., Balkan N., Arikan M.C., "Investigation of Light Emissiomn Based on Gunn Effect in n-type GaAs", Balkan Fizik Birliği 9. Uluslararası Fizik Konferansı, İstanbul, Poster Sunumu