



T.C.  
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



## YÜKSEK LİSANS TEZİ

### III-V GRUBU YARIİLETKENLERE DAYALI GÜNEŞ HÜCRELERİNİN ELEKTRİKSEL ve OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Agageldi MUHAMMETGULYYEV

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Programı

DANIŞMAN  
Prof. Dr. Ayşe EROL

Haziran, 2017

İSTANBUL

Bu çalışma 30.06.2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziğı Programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

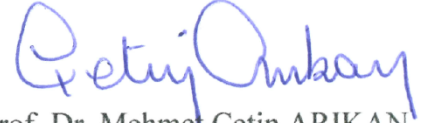
**Tez Jürisi:**



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



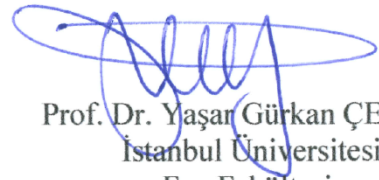
Prof. Dr. Deniz DEĞER ULUTAŐ  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Mehmet Çetin ARIKAN  
İstanbul Esenyurt Üniversitesi  
Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi



Prof. Dr. Serap GÜNEŞ  
Yıldız Teknik Üniversitesi  
Fen Edebiyat Fakültesi



Prof. Dr. Yaőar Gürkan ÇELEBİ  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi



20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin FYL-2016-20686 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

Bu tez, 115F419 numaralı TÜBİTAK projesiyle kısmen desteklenmiştir.

## ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimim boyunca bilgi ve tecrübeleriyle yol gösteren, her koşulda destek ve yardımlarını esirgemeyen değerli danışman hocam Prof. Dr. Ayşe EROL'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Deneysel ve kuramsal çalışmalarımda görüşleriyle beni yönlendiren başta Doç. Dr. Ömer DÖNMEZ olmak üzere bazen bir hoca bazen de bir büyük olarak destek ve yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Barış KINACI'ya teşekkürlerimi sunarım. Fizik eğitimimin temelini tecrübesiyle, eğitime tarzıyla ve disiplinli çalışmasıyla sağlamlaştıran fizik hocam Tavus HOJANAZAROVA'ya en içten dileklerle teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimim boyunca maddi destek sağlayan TÜBİTAK-BİDEB Uluslararası Öğrenciler için Lisansüstü Burs Programından dolayı TÜBİTAK'a saygılarımı ve teşekkürlerimi sunarım.

Tüm deneysel çalışmalarımda her zaman yardım ve desteklerini eksik etmeyen Araş. Gör. Fahrettin SARCAN, Uzm. Furkan KURUOĞLU, Araş. Gör. Selman MUTLU ve Leyla Başak BÜKLÜ'ye teşekkür ederim.

Beni çalışmalarım ile ilgili yüreklendiren, karşılaştığım tüm engellerde karşılıksız yardımlarını esirgemeyen ve çalışmamı yazıya geçirirken kullandığım dili anlaşılabilir hale getirme konusunda destek olan değerli çalışma arkadaşlarım Tülin ERUÇAR, Yeşim YALÇIN, Erman ÇOKDUYGULULAR ve Çağlar ÇETİNKAYA'ya sonsuz minnet ve teşekkürlerimi sunarım.

Aile ortamı gibi sıcak ortam ve tüm yardımları için başta Yrd. Doç. Dr. Kamuran KARA olmak üzere bütün Nano ve Optoelektronik Laboratuvarı çalışanlarına teşekkür ederim. Gazi Üniversitesi Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde bulunduğum süre boyunca tüm destekleri için Uzm. Dr. Yunus ÖZEN'e ve Fotonik ailesine teşekkürü bir borç bilirim.

Öğrenim hayatım boyunca maddi ve manevi desteğini hiç esirgemeyen, bana olan inancını ve güvenini hiç kaybetmeyen Annem ve Babam başta olmak üzere tüm Aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Lisans ve yüksek lisans hayatım boyunca her an koşulsuz yardımcı olan ve destekleyen çok değerli arkadaşım Dilek TEYMUR'a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Kaybettiğim çok değerli amcam Seyitguly MUHAMMETGULYYEV'e ithaf ediyorum.

Haziran 2017

Agageldi MUHAMMETGULYYEV

# İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	iv
İÇİNDEKİLER .....	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
TABLO LİSTESİ .....	xiii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ .....	xiv
ÖZET.....	xix
SUMMARY .....	xxi
<b>1. GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>2. GENEL KISIMLAR .....</b>	<b>6</b>
2.1. GÜNEŞ SPEKTRUMU .....	6
2.2. YARIİLETKENLERDE FOTOVOLTAİK ETKİ .....	10
2.2.1. Yarıiletkenlerde Serbest Yük Taşıyıcıları .....	12
2.2.2. Fotonların Soğurulması .....	15
2.2.3. Serbest Taşıyıcıların Üretimi.....	19
2.2.4. Taşıyıcıların Rekombinasyon Süreçleri.....	21
2.2.4.1. <i>Banttan-Banda Işımalı Rekombinasyon</i> .....	22
2.2.4.2. <i>Auger Rekombinasyonu</i> .....	23
2.2.4.3. <i>Shockley-Read-Hall Rekombinasyonu</i> .....	25
2.3. GÜNEŞ HÜCRESİ YAPILARININ FİZİĞİ.....	29
2.3.1. Basit p-n Eklemler .....	29
2.3.1.1. <i>Elektrik Alan Altında p-n Eklemi</i> .....	31
2.3.1.2. <i>Sah-Noyce-Shockley Modeli</i> .....	34
2.3.1.3. <i>Işık Altında p-n Eklemi</i> .....	35
2.3.1.4. <i>Sürüklenme-Difüzyon (Hovel) Modeli</i> .....	37
2.3.2. Güneş Hücresi Parametreleri .....	40
2.3.2.1. <i>Fotoakım (Kısa Devre Akımı)</i> .....	40
2.3.2.2. <i>Açık Devre Voltajı</i> .....	41
2.3.2.3. <i>Dolum Faktörü</i> .....	42

2.3.2.4. Güç Dönüşüm Verimi.....	43
2.3.3. Güneş Hücrelerinin Eşdeğer Devre Modeli.....	44
2.4. GÜNEŞ HÜCRELERİNDE İDEAL VERİM ANALİZİ .....	47
2.4.1. Shockley – Queisser Limiti .....	47
2.4.2. Tiedje – Yablonovitch Limiti .....	49
2.5. VERİMİ ARTTIRICI TASARIM GEREKSİNİMLERİ.....	50
2.5.1. Yansımayı Önleyici Tabaka .....	50
2.5.2. Pencere.....	52
2.5.3. Arka Yüzey Alanı .....	55
2.5.4. Yarıiletken Malzeme Seçimi .....	56
2.6. UYUMSUZ ALAŞIMLAR .....	58
2.6.1. Seyreltik Azotlu Yapılar .....	58
2.6.2. Seyreltik Bizmutlu Yapılar .....	60
<b>3. MALZEME VE YÖNTEM .....</b>	<b>63</b>
3.1. ÖRNEKLERİN YAPISI.....	63
3.1.1. GaAs Referans n-p Eklem Güneş Hücresi .....	64
3.1.2. GaInNAs ve GaAsBi <i>pin</i> Heteroeklem Güneş Hücreleri .....	67
3.1.3. <i>nipi</i> Yapılar .....	70
3.2. ÖRNEKLERİN FABRİKASYONU .....	72
3.3. FOTOLÜMİNESANS .....	78
3.4. SPEKTRAL DUYARLILIK (FOTOVOLTAJ) .....	80
3.5. AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ.....	81
<b>4. BULGULAR .....</b>	<b>83</b>
4.1. FOTOLÜMİNESANS ÖLÇÜM SONUÇLARI.....	83
4.2. SPEKTRAL DUYARLILIK (FOTOVOLTAJ) ÖLÇÜM SONUÇLARI.....	85
4.3. AKIM-VOLTAJ SONUÇLARININ ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ... 90	
4.3.1. Karanlık I-V Ölçüm Sonuçları .....	90
4.3.2. Aydınlık I-V Ölçümü Sonuçları .....	97
4.4. <i>NİPİ</i> YAPILARIN TEORİK MODEL SONUÇLARI .....	101
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ .....</b>	<b>105</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>108</b>
<b>EKLER.....</b>	<b>116</b>
Ek 1. Sah-Noyce-Shockley Modelinin Çıkarılışı .....	116
Ek 2. Sürüklenme-Difüzyon (Hovel) Modelinin Çıkarılışı.....	118

Ek 3. GaAs referans örneğın J-V karakteristiğinin MATLAB kodu .....	121
Ek 4. Karacisim Işımasıının MATLAB kodu.....	124
Ek 5. GaAsBi için soğurma katsayısının MATLAB kodu .....	125
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>126</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa No

<b>Şekil 1.1:</b> Günümüzde var olan enerji kaynaklarının üretim potansiyellerinin karşılaştırılması. Şekildeki kutuların boyutları istatistiksel verilere dayanmaktadır [7].	2
<b>Şekil 1.2:</b> Son 40 yılda Ulusal Yenilenebilir Enerji Laboratuvarı (National Renewable Energy Laboratory-NREL) tarafından farklı güneş hücresi yapılarından deneysel olarak elde edilmiş en iyi verim değerlerinin kaydedildiği ve her yıl güncellendiği grafik [12].	3
<b>Şekil 2.1:</b> Tungsten lambanın ve insan vücudunun ışımaya spektrumu.	7
<b>Şekil 2.2:</b> AM 0, AM 1.5G ve AM 1.5D güneş spektrumlarının 6000K'deki kara cisim ışınmasıyla birlikte gösterimi [26].	8
<b>Şekil 2.3:</b> Hava kütlesi değerlerinin gösterimi.	9
<b>Şekil 2.4:</b> Güneş spektrumuna atmosferin etkisi [28].	10
<b>Şekil 2.5:</b> Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunun sıcaklığa ve enerjiye göre değişimi.	12
<b>Şekil 2.6:</b> Asal yarıiletkenlerde Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunun sıcaklıkla değişimi ve izinli enerji seviyelerinde elektron ve boşlukların belli bir T sıcaklığında dağılımı.	15
<b>Şekil 2.7:</b> a) Direk bant aralıklı GaAs ve b) indirek bant aralıklı Si yarıiletkenlerin bant yapıları.	16
<b>Şekil 2.8:</b> Direk bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma süreci [2].	16
<b>Şekil 2.9:</b> Yarıiletkenlerin dalgaboyuna göre soğurma katsayısının değişimi [2].	18
<b>Şekil 2.10:</b> Gelen ışık şiddetinin $\alpha$ soğurma katsayılı ve x kalınlıklı malzemede soğurulması. $I(0)$ gelen foton demetinin şiddeti ve R yansıma katsayısıdır ..	19
<b>Şekil 2.11:</b> Bir yarıiletkende farklı enerjideki fotonların yarattığı elektron boşluk çiftleri.	21
<b>Şekil 2.12:</b> Banttan-banda ışımaya rekombinasyon.	22
<b>Şekil 2.13:</b> Auger rekombinasyonu.	24



<b>Şekil 2.14:</b> SRH rekombinasyon mekanizmaları. $E_t$ tuzak enerji seviyesi iken $R_1$ elektronun yakalanma hızı, $R_2$ tuzaktan elektronun emisyon hızı, $R_3$ tuzaktan boşluğun emisyon hızı ve $R_4$ boşluğun yakalanma hızıdır. ....	26
<b>Şekil 2.15:</b> SRH rekombinasyon hızının n / p oranına göre değişimi. ....	29
<b>Şekil 2.16:</b> Termal dengedeki p-n eklemının bant profili.....	31
<b>Şekil 2.17:</b> İleri yönde beslenen p-n eklemının şematik gösterimi.....	32
<b>Şekil 2.18:</b> Geri yönde beslenen p-n eklemının şematik gösterimi. ....	32
<b>Şekil 2.19:</b> Bir p-n eklemında beslemeye bağlı olarak toplam taşıyıcı yoğunluğu ve arınmış bölgenin genişliğinin değişimi. ....	33
<b>Şekil 2.20:</b> Işık altında p-n eklemi.....	36
<b>Şekil 2.21:</b> Işık altında p-n eklemdeki taşıyıcı yoğunluğu. Düz çizgi p-n eklemi karanlıktayken taşıyıcı yoğunluğunun eklem boyunca dağılımını gösterirken, içi boş daireler fotonların ürettiği serbest taşıyıcıları göstermektedir. ....	37
<b>Şekil 2.22:</b> p-n eklemının tabaka yapısı.....	39
<b>Şekil 2.23:</b> Yarıiletkenlerin bant aralıklarına göre AM 1.5G spektrumunda elde edilebilecek maksimum akım yoğunluğunun dalgaboyuna bağlı değişimi. ...	41
<b>Şekil 2.24:</b> Tipik bir güneş hücresinin ışık altındaki I-V karakteristiğinden FF değerinin hesaplanması a) Deneyde elde edilen karanlık ve aydınlık I-V karakteristiğinin karşılaştırılması b) Pozitif akım ekseninin kullanılmasıyla elde edilen aydınlık I-V karakteristiği. ....	43
<b>Şekil 2.25:</b> Güneş hücresinin tek diyotlu eşdeğer devresi. ....	44
<b>Şekil 2.26:</b> Güneş hücresinin iki diyotlu eşdeğer devresi.....	45
<b>Şekil 2.27:</b> Seri direncin I-V karakteristiği üzerinde etkisi [35].....	46
<b>Şekil 2.28:</b> Şönt direncin I-V karakteristiği üzerinde etkisi [36].....	47
<b>Şekil 2.29:</b> Verimin yarıiletkenin bant aralığına ve farklı sıcaklık şartlarına göre değişimi [38].....	48
<b>Şekil 2.30:</b> Gerçek güneş spektrumundan yararlanılarak yarıiletkenin bant aralığına göre verim değişimi [40]. ....	49
<b>Şekil 2.31:</b> Güneş hücresinin şematik gösterimi.....	50
<b>Şekil 2.32:</b> Işığın yansımayı önleyici tabakadaki yolu. ....	51
<b>Şekil 2.33:</b> GaAs güneş hücresinde AR tabakaların etkisi. ....	52

<b>Şekil 2.34:</b> Bir p-n eklemi güneş hücresinde pencere tabakasının rolü. ....	53
<b>Şekil 2.35:</b> Yüzey rekombinasyon hızının spektral duyarlılığa olan etkisi. ....	54
<b>Şekil 2.36:</b> Bir p-n eklem güneş hücresinde arka yüzey alanı tabakası. ....	55
<b>Şekil 2.37:</b> Güneş hücresinin baz bölgesinde yüzey rekombinasyon hızının etkisi.....	56
<b>Şekil 2.38:</b> İki eklemli güneş hücresinin üst ve alt eklemlerini oluşturan yarıiletkenlerin bant aralıklarına göre ideal veriminin değişimi [15]. ....	57
<b>Şekil 2.39:</b> Basit birçok eklemli güneş hücresinin AM 1.5G spektrumunda soğurduğu bölgeler. ....	57
<b>Şekil 2.40:</b> BAC modeline göre GaNAs alaşımının bant yapısı. hh ağır boşluk bandı, lh hafif boşluk bandı ve SO spin-orbit split-off enerji bandıdır [46]. ..	59
<b>Şekil 2.41:</b> VBAC modeline göre GaAsBi alaşımının valans bandını yarılması. HH ağır boşluk bandı, LH hafif boşluk bandı ve SO spin-orbit split-off enerji bandıdır ve her biri ikiye yarılmaktadır [54]. ....	61
<b>Şekil 2.42:</b> GaAs <sub>1-x</sub> Bi <sub>x</sub> alaşımın Bi oranına göre bant aralığının ve spin-orbit split-off enerjisinin değişimi [56]. ....	62
<b>Şekil 3.1:</b> Bazı yarıiletkenlerin soğurma katsayılarının fotonun dalgaboyuna (enerjisine) bağlı olarak değişimi. ....	64
<b>Şekil 3.2:</b> a) GaAs referans p-n güneş hücresinin yapısal şekli ve b) referans örneğin bant diyagramı. ....	65
<b>Şekil 3.3:</b> GaAs n-p güneş hücresinin AM 1 spektrumu altında p-tipi bölgesinin kalınlığına veriminin ve dolum faktörünün değişimi [63]. ....	65
<b>Şekil 3.4:</b> GaAs yarıiletkeninde serbest taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak yüzey rekombinasyon hızının değişimi. Boş işaretler p- tipi GaAs ve dolu işaretler n-tipi GaAs için deneysel olarak elde edilmiştir [64–69]. ....	66
<b>Şekil 3.5:</b> a) GaAs/Ga <sub>0.973</sub> In <sub>0.027</sub> N <sub>0.02</sub> As <sub>0.98</sub> ve b) GaAs/GaAs <sub>0.98</sub> Bi <sub>0.017</sub> <i>pin</i> heteroeklem güneş hücrelerinin yapısal şekli. ....	67
<b>Şekil 3.6:</b> a) GaAs/Ga <sub>0.973</sub> In <sub>0.027</sub> N <sub>0.02</sub> As <sub>0.98</sub> ve b) GaAs/GaAs <sub>0.98</sub> Bi <sub>0.017</sub> <i>pin</i> heteroeklem güneş hücrelerinin bant diyagramları.....	67
<b>Şekil 3.7:</b> <i>pin</i> eklemının tabaka yapısı. ....	68
<b>Şekil 3.8:</b> Bir heteroeklem yapı a) termal dengedeyken, b) ileri yönde besleme durumundayken bant profili [74]. ....	69
<b>Şekil 3.9:</b> Çok eklemli GaInNAs tabanlı <i>nipi</i> güneş hücresi [15]. ....	70

Şekil 3.10: <i>nipi</i> yapıdaki GaInNAs güneş hücresi. ....	71
Şekil 3.11: GaInP/GaAs/ <i>nipi</i> GaInNAs üç eklemlili güneş hücresi. ....	72
Şekil 3.12: Optik ve elektriksel ölçümleri için fabrikasyonu yapılmış olan örnek şekli. ....	73
Şekil 3.13: Örneğin uygun bir şekilde istenilen boyutta kesilmesi [15]. ....	74
Şekil 3.14: Örneğin kimyasal temizlik sırası [15]. ....	74
Şekil 3.15: Fotodirenç kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması [15] ..	75
Şekil 3.16: Fotolüminesans deney düzeneği. ....	79
Şekil 3.17: Spektral duyarlılık deney düzeneği. ....	80
Şekil 3.18: Karanlık ve Aydınlik I-V ölçüm düzeneği. ....	82
Şekil 4.1: GaAs referans ve GaAs/GaInNAs <i>pin</i> yapıların oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu. ....	83
Şekil 4.2: GaAsBi <i>pin</i> yapıya ait oda sıcaklığında farklı uyarıcı ışık gücüne bağlı fotolüminesans spektrumunun değişimi. ....	84
Şekil 4.3: a) Çalışma kapsamında incelenen heteroeklem <i>pin</i> yapılarda tabakalarda fotolüminesans mekanizması, b) GaAs yarıiletkeninin kırılma indisinin dalgaboyuna göre değişimi ve fotolüminesans sonucunda oluşan fotonlar için kritik açının dalgaboyuna göre değişimi. ....	85
Şekil 4.4: Tez kapsamında incelenen örneklerin spektral duyarlılık spektrumları. ..	86
Şekil 4.5: GaAs referans örneğin spektral duyarlılığının deneysel ve teorik hesaplanan sonuçlarının karşılaştırılması. ....	88
Şekil 4.6: GaAsBi <i>pin</i> örneğin spektral duyarlılığının deneysel ve teorik hesaplanan sonuçlarının karşılaştırılması. ....	89
Şekil 4.7: GaAs n-p referans örneğinin karanlık I-V grafiği. ....	90
Şekil 4.8: GaAs/GaInNAs <i>pin</i> yapının karanlık I-V grafiği. ....	91
Şekil 4.9: GaAs/GaAsBi <i>pin</i> güneş hücresi örneğinin karanlık I-V karakteristiği, a) Logaritmik skalada çizilmiş karanlık I-V grafiği, b) SNS modeli ile deneysel sonucun karşılaştırılması. ....	92
Şekil 4.10: GaAs/GaAsBi <i>pin</i> yapısında heteroeklem arayüzeydeki metalik kümelenmelerin gösterimi. ....	94
Şekil 4.11: GaAs/GaAsBi <i>pin</i> yapının karanlık I-V grafiği. ....	95

<b>Şekil 4.12:</b> GaAsBi <i>pin</i> örneğinin karanlık I-V karakteristiğinin Schottky eklemde difüzyon akım modeli ve <i>pin</i> eklemde rekombinasyon akım modelleri ile modellenmesi.....	96
<b>Şekil 4.13:</b> GaAs referans örneğinin AM 1.5G spektrumda I-V karakteristiği.....	97
<b>Şekil 4.14:</b> GaAs referans örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.....	98
<b>Şekil 4.15:</b> GaAs/GaInNAs <i>pin</i> örneğinin AM 1.5G spektrumda I-V karakteristiği.....	98
<b>Şekil 4.16:</b> GaAs/GaInNAs <i>pin</i> örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.....	99
<b>Şekil 4.17:</b> GaAs/GaAsBi <i>pin</i> örneğinin AM 1.5G spektrumda I -V karakteristiği.....	99
<b>Şekil 4.18:</b> GaAs/GaAsBi <i>pin</i> örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.....	100
<b>Şekil 4.19:</b> Kısa devre akımının eklem sayısına göre değişimi ve açık devre voltajının eklem sayısının artmasıyla azalması.....	101
<b>Şekil 4.20:</b> Eklem sayısına göre verimin değişimi.....	102
<b>Şekil 4.21:</b> GaInNAs tabanlı <i>nipi</i> güneş hücresinin eklem sayısına göre spektral duyarlılığının değişimi.....	103
<b>Şekil 4.22:</b> a) GaInP/GaAs/ <i>nipi</i> GaInNAs üç eklemli güneş hücresinin J-V grafiği b) GaInP/GaAs/GaInNAs güneş hücresinde <i>nipi</i> tabaka sayısına karşılık AM 1.5G verim grafiği.....	104

## TABLO LİSTESİ

### Sayfa No

<b>Tablo 3.1:</b> GaAs n-p eklem güneş hücresinin I-V eğrisinin simülasyonunda kullanılan parametreler. ....	66
<b>Tablo 3.2:</b> GaInNAs/GaAs ve GaAsBi/GaAs <i>pin</i> güneş hücrelerin simülasyonunda kullanılan parametreler. ....	69
<b>Tablo 3.3:</b> [100] yönelimli GaAs için aşındırıcıların karışım ve aşındırma oranları [76,77].....	76
<b>Tablo 4.1:</b> 300K'de GaAs/GaAsBi heteroeklem ara yüzeyinde p-tipi GaAs ile Schottky bariyer oluşturan metallerin iş fonksiyonları.....	93
<b>Tablo 4.2:</b> Tez kapsamında incelenen örneklerin parametreleri. ....	100

## SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
$A$	: Kesit alan
$A_p$	: Auger rekombinasyon katsayısı
$\alpha$	: Soğurma katsayısı
$B_{ışmalı}$	: Işımalı rekombinasyon katsayısı
$b$	: Foton akısı
$b_g$	: Işıma şiddeti
$c$	: Işığın vakumdaki hızı
$C_{NM}$	: İletkenlik bandı ile azotun lokalize enerji seviyesi arasındaki etkileşim parametresi
$\chi$	: Elektron afinitesi
$D_n$	: Elektron difüzyon katsayısı
$D_p$	: Boşluk difüzyon katsayısı
$\Delta_{SO}$	: Spin-Orbit Split-Off enerjisi
$\vec{E}_{dış}$	: Dış elektrik alan
$E$	: Enerji seviyesi
$E_n$	: İletkenlik bandında elektronun enerjisi
$E_h$	: Valans bandında boşluğun enerjisi
$E_F$	: Fermi seviyesi
$E_{F_n}$	: n-tipi yarıiletkende Fermi seviyesi
$E_{F_p}$	: p-tipi yarıiletkende Fermi seviyesi
$E_C$	: İletkenlik bandı kenarı
$E_V$	: Valans bandı kenarı
$E_g$	: Yarıiletkenin bant aralığı
$E_N$	: Azotun lokalize enerji seviyesi
$\vec{E}_{iç}$	: İç elektrik alan
$e$	: Elektron yükü
$\eta$	: Güç dönüşüm verimi

$f(E)$	: Fermi-Dirac dağılımı
$\Phi$	: İş fonksiyonu
$\phi_b$	: Schottky bariyer yüksekliği
$G(x)$	: Fotoüretim hızı
$G_n$	: Elektron üretim hızı
$G_p$	: Boşluk üretim hızı
$h$	: Planck sabiti
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti
$I_0$	: Saturasyon akımı
$I_{foto}$	: Fotoakım
$I_m$	: Maksimum fotoakım
$I(\lambda, T)$	: Karacisim ışıma şiddeti
$J_{SC}$	: Kısa devre akımı
$J_{SNS}$	: SNS rekombinasyon akımı
$J_n$	: p-tipinde azınlık elektron akım yoğunluğu
$J_p$	: n-tipinde azınlık boşluk akım yoğunluğu
$J_w$	: Arınmış bölgede oluşan fotoakım yoğunluğu
$J_{foto}$	: Fotoakım yoğunluğu
$J_D$	: Schottky eklemde difüzyon akım yoğunluğu
$J_{SD}$	: Schottky eklemde saturasyon akımı
$k_B$	: Boltzmann sabiti
$k_e$	: Elektronun dalgasayısı
$k_h$	: Boşluğun dalgasayısı
$k_f$	: Fotonun dalgasayısı
$k_p$	: Fononun dalgasayısı
$L_n$	: Elektron difüzyon uzunluğu
$L_p$	: Boşluk difüzyon uzunluğu
$\lambda$	: Elektromanyetin dalganın dalgaboyu
$\lambda_{maks}$	: Spektrumun maksimum dalgaboyu
$m_e^*$	: Elektronun etkin kütlesi
$m_h^*$	: Boşluğun etkin kütlesi
$m_{lh}^*$	: Hafif boşluğun etkin kütlesi
$m_{hh}^*$	: Ağır boşluğun etkin kütlesi

$m_r^*$	: İndirgenmiş kütle
$\mu_n$	: Elektronun mobilitesi
$\mu_p$	: Boşluğun mobilitesi
$N_A$	: Akseptör yoğunluğu
$N_D$	: Donor yoğunluğu
$N(E)$	: Durum yoğunluğu
$N_{CB}$	: İletkenlik bandında durum yoğunluğu
$N_{VB}$	: Valans bandında durum yoğunluğu
$N_C$	: İletkenlik bandındaki etkin seviye yoğunluğu
$N_V$	: Valans bandındaki etkin seviye yoğunluğu
$N_t$	: Tuzak yoğunluğu
$n$	: İdealite faktörü
$n$	: Elektron yoğunluğu
$n_0$	: Havanın kırılma indisi
$n_0$	: Yarıiletken termal dengedeyken elektron yoğunluğu
$n_1$	: Yansımayı önleyici tabakanın kırılma indisi
$n_i$	: Asal elektron yoğunluğu
$n_t$	: Tuzak seviyesine yakalanan elektron yoğunluğu
$n_s$	: Yarıiletkenin kırılma indisi
$\nu$	: Fotonun frekansı
$\Omega$	: Fononun frekansı
$P_m$	: Maksimum güç
$P_{optik}$	: Optik güç
$p$	: Boşluk yoğunluğu
$p_i$	: Asal boşluk yoğunluğu
$p_0$	: Yarıiletken termal dengedeyken boşluk yoğunluğu
$p_t$	: Tuzak seviyesine yakalanan boşluk yoğunluğu
$R$	: Yansıtma katsayısı
$R_1$	: Elektronun tuzak seviyesine yakalanma hızı
$R_2$	: Tuzak seviyesinden iletkenlik bandına elektron emisyon hızı
$R_3$	: Tuzak seviyesinden valans bandına boşluk emisyon hızı
$R_4$	: Boşluğun tuzak seviyesine yakalanma hızı
$R_{SRH}$	: SRH rekombinasyon hızı
$R_S$	: Seri direnç



$R_{Sh}$	: Şönt direnci
$S_n$	: p-tipi yarıiletkende yüzey rekombinasyon hızı
$S_p$	: n-tipi yarıiletkende yüzey rekombinasyon hızı
$\sigma_n$	: Elektron yakalama tesir kesiti
$T$	: Sıcaklık
$t$	: Zaman
$\tau_{ışımali}$	: Taşıyıcıların ışımalı rekombinasyon ömrü
$\tau_{n,ışımali}$	: Elektronun ışımalı rekombinasyon ömrü
$\tau_{p,ışımali}$	: Boşluğun ışımalı rekombinasyon ömrü
$\tau_n$	: Elektronun SRH rekombinasyon ömrü
$\tau_p$	: Boşluğun SRH rekombinasyon ömrü
$U_{ışımali}$	: Net ışımalı rekombinasyon hızı
$U_{Auger}$	: Auger rekombinasyon hızı
$v_t$	: Elektronun termal hızı
$V_{bi}$	: Eklem potansiyeli
$V$	: Uygulanan voltaj
$V_{oc}$	: Açık devre voltajı
$V_m$	: Maksimum voltaj
$W$	: p-n eklemının arınmış bölgesinin genişliği
$W_n$	: Arınmış bölgenin n-tipi bölgesinin genişliği
$W_p$	: Arınmış bölgenin p-tipi bölgesinin genişliği

### Kısaltmalar

### Açıklama

<b>AM 0</b>	: Air Mass 0 (Hava Kütlesi 0)
<b>AM 1.5G</b>	: Air Mass 1.5 Global (Hava Kütlesi 1.5 Toplam)
<b>AM 1.5D</b>	: Air Mass 1.5 Direct (Hava Kütlesi 1.5 Direk)
<b>ASTM</b>	: American Society for Testing and Materials (Amerikan Test ve Materyal Topluluğu)
<b>BAC</b>	: Band Anticrossing
<b>DI</b>	: De-iyonize
<b>EL</b>	: Electroluminescence (Elektrolüminesans)
<b>FF</b>	: Fill Factor (Dolum faktörü)

<b>LIA</b>	: Lock-in Amplifier
<b>MBE</b>	: Molecular Beam Epitaxy (Moleküler Demet Epitaksi)
<b>MOCVD</b>	: Metalorganic Chemical Vapour Deposition (Metal Organik Kimyasal Buhar Depolama)
<b>NREL</b>	: National Renewable Energy Laboratory (Ulusal Yenilenebilir Enerji Laboratuvarı )
<b>SRH</b>	: Shockley-Read-Hall
<b>SNS</b>	: Sah-Noyce-Shockley
<b>SR</b>	: Spectral response (Spektral duyarlılık)
<b>PL</b>	: Photoluminescence (Fotolüminesans)
<b>PMT</b>	: Photo-multiplier tube (Foto-çoğaltıcı tüp)
<b>VBAC</b>	: Valence Band Anticrossing

## ÖZET

### YÜKSEK LİSANS TEZİ

#### III-V GRUBU YARIİLETKENLERE DAYALI GÜNEŞ HÜCRELERİNİN ELEKTRİKSEL ve OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Agageldi MUHAMMETGULYYEV

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Ayşe EROL

Bu çalışmada, GaAs-tabanlı n-p ve GaInNAs ve GaAsBi yarıiletkenlerine dayalı heteroeklem *pin* yapıdaki güneş hücreleri incelenmiştir. Bu güneş hücrelerinin karanlık I-V karakteristiği Sah – Noyce – Shockley (SNS) yöntemi ve ışık altında I-V karakteristiği sürüklenme-difüzyon teorisi kullanılarak modellenmiştir. Güneş hücresi örneklerinin optik karakterizasyonu için fotoluminesans ve fotovoltaj spektroskopisi kullanılmıştır.

Güneş hücresi aygıtların elektriksel karakterizasyonu için örneklerin fabrikasyonu fotolitografi yöntemi kullanılarak mesa şeklinde yapılmıştır. GaAs n-p yapısının en üstünde yüzey rekombinasyon hızını azaltmak için bir pencere tabakası büyütülmüştür. GaAs/GaInNAs heteroeklem *pin* yapısının yüzeyi SiO<sub>2</sub>/SiN<sub>x</sub> yansıtmayı önleyici tabaka ile kaplanmıştır. Modelleme yapılırken pencere tabakası ve yansıtmayı önleyici tabakanın etkisi göz önüne alınmıştır.

GaAs/GaInNAs heteroeklem *pin* yapının karanlık I-V deney sonucu SNS modeli ile uyumluluk gösterirken, GaAs/GaAsBi heteroeklem *pin* yapının deneysel karanlık I-V karakteristiği SNS modeline uymamıştır. Bunun nedeni olarak GaAs ile GaAsBi heteroeklem arayüzeyde metalik kümelenmelerin olabileceği ve bu metalik kümelenmelerin arayüzeyde Schottky eklem oluşturabileceği düşünülmüştür. GaAs/GaAsBi heteroeklem *pin* yapının karanlık I-V davranışını açıklayabilmek için SNS

modeline Schottky eklemen de etkisi eklendiğinde modelin deney sonucu ile uyumlu olduğu görülmüştür.

Örneklerin ışık altındaki performansını belirlemek için AM 1.5G spektrum altında akım-voltaj deneyi yapılmıştır. Güneş hücresi aygıtların AM 1.5G spektrumdaki fotoakım değeri sürüklenme-difüzyon modeli sonucunda elde edilen teorik değer ile uyumluluk göstermiştir. Deney sonucunda güneş hücresi örneklerin verim değerleri ile birlikte diğer parametreleri hesaplanmıştır. AM1.5G spektrumu altında, GaAs referans güneş hücresinin %7.8, GaInNAs-tabanlı güneş hücresinin %10.5 ve GaAsBi güneş hücresinin %4.18 verime sahip olduğu belirlenmiştir.

Elde edilen sonuçlar ışığında yeni nesil 3 eklemlı GaInP/GaAs/GaInNAs *nipi* yapı da modellenebilmiştir. Klasik yapıdaki GaInP/GaAs/GaInNAs ile kıyaslandığında *nipi* yapıda GaInNAs içeren 3 eklemlı güneş hücresinin daha yüksek verimde olacağı teorik olarak elde edilmiştir.

Haziran 2017, 148 sayfa.

**Anahtar kelimeler:** Güneş hücreleri, pin güneş hücreleri, *nipi* güneş hücreleri, tandem güneş hücreleri, GaInNAs, GaAsBi

## **SUMMARY**

### **M.Sc. THESIS**

#### **INVESTIGATION of ELECTRICAL and OPTICAL PROPERTIES of SOLAR CELLS BASED on III-V GROUP SEMICONDUCTORS**

**Agageldi MUHAMMETGULYYEV**

**İstanbul University**

**Institute of Graduate Studies in Science and Engineering**

**Department of Physics**

**Supervisor : Prof. Dr. Ayşe EROL**

In this work, GaAs-based n-p reference solar cell and GaInNAs- and GaAsBi- based heterojunction *pin* solar cells were investigated. The dark I-V and the I-V under the AM1.5G spectrum of the solar cells were modelled by Sah – Noyce – Shockley (SNS) model and Drift-diffusion theory, respectively. Photoluminescence and photovoltage measurements were used to carry out the optical characterization of the solar cell samples.

Solar cells were fabricated in mesa structure using conventional photolithography techniques for electrical characterization. The window layer was grown at the top of the GaAs n-p structure for reducing surface recombination rate. The GaAs/GaInNAs heterojunction *pin* structure was coated with SiO<sub>2</sub>/SiN<sub>x</sub> as an antireflective layer. Effect of the window layer and antireflective layers were also included in the modelling.

The dark I-V characterization of the GaAs/GaInNAs heterojunction *pin* sample is found to be consistent with SNS model, in contrary, the model has not been well-fitted with the experimental dark I-V curve of the GaAs/GaAsBi heterojunction *pin* structure. It is well-known that, because of the growth conditions, GaAsBi grows with surface droplets and the nature of these droplets can be Ga, Bi, or GaBi. All the form of these droplets are metallic and form a Schottky barrier at the interface between GaAs and GaAsBi. By including the Schottky barrier effect into the SNS model, a good agreement has been achieved between modelled and measured I-V curves.

I-V characterizations were carried out under AM 1.5G spectrum to determine the performance of the samples under illumination. Experimentally obtained photocurrent of the solar cell samples under AM 1.5G spectrum showed compatibility with the value of photocurrent theoretically obtained by using drift-diffusion model. The parameters of the solar cell samples extracted from the experimental results. The efficiency values under AM1.5G spectrum have been observed to be 7.8% for GaAs reference solar cell, 10.5% for GaInNAs-based solar cell and 4.18% for GaAsBi-based solar cell.

In the light of obtained results, new generation GaInP/GaAs/GaInNAs *nipi* three-junction solar cell structure has also been modelled. The result of the modelling has been revealed that three-junction solar cell with GaInNAs *nipi* structure has higher efficiency than classical GaInP/GaAs/GaInNAs structure.

June 2017, 148 pages.

**Keywords:** Solar cells, *pin* solar cells, *nipi* solar cells, tandem solar cells, GaInNAs, GaAsBi

## 1. GİRİŞ

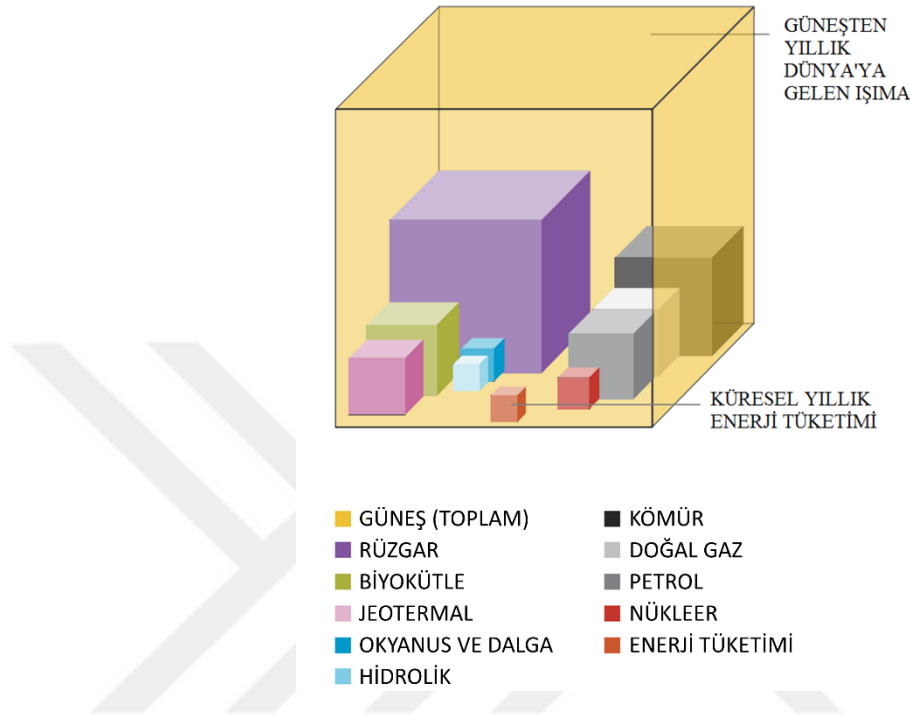
Tüm canlıların yaşamlarını sürdürebilmesi için enerjiye gereksinimi vardır. İnsan nüfusundaki hızlı artış ve küresel ekonominin kalkınması enerji talebini arttırırken, en temel enerji kaynağı olan fosil yakıtları hızla tüketmekteyiz. Arz-talep arasındaki dengesizliğe ek olarak, fosil yakıtların tüketimi hava kirliliği, iklim değişikliğinin ana sebebi olan küresel ısınma ve biyoçeşitliliğin tahrip edilmesi gibi çevresel sorunlara yol açmaktadır. Son yıllarda arz-talep dengesinin bozulması ile toplumun istikrarının azaldığına dair farkındalık da artmaktadır. Günümüzde en çok ihtiyaç duyduğumuz enerji çeşitlerinden en kullanışlı olanı elektrik enerjisidir, çünkü neredeyse her şey için kullanılabilir. Bu yüzden enerji kaynaklarının büyük çoğunluğu elektrik enerjisini üretmek için kullanılmaktadır. Enerji sorununu çözmek için yıllardan beri temiz ve ucuz enerji kaynakları arayışı ve onların kullanımı üzerine çalışmalar yapılmaktadır. Güneş enerjisi böyle kaynaklara en önemli örnektir ve uzun yıllardır çeşitli alanlarda yaygın olarak kullanılmaktadır [1].

Güneşten dünyanın atmosferine saatte gelen güç yaklaşık  $1.26 \times 10^{18}$  kW'tır ve şu andaki küresel enerji talebinin (saatte  $1.6 \times 10^{14}$  kW) yaklaşık on bin katıdır [2,3]. Küresel enerji talebinin 2035 yılına kadar tahmini saatte  $1.98 \times 10^{14}$  kW olması öngörülmektedir [4]. Şekil 1.1 güneş enerjisinin günümüzde var olan diğer enerji kaynaklarına göre çok daha yüksek üretim kapasiteye sahip olduğunu göstermektedir. Bu nedenle bilim dünyasında böyle bir muazzam potansiyelden faydalanmanın yeni ve verimli yollarını bulmak için büyük bir çaba harcanmaktadır.

Güneş enerjisinden faydalanmanın üç yolu vardır:

- Pasif ısıtma sistemleri
- Termal sistemler
- Güneş hücreleri

Yukarıda belirtilen üç maddeden ilk ikisinin çalışması güneş enerjisinin termal enerjiye dönüştürülmesine dayanırken, güneş hücreleri yarıiletken eklemlerde var olan fotovoltaik olaya dayalı olarak güneş enerjisini elektrik enerjisine dönüştürmektedir [5,6].

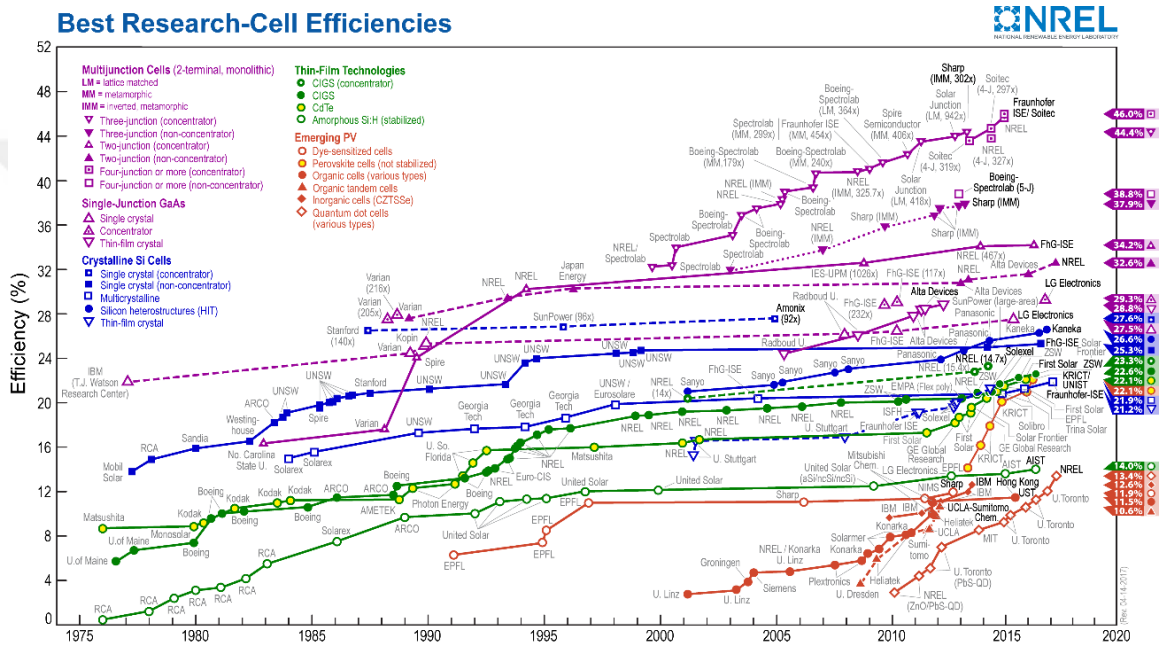


**Şekil 1.1:** Günümüzde var olan enerji kaynaklarının üretim potansiyellerinin karşılaştırılması. Şekildeki kutuların boyutları istatistiksel verilere dayanmaktadır [7].

Şimdiye kadar güneş hücreleri hem yeryüzünde hem de uydu ve uzay araçlarının gücünü sağlamak için başarıyla kullanılmıştır. Fotovoltaik hücrelerde en önemli parametre verimdir ve fotovoltaik hücrelerin verimini sınırlayan pek çok etken bulunmaktadır. Örneğin yeryüzü uygulamalarında çok fazla kullanılan silisyum tabanlı güneş hücrelerinin üretimi ucuz olmakla birlikte verimleri düşüktür, çünkü ışık enerjisini elektrik enerjisine çevirme sürecinde enerjinin büyük kısmı ısıya dönüşmektedir. Tek eklemlili hücreler söz konusu olduğunda, güneş hücrelerindeki en verimli yarıiletken GaAs olup, üretim teknolojisi pahalıdır. Bu nedenle yüksek teknoloji ürünlerinde (uzay aracı, uydu vb.) tercih edilmektedir. Güneş hücrelerinin verimliliğini sınırlayan en temel etken güneş hücrelerinin yapıldığı yarıiletkenin bant aralığıdır. Bant aralığından daha düşük enerjiye sahip fotonlar, soğurulmadan yarıiletkenin bant aralığından çok daha yüksek enerjiye sahip fotonların soğurulmasıyla oluşan elektron ve boşlukların fazla enerjisi sıcaklık olarak tüketilmektedir. Güneş hücrelerinin tek yarıiletken yapıldığı durumda maksimum teorik verim %33'e ulaşırken [8], uygulamada ulaşılabilen en



yüksek verim %28.8 civarındadır [9]. Verim, farklı bant aralıklarına sahip yarıiletkenlerden oluşan p-n eklemlerinin sayısının artırılmasıyla yükseltilebilir. Çok eklemlili güneş hücresi yapısında, güneş ışınların mercekle ya da aynalarla toplanmasıyla farklı yarıiletkenler güneşten gelen farklı enerjili fotonları soğuracağı için teorik olarak %80'den daha yüksek verimlere ulaşılacağı öngörülmektedir [10]. Şu ana kadar çok eklemlili güneş hücrelerinde erişilen verim Şekil 1.2'de görüldüğü gibi 508 güneşte %46'dır ve ticari iki eklem ile 1 güneşte %32.6 verimliliğe ulaşılabilir [11].



**Şekil 1.2:** Son 40 yılda Ulusal Yenilenebilir Enerji Laboratuvarı (National Renewable Energy Laboratory-NREL) tarafından farklı güneş hücresi yapılarından deneysel olarak elde edilmiş en iyi verim değerlerinin kaydedildiği ve her yıl güncellendiği grafik [12].

Üç eklemlili yapılarda, her malzemenin bant aralığının seçilmesi verimliliği arttırmada kritik bir öneme sahiptir. Teorik modeller Ge bazlı üç eklemlili güneş hücresindeki en alt hücre için optimum bant aralığının yaklaşık 1.0eV olduğunu göstermiştir. 0.67eV bant aralığıyla Ge çok eklemlili hücrenin verimliliğini bir ölçüde kısıtlamaktadır ve güneş hücresi akımının da düşük olmasına neden olmaktadır. Ayrıca Ge indirek bant aralıklıdır ve GaAs ile de örgü uyumu çok iyi değildir [13]. Ge ekleminin, 1.0eV bant aralığına sahip bir yarıiletkenle değiştirilmesiyle öngörülen verim 500 güneşte %52 ve Ge içeren güneş hücresinde ise teorik olarak öngörülen verim %42'dir [14,15].

Ge yarıiletkeni yerine GaAs ile örgü uyumlu büyütülen ve bant aralığı içindeki azot konsantrasyonu ve indiyum konsantrasyonunun değiştirilmesiyle 1eV olarak ayarlanabilen GaInNAs alaşımının kullanılmasının güneş hücresinin verimini oldukça arttıracığı NREL tarafından öne sürülmüştür [13]. GaInNAs, seyreltik azotlu alaşımlar olarak bilinen yarıiletken sınıfının bir üyesidir. GaInNAs ilk kez Kondow ve diğ. [16] tarafından, optik haberleşmede kullanılan GaInAsP yarıiletkenine alternatif olarak önerilmiştir. GaInAs içerisine seyreltik miktarda (yüzde birkaç) azot katılarak büyütülen GaInNAs alaşımının bilindik alaşımlardan çok farklı optik özelliklere sahip olduğu ortaya koyulmuştur [17]. III-V grubu örgüsüne eklenen yalnızca %1 azot bant aralığını 150meV kadar azaltmaktadır. GaInNAs alaşımının bant aralığının 1eV olarak ayarlanabilmesi, GaAs ile örgü uyumlu büyütülmesinin yanısıra etkin kütlelerinin büyük olması nedeniyle soğurma katsayısının yüksek olması dikkati çeken özellikleridir.

Güneş hücresi uygulamalarında GaAs ile örgü uyumlu olan ve bant aralığı ayarlanabilen GaInNAs gibi GaAsBi alaşımı da büyük potansiyele sahiptir. GaAsBi alaşımının bant aralığı GaAs kristaline eklenen Bi atomunun %Bi oranına göre 70-90 meV kadar azalmaktadır. Bizmut içeren GaAsBi alaşımları, güneş hücresi, kırmızı altı bölgede çalışan LED, laser ve dedektör gibi aygıtların aktif bölgesi olarak kullanılabilme potansiyeli ile son yıllarda yoğun olarak çalışılan malzemelerdir [18–23]. GaAsBi'un güneş hücresi uygulamalarında kullanımı konusunda sadece teorik çalışmalar mevcuttur [22,23]. Geleneksel çok eklemlili güneş hücrelerinde kullanılan Ge, ışımaz bir süreç olan yüksek Auger rekombinasyonuna sahiptir. Yaklaşık %9 Bi oranına sahip GaAsBi/GaAs heteroeklem yapıda Auger rekombinasyonun baskılandığı deneysel olarak gözlenmiştir [24]. Zayan ve diğ. [23] tarafından yapılan simülasyon çalışmada Ge p-n eklem güneş hücresinin veriminin %4.2 ve GaAs<sub>0.88</sub>Bi<sub>0.12</sub> p-n eklem güneş hücresinin veriminin %5.35 olarak bulunduğu rapor edilmiştir.

Bu tez çalışmasında GaInNAs ve GaAsBi tabanlı tek eklemlili güneş hücrelerinin deneysel ve kuramsal olarak incelenmesine yönelik çalışmalar yapılmıştır. İki farklı malzeme türüne dayalı güneş hücrelerinin fabrikasyonu klasik fotolitografi yöntemiyle mesa yapıda yapılmış, optik karakterizasyonları fotoluminesans, spektral fotovoltaj ölçümleri ile gerçekleştirilmiştir. Güneş hücrelerinin verimleri, açık devre voltajları ve kısa devre akımları solar simülatör ile AM 1.5G spektrum altında alınan I-V ölçümlerinden

belirlenmiştir. Karanlık ve ışık altındaki I-V eğrileri modellenerek ideal ve deneysel güneş hücresi parametreleri kıyaslanmıştır.

Tezin Genel Kısımlar bölümünde güneş spektrumu, yarıiletkenlerde optik süreçler ve güneş hücrelerinin yapısına değinilmiştir. Güneş hücresinin I-V karakteristiğini kuramsal olarak elde etmek için tez çalışması kapsamında kullanılan modeller verilmiştir.

Malzeme ve Yöntem kısmında tez çalışması kapsamında incelenen güneş hücresi örneklerin fabrikasyon süreçleri ve optik ve elektriksel karakterizasyon için kullanılan deneysel teknikler anlatılmıştır.

Tezin Bulgular bölümünde yapılan çalışmaların sonuçları ve elde edilen bulguların yorumları Tartışma ve Sonuç kısmında yer almaktadır.

## 2. GENEL KISIMLAR

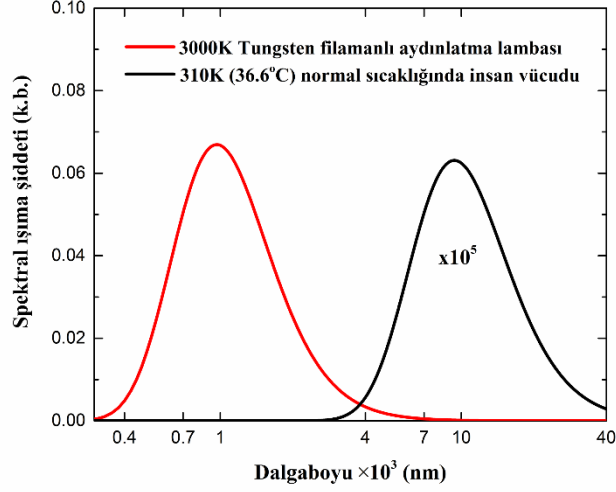
Güneş hücreleri üzerine düşen fotonların soğurulması ve serbest taşıyıcıların üretilmesi ile ışık enerjisini doğrudan elektrik enerjisine çevirirler. Bu bölümde önce kısaca güneş spektrumunun özelliklerine değinildikten sonra, yarıiletkenler tarafından fotonların soğurulma süreci üzerinde durulacaktır. Fotonların soğurulmasıyla üretilen serbest taşıyıcıların rekombinasyon süreçlerine değinildikten sonra temel güneş hücresi yapısı olan yarıiletken p-n eklemine fiziki incelenecektir. Güneş hücrelerinin performanslarının belirlenmesi için deneysel olarak belirlenebilen parametreler ve bu parametrelerin fiziki güneş hücrelerinin modellenmesinden sonra anlatılacaktır. Ayrıca güneş hücrelerinin ideal şartlardaki ve gerçekteki verim değerleri irdelenerek, güneş hücresinin verimini ideal şartlardaki sınırlarına yaklaştırabilmek için güneş hücresinin tasarım gereksinimlerine değinilecektir. Güneş hücrelerinin verimini sınırlayan en önemli parametre güneş hücresini oluşturan yarıiletkenin bant aralığı olduğundan, güneş hücre tasarımlarında ne tür malzeme seçilmesinin uygun olacağı irdelenecektir.

### 2.1. GÜNEŞ SPEKTRUMU

Tükenmekte olan geleneksel enerji kaynaklarına alternatif olarak temiz, çevreye zararsız ve yenilenebilir enerji kaynaklarının en önemlisi güneş enerjisidir. Dünyadan uzaklığı  $1.5 \times 10^8$  km olan güneşin dış kısmı düşük yoğunluklu gaz bulutları, iç kısmı ise kütle çekimin altında çok yoğun plazmadan oluşmuştur [25]. Güneş sürekli bir füzyon reaktörü gibi çalışmaktadır. Güneşin iç kısımlarında milyonlarca Kelvin sıcaklıkta oluşan bu tepkimeler sonucu bir miktar kütle enerjiye dönüşmektedir. Güneşin yarıçapı  $\sim 7 \times 10^5$  km olup, dünyadan uzaklığına kıyasla küçük olduğundan, güneş noktasal ışık kaynağı olarak kabul edilebilir [2]. Belirli bir  $T$  sıcaklığındaki bir cisim kara cisim ışınması yapar. Buna göre güneş radyasyonu da bir kara cisim ışınması olarak modellenebilir. Planck ışınma yasasına göre modellenen kara cisim ışınmasının  $I(\lambda, T)$  şiddetinin değeri ve maksimum olduğu dalgaboyu, kara cismin  $T$  sıcaklığına bağlı olarak değişir [2]:

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left( \exp\left(\frac{hc}{k_B T \lambda}\right) - 1 \right) \quad (2.1)$$

Burada  $h$ ,  $k_B$  ve  $c$  sırasıyla Planck sabiti, Boltzmann sabiti ve ışığın vakumdaki hızıdır.  $\lambda$ ,  $T$  sıcaklığındaki cismin yaydığı elektromanyetik dalganın dalgaboyudur.



**Şekil 2.1:** Tungsten lambanın ve insan vücudunun ışıma spektrumu.

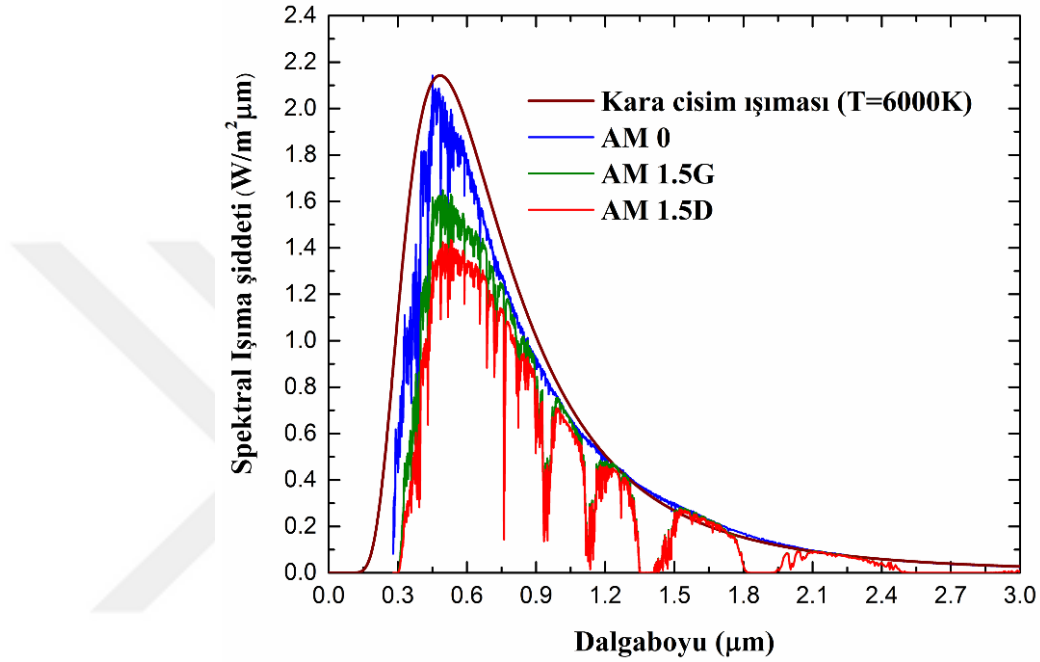
Şekil 2.1’de 3000K sıcaklığında beyaz ışık yayan tungsten filamanlı aydınlatma lambasının yaydığı ışıma spektrumuyla normal sıcaklığında (36.6 °C) insan vücudunun yaydığı ışıma spektrumlarının karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi tungsten lambanın ışımalarının maksimumu  $\sim 960 \text{ nm}$ ’de iken, insan vücudunun yaydığı ışımanın maksimumu  $\sim 9400 \text{ nm}$ ’dedir. Ayrıca şiddet değeri olarak lambanın, insan vücudundan  $\sim 100 \text{ 000}$  kat daha şiddetli ışıma yaptığı görülmektedir. Sıcaklığın azalmasıyla ışıma spektrum şiddetinin maksimum olduğu dalgaboyu daha uzun dalgaboylarına kayar. Karacisim ışıma spektrumunun pik noktasının sıcaklığa bağlılığı *Wien yerdeğiştirme yasası* ile tanımlanır [2]:

$$\frac{hc}{k_B T \lambda_{maks}} = 4.965 \quad \rightarrow \lambda_{maks} T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (2.2)$$

burada  $\lambda_{maks}$  ışıma spektrumu şiddetinin maksimum olduğu dalgaboyudur. Denklem (2.2)’den görüldüğü gibi sıcaklık ile  $\lambda_{maks}$  arasında ters orantılı bir ilişki vardır.

Güneş hücrelerinin performanslarını uygulama yerlerine göre incelemek için “American Society for Testing and Materials (ASTM)” tarafından belirlenmiş olan güneş spektrumu

standartları kullanılmaktadır. Şekil 2.2’de AM 0, AM 1.5G ve AM 1.5D güneş spektrumu standartları gösterilmiştir [26]. AM 0 atmosferin dışındaki güneş spektrumu olup, uzay uygulamaları için kullanılır ve 6000K sıcaklıktaki kara cisim ışıması ile çok uyumludur. AM 1.5G ve AM 1.5D yeryüzü uygulamaları için güneş hücrelerinin performanslarının belirlenmesinde kullanılır.



Şekil 2.2: AM 0, AM 1.5G ve AM 1.5D güneş spektrumlarının 6000K’deki kara cisim ışımasıyla birlikte gösterimi [26].

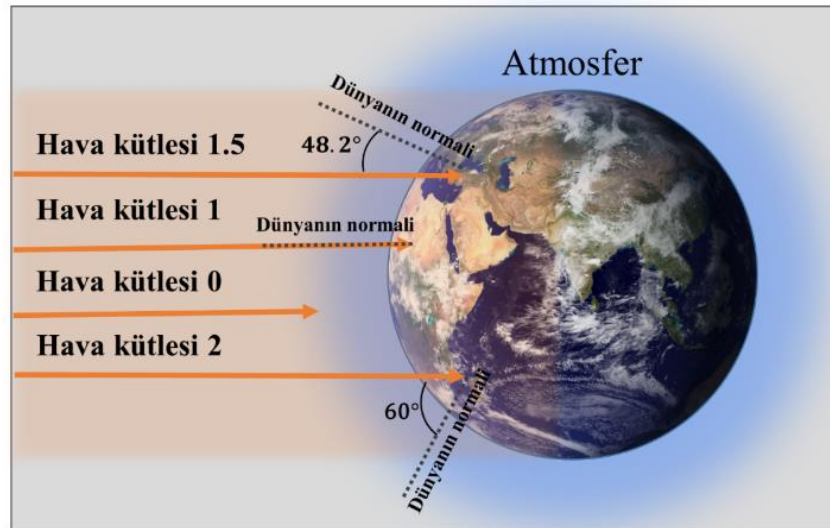
Hava kütlesi yani (Air Mass-AM) terimi güneş ışınının atmosferden yeryüzüne gelme açısına bağlı olarak spektrumdaki şiddet değişikliğinin belirlenmesi için kullanılır. Güneş ışınlarının atmosferde aldığı yolun uzun olması şiddetinin azalmasına yol açar. Hava kütlesi güneş ışınının dünyanın normaline göre geldiği  $\theta$  açısına bağlı olarak şu şekilde ifade edilir.

$$AM = \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (2.3)$$

Dünyaya dik olarak gelen güneş ışınları (Şekil 2.3) en kısa yolu izleyerek yeryüzüne ulaşırlar ve spektrum AM 1 olarak adlandırılır. Genellikle yeryüzü uygulamalarında dünya normaline  $48.2^\circ$  ile gelen güneş ışığının spektrumu yani AM 1.5 kullanılır. Bunun dışında farklı coğrafik konumlar için farklı güneş spektrumu standartları

kullanılmaktadır. Şekil 2.3’de görüldüğü gibi normale  $60^\circ$  açı ile gelen güneş ışığının spektrumu AM 2 olarak adlandırılır.

Güneş ışınları atmosferde ilerlerken soğurulma dışında, atmosferdeki toz parçacıkları, su damlacıkları veya su kristalleri tarafından da saçılmaya uğrar. Bu durumda coğrafik konuma bağlı olarak belirlenmiş herhangi bir hava kütlesi spektrumu iki şekilde tanımlanır: Herhangi bir saçılmaya maruz kalmadan yeryüzüne ulaşan güneş ışınları ki buna *direk* (*Direct-* kısaca D ile gösterilir) *spektrum* denir ve hava kütlelerinin sonuna D harfi eklenir. Buna karşın direk spektruma atmosferdeki saçılmaların da etkisi eklenirse yeni spektrumun şiddeti D spektrumuna göre daha şiddetli olur. Bu spektrum hava kütlelerinin sonuna G harfi eklenerek belirtilir. G, global (toplam) spektrumu temsil etmektedir. Örnek olarak Şekil 2.2’de AM 1.5 G ile AM 1.5 D spektrumları gösterilmiştir.

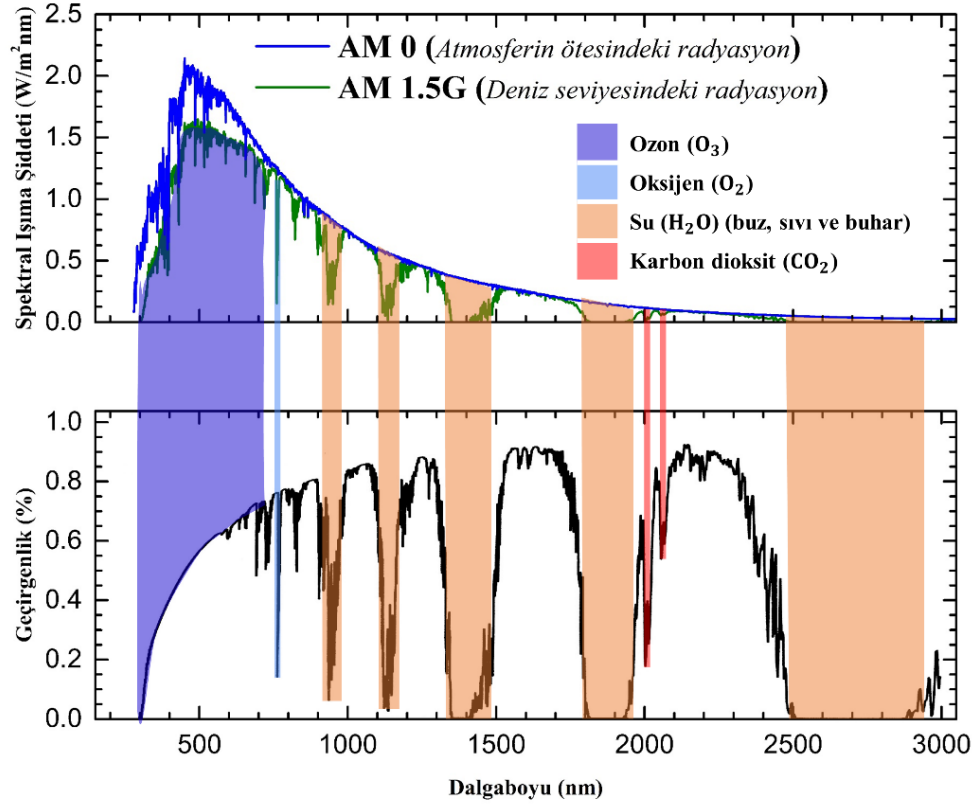


**Şekil 2.3:** Hava kütlesi değerlerinin gösterimi.

Güneş ışığının dünya atmosferine girmesinden itibaren %22.5'i bulutlardan ve %8.8'i yer yüzeyinden yansırken, %19.6'sı atmosferde soğurulur [27]. Dolayısıyla güneş enerjisinin sadece %49.1'i yeryüzüne ulaşır.

Dünyada atmosferden geçerek gelen güneş ışığının spektrumu ölçülürken atmosferdeki soğurma mekanizmalarının göz önüne alınması gereklidir. Şekil 2.4'te dünya atmosferinin geçirgenliği ve buna bağlı olarak AM 1.5G spektrumunun belirli bölgelerindeki şiddet düşmeleri gösterilmektedir. Güneş spektrumunun 300-350nm ve

500-720nm bölgesi atmosferin ozon ( $O_3$ ) tabakasında soğurulduğu için bu bölgelerde ışığın şiddeti düşmektedir. Ozon atmosferin çok az kısmını oluşturduğundan Şekil 2.4'te görüldüğü gibi geçirgenlik yukarıda bahsedilen bölgede oldukça yüksektir. Fakat 760nm dalgaboyundaki ışınları atmosferin  $\sim 20\%$ 'sini oluşturan oksijen ( $O_2$ ) tarafından yüksek miktarda soğurur. Bunun dışında şekilde karbondioksit ( $CO_2$ ) gazının da 2010nm ve 2060nm dalgaboylarında yüksek soğurma katsayısına sahip olduğu görülmektedir. Atmosferi  $\sim 70\%$  nitrojen ( $N_2$ ) ve  $\sim 20\%$   $O_2$  ve  $\sim 4\%$  kadarını da su ( $H_2O$ ) oluşturmaktadır. Güneş spektrumunun çoğu kısmının su molekülleri tarafından soğurulduğu, Şekil 2.4'te açık bir şekilde görülmektedir.



Şekil 2.4: Güneş spektrumuna atmosferin etkisi [28].

## 2.2. YARIİLETKENLERDE FOTOVOLTAİK ETKİ

Herhangi bir malzeme üzerine ışık düştüğünde, soğurulan fotonlar malzemenin atomlarındaki bağlı elektronları uyarırlar. Eğer fotonun enerjisi yeterli değilse elektronları bağlı halinden kopararak serbest hale getiremezler. Yeterli enerjiye sahip



fotonların uyardığı elektronlar serbest hale geldikten sonra malzemede elektrik akımını oluştururlar. Bu olaya *fotovoltaik etki* denir. Böylece ışık enerjisi tek aşamada elektrik enerjisine dönüştürülmüş olur. Bu etkinin açıklaması kuantum mekaniğine dayanır.

19. yüzyılın başında frekansı yüksek olan elektromanyetik ışınımın gazları iyonize ettiğini ve metal yüzeyine düştüğünde elektronların koparak vakumda serbest kaldığı keşfedilmiştir. Fakat bu olay klasik elektromanyetik teorisi ile açıklanamamıştır. 1905 yılında A. Einstein yayınladığı makalede ışık tarafından koparılan elektronların enerjisi elektromanyetik ışınımın kuantası olan fotonların frekansı ile doğru orantılı olduğunu açıklamıştır ve etkiyi *fotoelektrik etki* olarak tanımlamıştır [29]. Fotoelektrik etki fotonlar tarafından uyarılan elektronların malzemeden koparak vakumda serbest kaldığı durumlarda kullanılırken, *fotovoltaik* terimi ise fotonlar tarafından uyarılıp serbest kalan elektronların hala malzeme içerisinde olduğu durumlarda kullanılır. Her iki durumda da serbest hale gelen taşıyıcıların elektrotlarda toplanmasıyla elektrik akımı elde edilir. Bu akıma *fotoakım* denir. Fotonlar tarafından uyarılan elektronlar kısa bir süre içerisinde fazla enerjisini ortama vererek denge durumuna geri dönerler. Dolayısıyla fotoakım elde edilebilmesi için metallerde fotoelektrik etkiyle oluşan serbest elektronların kontaklara ulaşabilmesi gerekmektedir. Bu elektronlara yeterli kinetik enerji ısı veya elektrik enerjisi ile sağlanır.

Yarıiletkenlerde fotovoltaik etki farklıdır. Çünkü yarıiletkenlerde elektronların serbest hale gelebilmesi için fotonların enerjisinin belirli bir enerji eşiğini aşması gereklidir. Bu eşiği belirtilen yarıiletkenin bant aralığıdır ve fotonun enerjisi bant aralığına eşit ya da bant aralığından büyük olmalıdır. Bu durumda gelen fotonlar soğurulurken daha düşük enerjideki fotonlar ise soğurulmadan yarıiletkenden geçerler. Fotonların soğurulmasıyla iletkenlik bandına uyarılan elektronlar, fazla enerjisini ortama vererek iletkenlik bandının minimumuna ( $E_C$ ) inerler. Hala serbest halde olan elektronlar iletkenlik bandı ile valans bandının arasında herhangi enerji seviyesi olmadığından valans bandına ( $E_V$ ) yani denge durumuna yarıiletkenin bant aralığı ( $E_g$ ) kadar fazla enerjisini kaybederek geri dönerler.

Uyarılan elektronların bu tür enerji kayıpları ışımali ve ışımsız rekombinasyon mekanizmaları altında 2.2.4'te incelenecektir. Ayrıca 2.2.1'de öncelikle yarıiletkende serbest taşıyıcıların dağılımından söz edilerek, sonrasında 2.2.2'de fotonların

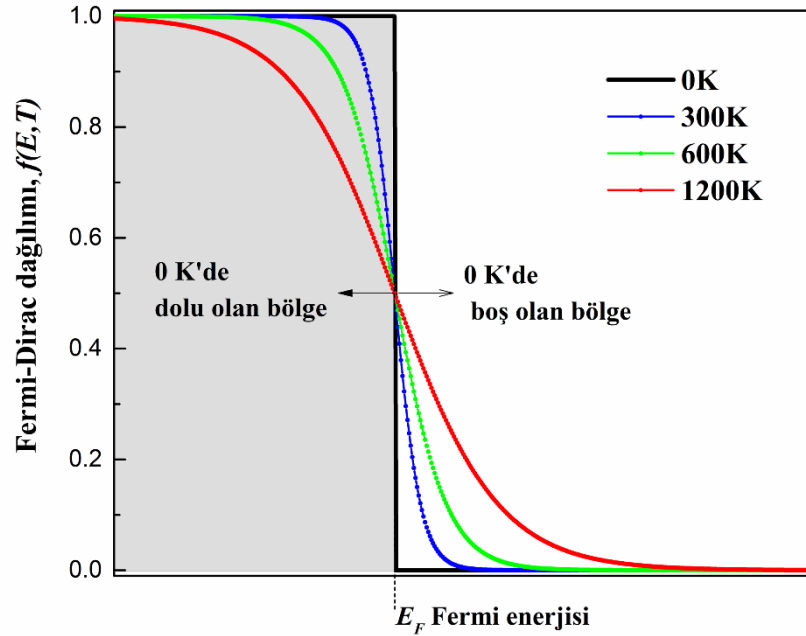
soğurulmasına ve 2.2.3'te ise fotonların soğurulmasıyla yarıiletkenlerde serbest taşıyıcıların üretimine değinilecektir.

### 2.2.1. Yarıiletkenlerde Serbest Yük Taşıyıcıları

Atomların bir araya gelerek çok sıkı bağ kurmalarıyla katı yapı oluşur. Yapıda elektronlar en düşük enerji seviyesinde olma eğilimindedirler. Teorik olarak 0K sıcaklıkta elektronlar olabilecekleri en düşük enerji seviyesindedir fakat sıcaklığın artmasıyla elektronların üst izinli  $E$  enerji seviyelerine dağılımı artacaktır. Bu dağılım Fermi-Dirac dağılım fonksiyonuyla belirlenir. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu  $f(E)$ , Denklem (2.4)'de verildiği gibi ifade edilir:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.4)$$

burada  $k_B$  Boltzmann sabiti,  $T$  sıcaklık ve  $E_F$  Fermi enerji seviyesidir. Fermi enerjisi mutlak sıcaklıkta dolu olan en üst durumun enerjisidir.



Şekil 2.5: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunun sıcaklığa ve enerjiye göre değişimi.

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi mutlak sıfır sıcaklığında Fermi enerjisine kadar bütün seviyeler dolu yani  $f(E) = 1$ 'dir. Fakat sıcaklığın artmasıyla Fermi seviyesinden daha

yüksek izinli enerji seviyelerinin ( $E > E_F$ ) işgal edilme olasılığı yükselerek 0 ila 0.5 arasında değişmektedir.

Yarıiletkenlerde valans bandından iletkenlik bandına uyarılan elektron ardında boş enerji seviyesi bırakır. Bu enerji seviyesine valans bandında bağlı olan başka bir elektron gelir ve ardında aynı şekilde boş durum bırakır. Dolayısıyla bu boş olan duruma *boşluk* denir çünkü elektronun aksine pozitif parçacık gibi davranır ve valans bandında serbestçe dolaşır. İletkenlik bandında bant kenarından itibaren yüksek enerjilerde durum yoğunluğu Denklem (2.5)'teki gibi verilir. Aynı şekilde valans bandındaki durum yoğunluğu da Denklem (2.6)'da verildiği gibidir:

$$N_{CB} = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_C} \quad (2.5)$$

$$N_{VB} = \frac{(2m_h^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_V - E} \quad (2.6)$$

burada  $m_h^* = (m_{lh}^{*3/2} + m_{hh}^{*3/2})^{2/3}$  olmak üzere valans bandında boşlukların etkin kütesidir.  $m_{lh}^*$  hafif boşluğun ve  $m_{hh}^*$  ağır boşluğun etkin kütleleridir.  $\hbar$  Planck sabitidir. Her iki bant içindeki izinli seviye yoğunluklarının işgal olasılığı ile çarpımını belli bir enerji aralığı için integre edersek, seviyeleri işgal eden taşıyıcı yoğunluğu şu şekilde bulunur:

$$n(E_1, E_2) = \int_{E_1}^{E_2} N(E) f(E) dE \quad (2.7)$$

burada  $N(E)$  durum yoğunluğudur. İletkenlik bandı için integral sınırları  $E_1 \rightarrow E_C$  ve  $E_2 \rightarrow \infty$  olarak alındığında Denklem (2.7) sonucunda elektron yoğunluğu şu şekli alır:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

burada  $N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$  olmak üzere iletkenlik bandındaki etkin seviye yoğunluğudur. (2.7) integrali ( $E_1 \rightarrow -\infty$  ve  $E_2 \rightarrow E_V$  alınarak) valans bandı için çözümlerse, boşluk yoğunluğu bulunur:

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

burada  $N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$  olmak üzere valans bandındaki etkin seviye yoğunluğudur.

Termal dengede yarıiletkende elektron yoğunluğu ile boşluk yoğunluğu eşit olmalıdır:

$$n_i = p_i = \sqrt{n_i p_i} \quad (2.10)$$

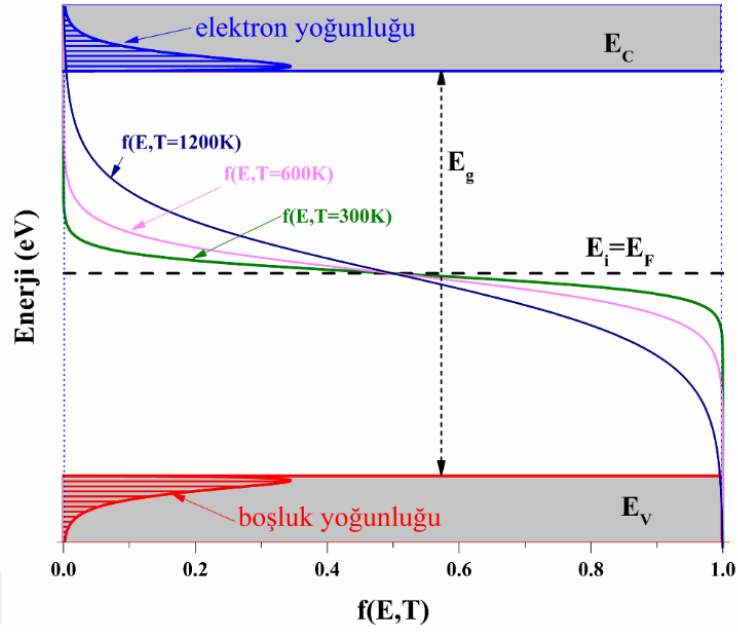
Elektron ve boşluk yoğunluğu eşit olan yarıiletkene *asal yarıiletken* denir. Denklem (2.10)'daki "i" indisi asal (intrinsic) yarıiletkeni temsil eder.  $E_g = E_C - E_V$  alınıp, (2.8) ve (2.9) Denklem (2.10)'da yerine yerleştirildiğinde, yarıiletkende belli bir  $T$  sıcaklığında serbest taşıyıcı yoğunluğu elde edilir.

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (2.11)$$

Denklem (2.11)'den belli bir  $T$  sıcaklığında bant aralığı büyük olan yarıiletkendeki asal taşıyıcı yoğunluğunun daha az olduğu görülmektedir. Yarıiletkendeki asal taşıyıcı yoğunluğu yarıiletkenin Fermi seviyesini belirleyici parametredir. Fermi seviyesinin konumu Denklem (2.8) ve (2.9) eşitlendiğinde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$E_F = E_V + \frac{E_g}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (2.12)$$

Asal yarıiletkenlerde Fermi seviyesi bant aralığının ortalarında yer alır. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla iletkenlik ve valans bantlarında serbest taşıyıcıların yoğunluğu da artar.



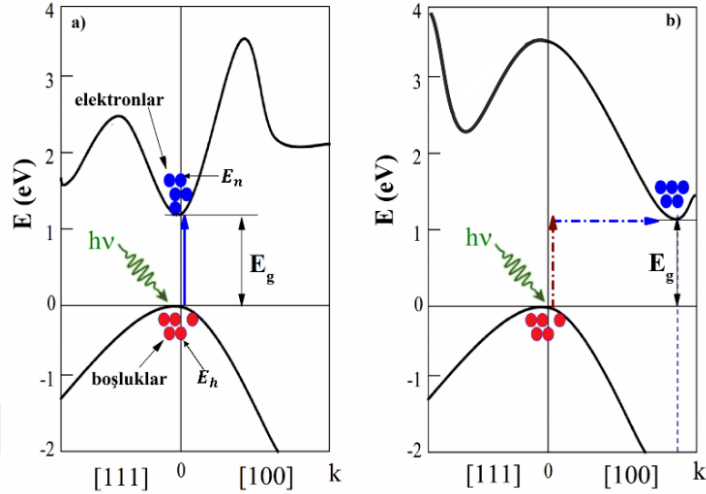
**Şekil 2.6:** Asal yarıiletkenlerde Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunun sıcaklıkla değişimi ve izinli enerji seviyelerinde elektron ve boşlukların belli bir  $T$  sıcaklığında dağılımı.

### 2.2.2. Fotonların Soğurulması

Yarıiletkenlerde elektron veya boşluklar için izinli enerji seviyeleri enerji-momentum veya kısaca  $E - k$  dispersiyon eğrisiyle gösterilir. Ayrıca bu gösterim yarıiletkenin bant aralığı yani iletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumunun arasında kalan yasaklı enerji aralığı ile ilgili bilgi verir. Buna göre Şekil 2.7'de gösterildiği gibi iletkenlik bandının minimumu ve valans bandının maksimumu aynı  $k$  değerinde ise elektron geçişleri momentum değişikliği olmadan gerçekleşir, eğer farklı  $k$  değerlerinde ise elektronun iletkenlik bandına uyarılması momentum değişikliğiyle dolaylı olarak gerçekleşir. Bu geçişler sırasıyla *direk* ve *indirek bant aralıklı* yarıiletkenlerde olur.

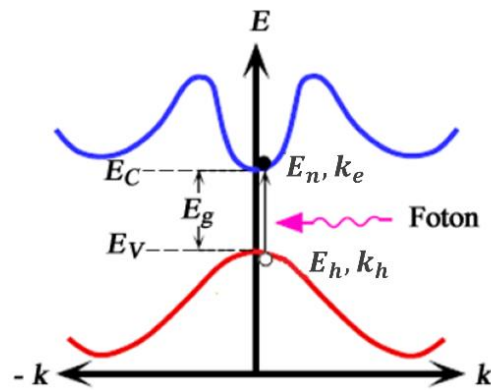
Yarıiletkenlerde foton soğurulması ideal durumda yarıiletkenin bant aralığına eşit veya daha büyük enerjideki fotonlarla sağlanır. Fotonlar tarafından uyarılan elektronların iletkenlik bandında olma olasılığı yarıiletkenin soğurma katsayısı  $\alpha(E)$  ile karakterize edilir. Soğurma katsayısı yarıiletkene özgü bir büyüklük olup, yarıiletkenin boyutundan bağımsızdır. Fotonların soğurulmasıyla elektronlar valans bandından iletkenlik bandına uyarılırken enerji ve momentumunun korunması gerekir. Şekil 2.7a'da da görüldüğü gibi direk bant aralıklı yarıiletkenlerdeki geçişlerde momentum değişimi yoktur. Buna karşın indirek bant aralıklı yarıiletkeninde (Şekil 2.7b) ise büyük miktarda momentum değişimi

olmaktadır. Kristal içerisinde elektronun momentumunu değiştiren mekanizma bu kristal örgülerin titreşiminin kuantı olan *fononlardır*. Fononlar kristal örgü titreşiminin kuantizasyonudur ve düşük enerjiye, büyük momentuma sahiptirler.



**Şekil 2.7:** a) Direk bant aralıklı GaAs ve b) indirek bant aralıklı Si yarıiletkenlerin bant yapıları.

Şekil 2.8’de direk bant aralıklı bir yarıiletkenin  $E - k$  dispersiyon eğrisi basitleştirilmiş olarak gösterilmektedir. Böyle bir yarıiletkende, enerjisi yarıiletkenin bant aralığından büyük olan bir foton soğurulduğunda, fotonun enerjisi valans bandındaki bir elektrona aktarılır ve elektron arkasında bir boşluk bırakarak, valans bandından iletkenlik bandına çıkar.



**Şekil 2.8:** Direk bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma süreci [2].

Foton tarafından uyarılan elektronun iletkenlik bandındaki minimum enerjisi [2]:

$$E_n = E_C + \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e^*} \quad (2.13)$$

ile ifade edilir. Toplam enerjinin korunması için valans bandındaki boşluğun enerjisi:

$$E_h = E_V + \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h^*} \quad (2.14)$$

ifadeyle verilir. Direk geçişlerde momentum değişmediğinden  $k_e = k_h$  olur. Bu durumda gelen fotonun enerjisinin alt limiti Denklem (2.15)'de verildiği gibidir:

$$h\nu = E_n - E_p = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (2.15)$$

Burada  $m_r^* = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*)$  indirgenmiş küttedir. Denklem (2.15)'deki foton enerjisinin direk geçişlerde taşıyıcıların momentumuna bağlılığı Denklem (2.13)'de gösterildiği gibi iletkenlik bandındaki elektronun veya Denklem (2.14)'de gösterildiği gibi boşluğun valans bandındaki enerjisinin momentuma bağlılığına benzer davranış sergilemektedir. Foto-üretim sonucunda oluşan elektron ve boşluk sayısı eşittir. Bu durumda Denklem (2.5) veya (2.6)'da verildiği gibi elektronların veya boşlukların işgal edebilecekleri durumların yoğunluğu:

$$N = \frac{(2m_r^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{h\nu - E_g} \quad (2.16)$$

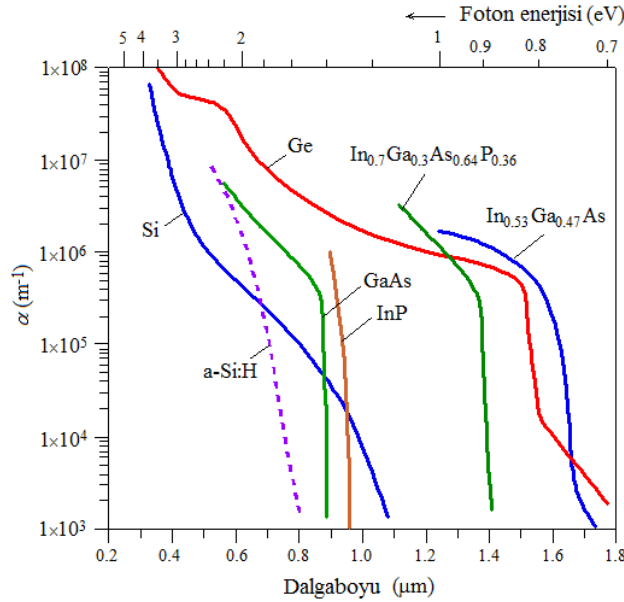
olarak ifade edilir ve direk geçişler için *bileşik durum yoğunluğu* olarak adlandırılır. Direk geçiş olasılığı yani malzemenin soğurma katsayısı:

$$\alpha(E) \propto \Gamma \sqrt{h\nu - E_g} \quad (2.17)$$

olarak verilir. Burada  $\Gamma$  izinli optik geçişleri karakterize eden matrizen gelen katkidir. Denklem (2.17)'de direk bant aralıklı yarıiletkenin soğurma katsayısının fotonun enerjisinin kareköküyle orantılı olduğu görülmektedir. Bu ifade sadece bant aralığına yakın foton enerjileri için geçerli olup, daha büyük foton enerjilerinde farklı mekanizmaların işin içine girmesinden dolayı daha komplike hale gelir.

İndirek yarıiletkenlerde valans bandının maksimumu  $E_V$  ile iletkenlik bandının minimumu  $E_C$  arasındaki geçişler sadece fotonların soğurulmasıyla olmaz. Çünkü fotonların momentumu  $p_{foton} = \hbar k_f$  elektron ya da boşluğunkine kıyasla çok küçüktür. İndirek geçişlerde momentum korunumu fononların soğurulması veya emisyonuyla gerçekleşir. Fononlar çok küçük  $\hbar\Omega$  enerjiye ve çok büyük  $p_{fonon} = \hbar k_p$  momentuma sahiptirler. Fononlar kristaldeki atomların grup olarak yaptıkları titreşimlerinin kuantizasyonu olup, fononların sayısı sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Sıcaklığın artmasıyla fononların sayısı da artmaya başlar. Bu tez kapsamında incelenen örnekler direk bant aralıklı yarıiletkenlerden oluştuğu için indirek bant aralıklı yarıiletkenlerin soğurma katsayısının fiziği daha ayrıntılı verilmemiştir.

Şekil 2.9’da bazı yarıiletkenlerin soğurma katsayılarının foton enerjisine bağlılığı gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi soğurma katsayısı kısa dalgalı boylarına doğru artmaktadır. Direk bant aralıklı yarıiletkenlerin (GaAs, InP vb.) soğurma katsayısı bant aralığı civarında hızlı artmaktadır fakat indirek bantlı yarıiletkenlerde (Si, Ge vb.) soğurma mekanizması fonon soğurması ya da emisyonunu içerdiğinden yavaş bir şekilde artmaktadır.



**Şekil 2.9:** Yarıiletkenlerin dalgalı boyuna göre soğurma katsayısının değışimi [2].

Soğurma katsayısı  $\alpha$ , ışığın yarıiletkenin içinde ilerlerken ne kadar sönüme uğradığının makroskobik ölçüsüdür. Enerjisi  $E$  olan fotonların şiddetinin  $I_0$  olduğunu ve soğurucu



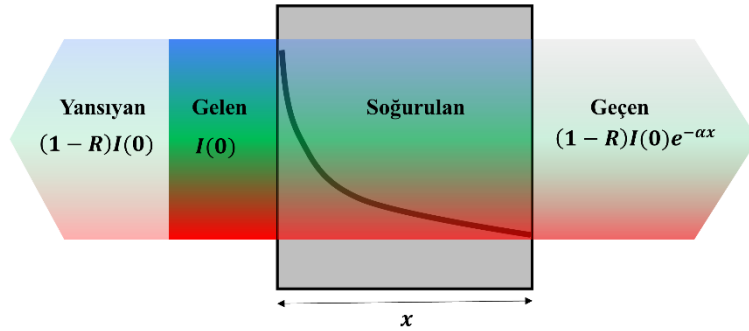
yarıiletken malzemeye dik geldiğini varsayalım. Bu durumda,  $E$  enerjili fotonların yarıiletkenin  $dx$  kalınlığında  $\alpha(E)dx$  kadar kesri soğurulur. Dolayısıyla ışın demetinin şiddeti  $I(x)$  üssel olarak sönümlenir, yani  $e^{\alpha(E)dx}$  ifadesi kadar yarıiletkende soğurulur. Buna göre:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I \quad (2.18)$$

$I_0$  şiddetli foton demeti  $x$  kadar yol aldığıında, şiddetteki değişme:

$$I(x) = I(0)\exp(-\alpha x) \quad (2.19)$$

olarak, Denklem (2.18)'nin integralinin alınmasıyla elde edilir. Burada  $I(0)$  gelen ışığın şiddetidir. Denklem (2.19) *Beer-Lambert Yasası* olarak bilinir. Şekil 2.10'da  $x$  kalınlıklı bir yarıiletkende ışığın ilerlemesi gösterilmiştir. Gelen ışığın yüzeyden yansıma olasılığı olacağı gibi enerjisi yarıiletkenin bant aralığından küçük olan fotonların soğurulmadan geçme olasılığı da vardır. Yarıiletkenin bant aralığından çok büyük enerjiye sahip fotonlar ince bir bölgede soğurulacaktır, çünkü kısa dalgaboylarına doğru  $\alpha$  artar (Şekil 2.9).



**Şekil 2.10:** Gelen ışık şiddetinin  $\alpha$  soğurma katsayılı ve  $x$  kalınlıklı malzemede soğurulması.  $I(0)$  gelen foton demetinin şiddeti ve  $R$  yansıma katsayısıdır.

### 2.2.3. Serbest Taşıyıcıların Üretimi

Yarıiletkenlerde serbest taşıyıcıların üretimi için dışarıdan yarıiletkenin bant aralığı kadar veya daha yüksek enerjinin sürekli olarak verilmesi yeterlidir. Güneş hücrelerinde serbest taşıyıcı üretimi ışık enerjisiyle gerçekleşmektedir. Çünkü güneş hücreleri doğrudan güneş spektrumunu soğurarak elektrik enerjisine çevirirler.

Eğer bir yarıiletkenin, gelen bütün fotonları yüzeyinden  $x$  kadar derinlikte soğurduğunu ve her fotonun bir serbest elektron-boşluk çiftini oluşturduğunu varsayılırsa oluşan serbest taşıyıcıların birim hacimdeki üretim oranını Denklem (2.20)'de verildiği gibi genel bir ifadeyle hesaplayabiliriz:

$$g(E, x) = b(E, x)\alpha(E, x) \quad (2.20)$$

burada,  $b$ ,  $x$ 'e bağlı olarak foton akısının değişimidir. Fakat gerçekte gelen ışığın belirli bir miktarı yarıiletkenin yansıtıcılığına bağlı olarak yansıtılmaktadır. Dolayısıyla yansıtmanın da hesaba katılması gerekir.

$$g(E, x) = (1 - R(E))b_g(E)\alpha(E)e^{-\alpha(E)x} \quad (2.21)$$

Burada,  $b_g$  yarıiletkene gelen ışık akısıdır ve  $R(E)$  ise yansıma katsayısıdır. Denklem (2.21) her enerjideki fotonların yarattığı elektron-boşluk çiftinin yoğunluğunu göstermektedir. Fakat belirli bir kalınlıkta toplam foto üretim hızını bulabilmek için  $g(E, x)$  ifadesini gelen ışığın her bir enerji değeri için integralinin alınması gerekir:

$$G(x) = \int g(E, x)dE \quad (2.22)$$

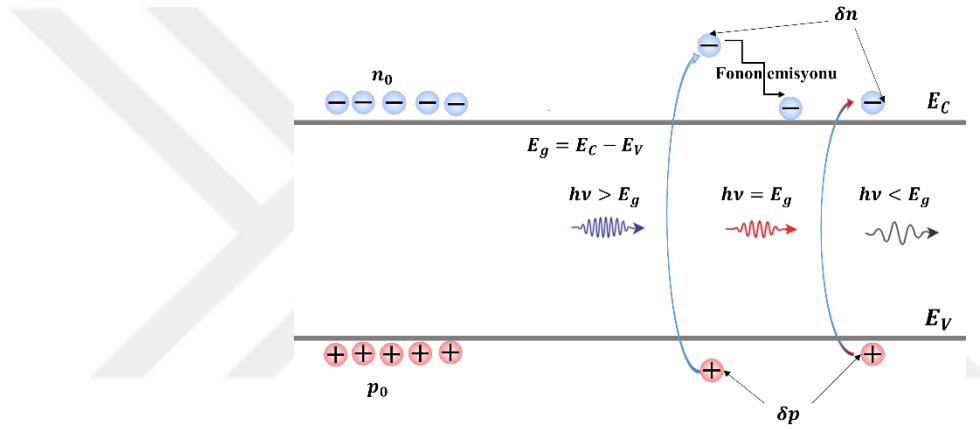
Bu ifade yarıiletkenin bant aralığına eşit veya daha yüksek enerjili fotonların serbest taşıyıcıları üretebileceğini söyler çünkü  $\alpha = 0$  ise üretim olmaz. Yarıiletkenlerde elektronların ( $G_n$ ) ve boşlukların ( $G_p$ ) üretim hızı eşittir. Çünkü valans bandından iletkenlik bandına uyarılan elektronların  $\delta n$  yoğunluğuyla, valans bandında kalan boşlukların  $\delta p$  yoğunluğu eşittir. Yarıiletken malzemede fotonların oluşturduğu elektron ve boşluk çiftinin yoğunlukları  $t$  zamanına ve  $x$  kalınlığına bağlı olarak termal dengedeki değerlerine kıyasla artacaktır. Belirli bir zaman için yarıiletkenin belirli bir kalınlığında uyarmı sonucunda oluşacak olan elektron yoğunluğu:

$$n(x, t) = n_0 + \delta n(t) \quad (2.23)$$

ve boşluk yoğunluğu:

$$p(x, t) = p_0 + \delta p(t) \quad (2.24)$$

olarak ifade edilir. Burada  $n_0$  ve  $p_0$  yarıiletken termal dengede iken konuma ve zamana bağlı olmayan homojen olarak dağılan elektronların ve boşlukların yoğunluklarıdır. Fotonların uyarımı sonucunda yarıiletkenin denge durumu bozulur. Şekil 2.11’de görüldüğü gibi yarıiletkenin bant aralığından büyük enerjideki fotonun uyardığı elektron iletkenlik bandı kenarından daha yüksek enerjideki bir duruma uyarılır ve fazla enerjisini fonon emisyonu şeklinde vererek iletkenlik bandı kenarına iner. Ayrıca Şekil 2.11’de gösterildiği gibi gelen fotonun ( $h\nu < E_g$ ) enerjisi yarıiletkenin bant aralığından küçük ise soğurulmadan geçer, çünkü valans bandındaki elektronu iletkenlik bandına uyarım için enerjisi yeterli değildir.



**Şekil 2.11:** Bir yarıiletkente farklı enerjideki fotonların yarattığı elektron boşluk çiftleri.

#### 2.2.4. Taşıyıcıların Rekombinasyon Süreçleri

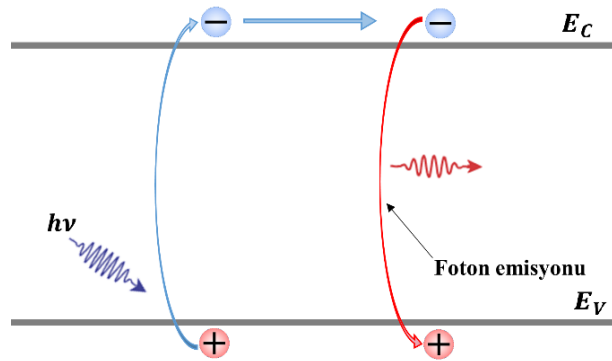
Yarıiletkenlerde herhangi bir dış etkenle üretilen elektron-boşluk çiftinin belirli süre sonra tekrar birleşmesi yani yok olması olayına *taşıyıcıların rekombinasyonu* denir. Güneş hücrelerinde taşıyıcıların rekombinasyonu gözönüne alınması gereken önemli mekanizmalardan biridir. Güneş hücresinde ideal durumda bile önlenemeyecek rekombinasyon mekanizmaları vardır. Bunlardan en önemlisi de ışımalı geçiş veya ışımalı rekombinasyon olarak da bilinen elektronun kristal içerisinde uyarıldığı yüksek enerjiden denge durumuna inerken aradaki enerji farkı kadar enerjiyi foton olarak yaymasıdır. Bilindiği üzere elektronlar veya boşluklar yarıiletken kristalinde çok sayıda olduğundan kendi aralarında etkileşmesi çok olası ve kaçınılmaz durumdur. Böyle bir durumda bir elektronun fazla enerjisini bir başka elektrona aktarması sonucunda elektron iletkenlik bandı kenarına iner. Aynı şekilde valans bandındaki bir boşluk kendi fazla enerjisini vererek valans bandı kenarına iner. Bu olaya *Auger rekombinasyon*

*mekanizması* denir, ışımasızdır ve üç taşıyıcılı bir süreçtir. Yarıiletkenin doğasında olan bu ışımalı ve Auger rekombinasyon mekanizmaları önlenemezken, yarıiletken kristal kalitesinin kötü olması nedeniyle ortaya çıkan kusurlar nedeniyle de elektronların ve boşlukların rekombinasyonu mümkündür. Bu tür kusurlardan kaynaklanan rekombinasyon genelde *ışımasız rekombinasyon* olarak bilinir.

Bu bölümde üç tür rekombinasyon mekanizması üzerinde durulacaktır. Bu rekombinasyon mekanizmaları günümüzün teknolojiyle üretilmiş olan güneş hücrelerinde baskın olarak görülmektedir.

#### 2.2.4.1. *Banttandır-Banda Işımalı Rekombinasyon*

Banttandır-banda ışımalı rekombinasyon yarıiletkendirdeki ışığın soğurulmasının tersi bir olaydır. İletkenlik bandındaki elektronun valans bandındaki boş bir duruma geri dönmesi veya elektron boşluk çiftinin yok olması durumunda yarıiletkenin bant aralığı kadar fotonun yayılması enerji kaybı anlamına gelmektedir. Çünkü Şekil 2.12’de gösterildiği gibi soğurulan fotonun uyardığı elektron akıma katkıda bulunmadan geri döndüğü için verilen enerjinin kaybı söz konusudur. Bu rekombinasyon indirek bant aralıklı yarıiletkenlere göre direk bant aralıklı yarıiletkenlerde daha hızlı ve baskın görülmektedir. İndirek bant aralıklı yarıiletkenlerde ışımalı rekombinasyon iki aşamalı olduğu için daha yavaş gerçekleşmektedir.



Şekil 2.12: Banttandır-banda ışımalı rekombinasyon.

Net ışımalı rekombinasyon hızı termal dengedeki yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronların yoğunluğu ve valans bandındaki boşlukların yoğunluklarının çarpımıyla denklem (2.25)’te görüldüğü gibi doğru orantılıdır ve birimi  $1/cm^3s$  olup, birim hacimde saniyede rekombine olma hızıdır.

$$U_{ışımali} = B_{ışımali}(np - n_i^2) \quad (2.25)$$

Burada  $B_{ışımali}$  ışımalı rekombinasyon katsayısı olup:

$$B_{ışımali} = \frac{1}{n_i^2} \frac{2\pi}{h^3 c^2} \int_0^\infty n_s^2 \alpha(E) e^{-\frac{E}{k_B T}} E^2 dE \quad (2.26)$$

olarak ifade edilir.  $n_s$  malzemenin kırılma indisidir.  $B_{ışımali}$  yarıiletkenin özelliklerine bağlı olarak her malzeme için değişmektedir. Taşıyıcılar uyarıldıktan sonra tekrar birleşmeleri arasındaki geçen süreye *taşıyıcıların ömrü* denir ve elektronlar için  $\tau_{e,ışımali}$  ve boşluklar için  $\tau_{h,ışımali}$  ile gösterilir. Dolayısıyla  $\delta n$  üretilen elektron yoğunluğu ve  $\delta p$  üretilen boşluk yoğunluğu olmak üzere taşıyıcıların ışımalı rekombinasyon ömürleri, elektronlar için:

$$\tau_{n,ışımali} = \frac{\delta n}{U_{ışımali}} \quad (2.27)$$

Boşluklar için:

$$\tau_{p,ışımali} = \frac{\delta p}{U_{ışımali}} \quad (2.28)$$

olarak tanımlanır. Termal denge durumunda  $\delta n = \delta p$  olması gerekir. Bunu gözönüne alarak taşıyıcıların rekombinasyon ömrünü veren ifadeyi tekrar düzenlersek şu şekli alır

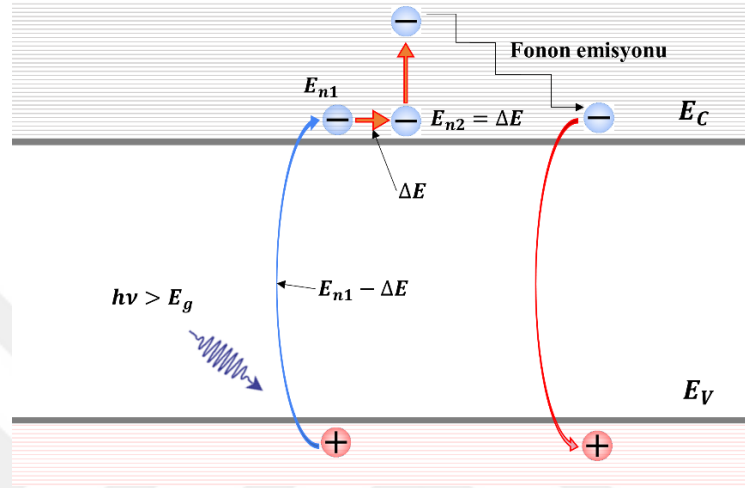
$$\tau_{ışımali} = \frac{n_0 p_0}{B n_i^2 (n_0 + p_0)} \quad (2.29)$$

Burada  $n_0$  ve  $p_0$  sırasıyla, yarıiletkende herhangi bir uyarım olmadan önceki termal dengedeki elektron ve boşluk yoğunluğudur.

#### 2.2.4.2. Auger Rekombinasyonu

Kristal içerisinde birim hacim başına çok sayıda atom sıkı bir şekilde bağ yaptığı için dış etkenle uyarılan elektron sayısı da fazla olacaktır. Dolayısıyla bu elektronlar kendi aralarında etkileşerek enerji alışverişindedir. Auger rekombinasyonu da aslında bir elektron ile boşluk rekombine olurken fazla enerjisini foton yayarak değil de başka bir elektrona verme olayıdır. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi fotonun uyardığı elektron kinetik

enerjisini iletkenlik bandındaki başka bir serbest elektrona vererek ikinci elektronun iletkenlik bandında daha yüksek enerji seviyesine uyarılmasını sağlar. İkincil elektron da aldığı enerjisini fonon emisyonuyla ortama verir ve iletkenlik bandında uyarılmadan önceki durumuna geri döner. Bu durumun tam tersi boşluklar için de geçerli olup valans bandındaki boşluk aynı şekilde enerji kaybına yol açar.



**Şekil 2.13:** Auger rekombinasyonu.

Direk bant aralıklı yarıiletkenlerde valans bandından iletkenlik bandına uyarılan elektronun fazla enerjisini alarak uyarılan ikincil elektron, momentum kazanır ve fonon emisyonu yoluyla fazla enerjisinden kurtulur. Daha sonra ikincil elektronu uyarıp, momentum kazandıran birincil elektron, enerji-momentum korunumundan dolayı, valans bandına geri dönerken ikincil elektronun momentumuna eşit olan bir boşluk ile rekombine olmaktadır. Bu nedenle Auger rekombinasyonu direk bant aralıklı yarıiletkenlerde iletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumu arasında gerçekleşmez. Ancak indirek bant aralıklı yarıiletkenlerde Auger rekombinasyonu iletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumu arasında gerçekleşirken enerji ve momentumu korunur. Dolayısıyla Auger rekombinasyonu direk bant aralıklı yarıiletkenlere göre indirek bant aralıklı yarıiletkenlerde daha baskındır. Bu yüzden ki Auger rekombinasyonu, ne kadar kaliteli olsa da Si ve Ge güneş hücrelerinde güç dönüşüm verimini sınırlayan en önemli kayıp mekanizmasıdır. Ayrıca Auger rekombinasyonu taşıyıcı yoğunluğuyla orantılı olduğundan düşük bant aralıklı yarıiletkenlerde büyük bant aralıklı yarıiletkenlere göre daha baskın olan bir süreçtir [25,30].

Işımalı rekombinasyon mekanizmasını bir elektron, bir boşluk ve yayılan bir foton olmak üzere üç parçacık oluşturmaktadır. Auger rekombinasyonunda ise iki olasılık vardır. İlki, iki elektron bir boşluk ve ikincisi iki boşluk bir elektron şeklinde üç parçacık bu sürece katkıda bulunur. Bu durumda Auger rekombinasyon hızı mekanizmayı oluşturan üç taşıyıcının da yoğunluklarıyla doğru orantılıdır. Eğer elektron elektrona kinetik enerji veriyorsa şu şekilde ifade edilir:

$$U_{Auger} = A_p(n^2p - n_0^2p_0) \quad (2.30)$$

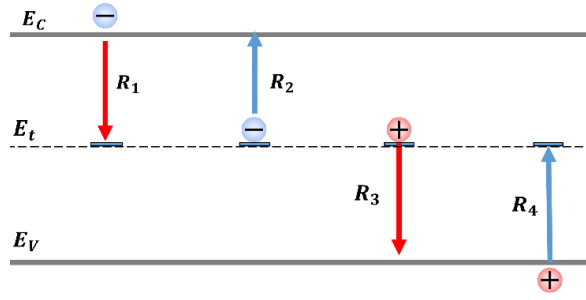
Eğer boşluk bir boşluğa kinetik enerji kazandırıyorsa o zaman Auger rekombinasyon hızı şu şekli alır:

$$U_{Auger} = A_n(p^2n - p_0^2n_0) \quad (2.31)$$

Burada  $A_p$  ve  $A_n$  Auger katsayıları olmak üzere yarıiletkenin özelliklerine bağlıdır.  $n_0$  ve  $p_0$  sırasıyla rekombinasyondan önceki denge durumundaki elektron ve boşluk yoğunluğudur. Auger rekombinasyonu küçük bant aralığı olan yarıiletkenlerde ve yüksek taşıyıcı yoğunluklarında daha etkilidir.

#### 2.2.4.3. Shockley-Read-Hall Rekombinasyonu

İdeal şartlarda yarıiletken kristalde herhangi bir bozukluk veya düzensizlik olmaması gerekir. Fakat gerçek durumda yarıiletkenler büyütülürken kristalde düzensizlikler ve kusurlar oluşur. Bu tür düzensizlikler veya tuzakların yarattığı enerji seviyeleri yarıiletkenin yasak bant aralığında yer almaktadır. Elektron ve boşlukları yakalama olasılığı yaklaşık olarak eşit olan tuzaklar *rekombinasyon merkezi* olarak davranır ve tuzak seviyesi bant aralığı ortalarında yer alır. Kusurların varlığından kaynaklanan rekombinasyon mekanizmasına *Shockley-Read-Hall (SRH) rekombinasyonu* denir. Shockley-Read-Hall rekombinasyon teorisi 1952 yılında R. N. Hall'ün germanyumda elektron-boşluk rekombinasyonu istatistiği [31] çalışmasından kısa bir süre sonra aynı yıl içinde W. Shockley ve W. T. Read'in elektron-boşluk rekombinasyon istatistiğini genelleterek yayınladığı [32] çalışmasıyla ortaya çıkmıştır. SRH rekombinasyon teorisine göre yarıiletkenin bant aralığı içinde tek  $E_t$  kusur seviyesi olduğu varsayılmıştır. Şekil 2.14'de gösterildiği gibi  $E_t$  seviyenin varlığında gerçekleşebilecek olası 4 süreç gösterilmiştir.



**Şekil 2.14:** SRH rekombinasyon mekanizmaları.  $E_t$  tuzak enerji seviyesi iken  $R_1$  elektronun yakalanma hızı,  $R_2$  tuzaktan elektronun emisyon hızı,  $R_3$  tuzaktan boşluğun emisyon hızı ve  $R_4$  boşluğun yakalanma hızıdır.

1.  $R_1$ , iletkenlik bandından ortalama termal hızı  $v_t$  olan bir elektronun tuzak tarafından yakalanma hızıdır. Şu şekilde ifade edilir:

$$R_1 = nc_n N_t (1 - f(E_t)) \quad (2.32)$$

Burada  $n$  elektron yoğunluğu,  $c_n = v_t \sigma_n$  ve  $\sigma_n$  elektron yakalama tesir kesiti,  $N_t$  toplam tuzak yoğunluğu ve  $f(E_t)$  tuzak seviyesinin dolu olma olasılığını veren Fermi-Dirac fonksiyonu olup şöyle ifade edilir:

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.33)$$

Denklem (2.32) bize  $n$  tane serbest elektronun  $N_t$  tane tuzağın  $(1 - f(E_t))$  kadarına yani boş olanına  $c_n$  tesiriyle yakalandığını söyler. Dolayısıyla tuzak tarafından yakalanan elektronlar

$$\delta n = n(1 - f(E_t)) \quad (2.34)$$

olarak alınabilir. Ayrıca  $R_1$  elektron yakalama hızının birimi, saniyede birim hacimde yakalanan elektron sayısı yani  $1/cm^3s$  olduğunu gözönünde tutarsak, elektronların tuzağa yakalanma zamanını  $R_1 = \delta n / \tau_n$  olarak yazabiliriz. Sonuç olarak Denklem (2.32)'den SRH rekombinasyon mekanizmasının birinci olası durumu için elektronun rekombinasyon zamanını şu şekilde yazabiliriz:



$$\tau_n = \frac{1}{c_n N_t} \quad (2.35)$$

Buradan da görüldüğü gibi tuzak yoğunluğunun artmasıyla elektronların rekombinasyon zamanı da azalacaktır.

2.  $R_2$ , tuzak seviyesinden iletkenlik bandına elektronun emisyon hızıdır ve:

$$R_2 = e_n N_t f(E_t) \quad (2.36)$$

olarak ifade edilir. Burada  $e_n$  tuzak seviyesinden iletkenlik bandına elektronun emisyonu ile ilgili bir katsayıdır. Sistemde sadece elektron yakalama ve elektron emisyonu olduğunu düşünürsek sistemin denge durumunda  $R_1 = R_2$  olmalıdır yani:

$$nc_n \left( \frac{1}{f(E_t)} - 1 \right) = e_n \quad (2.37)$$

olacaktır. Denklem (2.8), (2.11) ve (2.12)'i asal elektron yoğunluğu için:

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right) \quad (2.38)$$

olarak buluruz. Denklem (2.33) ve Denklem (2.38)'i Denklem (2.37)'de yerine yerleştirirsek, elektron emisyon katsayısını şu şekilde elde ederiz:

$$e_n = n_i c_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \quad (2.39)$$

buradan  $E_t$  tuzak enerji seviyesinin yarıiletkenin Fermi seviyesine eşit olduğunu düşünürsek, elektron emisyonu daha baskın olacaktır. Bu durumda elektron yoğunluğu şu şekilde olur:

$$n_t = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \quad (2.40)$$

3.  $R_3$ , tuzak seviyesinden valans bandına boşluk emisyonudur veya başka bir deyişle tuzak seviyesindeki boş olan durumları valans bandından bir elektronun uyarılmasıyla işgal edilmesidir ve şu şekilde ifade edilir:

$$R_3 = e_p N_t (1 - f(E_t)) \quad (2.41)$$

Burada  $e_p$  boşluk emisyon katsayısıdır.

4.  $R_4$ , valans bandından boşluğun tuzak seviyesine yakalanmasıdır veya tuzaktaki bir elektronun valans bandına dönmesi olarak da tanımlayabiliriz. Boşluk yakalama hızı  $R_4$  şu şekilde ifade edilir.

$$R_4 = p c_p N_t f(E_t) \quad (2.42)$$

Burada  $p$  boşluk yoğunluğu,  $c_p = v_t \sigma_p$  olmak üzere  $\sigma_p$  boşluk yakalama tesir kesitidir. Elektronların iletkenlik bandından yakalanma ve emisyonu sürecinde olduğu gibi boşluk yakalama ve emisyonu sürecinde de benzer yaklaşımı kullanabiliriz. Bu durumda boşluğun rekombinasyon zamanı:

$$\tau_p = \frac{1}{c_p N_t} \quad (2.43)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca tuzak enerji seviyesi yarıiletkenin Fermi seviyesine eşit olduğu durumda boşluk yoğunluğu şu şekilde bulunur:

$$p_t = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right) \quad (2.44)$$

Buraya kadar bahsettiklerimiz yarıiletkenin denge durumu içindi. Denge durumunda tuzağa yakalanan veya emisyonu gerçekleşen taşıyıcı sayısı eşit olması gerekir. Yani yakalama ve emisyon hızları eşit olmalıdır:

$$\delta n_t = R_1 - R_4 + R_2 - R_3 = 0 \quad (2.45)$$

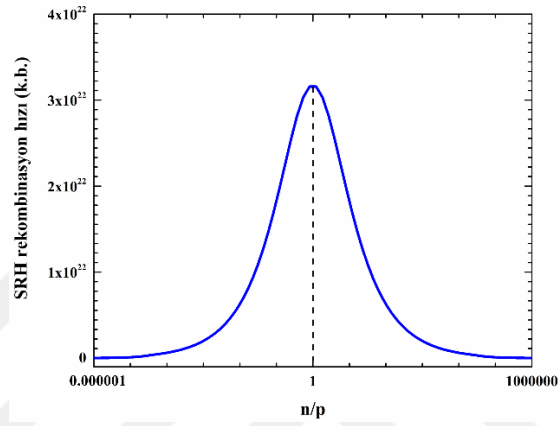
Fakat dış etkenler nedeniyle yarıiletkenin denge durumu bozulduğunda yakalama hızı ile emisyon hızının arasında fark oluşur. Bu fark yarıiletkendeki net yakalama ve emisyon hızıdır.

$$R = R_1 - R_2 = R_4 - R_3 \quad (2.46)$$

(2.32), (2.36), (2.41) ve (2.42) denklemleri (2.46)'da yerine yazarak ve (2.35), (2.40), (2.43), (2.44) denklemlerden faydalanarak toplam SRH rekombinasyon hızı elde edilir:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_t) + \tau_n(p + p_t)} \quad (2.47)$$

SRH rekombinasyon hızı  $pn$  boşluk ve elektron yoğunluklarıyla doğru orantılıdır. Şekil 2.15'te tuzak seviyesinin bant aralığının ortasındayken elektron ve boşlukların eşit olduğu durumda maksimum değeri aldığı görülmektedir. Yani asal yarıiletkende en baskın olarak görülen rekombinasyon mekanizmasıdır.



Şekil 2.15: SRH rekombinasyon hızının  $n / p$  oranına göre değişimi.

### 2.3. GÜNEŞ HÜCRESİ YAPILARININ FİZİĞİ

Bu bölümde basit p-n eklemine dayalı güneş hücrelerinin elektriksel davranışlarının modellenmesi için kullanılan yöntemler incelenmiştir. Önce p-n eklemine oluşumuna kısaca değinilerek, elektrik alan uygulandığında ve ışık altındayken p-n ekleminde elektronların fiziksel süreçlerinden söz edilmiştir. p-n ekleminde karanlıkta elektrik alan uygulandığında rekombinasyon akımı ve ışık altındayken oluşan fotoakım modellenmiştir. Güneş hücresinin verim analizi yapılarak verimi arttırıcı parametreler ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

#### 2.3.1. Basit p-n Eklemler

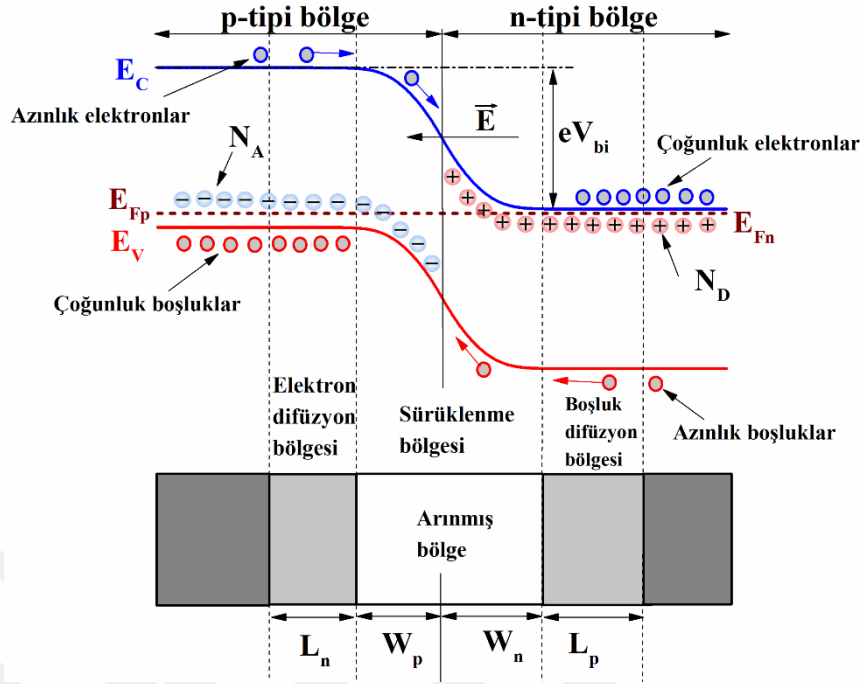
Bir saf yarıiletken katkılı atomları katılarak yarıiletkenin iletkenliği değiştirilebilir. Katkılı atomunun dış yörüngesinde bağlı elektron sayısı evsahibi yarıiletkeni oluşturan atomunkinden bir fazlaysa bu atoma *donor atomu* denir ve bu atom yarıiletken serbest elektron sağlar. Dolayısıyla bu tür katkılamayla elde edilen yarıiletken *n- tipi yarıiletken* denir. Çünkü yarıiletkende çoğunluk taşıyıcı elektronlardır. Eğer katkı atomu evsahibi

yarıiletkeni oluşturan atomunkinden bir eksik valans elektronuna sahip ise bu katkı atomu ortamdan elektron alır ve ortamda bir boşluk yaratır. Bu tür atoma *akseptör atomu* denir, çünkü ortama serbest boşluk sağlar. Yarıiletken akseptör atomlarıyla katkılıandığında *p-tipi yarıiletken* elde edilir. n- tipi yarıiletkende Fermi seviyesi ( $E_{F_n}$ ) iletkenlik bandına yakındır ve p –tipi yarıiletkende ise akseptörlerin boşluk kaynağı olarak davranmasından dolayı Fermi seviyesi ( $E_{F_p}$ ) valans bandına yakındır.

Bir p-n eklemi basit olarak p- tipi ve n- tipi yarıiletkenlerin bir araya getirilmesiyle elde edilir. Bu iki farklı taşıyıcı yoğunluğuna sahip yarıiletkenler bir araya getirildiğinde difüzyon süreci başlar. İki yarıiletkenin birleştiği arayüzey civarındaki çoğunluk taşıyıcılar (p-tipi yarıiletkende boşluklar ve n-tipi yarıiletkende elektronlar) eklem diğer tarafına arkalarında iyonize katkı atomlarını (negatif akseptör ve pozitif donör) bırakarak difüzyon yoluyla geçerler. p- tarafına difüze olan elektronların çoğu boşluklarla ve n- tarafına difüze olan boşlukların çoğu da elektronlarla rekombine olurlar. Sonuç olarak eklem bölgesi civarı serbest taşıyıcılardan arınmış olur ve bu bölgeye *arınmış bölge* denir. Arınmış bölgenin p- tipi tarafında ( $W_p$ ) hareketsiz olan negatif iyonize akseptörler ve n- tipi tarafında da ( $W_n$ ) pozitif iyonize olan donörler vardır. Eklem bölgesindeki bu negatif ve pozitif iyonlardan dolayı *iç elektrik* ( $\vec{E}$ ) alan oluşur. Bu iç elektrik alanla n-tipi taraftan boşluklar p-tipi tarafa ve p-tipi taraftan elektronlar n-tipi tarafa doğru sürüklenirler. Şekil 2.16’da bir p-n eklemının denge durumunda bant profili çizilmiştir.  $N_A$  ve  $N_D$  sırasıyla akseptör ve donör katkı atomlarının yoğunluğudur. Eklem dengeye geldiğinde iki farklı yarıiletkenin de Fermi seviyeleri eşit olurlar ve ekleminden geçen toplam akım sıfırdır. İç elektrik alandan dolayı arınmış bölgenin genişliğine göre değişen bir ( $V_{bi}$ ) *eklem potansiyeli* (Kontak potansiyeli de denir) denge durumunda çoğunluk taşıyıcıların ekleminden diğer tarafına geçmesini engelleyen bariyerdir.  $V_{bi}$  şu şekilde ifade edilir:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.48)$$

Burada  $e$  elektronun yüküdür. İfadeden görüldüğü gibi kontak potansiyeli  $T$  sıcaklığa ve katkı yoğunluğuna göre değişmektedir.



Şekil 2.16: Termal dengedeki p-n eklemının bant profili.

Elektronların difüzyon uzunluğu  $L_n$  ve boşluklarınki ise  $L_p$  ile gösterilir. Elektronlar için şu şekilde yazabiliriz:

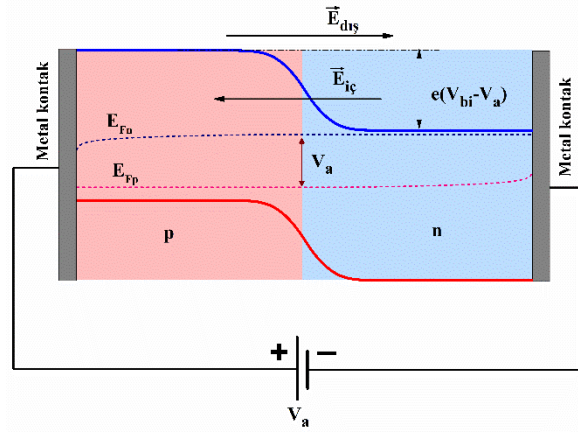
$$L_n = \sqrt{\tau_n D_n} \quad (2.49)$$

burada  $\tau_n$  elektronun rekombinasyon zamanı,  $D_n$  elektronun difüzyon katsayısıdır.

### 2.3.1.1. Elektrik Alan Altında p-n Eklemi

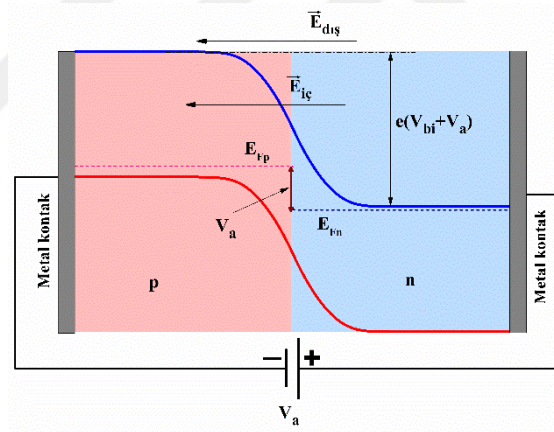
Ekleme bir dış elektrik alan uygulandığında eklem artık dengede değildir. Denge durumu bozulduğundan yarıiletkenlerin Fermi seviyeleri eşit değildirler. p- tipi bölgede elektron yoğunluğu arttığı için bu bölgede Fermi seviyesi de iletkenlik bandına yaklaşır. Aynı durum n- tipi bölgesi için de geçerlidir. Bu bölgedeki Fermi seviyesi ise valans bandına yaklaşır.

İleri yönde besleme durumunda dış elektrik alan Şekil 2.17’da gösterildiği gibi iç elektrik alana ters yöndedir. Bu nedenle kontak potansiyeli uygulanan dış potansiyel kadar azalır.



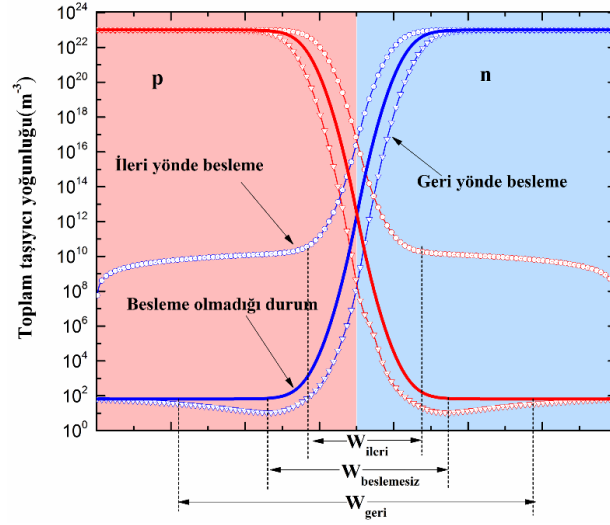
**Şekil 2.17:** İleri yönde beslenen p-n eklemine ait şematik gösterim.

Aynı şekilde eklem Şekil 2.18’de görüldüğü gibi geri yönde beslendiğinde dış elektrik alan iç elektrik alan ile aynı yönde olduğundan kontak potansiyeli uygulanan dış potansiyel kadar artar.



**Şekil 2.18:** Geri yönde beslenen p-n eklemine ait şematik gösterim.

Şekil 2.19’da eklem ileri ve geri yönde besleme durumunda taşıyıcı yoğunluğunun eklem derinliğine göre değişimi verilmiştir. İleri yönde beslemede taşıyıcı enjeksiyonunun artması nedeniyle arınmış bölge küçülür. Fakat geri yönde besleme durumunda iç elektrik alanın artmasından dolayı arınmış bölgenin genişlediği Şekil 2.19’ dan açık bir şekilde görülmektedir.



**Şekil 2.19:** Bir p-n eklemde beslemeye bağlı olarak toplam taşıyıcı yoğunluğu ve arınmış bölgenin genişliğinin değişimi.

Bir p-n eklemde uygulanan potansiyel ile direnci değişmektedir. Uygulanan potansiyelin ileri veya geri yönde olması yukarıda bahsettiğimiz gibi p-n eklemde akım mekanizmasını önemli oranda değiştirmektedir. Dolayısıyla dış potansiyel altında p-n eklemde akım-voltaj (I-V) karakteristiği şu şekilde verilir:

$$I(V) = I_0 \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (2.50)$$

burada  $I(V)$  uygulanan  $V$  potansiyeline bağlı olarak değişen diyot akımıdır.  $I_0$  satürasyon akımı olup, şu şekilde ifade edilir:

$$I_0 = eA \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \quad (2.51)$$

burada  $A$  p-n eklemde kesit alanıdır,  $p_n$  n-tipi bölgede azınlık boşluk yoğunluğudur. Aynı şekilde  $n_p$  ise p-tipi bölgede azınlık elektron yoğunluğudur. Diyot akımı ileri yönde beslemede eksponansiyel olarak artarken geri yönde beslemede küçük bir değere sahiptir. Denklem (2.50)'ye *ideal diyot* denklemi denir. Çünkü denklem yazılırken p-n eklemde herhangi bir rekombinasyon mekanizması göz önüne alınmamıştır ve arınmış bölge sınırları dışında iç elektrik alanın sıfır olduğu düşünülmüştür. Gerçek şartlarda yarıiletkenlerde birkaç rekombinasyon mekanizmasının olduğu, Bölüm 2.2.4'te bahsedilmiştir.

### 2.3.1.2. Sah-Noyce-Shockley Modeli

Termal denge durumunda p-n eklemine p ve n- tipi bölgelerinde, serbest elektron ve boşluk yoğunluklarının çarpımı asal taşıyıcı yoğunluğunun karesine eşittir yani  $np = n_i^2$  olarak ifade edilir. Eklem dışarıdan beslendiğinde p-n eklemine Şekil 2.17 ve Şekil 2.18'de görüldüğü gibi Fermi seviyeleri ayrılır ve sanki-Fermi seviyeleriyle temsil edilir. Dolayısıyla denge durumundan sonra fazla taşıyıcıların yoğunluğunu şu şekilde yazabiliriz:

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \quad (2.52)$$

Artık sistem denge durumunda olmadığı için sanki-Fermi seviyelerinin farkı uygulanan potansiyele eşittir. Gerçek durumda p-n eklemine rekombinasyon süreçleri de gerçekleşebilmektedir. Fakat rekombinasyon en çok p-n eklemine arınmış bölgesinde baskındır. 2.2.4.3 bölümünde Şekil 2.15'te gösterildiği gibi yarıiletkenlerde SRH rekombinasyon mekanizmasında da elektron ve boşluk yoğunluğunun eşit olduğu durumda maksimum olduğu görülür. Dolayısıyla bir p-n eklemine arınmış bölgesinde SRH rekombinasyonu, eğer yapıda tuzak seviyeleri varsa çok yüksek değerdedir [25,32]. Çünkü p-n eklemi dengedeysen arınmış bölgede elektron ve boşluk yoğunluğu eşit olduğundan bu bölge asal yarıiletken gibi davranır.

SRH rekombinasyon modelinin açıklanmasından sonra 1957 yılında Sah, Noyce ve Shockley, p-n eklemine taşıyıcıların emisyonu ve rekombinasyonunun eklemine I-V karakteristiği üzerindeki etkisini modellemişlerdir [33]. Sah-Noyce-Shockley (SNS) modeli aslında SRH rekombinasyon mekanizmasının istatistiğidir. SNS rekombinasyon akım yoğunluğu ( $J_{SNS}$ ) toplam SRH rekombinasyon hızının p-n eklemine arınmış bölgesi için integralinin alınmasıyla elde edilir:

$$J_{SNS} = e \int_{W_p}^{W_n} R_{SRH} dx \quad (2.53)$$

(2.52) denklemini (2.47)'de yerine yazarak,  $R_{SRH}$  rekombinasyon hızının (2.53)'de integralini alırsak SNS akım yoğunluğu şu şekli alır:



$$J_{SNS} = \frac{en_i W}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \left( \frac{2 \sinh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)}{e(V_{bi} - V)/k_B T} \right) f(b) \quad (2.54)$$

burada  $W = W_p + W_n$  eklem arınmış bölgesinin genişliğidir.  $f(b)$  ise bir integral katsayısı olup, bu durum  $V < V_{bi}$  voltaj uygulaması için geçerlidir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1} \quad (2.55)$$

$$b = \exp\left(-\frac{eV}{2k_B T}\right) \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_p}{\tau_n}\right)\right) \quad (2.56)$$

İntegral sınırları olan  $z_1$  ve  $z_2$  şu şekilde alınmıştır.

$$z_1 = \sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}} \exp\left(-\frac{e(V_{bi} - V)}{2k_B T}\right) \rightarrow z_1 \ll 1$$

$$z_2 = \sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}} \exp\left(\frac{e(V_{bi} - V)}{2k_B T}\right) \rightarrow z_2 \gg 1 \quad (2.57)$$

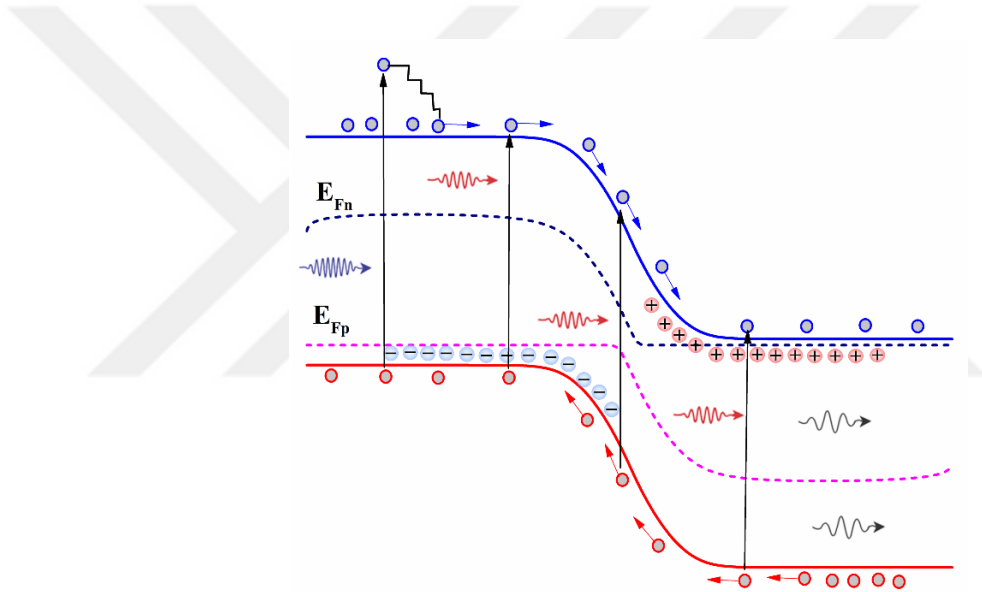
Denklem (2.57)'ye baktığımızda  $z_1 \ll z_2$  olduğunu görebiliriz. (2.55) integralinin çözümünün basit olması için integral sınırlarını  $z_1 = 0$  ve  $z_2 = \infty$  olarak alıp tekrardan çözersek  $f(b) = \frac{\pi}{2}$  olarak bulunur. SNS akım yoğunluğunun elde edilmesi ayrıntılı olarak **Ek 1**'de verilmiştir.

SNS modelinde, simetrik ( $N_A = N_D$ ) p-n eklemi göz önüne almış olsa da 1968 yılında S. C. Choo tarafından simetrik olmayan p-n eklemleri için model geliştirilerek daha genel halini almıştır.

### 2.3.1.3. Işık Altında p-n Eklemi

Bir p-n eklemine üzerine eklemi oluşturan yarıiletkenin bant aralığından büyük enerjideki fotonlar düştüğünde Denklem (2.21)'ye göre eklem p-tipi, arınmış ve n-tipi bölgelerinde elektron-boşluk çiftleri üretilir. Arınmış bölgede oluşan elektronlar ve

boşluklar iç elektrik alan etkisiyle sürüklenerek boşluklar, p-tipi bölgesine doğru elektronlar da n-tipi bölgesine doğru hareket ederler. p-n eklemde fotoakıma katkı en fazla p-tipi ve n-tipi bölgelerden gelir. Çünkü bu bölgeler arınmış bölgeye göre daha kalın olduğundan bu bölgelerde daha fazla foton soğurulur. Arınmış bölge dışında oluşan elektronlar ve boşluklar difüzyon uzunluğu kadar mesafeden arınmış bölgeye ulaşır ve iç elektrik alan etkisinde sürüklenerek fotoakıma katkıda bulunurlar. Şekil 2.20’de ışık altındaki basit bir p-n eklemde farklı bölgelerinde üretilen serbest taşıyıcıların akım mekanizması gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi bant aralığından yüksek enerjili fotonlar hemen yüzeyde soğrulur ve bant aralığından düşük enerjisi olan fotonlar ise soğurulmadan geçip giderler.



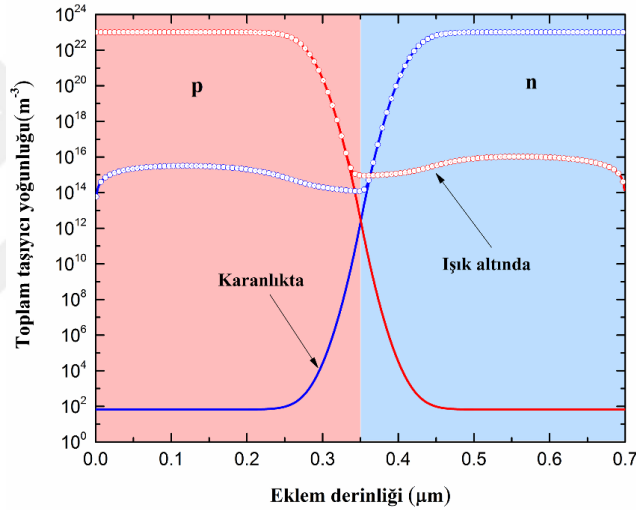
Şekil 2.20: Işık altında p-n eklemi.

Şekil 2.21’de ışık altındaki p-n eklemde üretilen taşıyıcıların eklem derinliğine göre dağılımı verilmiştir. p-tipi bölgesinde üretilen azınlık elektronların yoğunluğu ile n-tipi bölgesinde üretilen azınlık boşlukların yoğunluğu eşittir. Böyle bir durumda p-n eklem için diyet denklemi şu şekilde yazılır:

$$I(V) = A \left( I_{foto} - I_0 \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \right) \quad (2.58)$$

burada  $A$  p-n eklemının yüzey alanıdır. Fotoakımı ifade ederken ışığın düştüğü alan çok önemlidir. Çünkü ne kadar geniş alana ışık düşerse o kadar fazla taşıyıcı üretilir

dolayısıyla fotoakım artar. Bu yüzden güneş hücrelerinde üst kontak yapılırken mümkün oldukça geniş alan bırakılmaya çalışılır. Fotoakım ile diyot akımı zıt yöndedir. Dolayısıyla ileri yönde besleme akımının fotoakıma eşit olduğu durumdaki voltaj değerine p-n eklem ışık altındayken çalışma voltajı yani *açık devre voltajı* ( $V_{OC}$ ) denir. Açık devre voltajı güneş hücresinin ışık altındayken uçlarında oluşan potansiyel farkıdır. Bu potansiyel farkı elektronların ve boşlukların sanki-Fermi seviyelerinin farkına eşittir. Bu yüzden güneş hücrelerinin performansını belirlemek için ışık altındayken ileri yönde besleme altında I-V eğrisinden yararlanılır. Şekil 2.21’de p-n eklemi ışık altındayken üretilen taşıyıcı yoğunluğu ve uyarım olmadığı durumdaki taşıyıcı yoğunlukları gösterilmiştir.



**Şekil 2.21:** Işık altında p-n eklemdeki taşıyıcı yoğunluğu. Düz çizgi p-n eklemi karanlıktayken taşıyıcı yoğunluğunun eklem boyunca dağılımını gösterirken, içi boş daireler fotonların ürettiği serbest taşıyıcıları göstermektedir.

#### 2.3.1.4. Sürüklenme-Difüzyon (Hovel) Modeli

Işık altındaki bir p-n eklemine I-V karakteristiğini veren denklem (2.58)’i akım yoğunluğu cinsinden yazarsak daha uygun olacaktır. Çünkü ışığın düştüğü alan ile kontaktların da bulunduğu alan arasında az da olsa fark vardır. Bu yüzden fotoakım ölçümlerinde sadece p-n eklem yüzeyinin aydınlatılan alanı göz önünde tutulurken, karanlık akım ölçümünde ise toplam alan göz önünde tutulur.

$$J = J_{foto} - J_0 \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (2.59)$$

Fotonların soğurulması yarıiletkenin derinliğine göre değiştiğinden üretilen taşıyıcıların yoğunluk dağılımı da konuma göre değişir. Bu durumda p-tipinde azınlık elektron yoğunluğunun derinliğe göre değişimi süreklilik denklemiyle şu şekilde verilebilir:

$$-\frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} - G_n + \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0 \quad (2.60)$$

burada  $J_n$  eklemin p-tipi bölgesinde elektron akım yoğunluğu,  $n_{p0}$  ise denge durumundayken azınlık elektron yoğunluğudur. Denklem (2.60)'da ilk terim konuma göre akım yoğunluğunun değişimi, ikinci terim olan  $G_n$  üretim hızı ve üçüncü terim rekombinasyon hızını ifade eder. Aynı şekilde süreklilik denklemi n-tipindeki azınlık boşluklar için şu şekilde yazılır:

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} - G_p + \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (2.61)$$

Eklemin p-tipi bölgesinde ve n-tipi bölgesindeki elektron ve boşlukların akımını şu şekilde yazabiliriz:

$$J_n = e\mu_n(n_p - n_{p0})E + eD_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} \quad (2.62)$$

$$J_p = e\mu_p(p_n - p_{n0})E - eD_p \frac{d(p_n - p_{n0})}{dx} \quad (2.63)$$

burada  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  sırasıyla azınlık elektron ve boşlukların mobiliteleri,  $E$  dışarıdan uygulanan elektrik alandır. Her iki denklemin de ilk terimi elektrik alan uygulandığında sürüklenme akımı ve ikinci terimi ise difüzyon akımıdır.

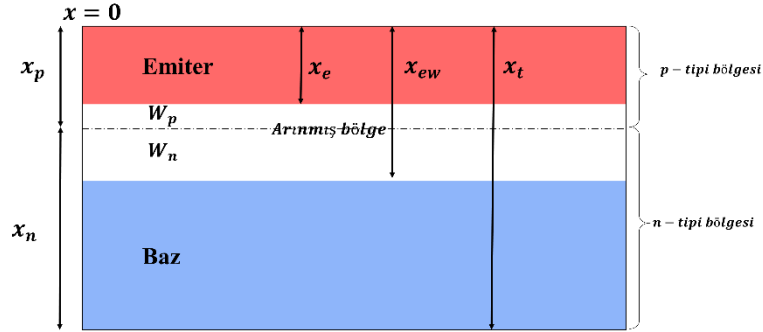
Şekil 2.22'de basit p-n eklemin tabaka yapısı gösterilmiştir. Burada *emiter* p-tipi yarıiletken *baz* ise n-tipi yarıiletkenidir. Emiter bölgesindeki  $J_n$  fotoakım yoğunluğunu bulabilmek için (2.60)'da verilen süreklilik denklemini, (2.21), (2.22) ve (2.62) ifadelerini aşağıda belirttiğimiz sınır şartları altında kullanarak hesaplayabiliriz. Bu sınır şartları emiter bölgesi için şöyledir.

$$D_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} = S_n(n_p - n_{p0}) \quad [x = 0]'da \quad (2.64)$$

$$n_p - n_{p0} = 0 \quad [x = x_e]'de \quad (2.65)$$

burada  $S_n$  emiter yarıiletkeninin yüzey rekombinasyon hızıdır. Bu sınır şartlarından ilki bize şunu söyler:  $x = 0$ 'da yani yüzeyde ve yüzeye difüzyon uzunluğu kadar derinde üretilen serbest taşıyıcıları yüzeye ulaşmaları sonucunda yüzeyde rekombinasyona uğrarlar. İkinci sınır şartı ise  $x = x_e$ 'de yani arınmış bölge kenarında iç elektrik alandan dolayı herhangi bir serbest taşıyıcı bulunmadığını ifade eder. Dolayısıyla Denklem (2.60) bu şartlar altında çözüldüğünde emiter bölgesindeki fotoakım yoğunluğu şu şekli alır:

$$J_n = \left[ \frac{eb_g(1-R)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \right] \left[ \frac{\left( \frac{S_n L_n}{D_n} + \alpha L_n \right) - \exp(-\alpha x_e) \left( \frac{S_n L_n}{D_n} \cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) \right)}{\frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right)} - \alpha L_n \exp(-\alpha x_e) \right] \quad (2.66)$$



Şekil 2.22: p-n eklemının tabaka yapısı.

Baz bölgesi için sınır şartlarını şu şekilde yazabiliriz.

$$p_n - p_{n0} = 0 \quad x = x_e + W = x_{ew} \quad (2.67)$$

$$-D_p \frac{d(p_n - p_{n0})}{dx} = S_p(p_n - p_{n0}) \quad x = x_t \quad (2.68)$$

burada  $S_p$  bazı oluşturan n-tipi yarıiletkenin yüzey rekombinasyon hızıdır. Bu şartlar altında (2.21), (2.22) ve (2.63) denklemlerini kullanarak Denklem (2.61)'i çözersek bazdaki fotoakım yoğunluğu şu şekilde elde edilir:

$$J_p = \left[ \frac{eb_g(1-R)\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \exp(-\alpha x_{ew})$$

$$\left[ \frac{\alpha L_p - \frac{S_p L_p}{D_p} \left( \cosh\left(\frac{x_b}{L_p}\right) - \exp(-\alpha x_b) \right) + \sinh\left(\frac{x_b}{L_p}\right) + \alpha L_p \exp(-\alpha x_b)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{x_b}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{x_b}{L_p}\right)} \right] \quad (2.69)$$

Arınmış bölgede oluşan fotoakımı sadece fotonların uyarımıyla üretilen taşıyıcılar oluşturur. Uyarılan taşıyıcılar rekombine olmadan iç elektrik alan etkisiyle ayrılırlar. Dolayısıyla bu bölgedeki fotoakım şu şekilde yazılabilir.

$$J_w = eb_g \exp(-\alpha x_e) (1 - \exp(-\alpha W)) \quad (2.70)$$

Sonuç olarak ışık altındaki bir p-n eklemnin her bölgesinde oluşan fotoakım, taşıyıcıların sürüklenmesi ve difüzyonu mekanizmalarını gözönüne alarak modellendiği için denklem (2.66), (2.69) ve (2.70) *sürüklenme-difüzyon modeli* veya *Hovel modeli* olarak da bilinir [34]. Bu modelin elde edilmesi ayrıntılı olarak **Ek 2**'de yer almaktadır.

### 2.3.2. Güneş Hücresi Parametreleri

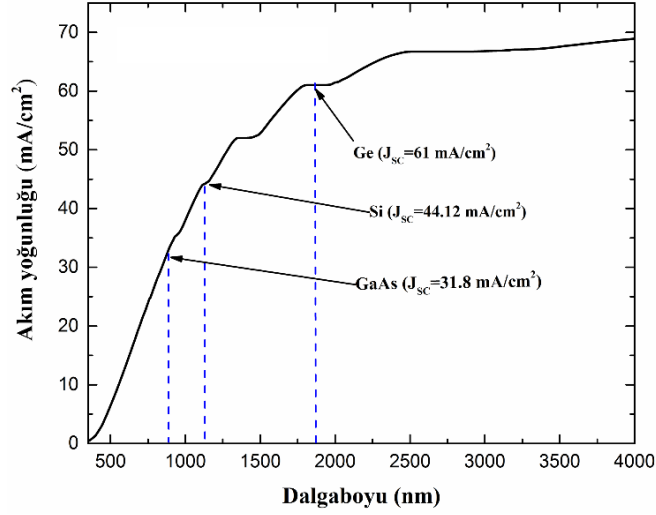
Bu bölümde güneş hücrelerinin performansını belirleyen önemli teknik parametreler olan kısa devre akımı, açık devre voltajı, dolum faktörü ve verim incelenecektir.

#### 2.3.2.1. Fotoakım (Kısa Devre Akımı)

Fotoakım başka bir deyişle güneş hücrelerinin kısa devre akım yoğunluğu  $J_{sc}$  yarıiletkenin  $E_g$  bant aralığının bir fonksiyonudur. Çünkü güneş hücrelerinin fotonları soğurması yarıiletken malzemenin bant aralığı ile karakterize edilir. Şekil 2.23'de her foton başına bir elektron-boşluk çifti oluştuğu düşünülerek güneş hücrelerinden yarıiletken malzemesinin bant aralığına bağlı olarak elde edilebilecek maksimum akım yoğunluğu gösterilmiştir. Akım yoğunluğunun yarıiletkenin bant aralığına bağlılığı basit olarak 'de verilmiş olan AM 1.5G spektrumundan şu şekilde hesaplanmıştır:

$$J_{SC} = q \int_{E_g = \frac{hc}{\lambda}}^{\infty} b_s(\lambda) d\lambda \quad (2.71)$$

burada  $b_s(\lambda)$  AM1.5G spektrumunun foton akı yoğunluğudur.



**Şekil 2.23:** Yarıiletkenlerin bant aralıklarına göre AM 1.5G spektrumunda elde edilebilecek maksimum akım yoğunluğunun dalgaboyuna bağlı değişimi.

Pratikte güneş hücrelerinin kısa devre akımı, yüzey yansımaları, kontak kayıpları ve rekombinasyon kayıpları nedeniyle kısıtlanmaktadır. Fakat güneş hücresi teknolojisinde gelinen son gelişmelerle deneysel sonuçlar Şekil 2.23'de görüldüğü gibi teorik limitlere yaklaşmaktadır. Güneş hücrelerinin teknik parametrelerindeki gelişmelerle ilgili son çalışmalarda Si tabanlı yarıiletkenin deneysel olarak kısa devre akımı  $J_{SC} = 42.25 \frac{mA}{cm^2}$  ve GaAs için de  $J_{SC} = 29.68 \frac{mA}{cm^2}$  olarak bulunduğu rapor edilmiştir [11].

### 2.3.2.2. Açık Devre Voltajı

Güneş hücrelerinin açık devre voltajı yani  $V_{OC}$  değeri pratikte I-V karakteristiğinden kolayca bulunabilir. İleri yönde beslemede uygulanan potansiyel artarken diyot akımı da artacağı için belirli bir voltaj değerinde sürüklenme ve fotoakım eşit olur yani toplam akım sıfır olur. Bu noktadaki voltaj değeri ise güneş hücresinin açık devre voltajıdır ve kısaca şu şekilde verilir:

$$V_{OC} = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{J_{SC}}{J_0} + 1 \right) \quad (2.72)$$

Ayrıca  $V_{OC}$  elektronların ve boşlukların sanki-Fermi seviyelerinin farkı olarak da tanımlanmaktadır. Yarıiletkenin üzerine ışık düştüğünde üretilen elektron ve boşlukların bant yapısında sanki-Fermi seviyelerinin pozisyonu:

$$eV_{OC} = E_{F_n} - E_{F_p} \quad (2.73)$$

olarak değişir. Örnek olarak GaAs tabanlı güneş hücrelerinin  $V_{OC}$  değeri yaklaşık 1.1V civarındadır. Dolayısıyla  $V_{OC}$  yarıiletkenin bant aralığına bağlı olarak değişir. Bant aralığı büyük olan yarıiletkenlere dayalı güneş hücrelerinde  $V_{OC}$  değeri daha büyük olacaktır.

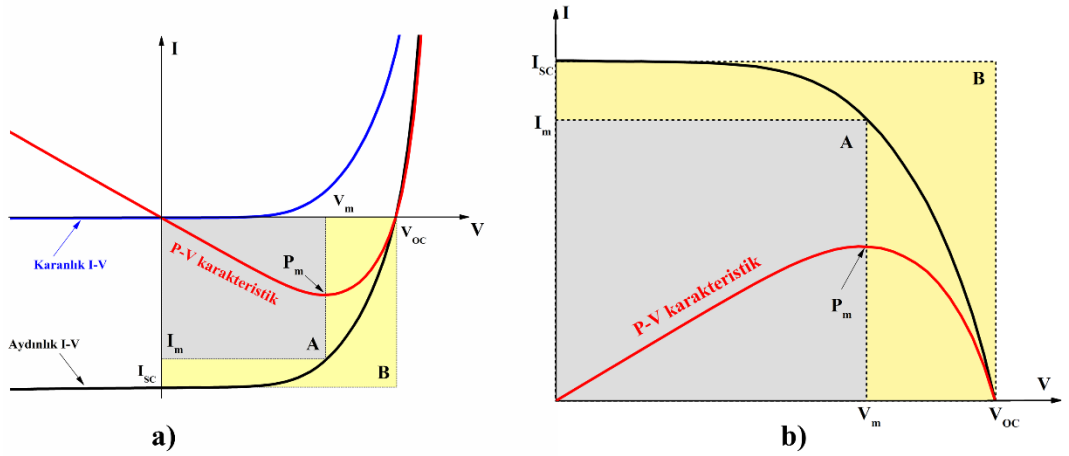
### 2.3.2.3. *Dolum Faktörü*

Dolum faktörü güneş hücrelerinin kalitesi ile ilgili bilgi verir. Şekil 2.24'te bir güneş hücresine ait karanlık ve aydınlık I-V karakteristiği verilmektedir. Şekil 2.24b, Şekil 2.24a'nın pozitif akım eksenini kullanılmasıyla elde edilen ışık altındaki akım-voltaj karakteristiğidir. Şekilde A ve B bölge olmak üzere iki bölge görülmektedir. A bölgesi pratikte güneş hücresinden elde edeceğimiz gücü gösterirken B bölgesi güneş hücresinde karakteristik olarak elde edilebilecek maksimum gücü göstermektedir. Dolum faktörü "Fill Factor" teriminin ilk harfleri ile yani FF olarak şu şekilde ifade edilir.

$$FF = \frac{A}{B} = \frac{I_m V_m}{I_{SC} V_{OC}} \quad (2.74)$$

burada  $I_m$  ve  $V_m$  sırasıyla maksimum fotoakım ve maksimum voltaj değerleridir. FF değerinin düşük olması, Bölüm 2.3.3'te ayrıntılı olarak verileceği gibi güneş hücresinde seri ve şönt dirençlerinden ve/veya rekombinasyon mekanizmalarından dolayı kayıpların olduğunu göstermektedir.





**Şekil 2.24:** Tipik bir güneş hücresinin ışık altındaki I-V karakteristiğinden FF değerinin hesaplanması a) Deneyde elde edilen karanlık ve aydınlık I-V karakteristiğinin karşılaştırılması b) Pozitif akım ekseninin kullanılmasıyla elde edilen aydınlık I-V karakteristiği.

Literatürde GaAs p-n eklem güneş hücresi için maksimum FF değeri %86.5 ve birkaç III-V grubu direkt bant aralıklı yarıiletkenlere dayalı güneş hücreleri için  $FF > \%85$  olarak rapor edilmiştir [11]. İndirek bant aralıklı yarıiletkenlere dayalı güneş hücrelerinde kayıp mekanizmaları daha yüksek olduğundan FF değerleri direkt bant aralıklı yarıiletkenlere dayalı güneş hücrelerine göre daha düşüktür. Örneğin Si için en iyi FF değeri %83.8 olarak rapor edilmiştir [11].

#### 2.3.2.4. Güç Dönüşüm Verimi

Güç dönüşüm verimi güneş hücrelerinin performansını belirleyen en önemli parametredir. Bu parametre güneş hücresinden elde edilen maksimum elektriksel gücün üzerine gelen ışığın gücüne olan oranıdır ve şu şekilde hesaplanır.

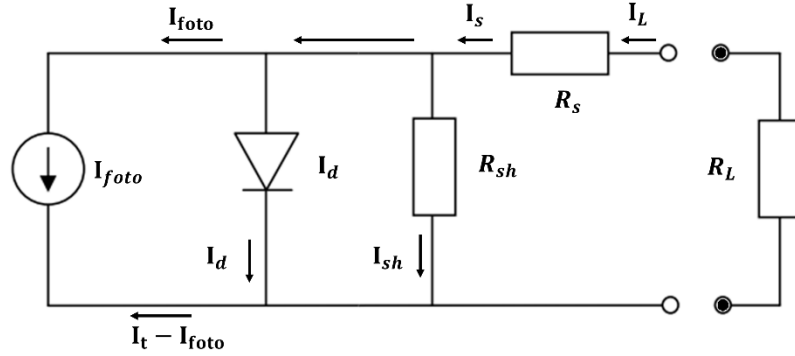
$$\eta = \frac{P_m}{P_{optik}} \quad (2.75)$$

burada  $P_m$  Şekil 2.24'te gösterildiği gibi güneş hücresinin P-V karakteristiğindeki maksimum güçtür.  $P_{optik}$  ise 'de gösterilen güneş spektrumunun toplam gücüdür. Bu toplam güç AM 0 için  $\sim 1368 \text{ W} / \text{m}^2$  iken AM 1.5G ve AM 1.5D için sırasıyla  $1000 \text{ W} / \text{m}^2$  ve  $900 \text{ W} / \text{m}^2$ 'dir. Güneş hücresinin verimine sıcaklığın büyük etkisi vardır. Bu yüzden bir güneş hücresinin verimi ölçülürken sıcaklığın sabit tutulmasına dikkat edilmelidir. Çünkü birim alana düşen optik gücün büyük olması fonon sayısını

arttırdığı için güneş hücresinin ısınmasına yol açar. Dolayısıyla güç dönüşüm veriminin ölçümü doğru bir şekilde yapılmamış olacaktır.

### 2.3.3. Güneş Hücrelerinin Eşdeğer Devre Modeli

Güneş hücresi yarıiletken p-n eklemine dayalı çalıştığından ideal durumda diyot karakteristiği göstermektedir. Doğada hiçbir şey ideal durumda olmadığı gibi güneş hücrelerinde de bundan önceki bölümlerde bahsettiğimiz gibi mükemmelliği engelleyici durumlar vardır. Bunlar güneş hücresinin basit eşdeğer devresinde Şekil 2.25'te gösterildiği gibi modellenmektedir. Güneş hücresinde oluşan fotoakım  $I_{foto}$  ile gösterilmiştir. Fotoakımın yönü diyotun ileri yönde beslemedeki  $I_d$  enjeksiyon akımına terstir. Güneş hücresini oluşturan yarıiletken malzemenin ne derecede kaliteli olduğunun ölçüsü  $R_{sh}$  şönt direnciyle gösterilmektedir.  $R_{sh}$  değerinin küçük olması yarıiletken kristaldeki kusurlardan, tabakalararası uyumsuzluklardan, bir takım rekombinasyon merkezlerinden vb. durumlardan kaynaklanmaktadır. Seri direnci olan  $R_s$  ise güneş hücresindeki metal kontaklardan kaynaklanan kayıpları temsil etmektedir. Seri direncin değeri ne kadar küçük olursa güneş hücresindeki kayıplar da o kadar az olacaktır.  $R_s = 0$  ve  $R_{SH} = \infty$  olduğu durum ideal durumdur.



Şekil 2.25: Güneş hücresinin tek diyotlu eşdeğer devresi.

Şekil 2.25'den de görüldüğü gibi ışık altındaki güneş hücresini ileri yönde beslendiğinde  $I_L$  akımı ile  $I_{foto}$  akımı ters yöndedir. Dolayısıyla devreden çıkan  $R_L$  yük direncinin üzerindeki toplam  $I_L$  akımı şu şekilde yazılabilir.

$$I_L = I_t - I_{foto} \quad (2.76)$$

burada şekilde gösterilen  $I_t$  diyot ve dirençlerdeki akımların toplamıdır.

$$I_t = I_d + I_{sh} \quad (2.77)$$

Devredeki diyot,  $R_{sh}$  direncine paralel olduğundan buradaki voltaj değeri seri dirençten sonra  $V + I_L R_s$  değerinde olur. Dolayısıyla  $R_{sh}$  direnci üzerindeki akım:

$$I_{sh} = \frac{V + I_L R_s}{R_{sh}} \quad (2.78)$$

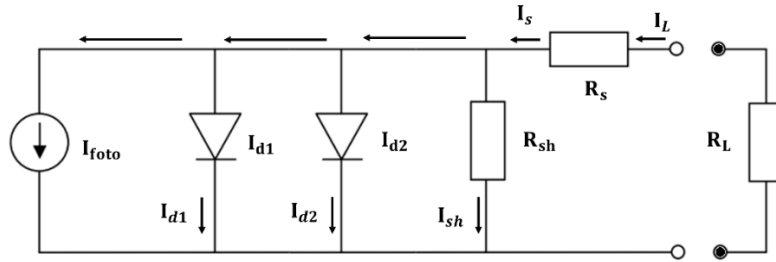
gibi gösterilir. Devredeki diyot akımı ise:

$$I_d = I_0 \left( \exp \left( \frac{V + I_L R_s}{n k_B T} \right) - 1 \right) \quad (2.79)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $I_0$  diyottaki saturasyon veya sızıntı akımıdır.  $n$  ise diyotun idealite faktörüdür. Diyotta sadece difüzyon mekanizması göz önüne alındığında  $n = 1$ 'dir. Güneş hücresinin ışık altındaki ileri yönde beslemede I-V karakteristiği nihayetinde şu şekli alır:

$$I_L = I_0 \left( \exp \left( \frac{V + I_L R_s}{n k_B T} \right) - 1 \right) + \frac{V + I_L R_s}{R_{sh}} - I_{foto} \quad (2.80)$$

Denklem (2.80) güneş hücresinin tek diyotlu eşdeğer devre modelidir. Buradaki diyot aslında güneş hücresindeki diyot akımını temsil etmektedir. Fakat yarıiletkenlerde rekombinasyon mekanizmalarından kaynaklanan kayıplar da vardır ve diyot akımına nazaran daha baskın haldedirler. Bu yüzden güneş hücrelerinin eşdeğer devre modeline, rekombinasyon akımını katmak için Şekil 2.26'da gösterildiği gibi ikincil bir diyot eklenmektedir. Yani  $I_1$  güneş hücresindeki difüzyon akımını  $I_2$  ise rekombinasyon akımını temsil etmektedir.



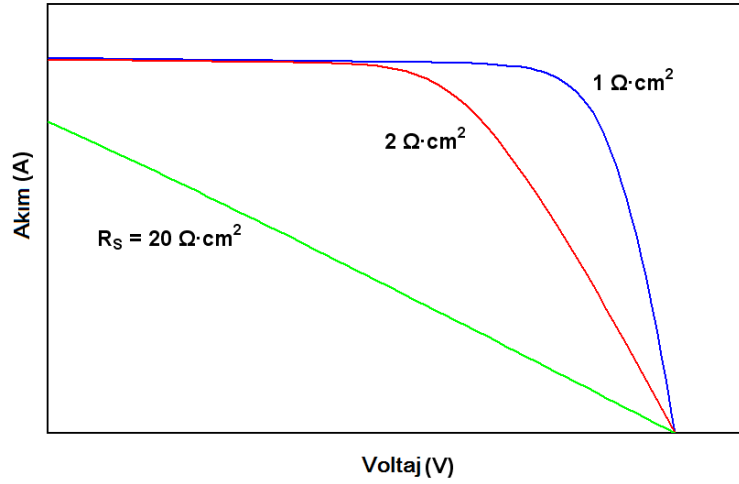
Şekil 2.26: Güneş hücresinin iki diyotlu eşdeğer devresi.

Güneş hücresinin tek diyotlu modelinde olduğu gibi burada da aynı yolu izlersek, devredeki toplam akımı şu şekilde yazabiliriz:

$$I_L = I_{01} \left( \exp\left(\frac{V + I_L R_s}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right) + I_{02} \left( \exp\left(\frac{V + I_L R_s}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right) + \frac{V + I_L R_s}{R_{sh}} - I_{foto} \quad (2.81)$$

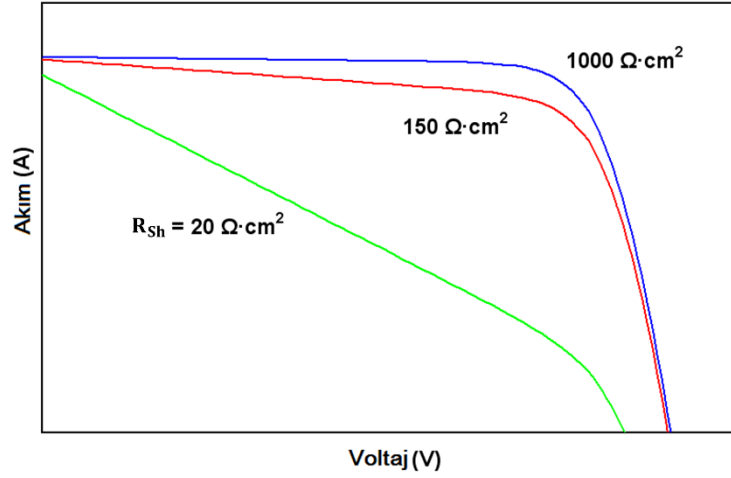
burada  $I_{01}$  ve  $I_{02}$  sırasıyla difüzyon ve rekombinasyon akımıdır. Ayrıca  $n_1 = 1$  olarak alınırken,  $n_2 > 1$  olarak bulunur. Çünkü ideal durumlarda p-n eklemünde difüzyon akımı olup, rekombinasyon akımı yoktur. Bu nedenle rekombinasyon akımı göz önüne alındığında idealite faktörü 1'den büyük olur. Deneysel olarak güneş hücrelerin idealite faktörleri karanlık I-V karakteristiğinin logaritmik eğimlerinden hesaplanmaktadır.

Şekil 2.27'de Denklem (2.80)'den yararlanarak hesaplanan I-V karakteristiğine seri direncin etkisi gösterilmiştir. Seri direncin büyük olmasıyla açık devre voltajı değişmese de dolun faktörü önemli derecede değişir. Ayrıca elde edilen fotoakım da azalır.



Şekil 2.27: Seri direncin I-V karakteristiği üzerindeki etkisi [35].

Şekil 2.28'de paralel direncin güneş hücresinin I-V karakteristiği etkisi gösterilmiştir. Paralel direncin azalması açık devre voltajının önemli derecede düşürür. Aynı zamanda dolun faktörü açık devre voltajı ile doğru orantılı olduğundan dolun faktörü de düşer.



**Şekil 2.28:** Şönt direncin I-V karakteristiği üzerinde etkisi [36].

Güneş hücreleri düşük sıcaklıklarda çalışacaksa, paralel direnç önemli rolü oynamaktadır. Çünkü düşük sıcaklıkta yarıiletkenin bant aralığı büyük olduğundan açık devre voltajı da yüksek olur. Dolayısıyla açık devre voltajı paralel direncin değerine hassaslaşır.

## 2.4. GÜNEŞ HÜCRELERİNDE İDEAL VERİM ANALİZİ

Bu bölümde ideal durumlarda güneş hücrelerini oluşturan yarıiletkenlerin bant aralığına göre elde edilebilecek verimlerin üst sınırları incelenmiştir.

### 2.4.1. Shockley – Queisser Limiti

İlk p-n güneş hücresinin yapılmasından birkaç sene sonra 1961 yılında Shockley ve Queisser tarafından tek p-n eklem güneş hücrelerinden elde edilebilecek maksimum verim limiti modellenmiştir [37]. Bu yüzden bu verim limitine *Shockley-Queisser limiti* denir.

Shockley-Queisser limiti güneşin 6000K sıcaklıkta karacisim ışması yaptığını ve güneş hücresinin de 300K'de olduğunu varsayar. Ayrıca güneş hücresinin soğurma katsayısını bir basamak fonksiyonu olarak kabul eder yani yarıiletkenin bant aralığından küçük olan fotonlar soğurulmadan geçerken, bant aralığından büyük enerjideki her foton eşit soğurma katsayısı ile soğurulur. Dolayısıyla verim için ilk sınırlayıcı parametre bant aralığıdır. Bunun dışında rekombinasyon mekanizması olarak sadece ışmalı rekombinasyon göz önüne alınmıştır.

Bant aralığından büyük enerjideki spektrumun gücü yani güneş hücresinin soğurduğu ışık gücünün ( $Q_s$ ) ise karacisim ışımasına göre bant aralığından itibaren integrali şu şekilde olur:

$$Q_s = \frac{2\pi(k_B T_g)^3}{h^3 c^2} \int_{x_g}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \quad (2.82)$$

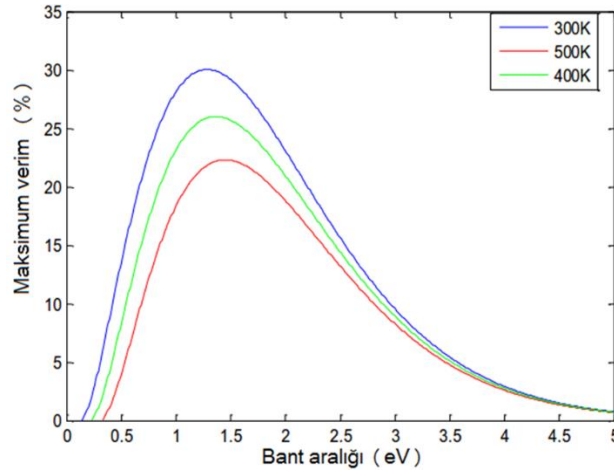
burada  $T_g$  güneşin sıcaklığı yani 6000K,  $x_g = \frac{E_g}{k_B T_g}$  bant aralığından kaynaklanan sınırlamadır. Güneş hücresinin verimi toplam gelen ışık gücünün soğurulan kısmına olan orandır. Dolayısıyla  $P_s$  karacisim spektrumunun toplam gücü olmak üzere şu şekilde ifade edilir:

$$P_s = \frac{2\pi(k_B T_g)^4}{h^3 c^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (2.83)$$

Sonuç olarak, güneş hücresinden elde edilen maksimum verim değeri

$$\eta = \frac{h\nu_g Q_s}{P_s} \quad (2.84)$$

olarak ifade edilir.  $\nu_g$  yarıiletkenin bant aralığına eşit enerjideki fotonun frekansıdır.



**Şekil 2.29:** Verimin yarıiletkenin bant aralığına ve farklı sıcaklık şartlarına göre değişimi [38].

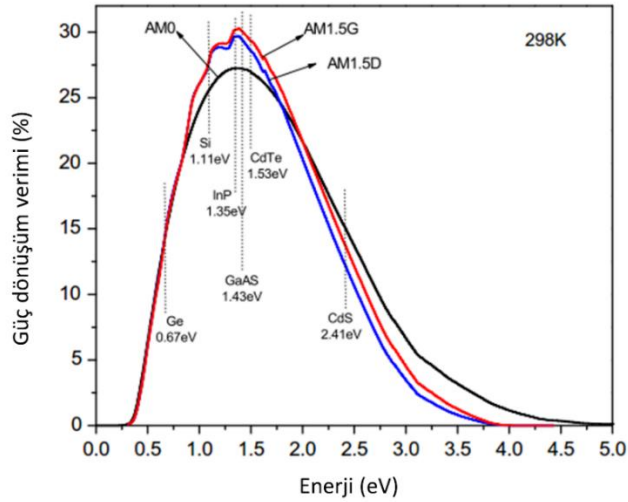
Şekil 2.29'da güneş hücresini oluşturan yarıiletkenin farklı sıcaklıktaki bant aralığına göre verimin değişim grafiği verilmiştir. 300K'de maksimum verim ~1.4 eV bant aralıklı

yarıiletkenden yapılan p-n eklem güneş hücresi için elde edilir. Fakat sıcaklığın artmasıyla bu verim değeri azalır, çünkü sıcaklığın artmasıyla yarıiletkenin bant aralığı daralır.

#### 2.4.2. Tiedje – Yablonovitch Limiti

Shockley-Queisser limitinden sonra 1984 yılında Tiedje ve Yablonovitch tarafından verim limitinin daha genel modellenmesi üzerine bir çalışma yayınlanmıştır [39]. Tiedje-Yablonovitch limiti karacisim ışımaya spektrumu yerine gerçek güneş spektrumu altında verim analizidir. Gerçek güneş spektrumunda Bölüm 2.1’de bahsedildiği gibi atmosferdeki soğurma mekanizmalarından dolayı spektrumun belirli bölgelerinde şiddette kayıplar olup, karacisim ışımada böyle bir durum söz konusu değildir. Dolayısıyla verim hesabında karacisim ışımaya spektrumu kullanarak elde edilen verim gerçek güneş spektrumunu kullanarak elde edilen verimden yüksek olacaktır. Tiedje-Yablonovitch limitinde aşağıdaki parametreler dikkate alınmıştır;

- AM 1.5 güneş spektrumu
- Yarıiletken malzemenin deneysel olarak bulunmuş olan soğurma katsayısının enerjiye göre değişimi
- Işımalı rekombinasyon ve Auger rekombinasyonu
- Herhangi bir yüzey yansıma kaybının olmaması

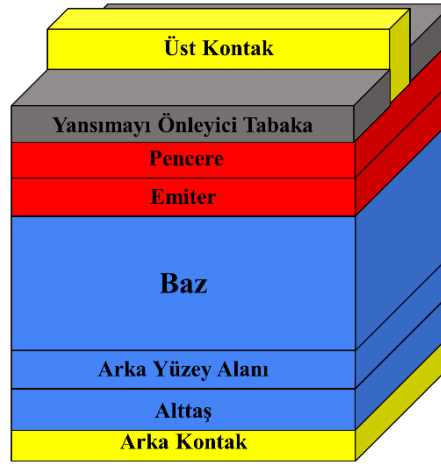


**Şekil 2.30:** Gerçek güneş spektrumundan yararlanılarak yarıiletkenin bant aralığına göre verim değişimi [40].

Şekil 2.30'da AM0, AM 1.5G ve AM 1.5D spektrumları için Tiedje-Yablonovitch limiti çerçevesinde güç dönüşüm veriminin yarıiletkenin bant aralığına göre değişimi verilmiştir.

## 2.5. VERİMİ ARTTIRICI TASARIM GEREKSİNİMLERİ

Pratikte güneş hücrelerinin verimini sınırlayan birçok parametre vardır. Fakat güneş hücresinin fiziğinin iyi anlaşılmasıyla ve teknolojinin gelişmesiyle basit p-n eklem veriminin ideal teorik limitlere yaklaştığı bir gerçektir. Şekil 2.31'de geleneksel p-n eklem güneş hücresinin tasarımı verilmiştir.



Şekil 2.31: Güneş hücresinin şematik gösterimi.

Verimi azaltan rekombinasyon mekanizmalarının azaltılması ve yüzey yansımalarının önlenmesi verimi önemli derecede artırır. Bir diğer önemli kayıp kaynağı güneş hücresinin metal kontaklarıdır. Metal kontakların kötü olması güneş hücresinde seri direnci artırır.

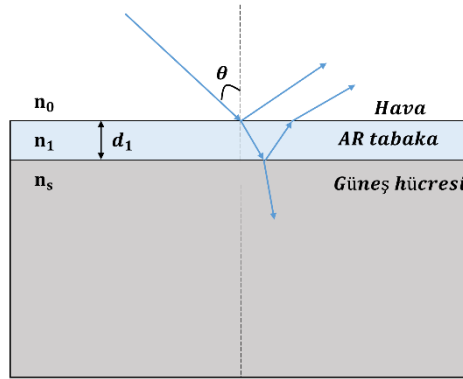
Bu bölümde verimi arttırıcı tasarım gereksinimleri olan rekombinasyon mekanizmasını engelleyen pencere ve arka yüzey alan tabakası, yansımayı önleyici tabakası ve bunların güneş hücresinin performansındaki etkisi üzerine durulacaktır.

### 2.5.1. Yansımayı Önleyici Tabaka

Güneş hücrelerinde önemli kayıplardan biri yarıiletken yüzeyine gelen ışığın yansımadır. Yüzey yansıması gelen ışığın şiddetini önemli derecede azalttığından güneş



hücresinden düşük fotoakım elde edilir. Bu durumu önlemek için Şekil 2.32’de gösterildiği gibi güneş hücresinin yüzeyi yarıiletkenin güneş spektrumunu soğurduğu bölge için geçirgen olan malzemeyle yani yansımayı önleyici tabaka (antireflective-AR) ile kaplanır. Bu malzeme ile yarıiletken arayüzeyinde yansıtıcılık iki malzemenin kırılma indislerinin farklarının küçük olmasından dolayı oldukça düşüktür. Dolayısıyla hava ile yarıiletken arasındaki yansımaya önemli derecede önlenmiş olur.



Şekil 2.32: Işığın yansımayı önleyici tabakadaki yolu.

AR tabaka için malzeme seçimi yani güneş hücresinin yüzeyinin hangi tabakayla kaplandığında yansıtıcılık minimum olacak bunu, yarıiletkenin ve havanın kırılma indisleri belirler. Kaplanması gereken malzemenin kırılma indisi:

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_s} \quad (2.85)$$

olmalıdır. Burada  $n_0$  ve  $n_s$  sırasıyla havanın ve yarıiletkenin kırılma indisleridir. Işığın yüzeye  $\theta$  açısıyla gelmesi durumunda yansıtıcılık şu şekilde ifade edilir:

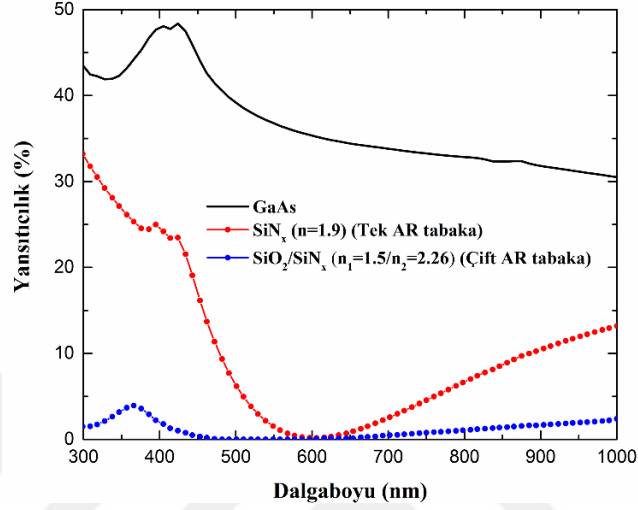
$$R = \frac{(r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(2\theta))}{(1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(2\theta))} \quad (2.86)$$

burada  $r_1$  hava ile AR tabaka arayüzeyindeki yansımaya ve  $r_2$  AR tabaka ile yarıiletken arayüzeyindeki yansımaya katsayısı olup, yüzeye dik gelecek şekilde ifade edilirler:

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad (2.87)$$

$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.88)$$

Spektrumun güneş hücresi tarafından soğurulan bölgesinde yansıtıcılığın minimum olması için AR tabakanın kalınlığı  $n_1 d_1 = \lambda_0 / 4$  şartı ile belirlenir.



**Şekil 2.33:** GaAs güneş hücresinde AR tabakaların etkisi.

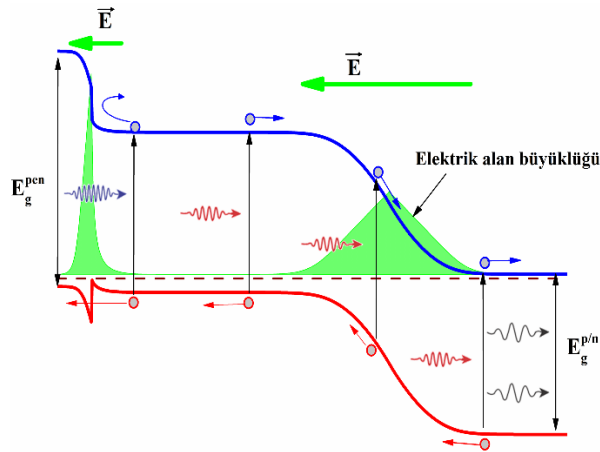
Şekil 2.33'de GaAs yarıiletkenin yüzey yansıtıcılığı ve tek katman ve çift katman AR tabakalarının yansıtıcılığı verilmiştir. Tek katman AR tabakası spektrumun belirli bir dalgaboyu için yansıtıcılığı minimuma indirdiğinden güneş hücresi güneş spektrumunun az kısmını soğurur. Fakat güneş spektrumunun oldukça geniş bölgesini soğurmak için tek katman yerine çift veya daha fazla katman AR tabaka kullanılır [41]. Çift katmanlı AR tabakasının yansıtıcılığını hesaplamak için tek katman AR tabakasınınkiyle aynı yaklaşım izlenir. İki katmanlı AR tabakası için yansıtıcılık hesabı Referans [34]'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

### 2.5.2. Pencere

Güneş hücrelerinin emiter tabakasının yüzeyinde yüksek oranda elektron boşluk çifti rekombinasyona uğrar. Buna *yüzey rekombinasyonu* denir. Yüzey rekombinasyonunun gerçekleşme hızı p-tipi yarıiletken için azınlık elektronlar olduğundan  $S_n$  ve n-tipi yarıiletkenlerde ise  $S_p$  ile gösterilir. Her ne kadar yüzey rekombinasyonu olarak adlandırılrsa da birimi  $m/s$ 'dir yani saniyede birim uzunlukta rekombine olan taşıyıcıların sayısıdır.

Güneş hücrelerinde yarıiletkenin bant aralığından daha büyük enerjideki fotonlar emiter tabakasının yüzeyinden çok ince bir derinlikte soğurulurlar. Dolayısıyla yüzeye çok yakın bölgede üretilen taşıyıcıların rekombinasyona uğramadan akıma katkıda bulunabilmeleri için gelen fotonların soğurulmadan geçtiği fakat yüzey rekombinasyonunu önemli derecede azaltan bir tabaka daha büyütülür. Bu tabaka pencere tabakasıdır ve güneş hücresinde Şekil 2.34’de gösterildiği gibi bir mekanizma gerçekleşir. Emiter bölgesinde yaratılan azınlık elektronlar iç elektrik alan etkisinden uzakta olduğu için rekombinasyona meyillidirler. Ancak pencere tabakası elektronlar için bir potansiyel bariyeri oluşturur. Bu bariyeri geçecek enerjiye sahip olmayan elektronlar yarıiletkenin yüzeyine ulaşmadan hetero-eklem ara yüzeyinde oluşan iç elektrik alan sayesinde geri dönerler.

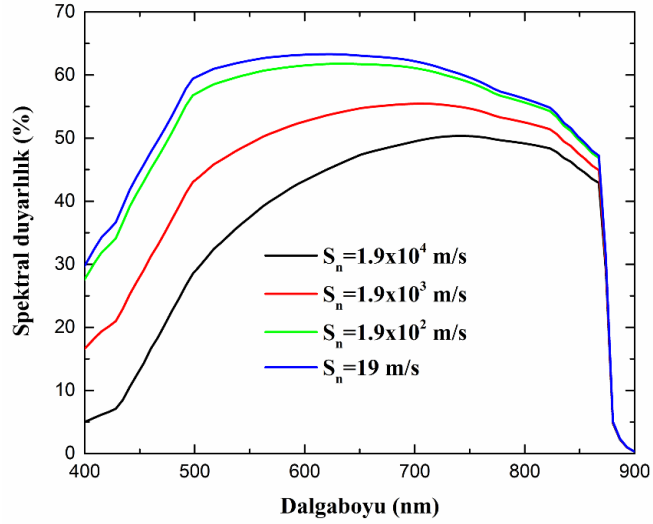
Yarıiletkenlerde yüzey rekombinasyon hızı yarıiletkenin katkılama yoğunluğuna ve kalınlığına bağlıdır. Çünkü serbest taşıyıcı yoğunluğu ne kadar büyükse yüzey rekombinasyon hızı da o kadar büyük olur. Dolayısıyla pencere tabakası emiter tabakasıyla aynı tipte fakat daha büyük bant aralıklı olur. Bu yüzden pencere tabakaları genelde güneş spektrumunun görünür bölgesi için geçirgendirler. Dolayısıyla pencere tabakasının daha ince olması hem güneş hücresinde fazladan direnç yaratmaz hem de güneş spektrumunun ihmal edilebilir kısmını soğurur.



**Şekil 2.34:** Bir p-n eklemi güneş hücresinde pencere tabakasının rolü.

Katkı yoğunluğu  $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  olan p- ve n-tipi GaAs yarıiletkeninde yüzey rekombinasyon hızı  $10^4 \text{ m/s}$  mertebelerindedir. Pencere tabakası GaAs yüzey rekombinasyon hızını  $\sim 10^{-1} - 10^{-2} \text{ m/s}$  mertebelerine indirir. Yüzey

rekombinasyonun engellenmesi veya azaltılması sonucunda fotoakıma katkıda bulunan serbest taşıyıcı yoğunluğu artmış olur. Dolayısıyla verim artar. Şekil 2.35'te geleneksel GaAs p-n güneş hücresine ait spektral duyarlılık grafiği verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi yüzey rekombinasyon hızı azaldıkça spektrumun kısa dalgaboyu bölgelerindeki fotoakım da artmaktadır. Bu da bize yüzeye daha yakın bölgede üretilen taşıyıcılar rekombinasyona uğramadan fotoakıma katkıda bulunduğunu göstermektedir. Ayrıca bant aralığına yakın olan bölgede de artış söz konusudur. Çünkü bant aralığı civarında olan fotonların güneş hücresinin yüzeyinden daha derinde soğurulur. Yani yüzeye yakın olan bölgede çok az kısmı soğurulduğundan büyük enerjideki fotonlara nazaran az sayıda taşıyıcı üretirler.



**Şekil 2.35:** Yüzey rekombinasyon hızının spektral duyarlılığa olan etkisi.

Emiterin üstüne pencere tabakası büyütüldüğünde Emiter yarıiletkenin yüzey rekombinasyon hızı azalır. Fakat artık burada etkin rekombinasyon hızdan bahsetmemiz gerekir. Etkin rekombinasyon hızı  $S_{etkin}$  şu şekilde hesaplanır [25,34]:

$$S_{etkin} = S_n \exp\left(\frac{E_g - E_g^w}{k_B T}\right) \left[ \frac{\left(\frac{S_n^w L_n^w}{D_n^w} \cosh\left(\frac{x_w}{L_n^w}\right) + \sinh\left(\frac{x_w}{L_n^w}\right)\right)}{\left(\frac{S_n^w L_n^w}{D_n^w} \sinh\left(\frac{x_w}{L_n^w}\right) + \cosh\left(\frac{x_w}{L_n^w}\right)\right)} \right] \quad (2.89)$$

burada  $E_g$  ve  $E_g^w$  sırasıyla emiterin ve pencere tabakasının bant aralığıdır.  $S_n$  emiterin yüzey rekombinasyon hızı ve  $S_n^w$  pencere tabakasının yüzey rekombinasyon hızıdır.

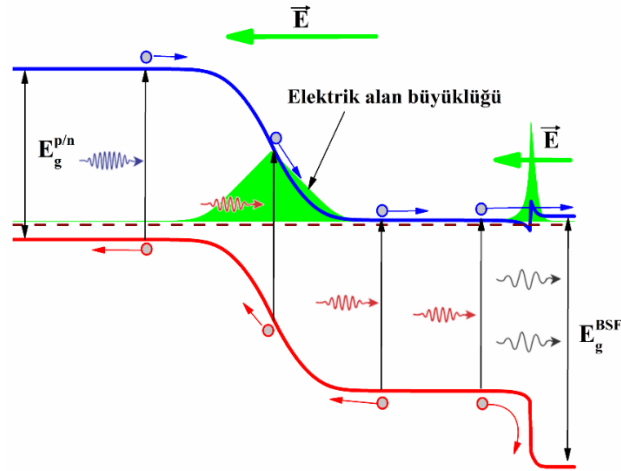
Bunun dışında  $L_n^w$  ve  $D_n^w$  sırasıyla pencere tabakasının difüzyon uzunluğu ve difüzyon katsayısıdır.  $x_w$  ise pencere tabakasının kalınlığıdır.

III-V grubu yarıiletkenlere dayalı güneş hücreleri için pencere tabakasındaki olarak büyütülebilecek yarıiletken adayları çok az sayıdadır. Çünkü pencere tabakası ile güneş hücresinin emiter yarıiletkenine örgü uyumlu olması gerekir. Örneğin GaAs tabanlı güneş hücrelerinde günümüzde pencere tabakası olarak  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  veya  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$  yarıiletkenleri kullanılmaktadır [42,43]. Bu yarıiletkenler GaAs ile örgü uyumlu oldukları için arayüzeyde kusurlar oluşmaz.

### 2.5.3. Arka Yüzey Alanı

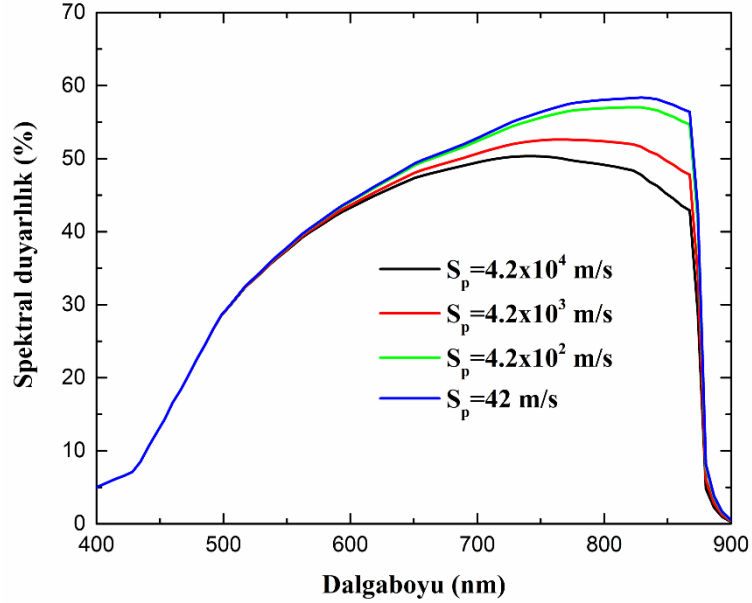
Fotonların enerjisi yarıiletkenin bant aralığına doğru yaklaştıkça soğurulacağı derinlik de artar. Dolayısıyla p-n eklemde arka yüzey alanı pencereye göre daha az etkisi olsa da verimi artırır. Pencere tabakasına nazaran daha az etkisinin olması p-n eklem baz bölgesinin çok daha kalın olmasından dolayıdır yani Şekil 2.36’da gösterildiği gibi azınlık boşlukların çok az kısmı eklem arka yüzeyine ulaşmaktadır.

Arka yüzey alanı olarak ilk başlarda baz ile aynı tipte fakat aşırı katkılı olan bir yarıiletken kullanılmaktaydı. Ancak aynı cinsten arka yüzey alan tabakanın homoeklem arayüzeyinden azınlık taşıyıcıların diffüze olması ve fazladan direnç oluşturması nedeniyle daha büyük bant aralıklı yarıiletken kullanılmaktadır. Büyük bant aralıklı yarıiletken daha ince olduğundan hem güneş hücresine fazladan bir direnç sağlamamış olur.



Şekil 2.36: Bir p-n eklem güneş hücresinde arka yüzey alanı tabakası.

Arka yüzey alan varlığında etkin yüzey rekombinasyon hızının hesabı Denklem (2.89) ile aynıdır. Şekil 2.37’de baz bölgesi için yüzey rekombinasyon hızının değişimiyle güneş hücresinin spektral duyarlılığındaki değişim gösterilmiştir. Arka yüzey rekombinasyon hızının 1000 kat azalmasıyla spektral duyarlılığın 850nm dalgaboyunda %50’den %60’a çıktığını görebiliriz.



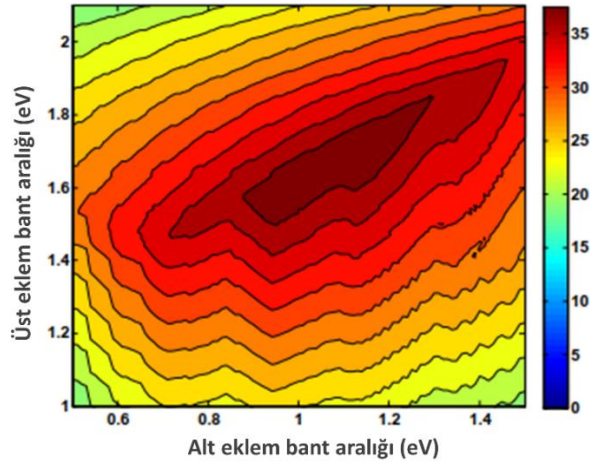
Şekil 2.37: Güneş hücresinin baz bölgesinde yüzey rekombinasyon hızının etkisi.

#### 2.5.4. Yarıiletken Malzeme Seçimi

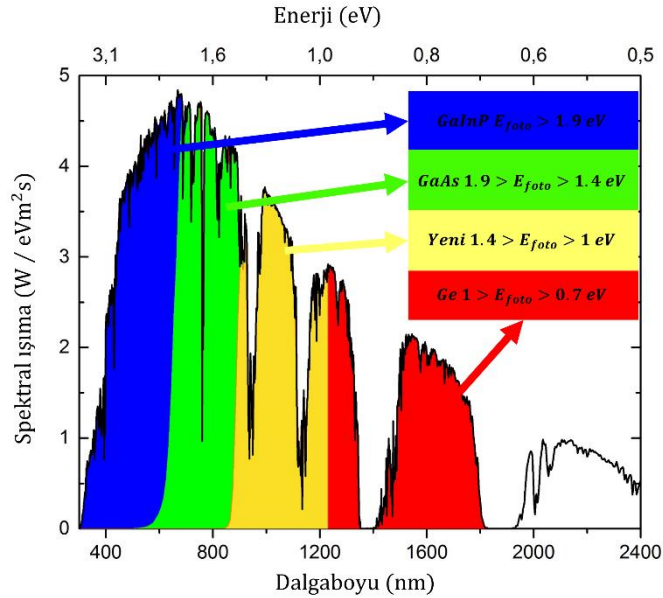
Güneş hücreleri yarıiletkenlerin bant aralığından büyük enerjisi olan güneş spektrumunda verimli çalıştığı için bant aralığından küçük enerjisi olan fotonlar verimli kullanılmamaktadır. Dolayısıyla güneş spektrumunun mümkün olan tüm bölgesini kullanabilmek için farklı bant aralıklı yarıiletkenlerden faydalanmak gerekir. Yarıiletkenin bant aralığı küçük olsa da spektrumun yüksek enerji bölgesinde Auger rekombinasyonundan dolayı yine verimli olmaz. Bu yüzden spektrumun her bölgesi için uygun bant aralıklı yarıiletkenin seçilmesi gerekir.

Çok eklemli güneş hücresi yapıları için her bir eklemi oluşturan yarıiletkenlerin örgü uyumlu olması gerekir. İdeal olarak örgü sabitleri eşit olmayan yarıiletkenlerden yapılmış olan çok eklemli güneş hücrelerinde örgü uyumsuzluktan kaynaklanan dislokasyonlardan dolayı kayıplar oluşacaktır. Ayrıca çok eklemli güneş hücrelerinde eklemler seri olarak

bağlandığından her bir ekleme oluşan fotoakım eşit olmalıdır. Bu nedenle çok eklemli yapı modellenirken her bir eklemin kalınlığı ayarlanmalıdır. Çünkü kalınlık artınca soğurulan foton sayısının artmasıyla oluşan fotoakım da artacaktır. Şekil 2.38’de görüldüğü gibi kuramsal modele göre 1xAM 1.5G spektrumunda üst eklemi oluşturan yarıiletkenin bant aralığı 1.5 ile 1.8eV aralığında ve alt eklemi oluşturan yarıiletkenin bant aralığı da 0.9 ile 1.2eV aralığında olduğunda en yüksek verim elde edilmiştir [15,44].



**Şekil 2.38:** İki eklemli güneş hücresinin üst ve alt eklemlerini oluşturan yarıiletkenlerin bant aralıklarına göre ideal veriminin değişimi [15].



**Şekil 2.39:** Basit birçok eklemli güneş hücresinin AM 1.5G spektrumunda soğurduğu bölgeler.

Günümüzde en verimli güneş hücresi tasarımı olan çok eklemli yapılar birden fazla bant aralıklı yarıiletken içerdiğinden aynı yapıda güneş hücresinin neredeyse tüm bölgesini soğurabilecek kapasiteye sahiptir.

Şekil 2.39'de gösterilen Ge ile GaAs arasında bant aralığı olan yarıiletken malzemenin örgü sabiti Ge ile veya GaAs ile uyumlu olmalıdır. Bu bölge için yarıiletken adayları üzerinde bir sonraki bölümde ayrıntılı olarak durulacaktır.

## 2.6. UYUMSUZ ALAŞIMLAR

Bu çalışma kapsamında GaInNAs ve GaAsBi tabanlı güneş hücreleri üzerinde çalışmalar yapıldığından, bu bölümde uyumsuz alaşımlardan GaInNAs ve GaAsBi alaşımların fiziğine değinilecektir. N ve Bi katıldıkları evsahibi yarıiletkeni oluşturan diğer atomlardan atomik boyutları, elektronegatiflikleri ve iyonlaşma enerjileri ile farklıdır. Bu nedenle N ve Bi içeren yarıiletkenler *uyumsuz alaşımlar* olarak adlandırılır. Bu alaşımların fiziksel özellikleri klasik alaşımlardan farklı olup, Bant Anticrossing (BAC) modeli ile açıklanmıştır.

### 2.6.1. Seyreltik Azotlu Yapılar

Atomik çapı ve elektronegatifliği gibi parametreleri birbirine yakın olan III-V grubu atomların oluşturduğu alaşımların bant yapısı Sanal Kristal Yaklaşıklık ile açıklanabilirken alaşımda azotun varlığıyla oluşan yeni kristalin yapısal karakteristik parametreleri açıklanamaz [17]. Örnek olarak GaAs kristaline N atomu eklendiğinde yeni bir alaşım olan  $GaN_yAs_{1-y}$  yarıiletkeni elde edilir. Sanal Kristal Yaklaşımına göre GaAs yarıiletkenin bant aralığı 1.424 eV'den başlayarak yüzde N atom başına  $\sim 19\text{meV}$  artarak GaN yarıiletkenin bant aralığı olan 3.3eV'a ulaşması gerekir. Ancak, Weyers ve diğ. [45] GaNAs alaşımının bant aralığının yüzde N başına  $\sim 150\text{meV}$  kadar azaldığını rapor etmişlerdir. Bu yüzden azot atomunun evsahibi yarıiletken kristalindeki etkisini açıklamak için BAC kullanılır. Bu modele göre evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı ile rezonansta olan azot atomunun lokalize enerji seviyesi etkileşerek evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandını  $E_-$  ve  $E_+$  olmak üzere ikiye ayırır. Şekil 2.40'da gösterildiği gibi  $E_-$  azot atomundan kaynaklanan bant seviyesi evsahibi GaAs'in iletkenlik bandının altında ve  $E_+$  seviyesi ise GaAs iletkenlik bandının içindedir.



Evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı ile azotun lokalize seviyesinin etkileşimini birinci mertebeden pertürbasyon teorisi kullanılarak çözülebilir. Pertürbasyon teorisindeki etkileşim enerji özdeğeri:

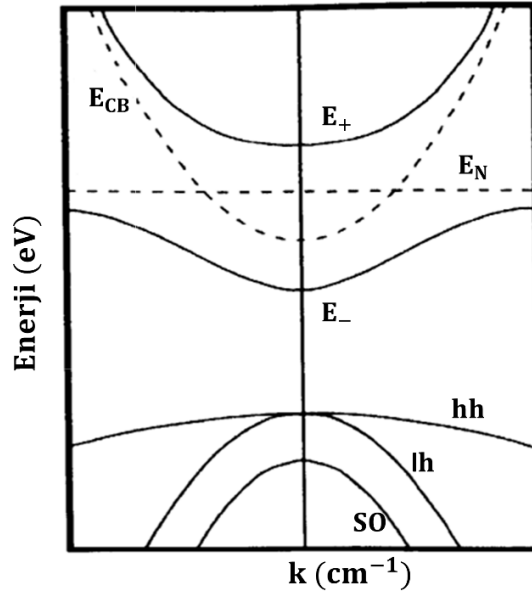
$$\begin{vmatrix} E - E_{CB} & V_{CB,N} \\ V_{CB,N} & E - E_N \end{vmatrix} \quad (2.90)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $E_{CB}$  evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı kenarı enerjisi,  $E_N$  ise azotun lokalize enerji seviyesidir.  $V_{CB,N}$  ise iletkenlik bandı ile lokalize seviyenin etkileşiminin şiddetini temsil eden çiftlenim parametresidir ve şu şekilde ifade edilir.

$$V_{CB,N} = C_{NM}\sqrt{y} \quad (2.91)$$

burada  $C_{NM}$  evsahibi yarıiletkende azotun etkileşmesini temsil eden büyüklük ve  $y$  azot oranıdır. (2.90) özdeğer denkleminin çözümü sonucunda  $E_-$  ve  $E_+$  enerji seviyeleri yaklaşık olarak aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ (E_N + E_{CB}) \pm \sqrt{(E_N + E_{CB})^2 + 4V_{CB,N}^2} \right] \quad (2.92)$$



**Şekil 2.40:** BAC modeline göre GaNAs alaşımının bant yapısı.  $hh$  ağır boşluk bandı,  $lh$  hafif boşluk bandı ve  $SO$  spin-orbit split-off enerji bandıdır [46].

GaAs kristaline azotun eklenmesiyle  $E - k$  şeması değişir. Dolayısıyla iletkenlik bandının dispersiyonunun değişmesiyle elektronların etkin kütlesi de değişecektir. Yeni alaşımda elektronun etkin kütlesi BAC modeli çerçevesinde şu şekilde hesaplanabilir.

$$m_e^*(E) = m_e^*(GaAs) \left( 1 + \left( \frac{V_{CB,N}}{E_N - E} \right)^2 \right) \quad (2.93)$$

burada  $m_e^*(GaAs)$  evsahibi GaAs yarıiletkeninde elektronun etkin kütlesidir.

Yeni GaNAs alaşım yarıiletkenin bant aralığı valans bandı ile  $E_-$  bandı arasındaki fark kadar olacaktır. Alaşımda N oranının artmasıyla  $E_-$  ile  $E_+$  enerji seviyeleri arasındaki fark artacaktır. Dolayısıyla GaNAs alaşımın bant aralığı da küçülecektir. Belirli bir N oranından sonra GaNAs alaşımı GaAs ile örgü uyumlu olmaz. Bu yüzden GaNAs kristaline  $y$  azot oranının  $x \cong 3y$  katı kadar In atomu eklenirse örgü uyumlu  $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$  dörtlü alaşımı elde edilir. GaInNAs yarıiletkeni hem GaAs ile örgü uyumludur hem de bant aralığı N oranına göre kontrol edilebilir [15,47]. Ayrıca bu alaşım yarıiletken direk bant aralıklı olup güneş hücre uygulamalarında büyük kullanım potansiyeline sahiptir.

Yüksek verimli güneş hücresi tasarımlarında 1eV bant aralıklı yarıiletkenin büyük önemine dikkat çeken ilk teorik çalışma Friedman ve diğ. [13] tarafından yapılmıştır. Teorik hesaplara göre  $Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs/Ga_{0.93}In_{0.07}N_{0.02}As_{0.98}$  3 eklemli güneş hücrelerinden AM 1.5G spektrumunda ve 1 güneşte  $\sim\%43.4$  yoğunlaştırılmış 500 güneşte ise  $\sim\%50$  verim elde edilir [47,48]. Son çalışmalarda yoğunlaştırılmış AM1.5G güneş spektrumunda deneysel olarak  $\%44$  verim elde edilmiştir [49].

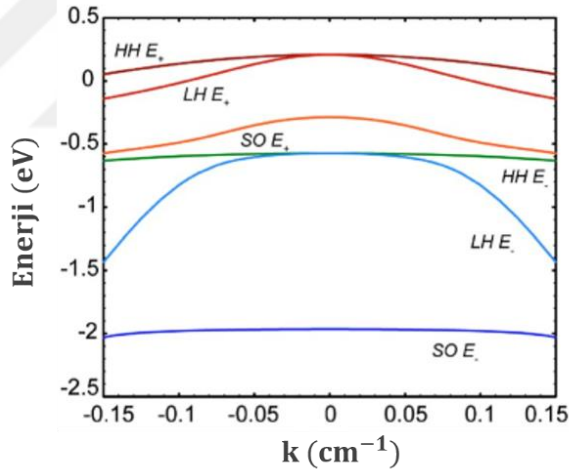
### 2.6.2. Seyreltik Bizmutlu Yapılar

Bir yarıiletkenin yapısal özelliğini kristale az miktarda N atomu dâhil ederek değiştirebildiğimiz gibi Bi atomu da evsahibi yarıiletkenin yapısal özelliklerini değiştirir. Azotun aksine bizmut küçük elektronegatifliğe sahipken V grubun atomik ölçeği en büyük olan elementtir ve iyonlaşma enerjisi katıldığı GaAs yarıiletkenin atomlarından daha büyüktür.

Bizmut içeren alaşımlar üzerine çalışmalar 1970'lerde Czochralski metot ile elde edilen alaşımlarda yapılmıştır [50]. Daha sonra metal organik kimyasal buhar depolama

(Metalorganic Chemical Vapour Deposition-MOCVD) ve moleküler ışın epitaksi (Molecular Beam Epitaxy-MBE) yöntemleriyle seyreltik Bi alaşımlarının büyütüldüğü rapor edilmiştir [51,52]. Bizmut atomik boyutunun büyük olması nedeniyle kristalde lokalize potansiyel oluşur.

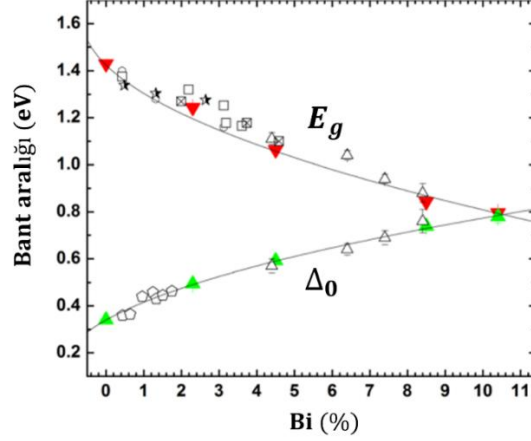
GaAs kristaline Bi atomu dâhil edildiğinde aynı azotun iletkenlik bandını ikiye ayırdığı gibi GaAs'in valans bandının ayrılmasına neden olur. Bu etkileşim valans BAC (VBAC) modeli ile açıklanır. Fakat BAC modelini valans bandına uygulamak uzun matematiksel işlem gerektirir. Çünkü iletkenlik bandında olduğu gibi valans bandında etkileşimde olan iki enerji seviyesi yoktur. Şekil 2.41'de görüldüğü gibi Alberi ve diğ. [53] tarafından yapılan çalışmada VBAC modeli valans bandında ağır boşluk, hafif boşluk ve spin-orbit split-off enerji seviyelerinin ayrı ayrı ikiye ayrıldığı ispat edilmiştir. Daha sonra Alberi ve diğ. [54] tarafından yapılan çalışmada VBAC modelini  $GaAs_{1-x}Bi_x$  alaşımı için uygulayarak deneysel sonuçlar ile uyumlu olduğu gösterilmiştir.



**Şekil 2.41:** VBAC modeline göre GaAsBi alaşımının valans bandını yarılması. *HH* ağır boşluk bandı, *LH* hafif boşluk bandı ve *SO* spin-orbit split-off enerji bandıdır ve her biri ikiye yarılmaktadır [54].

Şekil 2.42'de görüldüğü gibi  $GaAs_{1-x}Bi_x$  alaşımının bant aralığında Bi oran başına ~64-90 meV arasında değişim gösteren bir azalma vardır [55–58]. Ayrıca Bi oranı sıfır iken yani GaAs'in valans bandı ile spin-orbit split-off enerjisi arasında 0.35 eV fark vardır. Bi oranının artmasıyla  $\Delta_0$  spin-orbit split-off enerjisi de artmaya başlar ve ~%10 Bi oranında  $E_g = \Delta_0$  olur. Yapılan deneysel çalışmalar sonucunda yüksek Bi oranında  $GaAs_{1-x}Bi_x$  alaşımında Auger rekombinasyonunun baskılandığı gösterilmiştir [24].

GaAsBi yarıiletkeni direk bant aralıklı ve GaAs ile örgü uyumlu olduğundan geniş optoelektronik uygulamalarda kullanılma potansiyeli vardır [59].



**Şekil 2.42:** GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> alaşımının Bi oranına göre bant aralığının ve spin-orbit split-off enerjisinin değişimi [56].

GaAsBi'un güneş hücresi uygulamalarında kullanımı konusunda sadece teorik çalışmalar mevcuttur [22,23]. Geleneksel çok eklemlili güneş hücrelerinde kullanılan Ge yüksek Auger rekombinasyonuna sahiptir. Yaklaşık %9 Bi oranına sahip GaAsBi/GaAs heteroeklem yapıda Auger rekombinasyonun baskılandığı deneysel olarak gözlenmiştir [24]. Zayan ve diğ. [23] tarafından yapılan simülasyon çalışmasında Ge p-n eklem güneş hücresinin verimi %4.2 ve GaAs<sub>0.88</sub>Bi<sub>0.12</sub> p-n eklem güneş hücresinin verimi %5.35 olarak bulunduğu rapor edilmiştir.

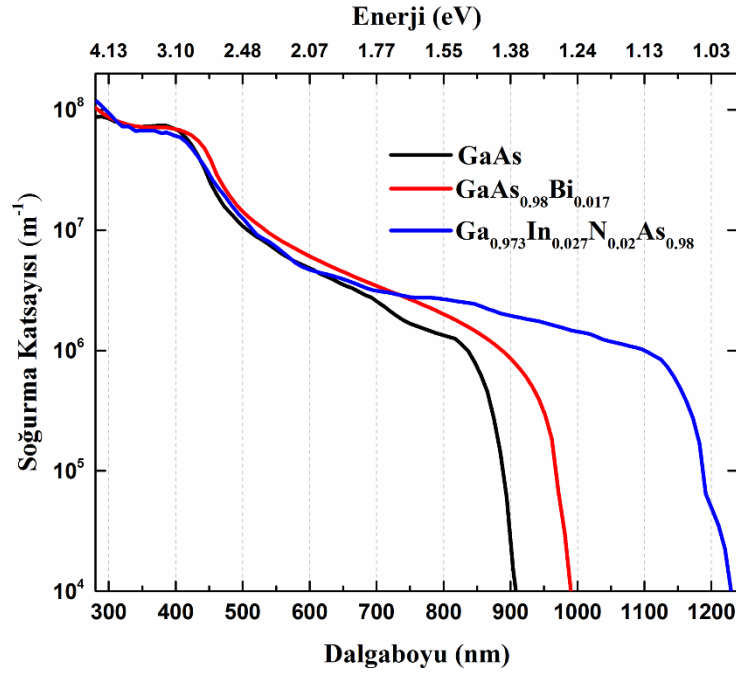
### 3. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde güneş hücresi örneklerinin optik ve elektriksel karakterizasyonu için kullanılan deneysel yöntemlere değinilmiştir. Örneklerin bant aralığını belirlemekle birlikte yapısal kalitesi ile ilgili fikir sahibi olmak için fotoluminesans deneyi yapılmıştır. Güneş hücresi örneklerinin spektral duyarlılık dağılımı için fotoiletkenlik ve fotovoltaj deneyleri yapılmıştır. Ayrıca güneş hücresi aygıtların çalışma performansı için I-V ölçümleri yapılmıştır.

#### 3.1. ÖRNEKLERİN YAPISI

Bu tez çalışmasının amacı III-V grubu yarıiletkeni GaAs ve GaAs ile örgü uyumlu olan bant aralığını modifiye edilebilen azotlu ve bizmutlu alaşım yarıiletkenlere dayalı güneş hücrelerin modellenmesi ve deneysel sonuçların model sonuçları ile karşılaştırılmasıdır. Dolayısıyla bu kısımda önce GaAs p-n eklem güneş hücre yapısının tasarımı sonrasında ise GaInNAs/GaAs ve GaAsBi/GaAs *pin* heteroeklem güneş hücresi yapılarının tasarımı ve modellenmesi verilmektedir.

Bölüm 2.5.4'te bahsedildiği gibi bant aralığı daha düşük olup, GaAs ile örgü uyumlu olan yarıiletkenlerin güneş hücresi uygulamalarında kullanılması daha yüksek verimli güneş hücrelerini yapmak için olanak sağlar. Şekil 3.1'de tez çalışmasında incelenen güneş hücrelerini oluşturan yarıiletkenlerin soğurma katsayıları verilmiştir. GaInNAs ile GaAsBi alaşımları direk bant aralıklı yarıiletkenler olup soğurma katsayıları bant aralığından büyük enerjideki fotonlar için GaAs'inki ile aynıdır. GaInNAs için soğurma katsayısı referans [47]'den, GaAs için referans [60] ve GaAsBi için referans [59]'dan alınmıştır. Güneş hücreleri uygulamalarında yarıiletkenlerin soğurma katsayıları önemli rolü oynamaktadırlar. Soğurma katsayısının yüksek olduğu yarıiletkenlerden yüksek fotoakım elde edilir. Bu yüzden güneş hücresi yapısı tasarlanırken güneş spektrumunun büyük bir kısmını kaybetmeden soğurabilirliği gözönünde bulundurulur.

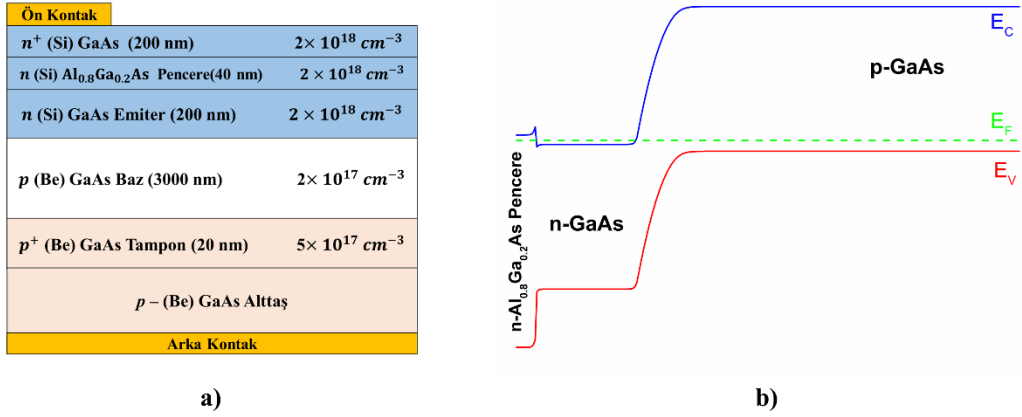


**Şekil 3.1:** Bazı yarıiletkenlerin soğurma katsayılarının fotonun dalgaboyuna (enerjisine) bağlı olarak değişimi.

Direk bant aralıklı yarıiletkenlerin yüksek soğurma katsayısından dolayı gelen ışığın büyük bir kısmı çok ince bir kalınlıkta soğurulacaktır. Dolayısıyla güneş hücresi yapılarını oluşturan yarıiletkenlerin kalınlıkları önemlidir.

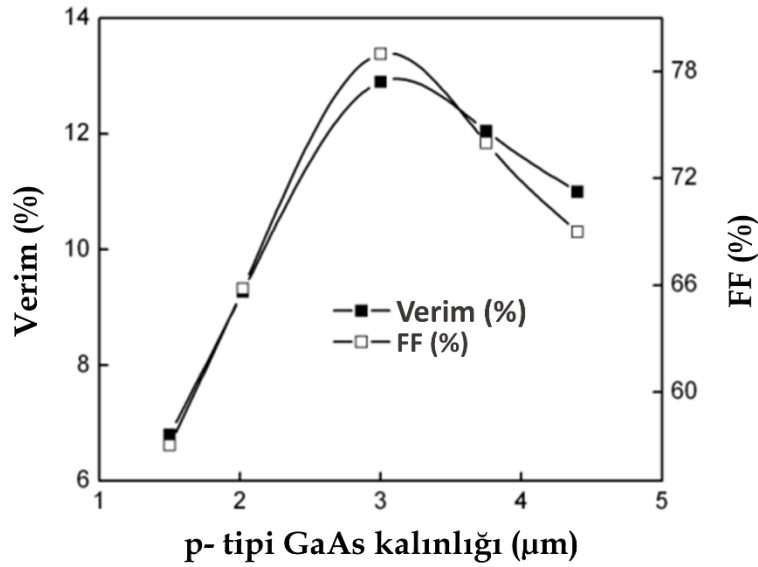
### 3.1.1. GaAs Referans n-p Eklem Güneş Hücresi

Şekil 3.2’de bu çalışma kapsamında referans örnek olarak incelenen GaAs n-p güneş hücresinin yapısal şekli ve bant diyagramı verilmektedir. Örneğin bant diyagramı SimWindows32 simülasyon programı kullanılarak çizdirilmiştir [61]. Örneğin aktif bölgesi n-tipi (200nm) ve p-tipi (3000nm) olarak tasarlanmıştır. Örnek p-tipi GaAs alttaş üzerine büyütülürken aktif bölge ile alttaş arasına ince bir tampon tabaka büyütülmüştür. Bu tabaka p-tipi baz tabakasına göre daha fazla katkılanmıştır. Bu nedenle bu tampon tabakası arka yüzey alan olarak da davranır. Referans güneş hücresi tasarlanırken emiter ve baz tabakasının kalınlığı ve pencere tabakasının seçimi literatürdeki teorik ve deneysel çalışmalardan yararlanılmıştır [15,42,62,63].



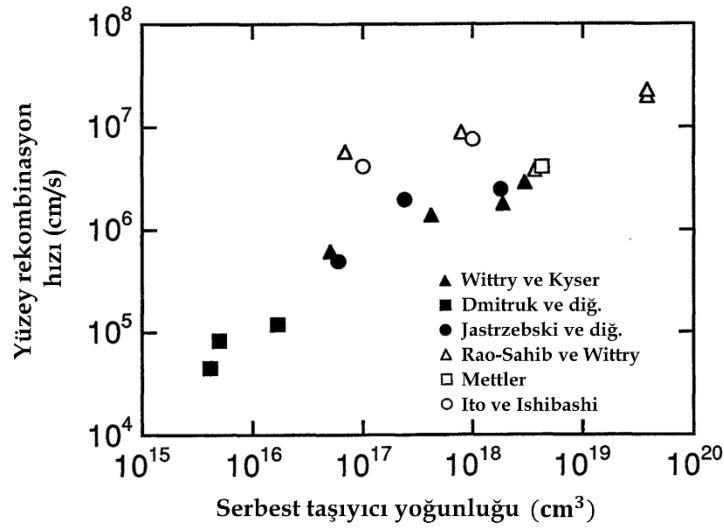
**Şekil 3.2:** a) GaAs referans p-n güneş hücresinin yapısal şekli ve b) referans örneğin bant diyagramı.

Referans güneş hücresinin tasarımı ve modellenmesinde Bölüm 2.3.1.2 ve 2.3.1.4'te ayrıntılı olarak verilmiş olan modeller kullanılmıştır. Referans GaAs n-p güneş hücresini oluşturan tabakalarının kalınlıklarının seçimi Şekil 3.3'de verilmiş olan grafiğe dayanmaktadır. Şekildeki sonuç, n-tipi bölgesi 200 nm olan ve p-tipi bölgesinin kalınlığı değişen bir GaAs n-p eklem güneş hücresine aittir. GaAs güneş hücresinin p-tipi bölgesinin kalınlığı  $3 \mu\text{m}$  olduğunda aygıttan maksimum verim elde edilmiştir.



**Şekil 3.3:** GaAs n-p güneş hücresinin AM 1 spektrumu altında p-tipi bölgesinin kalınlığına veriminin ve dolun faktörünün değişimi [63].

Güneş hücresinden elde edilen fotoakım değeri ve güneş hücresinin spektral duyarlılığı onu oluşturan yarıiletkenin yüzey rekombinasyon hızının değerine göre değişmektedir. Dolayısıyla referans GaAs n-p örnek tasarlanırken kalınlıktan sonra ikinci önemli parametre olarak doğru yüzey rekombinasyon hızı değerini bulmaktır. Şekil 3.4'te literatürdeki çalışmalar sonucunda ortaya çıkan deneysel n-tipi ve p-tipi GaAs yarıiletkenine ait yüzey rekombinasyon hızının katkı atom yoğunluğuna bağlı olarak değişimi verilmektedir.



**Şekil 3.4:** GaAs yarıiletkeninde serbest taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak yüzey rekombinasyon hızının değişimi. Boş işaretler p- tipi GaAs ve dolu işaretler n-tipi GaAs için deneysel olarak elde edilmiştir [64–69].

**Tablo 3.1:** GaAs n-p eklem güneş hücresinin I-V eğrisinin simülasyonunda kullanılan parametreler.

Parametre	Sembol	Birim	Değer	Referans
Bant aralığı	$E_g$	$eV$	1.424	[70]
Boşluk etkin kütlesi	$m_h^*$	$kg$	$0.5m_0$	[71]
Elektron etkin kütlesi	$m_e^*$	$kg$	$0.063m_0$	[71]
Boşluk rekombinasyon zamanı	$\tau_p$	$ns$	10	[72]
Elektron rekombinasyon zamanı	$\tau_n$	$ns$	10	[73]
Boşluk mobilitesi	$\mu_p$	$cm^2/s.V$	150	[73]
Elektron mobilitesi	$\mu_n$	$cm^2/s.V$	3000	[73]
p-tipinde yüzey rekombinasyon hızı	$S_n$	$cm / s$	$4.2 \times 10^6$	[69]
n-tipinde yüzey rekombinasyon hızı	$S_p$	$cm / s$	$1.9 \times 10^6$	[69]
Statik dielektrik sabiti	$\epsilon_s$	$F / m$	$13.1\epsilon_0$	[73]



Referans güneş hücresinin rekombinasyon ve fotoakım hesaplarında kullanılan parametreler Tablo 3.1’de verilmiştir.

### 3.1.2. GaInNAs ve GaAsBi *pin* Heteroeklem Güneş Hücreleri

Şekil 3.5 ve Şekil 3.6’da GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücresi örneklerinin yapısı ve bant diyagramları verilmiştir. Örneklerin bant diyagramları SimWindows32 simülasyon programı kullanarak çizdirilmiştir [61]. GaInNAs örneğin yüzeyi AR tabaka ile kaplanmıştır. Fakat GaAsBi örneğinde AR tabaka yoktur. Çünkü GaInNAs yarıiletkenine dayalı güneş hücre çalışmaları literatürde mevcut olduğundan kullanılan modelin hem deneysel hem de literatürdeki çalışmalarla uyumlu olduğu araştırılmıştır. Ancak GaAsBi tabanlı güneş hücreleri ile ilgili çalışma deneysel olarak bulunmamaktadır. GaInNAs için kullanılan modelleme yöntemi GaAsBi için de kullanılarak model ile deney uyumluluğu görülmüştür.

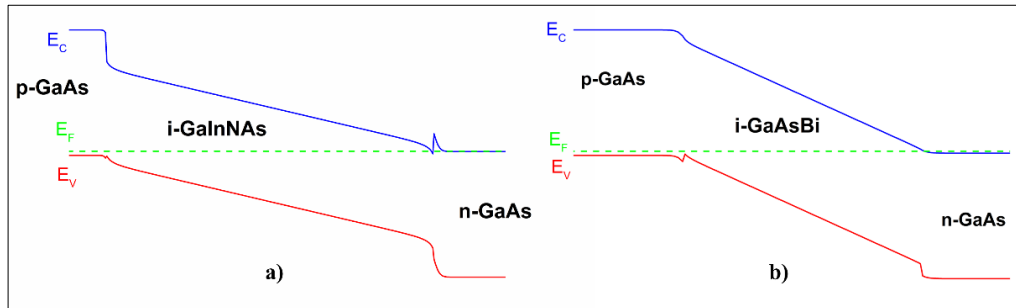
Ön Kontak	AR (SiN <sub>x</sub> /SiO <sub>2</sub> )
p <sup>+</sup> (Be) GaAs (50 nm)	1 × 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
p (Be) GaAs Emiter (250 nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
GaInNAs (900 nm)	Asal
n (Si) GaAs Baz (600 nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
n – (Si) GaAs Alttaş	
Arka Kontak	

a)

Ön Kontak	
p <sup>+</sup> (Be) GaAs (50 nm)	5 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
p (Be) GaAs Emiter (250 nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
GaAsBi (220 nm)	Asal
n (Si) GaAs Baz (600 nm)	1 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
n (Si) GaAs Tampon (200 nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
n – (Si) GaAs Alttaş	
Arka Kontak	

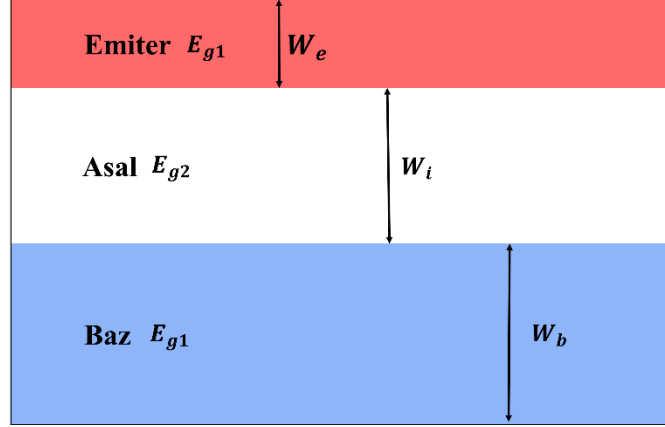
b)

Şekil 3.5: a) GaAs/Ga<sub>0.973</sub>In<sub>0.027</sub>N<sub>0.02</sub>As<sub>0.98</sub> ve b) GaAs/GaAs<sub>0.98</sub>Bi<sub>0.017</sub> *pin* heteroeklem güneş hücrelerinin yapısal şekli.



Şekil 3.6: a) GaAs/Ga<sub>0.973</sub>In<sub>0.027</sub>N<sub>0.02</sub>As<sub>0.98</sub> ve b) GaAs/GaAs<sub>0.98</sub>Bi<sub>0.017</sub> *pin* heteroeklem güneş hücrelerinin bant diyagramları.

Bu tez kapsamında incelenen GaAs/Ga<sub>0.973</sub>In<sub>0.027</sub>N<sub>0.02</sub>As<sub>0.98</sub> ve GaAs/GaAs<sub>0.98</sub>Bi<sub>0.017</sub> *pin* heteroeklem güneş hücresi yapıları modellenirken her bir tabakanın etkisi göz önüne alınmalıdır. Şekil 3.7’de gösterildiği gibi heteroeklem *pin* yapı üç bölgeye ayrılmıştır. Çünkü p-n eklemde olduğu gibi *pin* eklemde de her tabaka için ayrı ayrı fotoakım hesabı yapılır.



Şekil 3.7: *pin* eklemine ait tabaka yapısı.

Emiter bölgesinin  $W_e$  kalınlığında oluşan fotoakım şu şekilde ifade edilir:

$$J_n = \left[ \frac{eb_g(1-R)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \right] \left[ \frac{\left( \frac{S_n L_n}{D_n} + \alpha L_n \right) - \exp(-\alpha W_e) \left( \frac{S_n L_n}{D_n} \cosh\left(\frac{W_e}{L_n}\right) + \sinh\left(\frac{W_e}{L_n}\right) \right)}{\frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{W_e}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{W_e}{L_n}\right)} - \alpha L_n \exp(-\alpha W_e) \right] \quad (3.1)$$

Baz bölgesinin  $W_b$  kalınlığında oluşan fotoakım şu şekilde ifade edilir:

$$J_p = \left[ \frac{eb_g(1-R)\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \exp(-\alpha W_e) \exp(-\alpha_i W_i) \left[ \alpha L_p - \frac{\frac{S_p L_p}{D_p} \left( \cosh\left(\frac{W_b}{L_p}\right) - \exp(-\alpha W_b) \right) + \sinh\left(\frac{W_b}{L_p}\right) + \alpha L_p \exp(-\alpha W_b)}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{W_b}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{W_b}{L_p}\right)} \right] \quad (3.2)$$

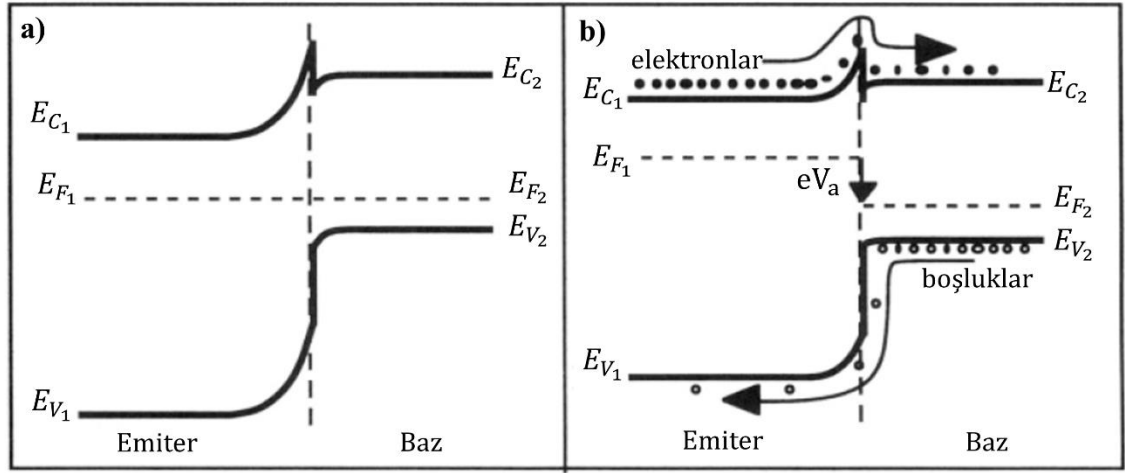
*pin* eklemde i-asal bölgesi geniş olduğundan fotoakıma katkı en çok bu bölgeden gelir.

Asal bölge için fotoakım hesabı Hovel modeline göre şu şekilde ifade edilir:

$$J_w = eb_g \exp(-\alpha W_e) (1 - \exp(-\alpha_i W_i)) \quad (3.3)$$

burada  $\alpha_i$  asal bölgesindeki yarıiletkenin soğurma katsayısıdır ve Şekil 3.1’de verilmiştir.

GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücrelerinin rekombinasyon akım hesabında SNS modeli kullanılmıştır. Fakat Denklem (2.54)’te verilen SNS modeli homoeklem yapılar için geliştirildiğinden heteroeklem yapılar için bu modele  $\exp[(E_{g2} - E_{g1})/k_B T]$ ,  $E_{g2} < E_{g1}$  gibi bir ifade ekleyerek modifiye edilmiştir. Çünkü Şekil 3.8’de görüldüğü gibi eklemden geçen elektron ve boşluk akımının oranı iki yarıiletkenin bant aralıklarının farkının eksponansiyeli ile doğru orantılıdır [74].



**Şekil 3.8:** Bir heteroeklem yapısı a) termal dengedeyken, b) ileri yönde besleme durumundayken bant profili [74].

Heteroeklem *pin* güneş hücrelerin modellenmesinde kullanılan parametreler Tablo 3.2’de gösterilmiştir.

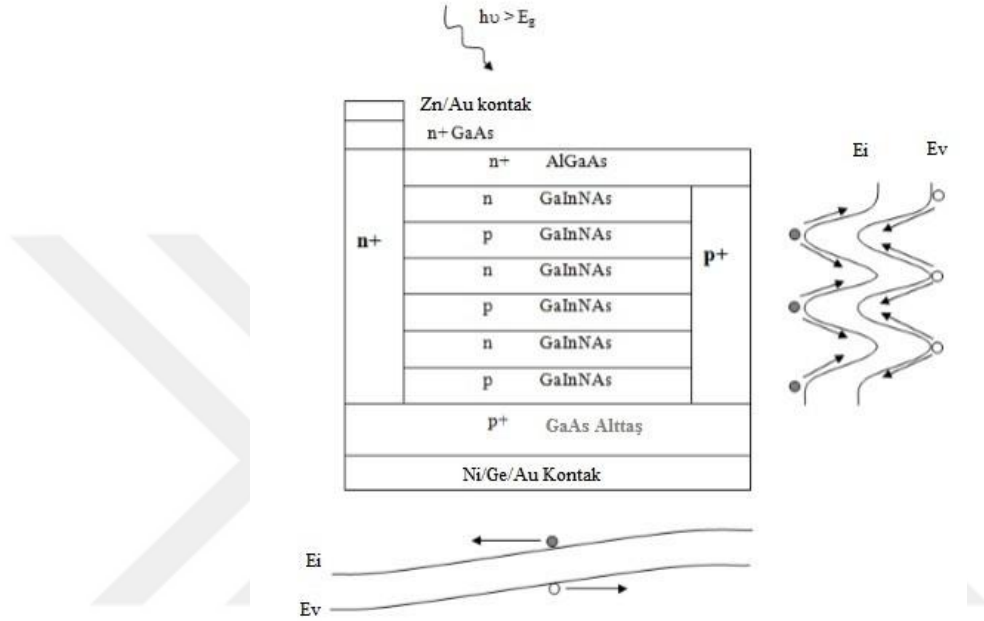
**Tablo 3.2:** GaInNAs/GaAs ve GaAsBi/GaAs *pin* güneş hücrelerin simülasyonunda kullanılan parametreler.

Parametre	Sembol	Birim	GaInNAs	GaASBi
Bant aralığı	$E_g$	$eV$	1.11**	1.31**
Boşluk etkin kütlesi	$m_h^*$	$kg$	$0.5196m_0$	$0.5196m_0$
Elektron etkin kütlesi	$m_e^*$	$kg$	$0.081m_0$	$0.065m_0$
Boşluk rekombinasyon zamanı	$\tau_p$	$ns$	0.5	0.13
Elektron rekombinasyon zamanı	$\tau_n$	$ns$	0.5	0.13

\*\* Örneğin bant aralıkları fotoluminesans deneyi ile belirlendi.

### 3.1.3. *nipi* Yapılar

*nipi* yapılar iletkenlik bandındaki elektron durumları ve valans bandındaki boşluk durumları arasında bant aralığının olduğu süperlatis yapılarıdır. Fotonların soğurulmasıyla üretilen elektron ve boşlukların rekombine olmadan uzaysal olarak ayrılmaları *nipi* yapısını güneş hücresi uygulamaları için uygun hale getirir.



Şekil 3.9: Çok eklemlı GaInNAs tabanlı *nipi* güneş hücresi [15].

Bir *nipi* yapısı n-tipi, asal, p-tipi ve asal olarak değişen katkılamaya sahip tabakalardan oluşur [15,75]. Bu katkı profili Şekil 3.9'da gösterilen sinüsel değişime sahip bant diyagramının oluşmasına neden olur [15]. Eğer bir tabakanın kalınlığı taşıyıcıların difüzyon uzunluğundan küçükse, tabakalarda üretilen elektron boşluk çiftleri rekombinasyona uğrayamadan hızla ayrılır ve bir sonraki tabakaya ilerlerler. Bu tabakada çoğunluk taşıyıcı olurlar. Çoğunluk taşıyıcıların ömürleri azınlık taşıyıcılardan çok daha uzundur. Bu taşıyıcılar, *nipi* yapıdaki güneş hücresinin seçici kontakları ( $n^+$  ve  $p^+$ ) arasındaki tabakalar boyunca olan iç elektrik alanla kontaklara doğru sürüklenirler. Çünkü Şekil 3.9'dan görüleceği gibi soldan  $n^+$  ve sağdan  $p^+$  kontakları *nipi* yapının her bir  $n^+$ - $p$ - $p^+$  ya da  $n^+$ - $n$ - $p^+$  eklemine oluşturacaklardır. Bu eklemlerde  $n^+$  ve  $p^+$  kontaklara göre p ve n katkısının daha az olduğu dikkate alındığında, sanki bu tabakalar asalmış gibi düşünülebilir. Soldan sağa oluşan ve çok sayıda ardışık olarak büyütölmüş GaInNAs tabakadan oluşan bu eklemlerin varlığı tabakalara paralel bir iç elektrik alan oluşmasını

sağlar. Böylece difüzyon süreci ile eklemnin iç elektrik alanıyla dikeyde tabakalara ayrılan elektron ve boşluklar yatay iç elektrik alan altında sürüklenerek kontaklara ulaşır. Kontak bölgeleri ( $n^+$  ve  $p^+$  bölgeler) birbirine yakın yapılırsa iç elektrik alan da büyük olacak ve taşıyıcılar saturasyon hızlarında kontaklara sürükleneceklerdir. Bir örnek üzerinde birbirine paralel ve belli aralıklarla dizilmiş  $n^+$  ve  $p^+$  bölgeleri yaratılabilir. Üst üste tabaka sayılarının çok olması da sorun yaratmayacaktır, çünkü taşıyıcılar dikey olarak kontaklara gitmeyecek her yatay tabakadaki yan kontaklara ulaşacaktır. Şekil 3.10'da gösterilen yapı bu çalışma kapsamında kuramsal olarak modellenen ve yalnızca *nipi* olarak tanımlanan GaInNAs tabanlı güneş hücresi yapısıdır.

Kontak			
$n^+$ GaAs			
$n^+$ Elektrod	$n^+$ AlInP(30nm)	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$p^+$ Elektrod
	n GaInNAs(200nm)	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	p GaInNAs(200nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	n GaInNAs(200nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	p GaInNAs(200nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	n GaInNAs(200nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	p GaInNAs(200nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	n GaInNAs(300nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	p GaInNAs(300nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	n GaInNAs(300nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	p GaInNAs(300nm)	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	$p^+$ GaAs(200nm)	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
p-GaAs Alttaş			
Arka Kontak			

Şekil 3.10: *nipi* yapıdaki GaInNAs güneş hücresi.

Şekil 3.11'de gösterilmiş olan bir prototip 3 eklemlerli GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs güneş hücresi yapısı için yapılan ön teorik hesaplamalar Şekil 4.22'de sunulduğu gibi verimin kaliteli bir GaInNAs yapı kullanıldığında 1 güneşte %33.5'e kadar ulaşabileceğini göstermiştir [15]. Bu değer, hesaplamaların 1 güneşte yapıldığı dikkate alındığında klasik çok eklemlerli GaInNAs içeren hücrelerle elde edilmesi öngörülen ya da klasik 3-4 eklemlerli güneş hücrelerinde gözlenenenden daha yüksektir.

Kontak		
n <sup>+</sup> GaAs	SiN <sub>x</sub> /SiO <sub>2</sub>	
n <sup>+</sup> AlInP(30nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> GaInP(50nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p GaInP(480nm)	1.5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> GaInP(30nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> AlInP(30nm)	1 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> GaInP(15nm)	3 × 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> GaInP(15nm)	2 × 10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> AlInP(40nm)	1 × 10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> GaAs(100nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p GaAs(860nm)	1 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> GaInP(100nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> AlInP(30nm)	1 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	
p <sup>+</sup> GaInP(15nm)	3 × 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> GaInP(15nm)	2 × 10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	
n <sup>+</sup> Elektrod	n GaInNAs(200nm)	1 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
	p GaInNAs(200nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	n GaInNAs(200nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	p GaInNAs(200nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	n GaInNAs(200nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	p GaInNAs(200nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	n GaInNAs(300nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	p GaInNAs(300nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	n GaInNAs(300nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
	p GaInNAs(300nm)	5 × 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
p <sup>+</sup> Elektrod	p <sup>+</sup> GaAs(200nm)	2 × 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
	Arka Kontak	

Şekil 3.11: GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs üç eklemlı güneş hücresi.

*nipi* yapılar azınlık taşıyıcı uzunluğunun kısa olduğu ancak en yüksek verim elde etmek için uygun bant aralığına sahip GaInNAs ve GaAsBi yarıiletkenlerine dayalı klasik güneş hücrelerine alternatiftir.

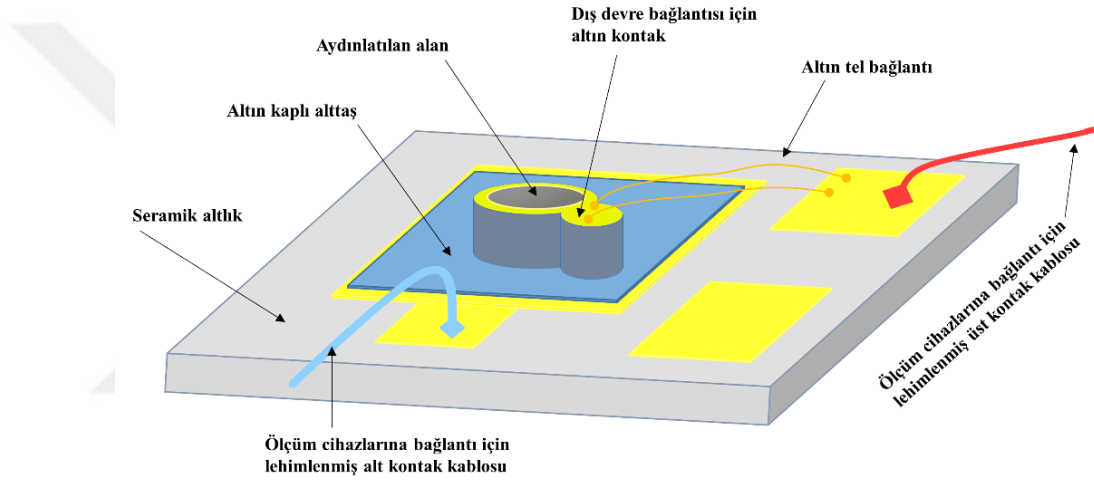
### 3.2. ÖRNEKLERİN FABRİKASYONU

Tez kapsamında fabrikasyonu yapılan örneklerin şekillendirilmesinde fotolitografi tekniği kullanılmıştır.

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 mikrodeseşlenmesinde 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.

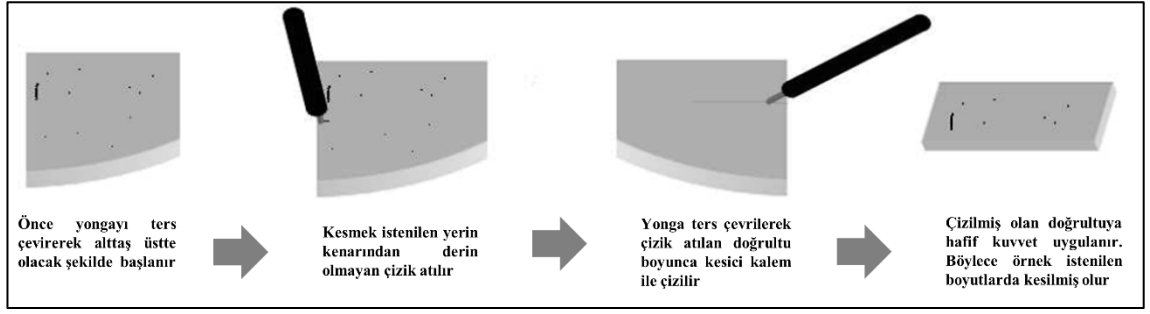


**Şekil 3.12:** Optik ve elektriksel ölçümleri için fabrikasyonu yapılmış olan örnek şekli.

Güneş hücresi 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 örneklerin fabrikasyon süreçlerin tümünün gerçekleştirildiği temiz oda ile ilgili ayrıntılı bilgi Referans [76]'den edinilebilir. Fotolitografi süreci genel olarak aşağıdaki adımları içerir:

#### i. Örneklerin kesilmesi

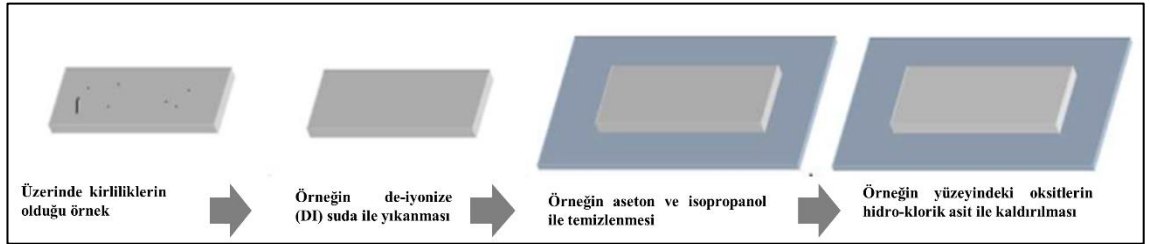
Yonganın arka yüzeyinden kesim yapılacak doğrultu boyunca elmas uçlu kristal kesme kalemi ile kenardan küçük, derin olmayan bir çizik atılır. Yonganın ön yüzü çevrilerek temiz ve yumuşak bir bez üzerinden, çizik atılan doğrultu boyunca yonganın üzerine hafif bir şekilde kuvvet uygulanır. Bu şekilde kristal kesme doğrultusu boyunca kesilmiş olur.



Şekil 3.13: Örneğin uygun bir şekilde istenilen boyutta kesilmesi [15].

## ii. Örneklerin kimyasal temizliği

Kesilme işleminden sonra örnek yüzeyinde ve kenarlarında kalan kalıntıların ve tozların temizlenmesi ve yüzeyde oluşabilecek diğer kirliliklerin temizlenmesi için örnekler önce de-iyonize (DI) su ile yıkanır. Göz ile görülen toz ve kalıntılardan temizlenen örnekler daha ince bir temizlik için sırasıyla aseton ve isopropanol ile yıkanır. Örnek daha sonra sırasıyla 80 °C sıcaklıkta tutulan aseton ve isopropanol içinde 60 s bekletilerek örnek üzerindeki yağ tabakaları ve hidrofobik atıklar temizlenmesi sağlanır. Temizlenen örnek DI su ile yıkanarak yüzeyde bulunan alkol ve organik çözücülerden arındırılır. Daha sonra örnek yüzeyinde bulunan oksit tabakasının kaldırılması için HCl:H<sub>2</sub>O (1:3) hidroklorik asit ve DI su karışımında 30sn bekletilir. Saf azot gazı (99.999%) ile örnek kurutulur. DI su ile yıkanan ve kurutulan örnek yüzeyinde nemin buharlaştırılması için örnek 110°C'de 60 s boyunca ısıtıcı üzerinde ısıtılır. Her temizlik aşamasından sonra mikroskop altında yüzeyin temizliği kontrol edilir. Fabrikasyonun her ara aşamalarında örneklerin temizlenme işlemi için bu adımlar sırasıyla tekrarlanır (Şekil 3.14).



Şekil 3.14: Örneğin kimyasal temizlik sırası [15].

## iii. Fotodirenç kaplama

Bu aşamada, temizlenen örnekler dönmeli kaplama yöntemi (spin coating) ile pozitif (AZ5214E) fotodirenç kullanılarak kaplandı. Fotodirenç kaplama işlemi kimyasal tezgahın dönmeli kaplayıcı (spin coater) ünitesinde yapıldı. İstenilen dönme hızına 1000 rpm hızla ulaşılması için kaplama sistemi programlandı.

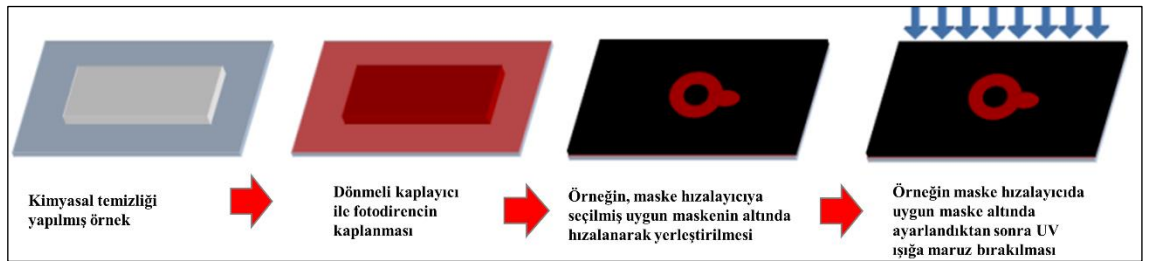


Bu süreçte yapılan işlemler şu şekildedir;

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

#### iv. Pozlama

- Fotodirenci kaplanan ve kurutulan örnek maske hizalayıcıya (SUSS MicroTec type:191247) yerleştirildi. Örnek boyutlarına göre maske hizalayıcının uygun tutucusu seçildi.
- Örnek uygun maske altında yüzeye dik gelen UV ışığa Şekil 3.15'de gösterildiği gibi maruz bırakıldı. Maske hizalayıcının UV ışık kaynağı (HBO 350) 405 nm (h-line)'de 23 mW/cm<sup>2</sup> ve 365 nm (g-line)'de 11 mW/cm<sup>2</sup> şiddete sahiptir. Tüm litografi süreçlerinde ışığa maruz bırakma süresi (expose time) 20 saniye tutulmuştur.
- Pozitif fotodirencin yapısı UV ışığa maruz kaldığında bozulur. UV ışığa maruz bırakılan kısımlarında fotodirenci bağları zayıflatılmış olur ve bu kısımlar uygun çözelti (AZ400K developer: DI su, 3:1) ile temizlendi.



**Şekil 3.15:** Fotodirenci kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması [15].

20 s UV ışığa maruz kalmış örnek üzerinden 1:3 oranında AZ400K developer ile DI su karışımında 60 s bekletilerek temizlendi. Temizleme sonrasında örnek DI su ile yıkandı ve saf azot gazı ile kurutuldu.

#### v. Islak aşındırma

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  $H_2SO_4$ ,  $C_6H_{10}O_8$ ,  $H_2O_2$  ve  $H_2O$  farklı oranlarda alınarak çözeltiler oluşturulur. Aşındırıcı karışımların oranları ve aşındırma hızları Tablo 3.3'de verilmiştir.

**Tablo 3.3:** [100] yönelimli GaAs için aşındırıcıların karışım ve aşındırma oranları [76,77].

Aşındırıcı Karışım	Karışım	Açıklama	Aşındırma
$H_2SO_4 - H_2O_2 - H_2O$	8 : 1 : 3	Fotodirenç ve Au film ile etkileşmez.	1.2 $\mu m/dak$
	8 : 1 : 10		1.8 $\mu m/dak$
	1 : 8 : 1		2.4 $\mu m/dak$
	1 : 8 : 80		0.5 $\mu m/dak$
$C_6H_{10}O_8 - H_2O - H_2O_2$	1 : 1 : 1	Sitrik asit kristal halde olduğu için önce <b>1mg</b> sitrik asit <b>1ml</b> suda (oranı-1:1) çözünür. Sonrasında asit/su karışımı peroksit ile gösterilmiş olan karışımlar hazırlanır.	7 nm/dak
	3 : 3 : 1		220 nm/dak
	5 : 5 : 1		315 nm/dak
	10 : 10 : 1	Fotodirenç ve Au film ile etkileşmez.	250 nm/dak

- İlk olarak ölçekli cam behere sırası ile 1:8:80 ( $H_2SO_4$  (Sülfürik asit): $H_2O_2$  (Hidrojen peroksit):DI su) oranında çözelti hazırlandı.
- Örnekler, aşındırılması istenilen kalınlığa kadar kontrollü olarak asit çözeltisinde bekletilir. Tablo 3.3'te verilen asit karışımının aşındırma hızlarını göz önünde tutarak belirli bir sürelerle aşındırılan kalınlık profilmetre (KLA Tencor) ile ölçüldü.
- Aşındırma işleminden sonra örnek yüzeyindeki fotodirenç, aseton ve alkol ile temizlendi.

#### vi. Metalizasyon

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 oluşturmak için çeşitli metallerin kaplanması içerir. Çalışma kapsamında metalizasyon süreci aşağıdaki adımlarda gerçekleştirilmiştir:

- Aşındırma işlemi yapılan örneklerin üzeri dönmeli kaplama yöntemi (spin coating) ile AZ5214 fotodirenci ile kaplandı. Döndürerek kaplama işlemi,

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 fotodirençin örnek yüzeyine daha iyi tutunması için malzeme 100 °C'de 60 saniye kadar ısıtıldı.
- Ardından örnek üzerinde oluşan mesa şekline uygun olarak maskedeki şeklin negatif deseni olan kontak maskesi örnek üzerinde oluşturulmuş işaretler referans alınarak hizalanır ve örnekler 20 saniye UV ışığa maruz bırakıldı.
- UV ışığa maruz bırakılan örnekler developer-DI su (1:3) çözeltisinde yaklaşık 60s tutularak metal kaplanacak yerler fotodirençten arındırılır. Ardından DI su ile yıkandı ve saf azot gazı (%99.999) ile kurutuldu.
- Metalizasyon işlemi yüksek vakum ortamı sağlayan termal buharlaştırma sisteminde (Vaksis twin chamber thermal evaporator) termal buharlaştırma yöntemi ile gerçekleştirildi.
- Metal- n-tipi GaAs yarıiletken eklemine iyi bir ohmik kontak davranışını elde etmek için Au-Ge/Ni/Au metal alaşımı sık kullanılan bir alaşımdır. İlk kaplanan 10 nm kalınlığındaki Au tabakası yarıiletken yüzeyinde pürüzlülükler meydana getirir ve ardından kaplanacak metallerin yüzeye daha iyi tutunmasını sağlar [76,78]. İkinci tabaka ve 361 °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. Bu sayede düşük dirençli, ohmik yapıda metal-yarıiletken kontağı sağlanmış olur. En kalın ve son tabaka olan Au tabakası, metalizasyon yapılan kısmın korozyonunu önler. Ayrıca bu tabaka, metalizasyonu tamamlanmış örnek üzerine elektriksel bağlantıların yapılmasında önemli bir rol üstlenen tel bağlama (bonding) işleminde altın tellerin yüzeye tutunmasına yardımcı olur [76,78–80].
- 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.

## vii. Isıl işlem

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 [76]. Bu amaç doğrultusunda metalizasyon işleminden sonra örnekler hızlı ısıtma cihazında (Solaris 100 Rapid Thermal Annealing system) hızlı ısıtma işlemi uygulanmıştır. Isıtma işlemi sırasında oksitlenmeyi önlemek için örneklerin bulunduğu ortama saf azot gazı (%99,999) verilmiştir.

Örnekler, ısıtma işlemi bitmesinin ardından elektriksel ölçümlere hazır hale gelmeleri için üzerinde altın kontaktları bulunan seramik altlıklara iletken olan gümüş pastayla yapıştırılmıştır. 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 getirilmiştir (Şekil 3.12).

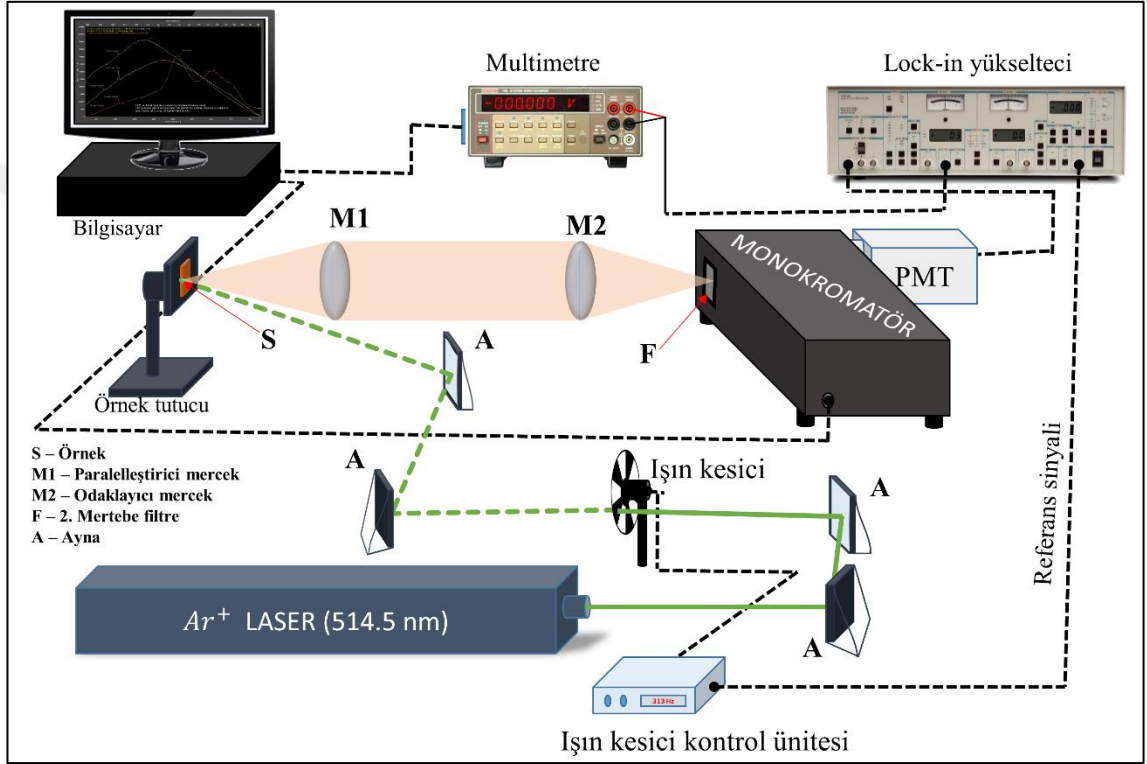
### 3.3. FOTOLÜMİNESANS

Lüminesans süreci bir sistemin temel enerji durumundan daha yüksek enerji durumuna uyarıldığında tekrar temel duruma inerken foton yaymasıdır. Lüminesans süreci, uyarılma fotonlarla gerçekleşiyorsa *fotoluminesans* (Photoluminescence-PL), elektrik alanla gerçekleşiyorsa *elektrolüminesans* (Electroluminescence-EL) olarak adlandırılır. Bu kısımda yarıiletkenlerin optik karakterizasyonu için kullanılan standart yöntem olan fotoluminesans deney tekniğine değinilecektir.

Bu teknik, Şekil 2.11’de gösterildiği gibi yarıiletkenin bant aralığından daha yüksek foton enerjisi olan monokromatik ışığın, yarıiletken tarafından soğurulması sonucunda valans bandından iletkenlik bandına uyarılan elektronlar ile valans bandındaki boşlukların ışımali rekombinasyonundan kaynaklanan ışımaya, yarıiletkenin bant aralığı hakkında bilgi verir. Ayrıca düşük sıcaklıklarda fotoluminesans, yapıdaki kusurlar ve katkıları hakkında da bilgi verir. Bu çalışma kapsamında, fotoluminesans deneyi oda sıcaklığında yapıldığından sıcaklığa bağılılık incelenmemiştir.

Bu çalışma kapsamında güneş hücresi yapılarının optik karakterizasyonu için kullanılan PL deney düzeneği Şekil 3.16’de verilmektedir. Uyarıcı ışın kaynağı olarak 514.5 nm’de ışımaya yapan Ar<sup>+</sup> laser (Coherent Inova 70) kullanılmıştır. Laserden çıkan ışın A aynalar

yardımıyla ışın kesiciden (Stanford Research System SR540) geçerek belirli bir frekansta modüle edilir. Modüle edilen laser ışını **S** örnek üzerine gelecek şekilde gönderilir. Örnekten farklı yönlerde ve farklı dalgalıboylarında çıkan ışınlar, örnekten odak uzaklığı kadar mesafedeki **M1** ince kenarlı mercek yardımı ile paralel olarak aynı yönde ilerlerler. Paralel ışınlar **M2** mercek yardımıyla monokromatörün (Acton 2500i) girişine odaklanır. Ortamdaki herhangi bir yerden yansıyan laser ışığının monokromatöre girmesi **F** filtresi tarafından engellenir.



Şekil 3.16: Fotoluminesans deney düzeneği.

Monokromatör yardımı ile ışın dalgalıboyları taranır ve monokromatörün çıkışından dedektöre, yani fotoçoğaltıcı tüpe (GaInAs fotokatotlu Hamamatsu R955 PMT) gönderilir. Dedektörde elde edilen elektrik sinyali, ışın kesicinin frekansına kilitlenen Lock-in yükselticine (Lock-in amplifier, LIA) (Stanford Research Systems SR530) gönderilerek sadece referans frekansındaki sinyal yükseltilerek multimetreye (Keithley 199) gönderilir. Monokromatörde her bir adıma karşılık multimetrede elde edilen sinyal, bilgisayarda Labview programı yardımı ile eşzamanlı kaydedilir.

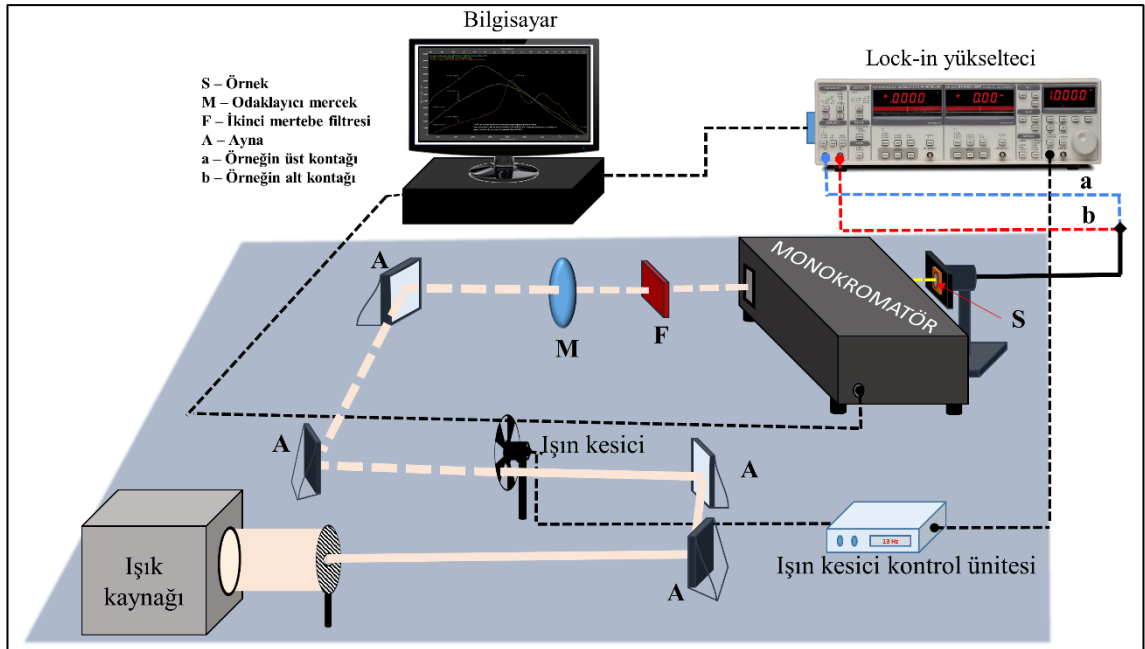
### 3.4. SPEKTRAL DUYARLILIK (FOTOVOLTAJ)

Spektral duyarlılık (Spectral Response- $SR$ ), güneş hücresinin yapısal özelliklerine bağlı olarak elektromanyetik spektrumun hangi bölgesini soğuracağını belirleyen önemli bir parametredir. Güneş hücresinin üzerine ışık düştüğünde fotovoltaik etki sonucunda oluşan kısa devre akımı  $J_{SC}$  doğrudan spektral duyarlılığı belirler. Aslında güneş hücresinin kısa devre akımı gelen ışığın dalgaboyuna bağlı olarak değişir [81].

$$SR(\lambda) = \frac{J_{SC}(\lambda)}{b_g(\lambda)} \quad (3.4)$$

burada  $b_g(\lambda)$ , birim alanda birim zamanda foton sayısıdır. Bant aralığı farklı olan yarıiletkenlerin soğurma spektrumları farklı olduğundan bir güneş hücresini oluşturan yarıiletkenlerin spektrumdaki soğurma aralıkları belirlenebilir.

Spektral duyarlılık deney düzeneği Şekil 3.17’de gösterilmektedir. Deneyde ışık kaynağı olarak kullanılan 150W tungsten halojen lambadan çıkan beyaz ışık demeti, aynalar yardımıyla ışın kesiciye düşürülerek belirli bir frekansta modüle edilir.



Şekil 3.17: Spektral duyarlılık deney düzeneği.

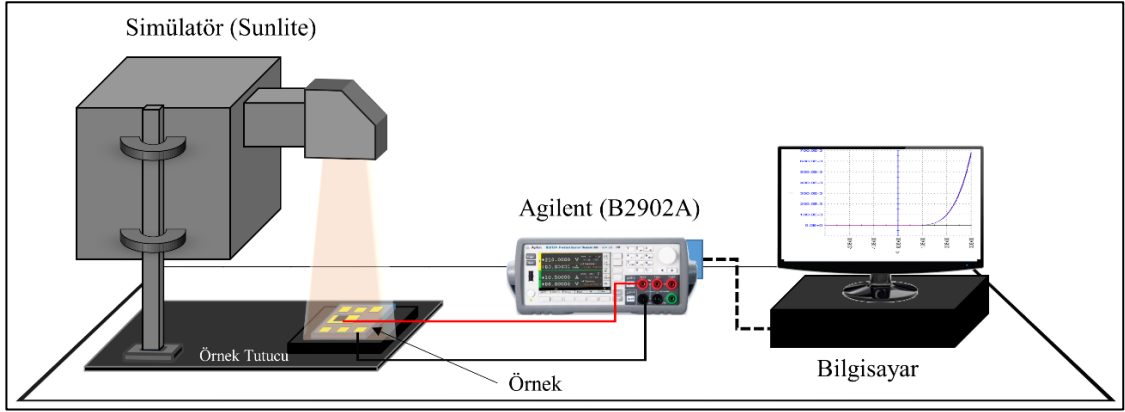
Bu çalışma kapsamında yapılan SR deneyinde bütün örnekler için ışın kesici frekansı 13Hz olarak ayarlanmıştır. 150W tungsten halojen lambanın spektrumu düşük ışın kesici

frekanslarında spektral duyarlılığı yüksek olan payro dedektör ile kaydedilmiş ve elde edilen spektral voltaj spektrumunun normalize edilmesi için kullanılmıştır. Uyarıcı beyaz ışık demeti modüle edildikten sonra ince kenarlı mercek yardımıyla monokromatörün girişine odaklanır. Ancak beyaz ışık, mercekten sonra elektromanyetik spektrumun belirli bir bölgesi için geçirgen olan filtreden geçerek monokromatöre girer.

Monokromatörden çıkan monokromatik ışık örnek üzerine düştüğünde örnek uçlarında oluşan sinyal lock-in yükseltece gönderilir. Lock-in yükselteç referans frekans olan ışın kesicinin frekansındaki sinyalleri yükseltir. Lock-in yükselteçte yükseltelen sinyal Labview program yardımıyla bilgisayarda kaydedilir. Fotovoltaj deneyinde sinyal doğrudan örneğin uçlarından çıkar ve lock-in yükseltecin A ve B girişlerine bağlanır.

### **3.5. AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ**

Güneş hücrelerin yapısal kalitesi ve performansları karanlıkta ve ışık altında akım-voltaj (I-V) karakteristiği ile belirlenir. Karanlık I-V karakteristiği güneş hücresindeki difüzyon ve rekombinasyon mekanizmaları hakkında bilgi verir. Sıradan diyotlardan farklı olarak güneş hücrelerinde akım-voltaj ölçümlerinde güneş hücresinin metal kontak alanı ve aktif yüzey alanı göz önüne alınır. Çünkü diyotlarda ışık girmesi için metal kaplamasız pencere olmadığı için akım dağılımı bütün kontak boyunca eşit dağılır. Fakat güneş hücrelerinde enjekte edilen akım dağılımı kontak boyunca dağıldığı gibi kontaksız pencerenin yüzey alanı boyunca da dağılır. Bu yüzden güneş hücrelerinde daha çok akım yerine akım yoğunluğu tercih edilir.



**Şekil 3.18:** Karanlık ve Aydınlık I-V ölçüm düzeneği.

Işık altındaki I-V ölçümü güneş hücresinin performansını belirlemek için önemli deneysel tekniktir. Fakat burada ışık spektrumunun bütün bölgesi için kısa devre akımının uygulanan voltaj değerine göre değişimine bakılır. Genellikle ışık kaynağı olarak solar simülatörler kullanılır. Solar simülatörleri basit olarak beyaz ışık kaynağı ve gerçek güneş spektrumuna yakın olacak şekilde geçirgenliğe sahip filtreden oluşur.

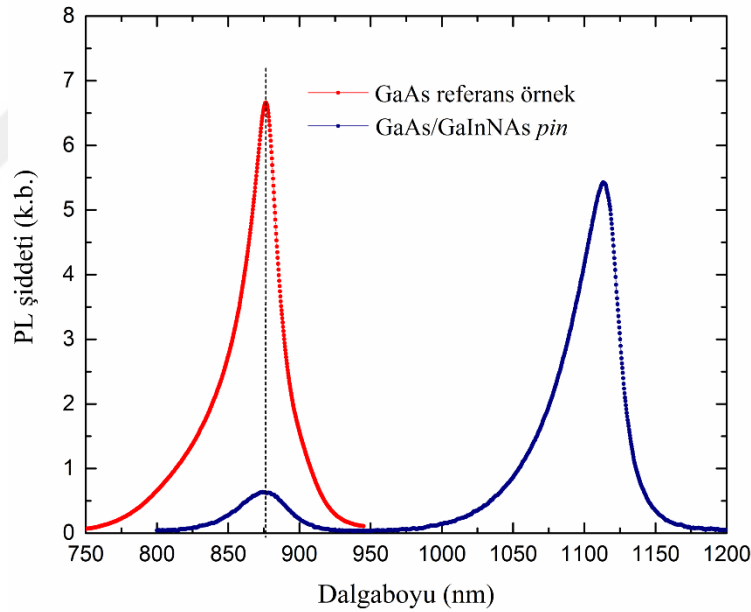
Şekil 3.18’de güneş hücresi örneklerin I-V ölçümleri için deney düzeneği verilmektedir. Bu çalışmada AM 1.5G güneş spektrumunda güneş hücrelerin performansı için 100W Sunlite solar simülatör kullanılmıştır. Işık altındaki I-V ölçümü için voltaj kaynağı ve multimetre olarak Agilent B2902A kullanılmıştır. Multimetreden çıkan sinyal USB bağlantı yoluyla bilgisayara bağlanarak QuickIV kontrol program yardımıyla bilgisayara kaydedilmiştir.



## 4. BULGULAR

### 4.1. FOTOLÜMINESANS ÖLÇÜM SONUÇLARI

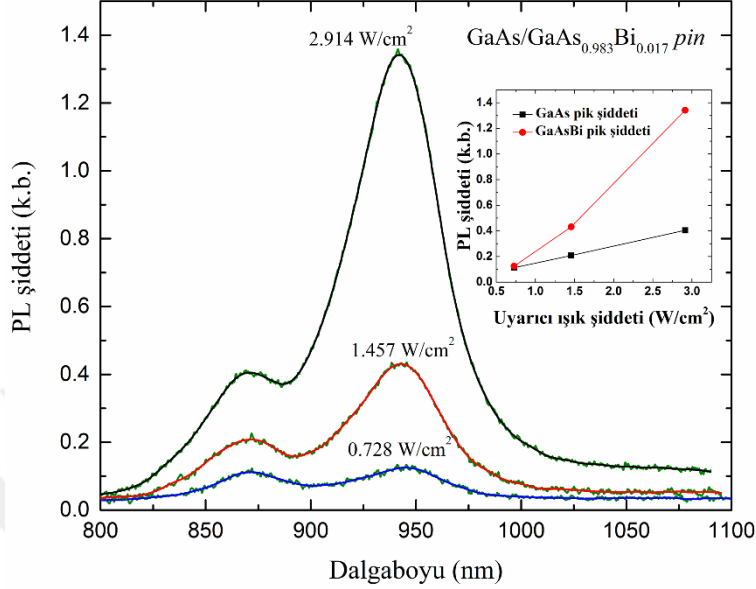
Bu çalışma kapsamında güneş hücresini oluşturan yarıiletkenlerin bant aralıklarını belirlemek için bütün güneş hücresi örneklerin fotolüminesans ölçümleri oda sıcaklığında yapıldı. Şekil 4.1'de GaAs referans örneğin ve GaAs/GaInNAs *pin* örneğin fotolüminesans spektrumları gösterilmektedir. Uyarıcı ışığın şiddetinin artmasıyla birim yüzeye düşen foton sayısının artacağından PL şiddeti de artar. Bundan dolayı bu iki örneğin fotolüminesans deneyi için uyarıcı ışığın şiddeti aynı tutuldu. Tepe noktası 876 nm olan GaAs referans örneğe ait PL spektrumu 32 nm yarı genişliğine (Full Width at Half Maximum – FWHM) sahiptir.



**Şekil 4.1:** GaAs referans ve GaAs/GaInNAs *pin* yapıların oda sıcaklığında fotolüminesans spektrumu.

i-bölgesi GaInNAs olan GaAs/GaInNAs *pin* güneş hücresi yapısının fotolüminesans spektrumu 1113 nm'de maksimuma ve 40 nm yarı genişliğe sahiptir. Bu örneğin GaAs tabakasından gelen fotolüminesansı daha az şiddetlidir. Çünkü en üst tabaka olan p-tipi GaAs tabakası 250nm kalınlığında olup i-bölgesindeki GaInNAs tabakası 900nm kalınlığındadır. Ayrıca GaAs tabakasından fotolüminesans sonucunda yayılan fotonlar GaInNAs tabakasında

tekrardan soğurulur. Dolayısıyla GaInNAs tabakasından gelen fotonların enerjisi daha düşük olduğundan GaAs tabakasından soğurulmadan örneğin dışına çıkar.

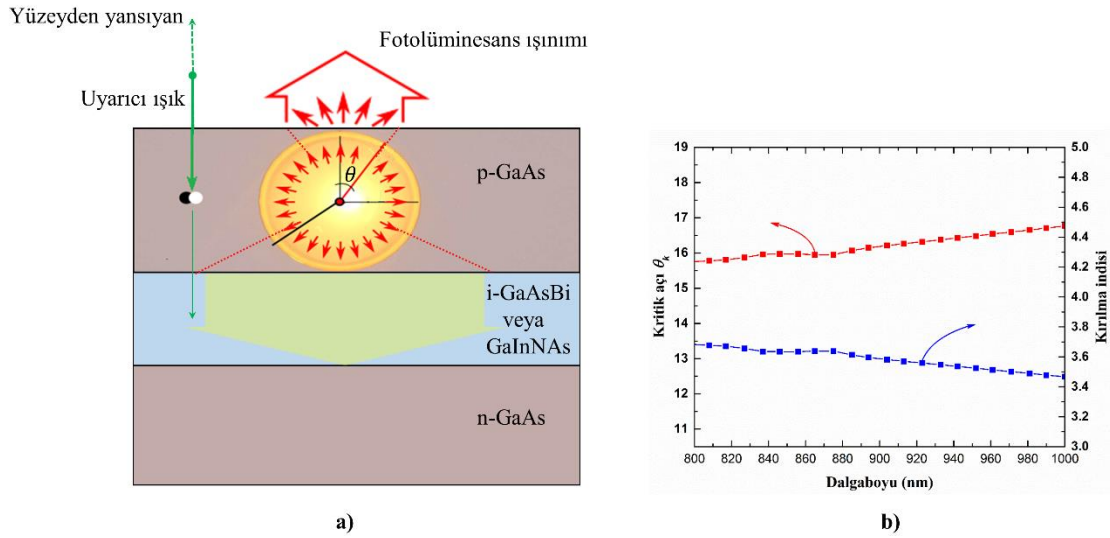


**Şekil 4.2:** GaAsBi *pin* yapıya ait oda sıcaklığında farklı uyarıcı ışık gücüne bağlı fotoluminesans spektrumunun değişimi.

Şekil 4.2’de GaAs/GaAsBi örneğinin farklı uyarıcı şiddetlerinde PL spektrumunun değişimi verilmektedir. i-bölgesi GaAsBi olan GaAs/GaAsBi *pin* güneş hücresi yapısının fotoluminesans spektrumu 945nm’de maksimuma ve 55nm yarı genişliğe sahiptir. Bu örneğin i-bölgesinin kalınlığı 220nm ve en üst GaAs tabakasının kalınlığı da 250nm olduğundan GaAsBi tabakanın PL şiddeti daha yüksek uyarıcı şiddetlerinde baskın hale gelmektedir.

GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücrelerine ait PL spektrumlarında gözlenen şiddetteki artışın nedeni Şekil 4.3a’da görüldüğü gibi iç fotoluminesanstır. İç lüminesans, uyarıcı ışık arayüzeylerden kısmen yansdıktan sonra ışığın soğurulduğu tabakada elektron-boşluk çifti yaratılıp ve elektron ve boşlukların tekrar ışımali rekombinasyonundan dolayı gerçekleşen ışımının başka bir tabakada fotoluminesansa neden olmasıdır. Çalışma kapsamında incelenen her iki güneş hücresinde de en üst GaAs tabaka kalınlığı 250nm’dir ve 514.5nm dalgaboylu laser ışığı için GaAs’in soğurma katsayısı  $9 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ’dir. Bu tabakada, yüzeyden giren laser ışığının %90’ını soğurulmaktadır. Şekil 4.3b’de görüldüğü gibi GaAs tabakasından oluşan PL spektrumunun bütün dalgaboyları için kritik açı ortalama 16 derecedir. GaAs ile hava arayüzeyine bu açıdan daha küçük açıda gelen PL ışığı hava ortamına çıkar. Dolayısıyla GaAs’de ölçümler sırasında oluşan PL şiddetinin az miktarını detekte edilmektedir. Fakat

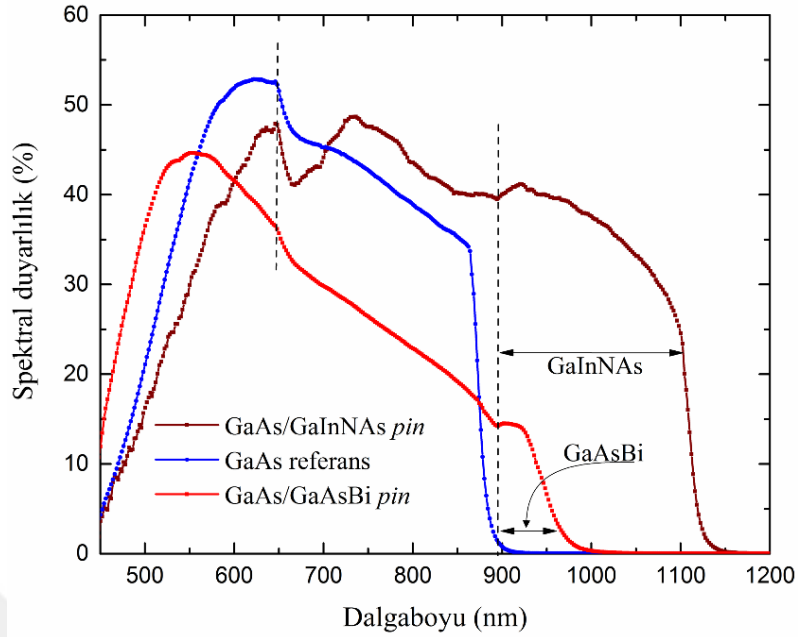
GaAs ile GaAsBi veya GaInNAs yarıiletkenlerin kırılma indisleri çok yakın olduğundan bu ara yüzeyde GaAs tabakasında oluşan PL spektrumunun bütün dalgaboyları için kritik açı çok büyüktür. Bu nedenle üst tabakada oluşan PL ışığı GaAsBi veya GaInNAs tabakasında soğurur. GaAs tabakasında oluşan PL spektrumun maksimumu 876nm olduğundan bu dalgaboyundaki fotonlar için GaInNAs'ın soğurma katsayısı  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  ve GaAsBi'un soğurma katsayısı  $1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 'dir. Ayrıca laser ışığının %10'u *pin* örneklerin i-bölgesine geçerek soğurur. Dolayısıyla GaAsBi veya GaInNAs tabakalarının PL şiddeti daha yüksek gözlenmiştir.



**Şekil 4.3:** a) Çalışma kapsamında incelenen heteroeklem *pin* yapılarında tabakalarda fotoluminesans mekanizması, b) GaAs yarıiletkeninin kırılma indisinin dalgaboyuna göre değişimi ve fotoluminesans sonucunda oluşan fotonlar için kritik açının dalgaboyuna göre değişimi.

## 4.2. SPEKTRAL DUYARLILIK (FOTOVOLTAJ) ÖLÇÜM SONUÇLARI

Güneş hücrelerinin spektral duyarlılığı başka bir deyişle dış kuantum verimi, üzerine ışık düştüğünde kontaklarda oluşan elektriksel gücün güneş hücresine giren ışık gücüne olan oranıdır. Bu yüzden fotovoltaj deneyinde önce spektral duyarlılığı bilinen bir detektörle (Si ve Ge) veya elektromanyetik spektrumun büyük bir kısmı için dalgaboyuna bağımsız spektral duyarlılığa sahip payro-dedektörle deneyde kullanılan beyaz ışığın spektrumu elde edildi. Bu işlemden sonra aynı şartlar altında örneklerde ölçümler yapıldı. Dedektörde elde edilen spektrum ile beyaz ışığın şiddet dağılımı çizdirildi. Örnekten elde edilen her dalgaboyundaki elektriksel sinyali beyaz ışığın her dalgaboyundaki şiddetine bölerek fotovoltaj ölçümünü yaptığımız örneğin spektral duyarlılık dağılımı çıkartıldı.



**Şekil 4.4:** Tez kapsamında incelenen örneklerin spektral duyarlılık spektrumları.

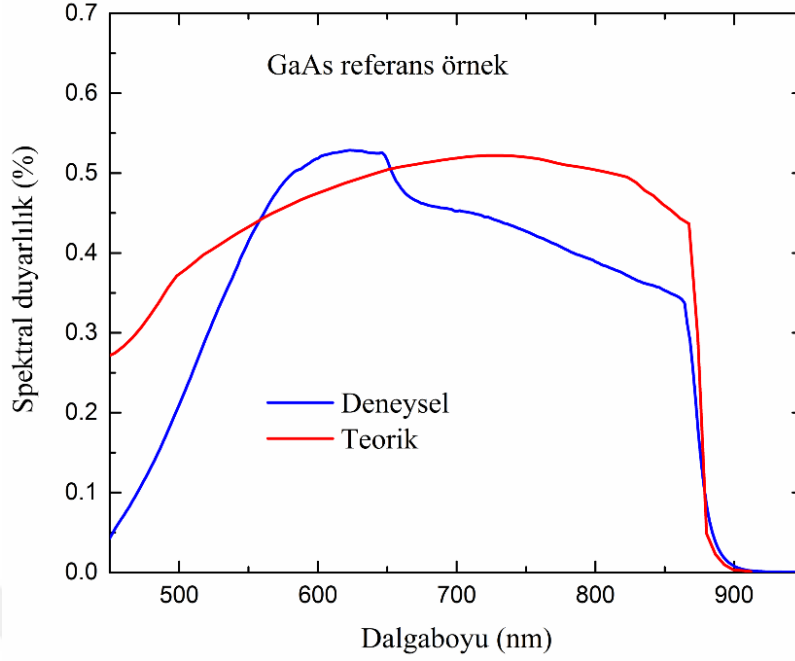
Şekil 4.4'de bu çalışmada incelenen güneş hücresi örneklerin spektral duyarlılık spektrumu verilmektedir. Örneklerin spektral duyarlılık grafiği 450-1200nm aralığında çizdirilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi GaAs referans ve GaAs/GaInNAs *pin* örneklerin spektral duyarlılığı ortalama %45 ve GaAs/GaAsBi *pin* örneğin de duyarlılığı ortalama %30 civarındadır. Ayrıca güneş hücresi örneklerini oluşturan yarıiletkenlerin bant aralığı fotovoltaj deneyi sonucunda oda sıcaklığında belirlenmiştir. Spektral duyarlılık spektrumundan yarıiletkenin bant aralığı şu şekilde belirlenir. Deney sırasında beyaz ışıktan çıkan polikromatik ışık monokromatör yardımıyla kısa dalgaboyundan başlayarak uzun dalgaboylarına doğru tarandı. Bu yüzden daha yüksek enerjideki fotonlar önce yüzeye yakın bölgelerde soğurulurken yarıiletkenin bant aralığına yakın küçük enerjideki fotonlar daha derinlerde soğurulur. Bunun sonucunda gelen fotonun enerjisi bant aralığına yaklaştığında aniden sıfıra doğru iner ve bant aralığından küçük enerjideki fotonlar soğurulmadığından herhangi bir duyarlılık oluşmaz. Spektral duyarlılığın aniden azalmaya başladığı ilk nokta ile sıfır arasındaki orta noktasına denk gelen dalgaboyu yarıiletkenin bant aralığıdır. Çünkü fotoluminesansta olduğu gibi spektral duyarlılık spektrum kenarında da bir dağılım söz konusudur. Fotoluminesans deneyi sonucunda GaAs referans ve GaAs/GaInNAs *pin* örneklerin PL pik noktaları spektral duyarlılık grafiğinde de olması gereken yerdedir.

Şekil 4.4'den güneş hücresi örneklerin spektral duyarlılık spektrumunda GaAs referans örnek için 900nm dalgaboyundan sonra sıfır olduğu görülmektedir. GaAs/GaInNAs ve GaAs/GaAsBi heteroeklem yapılar olduğunda 900nm'den uzun dalgaboyundaki fotonlar küçük bant aralıklı GaInNAs ve GaAsBi yarıiletkenlerinde soğurulmaktadırlar. Bu alaşım yarıiletkenler *pin* yapının i-bölgesinde olduğundan iç elektrik alan etkisinde oluşan elektron ve boşluklar rekombine olamadan kontaklara ulaşmaktadırlar. Dolayısıyla 900nm'den sonra tekrar duyarlılığın yükseldiği görülmektedir. Ayrıca tüm örneklerde duyarlılık 646nm'ye kadar yükselirken 646nm'den sonra duyarlılıkta aniden düşüş gözlenmektedir. Bu durum üç örneğin her biri için biraz farklılık göstermektedir.

GaAs referans örneğinde pencere tabakası olarak 40nm  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$  indirek bant aralıklı yarıiletkeni vardır (Şekil 3.2). Pencere tabakasının bant aralığı hesaplandığında 2.09eV (593nm) olarak bulunur [76]. Şekil 4.4'den görüldüğü gibi GaAs referans örneğine ait spektrumda 590nm ile 646nm aralığında duyarlılık değişmemektedir. Çünkü yüksek enerjideki fotonların bir kısmı pencere tabakasında soğurulurken kalan kısmı GaAs tabakada soğurulur.

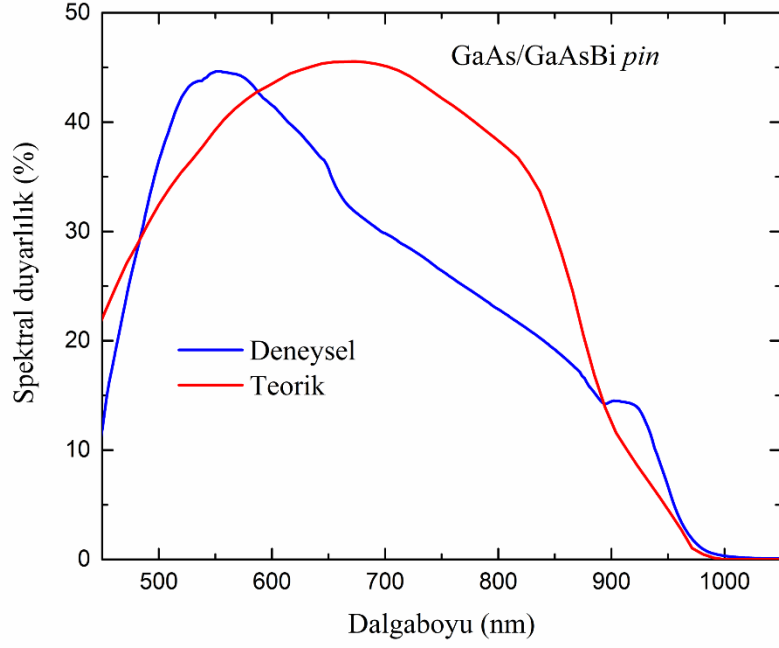
Gelen fotonun dalgaboyu 646nm'den hemen sonrasında duyarlılıkta belirgin bir düşüşten sonra duyarlılık artmaya başlar. Bu durum fotonların artık  $\Gamma$  vadisinde soğurulduğunu göstermektedir. Diğer örneklere nazaran bu bölgedeki duyarlılığın değişimi GaInNAs *pin* örnekte daha belirgin olmasının nedeni daha geniş arınmış bölgeye sahip olduğundan iç elektrik alanın etkisinin büyük olmasıdır. Başka bir deyişle, en üst GaAs tabakada taşıyıcıların difüzyon uzunluğu büyük olduğu için serbest taşıyıcıların kontaklarda toplanma olasılığı büyüktür. Fakat, GaAs/GaAsBi *pin* örnekte sadece çok yüksek enerjideki fotonların soğurulduğu bölgede duyarlılık yüksek olup 646nm'de yani  $X$  vadisinden  $\Gamma$  vadisine geçiş pek belirgin değildir. Çünkü GaAsBi *pin* yapıda i-bölgesini oluşturan GaAsBi ve emiter GaAs tabakaları düşük sıcaklıkta büyütüldüğü için taşıyıcıların difüzyon uzunluğu kısadır [82]. Bu yüzden taşıyıcıların kontaklarda toplanma olasılığı azdır.

Şekil 4.5'te GaAs referans örneğe ait hesaplanan spektral duyarlılığı ile deneysel spektral duyarlılık spektrumu verilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi spektral duyarlılık kenarı deneysel sonuç ile teorik hesap uyuşmaktadır.



**Şekil 4.5:** GaAs referans örneğin spektral duyarlılığının deneysel ve teorik hesaplanan sonuçlarının karşılaştırılması.

Ancak 450-550nm arasında deneysel duyarlılık ile teorik hesap arasında fark görülmektedir. Bunun nedeni n-tipi GaAs tabakada yüzey rekombinasyon hızının hesapta kullanılan yüzey rekombinasyon hızından daha yüksek olmasından ve güneş hücresinin seri direncinin yüksek olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Aynı şekilde 650-860nm arasında da duyarlılık hesaplanandan deneysel olarak daha düşük elde edilmiştir. Spektral duyarlılığın bu bölgedeki azalması ise güneş hücresinin eşdeğer devre modelinde bahsi geçen şönt direncinin yüksek olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Çünkü Bölüm 2.5.3'te anlatıldığı gibi güneş hücresi yapısında baz bölgesinin arka yüzeyinde yüzey rekombinasyon hızının yüksek olması duyarlılığı çok değiştirmemektedir. Ancak şönt direnci, üretilen serbest taşıyıcıların yapı içerisindeki kusurlardan dolayı rekombinasyona uğraması nedeniyle kontaklara ulaşamadığı için düşük enerjideki fotonların soğurulduğu baz bölgesindeki fotoakımı azaltmaktadır.



**Şekil 4.6:** GaAsBi *pin* örneğinin spektral duyarlılığının deneysel ve teorik hesaplanan sonuçlarının karşılaştırılması.

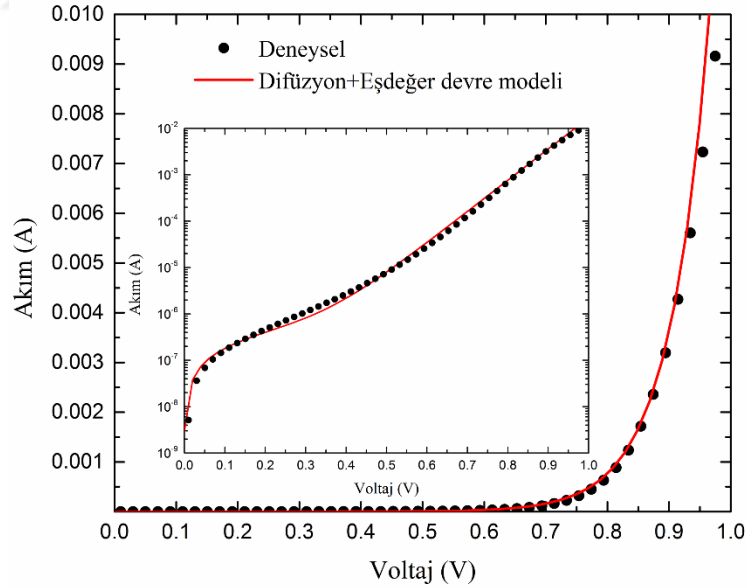
Şekil 4.6'da GaAs/GaAsBi *pin* örneğine ait deneysel spektral duyarlılık spektrumunun teorik hesaplanan duyarlılık ile karşılaştırılması verilmektedir. GaAsBi yarıiletkeninde taşıyıcıların difüzyon uzunluğunun kısa olması ve yüksek şönt direncine sahip olması nedeniyle 600-900nm aralığında teorik hesaba göre düşük spektral duyarlılık elde edilmiştir. Ancak GaAsBi yarıiletkenin soğurma katsayısının teorik hesaplanması sonucunda hesaplanan spektral duyarlılık gelen fotonun dalgaboyu 900nm'den itibaren deneysel sonuçtan düşük olarak elde edilmiştir.

### 4.3. AKIM-VOLTAJ SONUÇLARININ ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ

Bu kısımda GaAs referans, GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücrelerin elektriksel karakterizasyon sonuçları incelenecektir. Önce karanlık I-V karakteristiği ele alınacaktır ve yapının elektriksel karakteristiğine etki eden mekanizmalar açıklanmaya çalışılacaktır. Daha sonra AM 1.5G ışık altında aydınlık J-V karakteristiği ele alınarak güneş hücresi örneklerin teknik parametreleri hesaplanacaktır.

#### 4.3.1. Karanlık I-V Ölçüm Sonuçları

Şekil 4.7’de GaAs n-p örneğine ait logaritmik skalada karanlık akım-voltaj grafiği ve deney sonucu ile ve kuramsal modellenen I-V karakteristiğinin (kırmızı çizgi) karşılaştırılması verilmektedir. Kuramsal modellemede GaAs n-p eklem için difüzyon ve eşdeğer devre modelleri beraber kullanılmıştır. GaAs referans örneğinde SRH rekombinasyonu düşüktür. Ancak örneğin metal kontaklarından kaynaklanan kayıplardan dolayı karanlık I-V eğriyi modelleyebilmek için güneş hücresinin eşdeğer devre modeli kullanılmıştır.



Şekil 4.7: GaAs n-p referans örneğinin karanlık I-V grafiği.

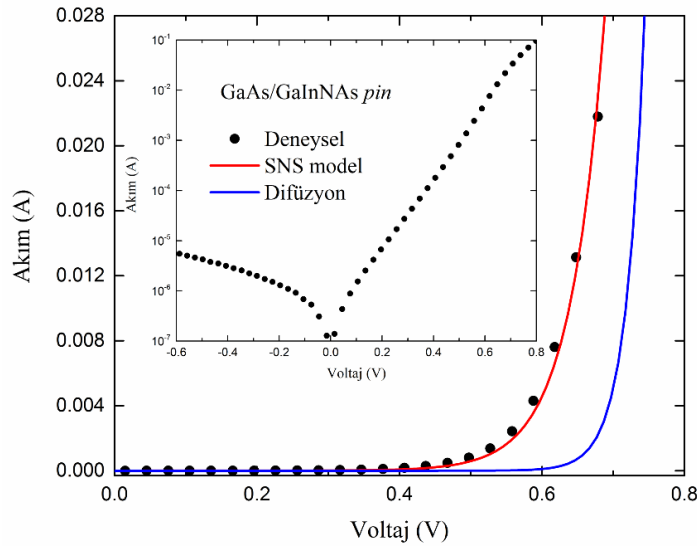
Bu çalışmada GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücrelerin karanlık I-V karakteristiğinden rekombinasyon akımının baskın olduğu gösterilmiştir. *pin* yapılar geniş arınmış bölgeye sahip oldukları için SRH rekombinasyon akımı daha baskındır [25,83].



Şekil 4.8’de GaInNAs *pin* örneğine ait deneysel karanlık I-V karakteristiği ile difüzyon ve SNS modellerinin karşılaştırılması verilmektedir. Yapı ileri yönde beslendiğinde enjekte edilen elektronlar düşük voltaj uygulamalarında büyük bir bariyeri aşmaları gerekir. Bu bariyeri aşamadıkları için arınmış bölgede rekombine olmaya başlarlar. Dolayısıyla ileri yönde düşük voltaj uygulamasında rekombinasyon akımı daha baskın iken yüksek voltajlarda bariyerin iyice alçalmasıyla taşıyıcılar difüzyon akımı daha baskın olur.

GaInNAs *pin* örneğinin karanlık akım-voltaj karakteristiğinin teorik hesaplaması Denklem (2.81) seri direncin  $R_s = 0 \Omega$  ve şönt direncin  $R_{sh} = \infty \Omega$  olduğu durumları için kullanarak gerçekleştirildi. Şekil 4.8’deki iç grafikte gösterildiği gibi GaInNAs *pin* örneğinin karanlık I-V karakteristiğinin logaritmik skalasından güneş hücresinin idealite faktörü  $n=2.2$  olarak bulunmuştur.

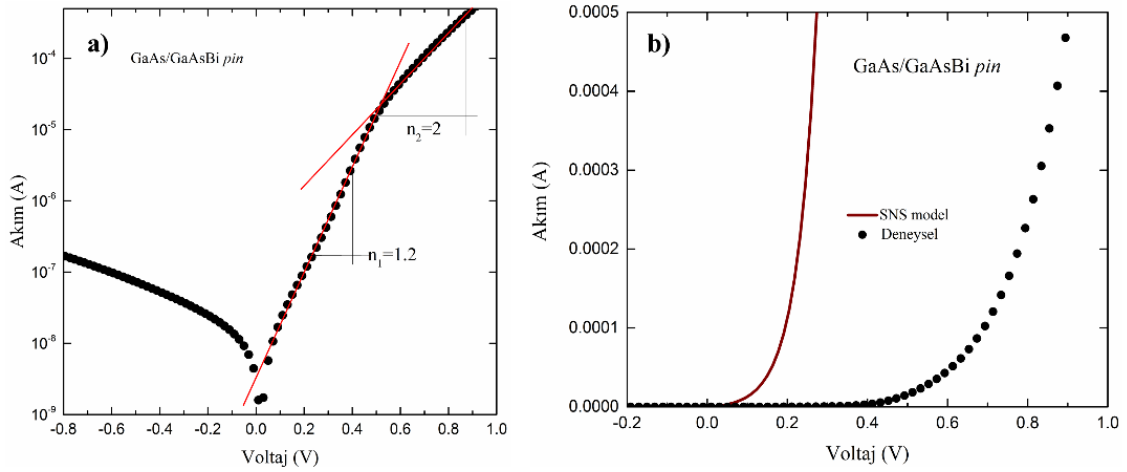
Bu örnek için rekombinasyon akımı baskın olduğundan SNS modeli kullanılmıştır. SNS modeli Bölüm 2.3.1.2’de ve **Ek 1**’de ayrıntılı açıklamalarıyla verilmiştir. Ancak rekombinasyon akımı *pin* yapının i-bölgesini oluşturan GaInNAs yarıiletkenin bant aralığının ortasında yer alan tuzak enerji seviyesinden kaynaklandığı kabul edilmiştir [84]. Literatürde GaInNAs alaşım yarıiletken p-n eklemine karanlık I-V karakteristiğinin SNS modeli ile uyumlu bir şekilde açıklanabildiği rapor edilmiştir [85].



Şekil 4.8: GaAs/GaInNAs *pin* yapının karanlık I-V grafiği.

Şekil 4.9'da GaAsBi *pin* örneğine ait logaritmik skalada karanlık akım-voltaj grafiği ve deney sonucu ile ve SNS modeline göre I-V karakteristiğinin (kırmızı çizgi) karşılaştırılması verilmektedir. GaAsBi *pin* yapı için SNS modeli kullanılırken tuzak enerji seviyesinin i-bölgesini oluşturan GaAsBi alaşımın bant aralığının ortasında yer aldığı varsayılmıştır çünkü daha önceki çalışmalarda bant aralığı ortalarında tuzakların olduğu rapor edilmiştir [86]. Şekil 4.9a'da görüldüğü gibi GaAsBi *pin* güneş hücresinin idealite faktörü  $n_1=1.2$  ve  $n_2=2$  olarak bulunmuştur. Şekil 4.9b'de görüldüğü gibi SNS modeli deneysel sonuç ile uyumlu değildir. Oysa SNS modelin GaInNAs *pin* örneğinin deneysel karanlık I-V davranışına uyumlu olduğu görülmüştü. Bu davranış farklılığını açıklamak için GaAs/GaAsBi heteroeklem *pin* yapıdaki farklı mekanizmalar üzerinde ayrıntılı olarak durulacaktır.

GaAsBi alaşım yarıiletkeni GaAs ile örgü uyumlu olup en önemli eksilerinden biri büyütülürken yüzeyinde metalik kümelenmelerin oluşmasıdır. Literatürde GaAsBi alaşımının yüzey morfolojisi üzerine olan çalışmalarda Ga, Bi veya GaBi metalik kümelenmelerin varlığı rapor edilmiştir [55,87].



**Şekil 4.9:** GaAs/GaAsBi *pin* güneş hücresi örneğinin karanlık I-V karakteristiği, a) Logaritmik skalada çizilmiş karanlık I-V grafiği, b) SNS modeli ile deneysel sonucun karşılaştırılması.

GaAsBi alaşım yarıiletkeninin bant aralığının kontrol edilebilmesi ve GaAs ile örgü uyumlu olması nedeniyle birçok alanda GaAs/GaAsBi heteroeklem yapılara dayalı çalışmalar yapılmıştır ve geniş çapta devam etmektedir [18,22,23,88–91]. Ancak GaAs/GaAsBi heteroeklem ara yüzeyde de metalik kümelenmelerin olduğu, literatürde yer alan çalışmalarda rapor edilmiştir [92,93]. Reyes ve diğ. tarafından yapılan çalışmada

düşük sıcaklıkta büyütülen GaAsBi tabakasından sonra gelen GaAs tabakası da düşük sıcaklıkta büyütüldüğünden Bi alaşım oranının üst GaAs ile alt GaAsBi heteroeklem ara yüzeyde çok yoğun olduğu rapor edilmiştir [94].

Bu tez çalışması kapsamında incelenen GaAs/GaAsBi *pin* güneş hücresi yapısının p-tipi GaAs ile i-GaAsBi tabakaları arasında metalik kümelenmelerin olduğu ve bunlardan dolayı ara yüzeyde Schottky eklemine oluştuğu göz önüne alınarak SNS modeli modifiye edilmiştir. Bu nedenle yapıya ait karanlık I-V karakteristiğinin açıklanmasında kullanılan SNS modeline ara yüzeyde mümkün olabilecek Ga, Bi veya GaBi metalik kümelenmelerden kaynaklanan Schottky eklemine etkisi de dahil edilmiştir. Tablo 4.1’de p-tipi GaAs ile Ga, Bi ve GaBi metallerin oda sıcaklığındaki iş fonksiyonları ( $\Phi$ ) ve p-tipi GaAs ile yaptıkları Schottky bariyerin yükseklikleri ( $\phi_b$ ) verilmiştir. Tabloda verilen p-tipi GaAs’in iş fonksiyonu şu şekilde hesaplanır:

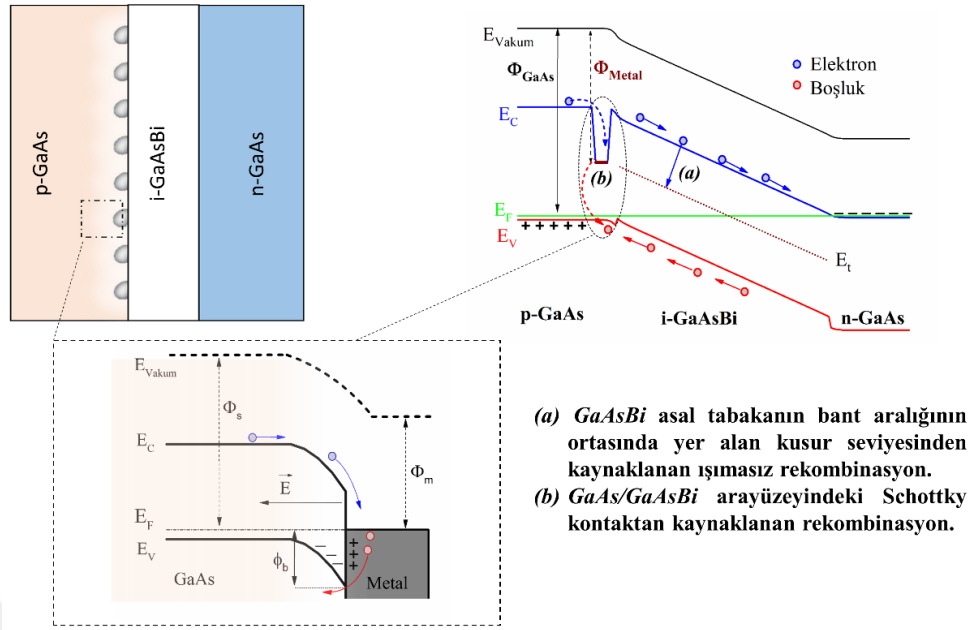
$$\Phi_{GaAs} = \chi_{GaAs} + E_g(GaAs) - E_{F_p} \quad (4.1)$$

burada  $\chi_{GaAs}$  GaAs’in afinitesidir.

**Tablo 4.1:** 300K’de GaAs/GaAsBi heteroeklem ara yüzeyinde p-tipi GaAs ile Schottky bariyer oluşturan metallerin iş fonksiyonları.

Malzeme	$\chi$ (eV)	$E_g$	$E_{F_p}$ (eV)	$\Phi$ (eV)	$\phi_b$ (eV)
p- tipi GaAs	4.07 [55]	1.424 [60]	0.038 [2]	5.456	-
Ga	-	-	-	4.25 [95]	1.206
Bi	-	-	-	4.36 [95]	1.096
GaBi	-	-	-	4.58 [96]	0.876

Şekil 4.10’da metalik kümelenmelerin var olmasından kaynaklanan GaAs/GaAsBi *pin* eklemine bant yapısındaki değişim gösterilmektedir. Şekilde GaAsBi *pin* yapıda baskın olarak gerçekleşen iki tür rekombinasyon mekanizması gösterilmektedir. Asal bölgedeki SRH rekombinasyonu ve metalik kümelenmelerden kaynaklanan Schottky eklemde gerçekleşen rekombinasyon. Bu yapı önce n-tipi GaAs yüksek sıcaklıkta ve asal GaAsBi ile p-tipi GaAs tabakaları düşük sıcaklıkta büyütülerek elde edilir. Dolayısıyla GaAs/GaAsBi *pin* güneş hücresi yapısında metalik kümelenmeler p-tipi GaAs ile i-GaAsBi ara yüzeyinde oluşur [92,94].



**Şekil 4.10:** GaAs/GaAsBi *pin* yapısında heteroeklem arayüzündeki metalik kümelenmelerin gösterimi.

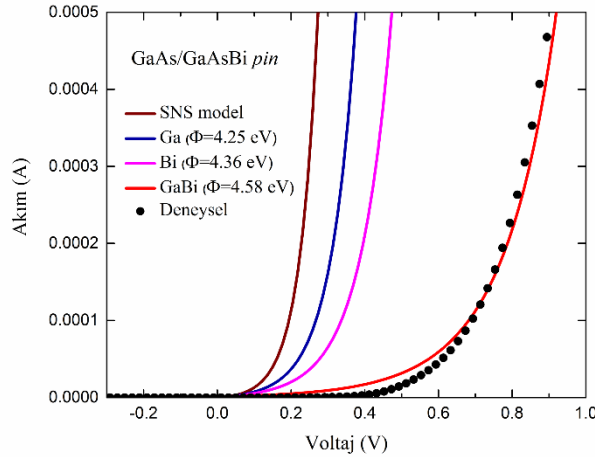
Şekil 4.10'dan görüldüğü gibi ara yüzündeki metalik kümelenmeler *pin* eklem bant yapısının p-i arayüzünde elektronların yakalandığı tuzak seviyeleri oluştururlar. Eklem ileri yönde beslendiğinde ara yüzünde oluşan Schottky bariyerin yüksekliği arttıkça metal kısımdaki boşlukların p-tipi GaAs tarafına geçmesi zorlaşacaktır. Ancak bu durum göz ardı edilebilir, çünkü p-tipi GaAs tarafında boşluklar çoğunluk taşıyıcıdır. Öte yandan Schottky bariyeri arttıkça iletkenlik bandında bant süreksizliği azaldığı için elektronların bu tuzaklara yakalanmadan geçme olasılığı artacaktır. Ayrıca p-tipi GaAs tarafından hareket eden elektronlar Schottky eklem bant yapısını oluşturan tuzak seviyesine yakalansa da metalik kümelenmenin *pin* eklem arınmış bölge sınırında olduğundan iç elektrik alan etkisinden dolayı i-GaAsBi tabakasına doğru difüze edebilirler. Dolayısıyla bu durum *pin* ekleminden geçen toplam akımı etkileyecektir.

Denklem (4.2)'de GaAs/GaAsBi *pin* yapısının toplam akımını ileri yönde besleme durumunda hesaplamak için kullanılan ifade verilmektedir. Örneğin uçlarına uygulanan potansiyel p-i ara yüzündeki Schottky eklem bant yapısından dolayı  $\phi_b / V_{bi}$  kadar azalacaktır. Ancak örneğin uçlarındaki potansiyel farkının *pin* yapısının tamamına olan etkisi  $(1 - \phi_b / V_{bi})$  ile ifade edilir. GaAsBi *pin* yapı ileri yönde beslendiğinde heteroeklem ara yüzündeki Schottky eklem de ileri yönde beslenmiş olacaktır.

Dolayısıyla Schottky bariyer alçalması sonucunda iletkenlik bandı süreksizliğinin azalmasından dolayı elektronların rekombinasyonu azalır.

$$J_k = J_{SNS} \exp\left(-\frac{q\left(1-\frac{\phi_b}{V_{bi}}\right)V}{k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{n_2 k_B T}\right) - 1\right] \quad (4.2)$$

Şekil 4.11'den Ga, Bi ve GaBi metallerin oluşturduğu Schottky eklemlerin etkileri göz önüne alınarak örneğin I-V karakteristiği hesaplandığında, p-i ara yüzeyinde GaBi kümelenmesinin olduğu net bir şekilde görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi heteroeklem ara yüzeyde GaBi metalinden daha düşük iş fonksiyonu olan Ga veya Bi olması durumunda aynı voltaj değerlerinde daha yüksek akım geçmektedir. Dolayısıyla yapı içerisindeki enerji seviyesi iletkenlik bandına daha yakın olduğundan elektronlar bu kümelenmeye yakalansalar da kolaylıkla rekombinasyona uğramadan kurtulabilmektedirler. Ancak Denklem (4.2)'deki ifade GaAs/GaAsBi *pin* yapısına ait karanlık I-V karakteristiğinin daha düşük voltajlardaki davranışını açıklamamaktadır. Bu *pin* yapıda difüzyon akımı çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. Dolayısıyla I-V karakteristiğinin sıfıra yakın düşük voltajlardaki davranışını açıklayabilmek için Schottky eklemlerdeki akım modellerine bakılması gerekir.



Şekil 4.11: GaAs/GaAsBi *pin* yapının karanlık I-V grafiği.

Denklem (4.3)'de Schottky ekleminde difüzyon akım modeli verilmektedir.

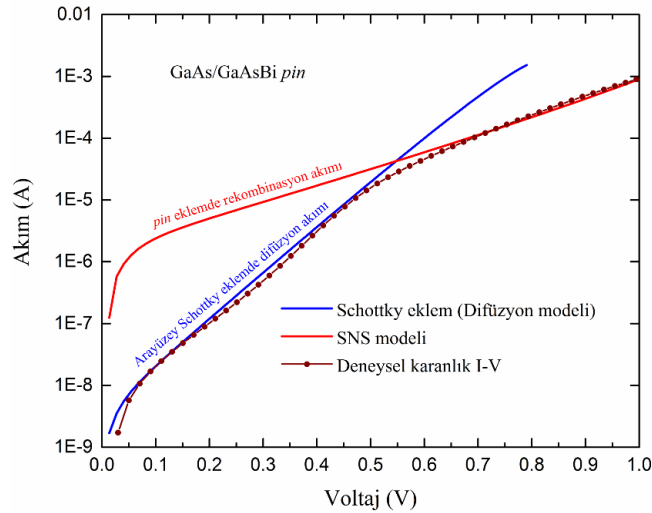
$$J_D = \frac{q^2 D_p N_V}{k_B T} \sqrt{\frac{2N_A q(\phi_{bi} - V)}{\epsilon_s}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{n_1 k_B T}\right) - 1\right] \quad (4.3)$$

$$J_{SD} = \frac{q^2 D_p N_V}{k_B T} \sqrt{\frac{2 N_A q (\phi_{bi} - V)}{\epsilon_s}} \exp\left(-\frac{q \phi_b}{k_B T}\right) \quad (4.4)$$

$$J_D = J_{SD} \exp\left(-\frac{q \left(1 - \frac{\phi_b}{V_{bi}}\right) V}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right] \quad (4.5)$$

Bilindiği gibi Schottky eklemde termiyonik, difüzyon ve tünelleme akım mekanizmaları vardır. Termiyonik akım oluşması için serbest taşıyıcıların metal tarafından yarıiletken tarafına bariyeri aşarak geçmesi gerekir. Oda sıcaklığında termiyonik akım mekanizması, bariyer yüksekliği  $k_B T$  'den çok daha büyük olan eklemelerde çok küçüktür. Schottky eklemde tünelleme akımı, aşırı katkı yarıiletken ile metal arasındaki Schottky eklemde düşük sıcaklıklarda baskın hale gelebilir. Ancak difüzyon akımı yani yarıiletkenden metale doğru difüzyonu sonucunda oluşur [97].

Denklem (4.4)'de Schottky eklemde saturasyon akımı ( $J_{SD}$ ) verilmektedir ve uygulanan potansiyele bağlı olarak değiştiği görülmektedir. Denklem (4.2)'de rekombinasyon akımını azaltan eksponansiyel ifade Denklem (4.5)'de de kullanılmaktadır. Çünkü p-tipi GaAs tarafından metal doğru difüze olan elektronlar metal kümelenmeden kaynaklı tuzak seviyelerine yakalanarak rekombinasyona uğrarlar.

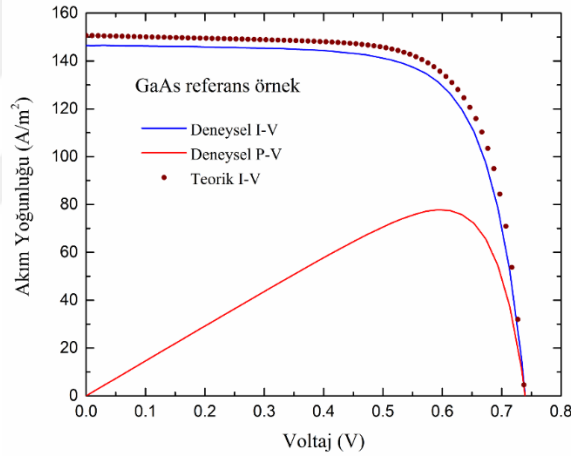


**Şekil 4.12:** GaAsBi *pin* örneğinin karanlık I-V karakteristiğinin Schottky eklemde difüzyon akım modeli ve *pin* eklemde rekombinasyon akım modelleri ile modellenmesi.

Schottky ekleme difüzyon akım modelinde kullanılan  $n_1$  idealite faktörü Şekil 4.9'da görüldüğü gibi  $n_1 = 1.2$ 'dir. Şekil 4.12'te *pin* yapıda rekombinasyon akım modelinin ve Schottky ekleme difüzyon akım modelinin deneysel sonuç ile uyumu gösterilmektedir.

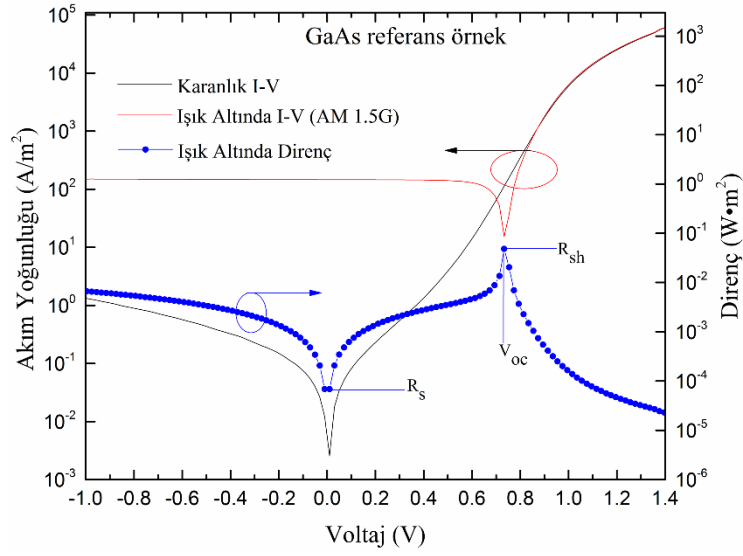
#### 4.3.2. Aydınlik I-V Ölçümü Sonuçları

Bu çalışma kapsamında incelenen örneklerin AM 1.5G spektrum altında deneysel olarak bulunmuş olan sonuçların teorik hesaplar ile karşılaştırılması bu kısımda verilmiştir. Şekil 4.13'te GaAs referans n-p örneğine ait aydınlık deneysel ve teorik I-V karakteristiği verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi hesaplanan fotoakım değeri deneysel fotoakım değerinden çok az yüksektir. Bunun nedeni örneğin yüzeyinin kirlenmiş olabileceğidir. Dolayısıyla yüzeyden giren foton sayısında azalma sözkonusu olduğundan elde edilen fotoakım değeri azalır.



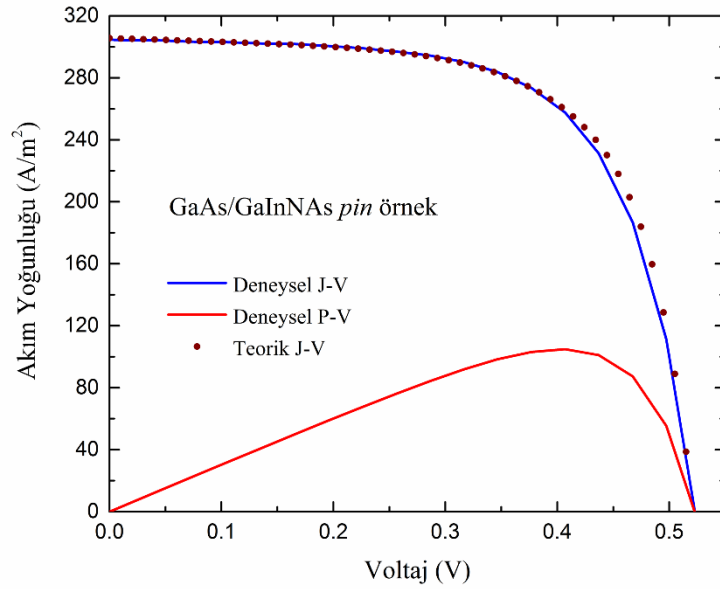
Şekil 4.13: GaAs referans örneğinin AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği.

Şekil 4.14'da GaAs n-p referans güneş hücresinin karanlık ve aydınlık I-V karakteristiği logaritmik skalada ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi verilmiştir. Bu çalışma kapsamında geliştirilen yöntemle güneş hücrelerinin seri ve şönt dirençleri kolaylıkla bulunabilir.



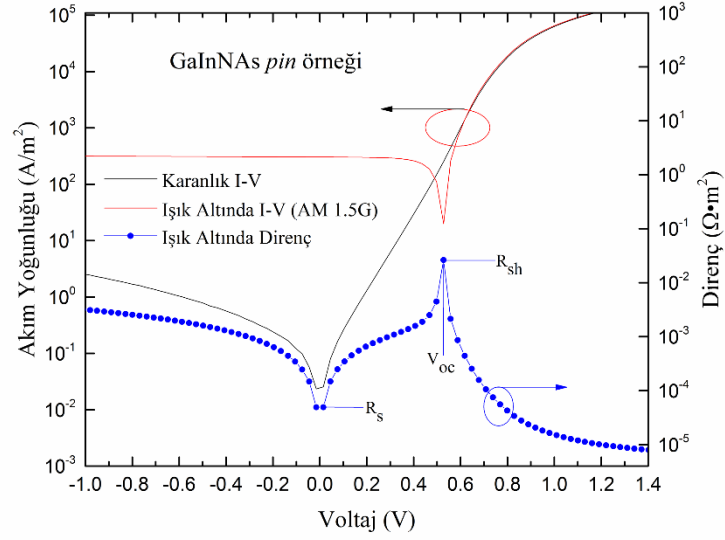
**Şekil 4.14:** GaAs referans örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.

Şekil 4.15'de GaInNAs *pin* güneş hücresinin deneysel ve teorik AM 1.5G spektrum altındaki I-V karakteristiği verilmiştir. Şekilden görüldüğü teorik hesap deneysel sonuç ile uyumludur. Ayrıca literatürde aynı yapıda GaInNAs *pin* güneş hücrelerinin sonuçlarıyla da uyumlu olduğu görülmüştür [98].



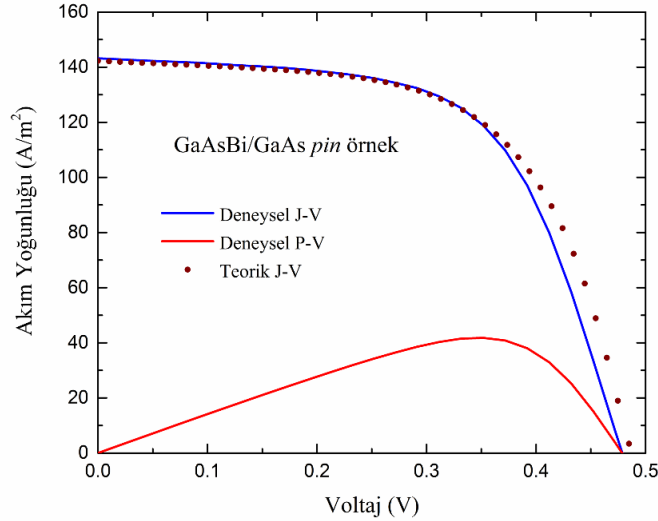
**Şekil 4.15:** GaAs/GaInNAs *pin* örneğinin AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği.





**Şekil 4.16:** GaAs/GaInNAs *pin* örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.

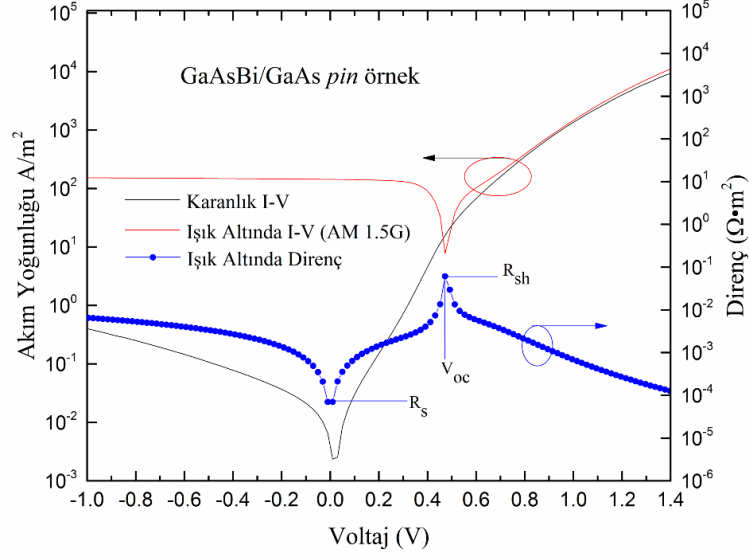
Şekil 4.16'de GaInNAs *pin* örneğe ait temel parametreler verilmektedir. GaInNAs *pin* örneğinin seri direnci GaAs referans güneş hücresine göre düşüktür çünkü daha fazla fotoakım elde edilmiştir. Fotonların ürettiği taşıyıcılar 0V'ta maksimum değerde olduğunda yapıdaki direnç düşük olacaktır.



**Şekil 4.17:** GaAs/GaAsBi *pin* örneğinin AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği.

Şekil 4.17'da GaAsBi *pin* güneş hücresinin deneysel ve teorik AM 1.5G spektrum altındaki I-V karakteristiği verilmiştir. Şekilden görüldüğü teorik hesap deneysel sonuç ile uyumludur.

Şekil 4.18’de GaAs n-p referans güneş hücresinin karanlık ve aydınlık I-V karakteristiği logaritmik skalada ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi verilmiştir.



**Şekil 4.18:** GaAs/GaAsBi *pin* örneğinin karanlıkta ve AM 1.5G spektrumunda I-V karakteristiği ve ışık altında direncinin voltaja göre değişimi.

**Tablo 4.2:** Tez kapsamında incelenen örneklerin parametreleri.

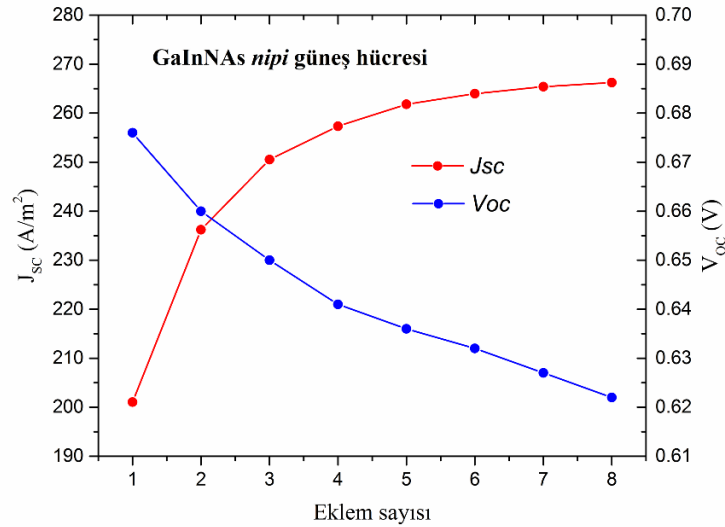
Parametre	Sembol	Birim	GaAs	GaInNAs	GaAsBi
Kısa devre akımı	$J_{sc}$	$A/m^2$	146.52	304.23	143
Açık devre voltajı	$V_{oc}$	V	0.754	0.523	0.472
Maksimum akım	$J_m$	$A/m^2$	131.2	257.6	118.76
Maksimum voltaj	$V_m$	V	0.593	0.407	0.352
Seri direnç	$R_s$	$\Omega \cdot m^2$	$7 \cdot 10^{-5}$	$4.93 \cdot 10^{-5}$	$7.03 \cdot 10^{-5}$
Şönt direnç	$R_{sh}$	$\Omega \cdot m^2$	0.048	0.026	0.061
İdealite faktörü	$n_1, n_2$	-	2, 2.5	1, 2.2	1.2, 2
Dolgu faktörü	$FF$	%	70.4	66	62
Güç dönüşüm verimi	$\eta$	%	7.8	10.5	4.18

Tablo 4.2’de bu çalışma kapsamında incelenen güneş hücresi örneklerin teknik parametreleri verilmiştir. Tablodan da görüldüğü gibi GaAs referans güneş hücresine göre GaInNAs *pin* güneş hücresi daha yüksek kısa devre akımına daha düşük açık devre voltajına sahiptir. Çünkü GaInNAs yarıiletkenin bant aralığı GaAs yarıiletkeninkine daha düşüktür. Bant aralığının düşük olması güneş spektrumunun daha geniş bölgesinin soğurulmasını sağlar, dolayısıyla daha fazla serbest taşıyıcı elde edilir. Ancak güneş

hücresinin açık devre voltajı yarıiletkenin sanki-Fermi seviyelerinin farkı olduğundan dolayı GaInNAs *pin* güneş hücresinin açık devre voltajının referans güneş hücresine göre daha düşük olması beklenen bir sonuçtur. Öte yandan GaAsBi *pin* güneş hücresinde ise açık devre voltajının düşük olması GaAs ile GaAsBi heteroeklem arayüzündeki metalik kümelenmelerde ve GaAsBi asal tabakadaki kusurlarda meydana gelen rekombinasyon mekanizmalarından kaynaklanmaktadır. Bu yüzden, GaAsBi *pin* güneş hücresinin verim değeri GaAs referans güneş hücresine göre düşüktür.

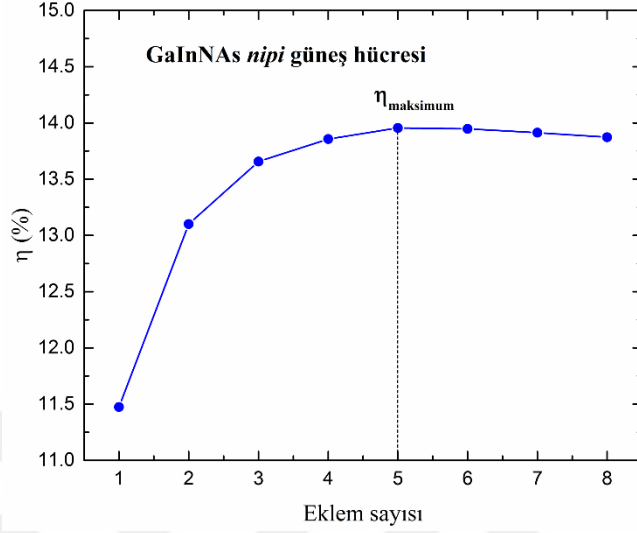
#### 4.4. *nipi* YAPILARIN TEORİK MODEL SONUÇLARI

*nipi* yapılarda kısa devre akımının ve açık devre voltajının eklem sayısına göre değişimi Şekil 4.19'da verilmiştir. *nipi* yapının eklem sayısının artmasıyla fotoakımın da arttığı sonuçlardan açıkça görülmektedir. *nipi* yapının eklem sayısı 1 olduğunda standart p-n eklem gibi davranacağından kısa devre akımı  $26 \text{ mA/cm}^2$ 'dir. *nipi* yapılarda klasik p-n eklemine göre fotonların oluşturduğu serbest taşıyıcılar akıma daha fazla katkıda bulunurlar. Çünkü yüksek enerjideki fotonlar yüzeyden birkaç nm derinlikte soğurulduğundan klasik p-n eklemlerinde etkili olamaz, ancak *nipi* yapılarda her bir eklem kalınlığı klasik p-n eklemine göre daha ince olduğundan yüzeye yakın bölgede soğurulan fotonlar daha etkili kullanılır.



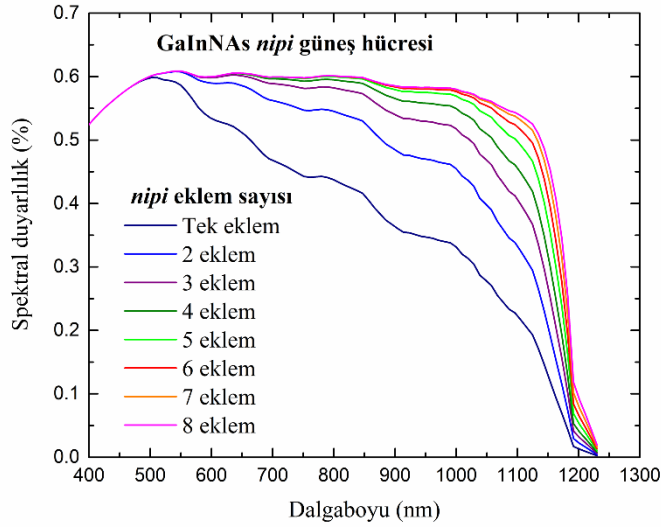
**Şekil 4.19:** Kısa devre akımının eklem sayısına göre değişimi ve açık devre voltajının eklem sayısının artmasıyla azalması.

*nipi* yapılarında eklem sayısının artmasıyla aygıtın açık devre voltajının azaldığı Şekil 4.19'da görülmektedir. Çünkü *nipi* yapılarında eklemler paralel bağlı olduğundan saturasyon ve rekombinasyon akımları eklem sayısının artmasıyla katlanarak artmaktadır.



**Şekil 4.20:** Eklem sayısına göre verimin değişimi.

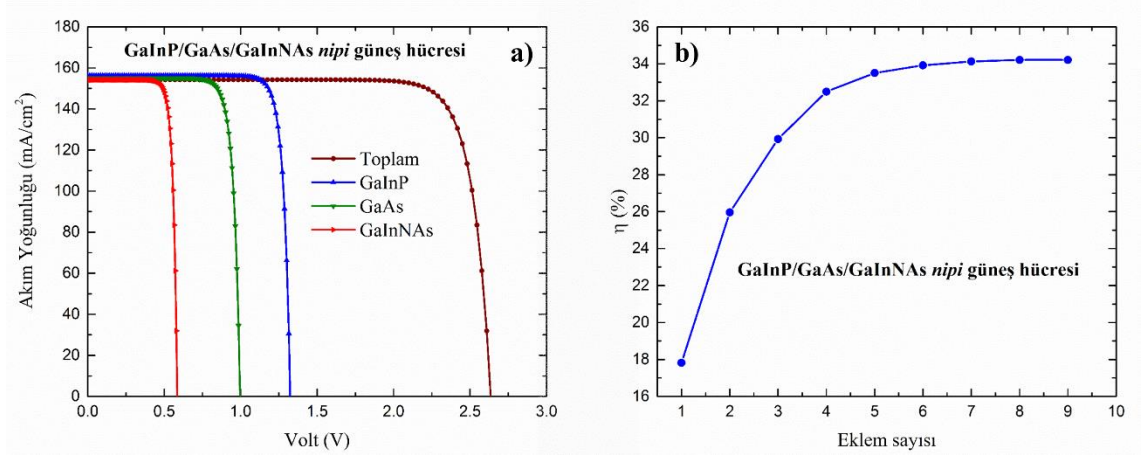
Eklem sayısına göre fotoakımın hızlı artması ve açık devre voltajının azalması sonucunda *nipi* güneş hücresinin verimi eklem sayısına bağlı olarak değiştiği Şekil 4.20'de görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi tek eklem *nipi* yapının verimi %11.5 iken 5 eklemden verim %14'e ulaşır. Eklem sayısı daha fazla arttırıldığında ise verim azalmaya başlar. Çünkü kısa devre akımı 5 eklemden sonra neredeyse sabit kalırken açık devre voltajı aynı oranda azalmaya devam eder.



**Şekil 4.21:** GaInNAs tabanlı *nipi* güneş hücresinin eklem sayısına göre spektral duyarlılığının değişimi.

Şekil 4.21’de görüldüğü gibi *nipi* yapıya p-n eklemeler eklendikçe spektrumun uzun dalgaboylarındaki duyarlılığı hızlı bir şekilde artmaktadır. Her bir eklem kalınlığının ince tutulmasıyla fotonların eklem arınmış bölgesinde elektron boşluk çiftini oluşturma olasılığı artar.

Tek tip yarıiletkenlerden yapılan bir güneş hücresi için optimum bant aralığının 1.1 ile 1.4 eV aralığında olduğundan daha önce bahsedilmiştir. Şekil 4.22a’dan anlaşılacağı gibi *nipi* GaInNAs’tan yapılmış bir güneş hücresinin tek başına mevcut Si ya da GaAs tabanlı çok eklemli güneş hücrelerinin verimine ulaşması mümkün değildir. Ancak bu yapı çok eklemli güneş hücresi içine örgü uyumlu olarak seri bir şekilde bağlanırsa verim değerleri artar. Bu nedenle, bu çalışmada *nipi* güneş hücresini içeren GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs çok eklemli güneş hücresi modellenmiştir. Bu güneş hücresinde, akım akışının kayıpsız sağlanması için GaInP tünel eklemeleri tabakaların seri bağlanmasında kullanılacaktır. Böyle birçok eklemli yapıda hücrelerin seri bağlanmış olması nedeniyle toplam açık devre voltajı her bir bağımsız hücrede üretilen voltajın toplamı ve kısa devre akımı ise en düşük akımın üretildiği eklem akım değerine eşit olacaktır.



**Şekil 4.22:** a) GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs üç eklemlı güneş hücresinin J-V grafiği b) GaInP/GaAs/GaInNAs güneş hücresinde *nipi* tabaka sayısına karşılık AM 1.5G verim grafiği.

Şekil 4.22b'de görüldüğü gibi *nipi* yapının eklem sayısı verimin değerinde belirleyici bir unsurdur. Eklem sayısı arttıkça verim artarken, belli bir eklem sayısından sonra çok eklemlı güneş hücresinin akımı GaAs eklemi tarafından sınırlanır ve yavaşça düşer. Dolayısıyla verim değerinin değişimi de azalır.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çalışma kapsamında, GaAs n-p, GaAs/GaInNAs *pin* ve GaAs/GaAsBi *pin* güneş hücresi aygıtlarının elektriksel ve optik özellikleri incelendi. Güneş hücrelerinin optik özelliklerini belirlemek için fotoluminesans ve fotovoltaj ölçümleri yapıldı. Elektriksel karakterizasyon için karanlık akım-voltaj ölçümleri yapıldı. Ayrıca tüm örneklerin performanslarını belirlemek için AM 1.5G spektrum altında aydınlık akım-voltaj ölçümleri yapıldı.

Güneş hücrelerinin oda sıcaklığında fotoluminesans ölçümleri yapılarak güneş hücresini oluşturan malzemelerin bant aralığı enerjileri belirlendi. Fotovoltaj ölçümleri, fotoluminesans ölçümlerinden elde edilen ışımaya karakteristikleri baz alınarak gerçekleştirildi ve güneş hücrelerinin spektrumda duyarlılık bölgesi belirlendi.

GaAs referans n-p ve GaAsBi *pin* örneklerin kuramsal hesaplanan spektral duyarlılık davranışları deneysel ölçümler ile uyumaktadır. Teorik olarak spektral duyarlılık hesabında güneş hücresinin parazitik direnci olan seri ve şönt dirençleri hesaba katılmadığından deneysel ve hesap sonuçlarının karşılaştırılmasında spektrumun belirli bölgelerinde farklılıklar oluşmuştur.

Güneş hücrelerinin karanlık I-V ölçümleri oda sıcaklığında alınmıştır ve bu güneş hücrelerinin karanlık I-V karakteristikleri SNS modeli kullanılarak modellenmiştir. I-V eğrilerinin modellenmesinde GaAs tabanlı güneş hücresi difüzyon modeli ile yapılmıştır. Ancak GaInNAs tabanlı güneş hücrelerinin yüksek voltajlardaki I-V karakteristiği difüzyon modeline uymamıştır. GaInNAs bant aralığı ortalarında kusur seviyesi olduğu göz önüne alınarak, SNS modeliyle I-V eğrisi modellenebilmiştir. SNS modeli SRH rekombinasyon mekanizmasına dayanmaktadır. SRH rekombinasyonu yarıiletkenin bant aralığının içinde yer alan tuzak enerji seviyesinden ışısız gerçekleşen rekombinasyondur ve p-n eklemlerde arınmış bölgede yüksektir [31–33,99]. Bu yüzden *pin* örneklerde baskın olarak gözlemlendiği model sonuçlarının uyumlu olmasından anlaşılmıştır. SNS modeli kullanılırken eklem i-bölgesini oluşturan yarıiletkenin bant aralığının ortasında bir tuzak enerji seviyesinin olduğu ve SRH rekombinasyon

mekanizmasının bu tuzak seviyesinden etkin olarak gerçekleştiği kabul edilmiştir. Ayrıca i-bölgesinde elektronların ve boşlukların rekombinasyon zamanları eşit olarak alınmıştır. SNS modelinin GaInNAs *pin* örneğinin deneysel I-V karakteristiği ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. Çünkü GaInNAs *pin* örneğinin i-bölgesi kalındır ve SRH rekombinasyonu bütün yapıda baskındır.

Ancak SNS modelinin GaAsBi *pin* örneğine ait I-V karakteristiğine uymadığı gözlemlendi. GaAsBi alaşım yarıiletkeni büyütülürken doğal olarak yüzeyinde Ga, Bi, veya GaBi gibi metalik kümelenmelerin oluştuğu literatürdeki çalışmalar göstermektedir. Dolayısıyla aynı durumun GaAs/GaAsBi heteroeklem arayüzeyinde de olduğu rapor edilmiştir [92,93]. Çalışma kapsamında p-tipi GaAs ile Ga, Bi, veya GaBi metallerin Schottky eklem oluşturduğunu göz önünde bulundurarak SNS modeline arayüzey Schottky bariyer etkisi eklendi. Bu Schottky eklemdeki iç elektrik alanın *pin* yapıdaki iç elektrik alan ile aynı yönde olması, GaAsBi *pin* örneği ileri yönde beslenirken p-tipi tarafından enjekte edilen elektron yoğunluğunun p-i arayüzeyinde azalmasına neden olmaktadır. Dolayısıyla ileri yönde düşük voltaj beslemesinde yapıdan az akım geçecektir. GaAsBi *pin* yapının p-i ara yüzeyine p-tipi GaAs ile Schottky eklem oluşturabilecek Ga, Bi ve GaBi metallerinin etkisine bakılmıştır. Çünkü her üç oluşumda da GaAs üzerine büyütülen GaAsBi'da gözlenmiştir [55,100]. Sonuç olarak p-i ara yüzeyde GaBi kümelenme yoğunluğunun daha yüksek olduğu bulundu. Ancak Schottky eklem etkisi dahil edilmiş olan SNS modeli GaAsBi *pin* örneğinin I-V karakteristiğindeki 0.472V'tan yüksek voltajdaki davranışını açıklayabilmektedir. Düşük voltajdaki davranışı p-i ara yüzeydeki Schottky eklem etkisinden kaynaklandığı düşünülerek I-V karakteristiğinin 0.472V'tan düşük voltajdaki davranışını açıklayabilmek için Schottky eklemdeki difüzyon modeli kullanıldı. Schottky eklemdeki difüzyon akım modeli GaAsBi *pin* örneğinin düşük voltajlardaki davranışına uyumlu olduğu gözlemlendi.

Tüm örneklerin güneş hücresi performansını belirlemek için AM 1.5G spektrumunu veren solar simülatörde ışık altında I-V ölçümleri yapıldı. I-V sonuçlarından güneş hücresi örneklerin parametreleri hesaplandı. Önemli parametrelerinden biri olan kısa devre akımı GaInNAs ve GaAsBi *pin* güneş hücrelerinde, GaAs referans güneş hücresine göre daha düşük elde edilmiştir. Çünkü bant aralığının düşük olması, güneş spektrumunun daha geniş bölgesinin soğurulmasını sağlar. Ancak açık devre voltajı bant



aralığı düşük olan yarıiletkenlerden yapılmış olan güneş hücrelerinde bant aralığı yüksek olan güneş hücrelerine göre daha düşüktür. Ayrıca açık devre voltajını etkileyen parametrelerden biri de seri ve paralel dirençlerdir. Dolayısıyla GaInNAs *pin* güneş hücresinin açık devre voltaj değerleri GaAs referans örneğe göre daha düşüktür. Öte yandan GaAsBi yarıiletkeninin bant aralığı GaAs'in bant aralığına yakın olmasına rağmen GaAsBi *pin* güneş hücresi düşük açık devre voltajına sahiptir. Çünkü taşıyıcılar GaAs ve GaAsBi heteroeklem arayüzündeki metalik kümelenmelerde ve GaAsBi asal bölgedeki kusurlarda rekombine olmaktadır.

Klasik çok eklemler güneş hücreleri ile kıyaslandığında daha yüksek verime sahip GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs güneş hücresi üretilmesi amaçlanmaktadır. GaInNAs tabanlı güneş hücresinde taşıyıcı mobilitelerinin düşük olmasından kaynaklı, rekombinasyon zamanının kısa olmasından dolayı eklemde oluşan taşıyıcılar azınlık taşıyıcı oldukları bölgede fazla ilerleyemeden rekombine olup, güneş hücresinin akım ve voltajına katkıda bulunamamaktadır. Önerilen yeni nesil GaInP/GaAs/*nipi* GaInNAs güneş hücresinde ise bu kayıpların, *nipi* yapı ve paralel kontaklar kullanılarak giderilmesi hedeflenmektedir. *nipi* yapıdaki GaInNAs tabanlı hücrede tabaka kalınlıkları GaInNAs'da taşıyıcıların difüzyon uzunluğundan daha ince tasarlanacak ve soğurmanın fazla olması için de bu eklem çok tabakalı olarak geliştirilecektir. Ayrıca bu tasarımla klasik GaInP/GaAs/Ge çok eklemler güneş hücresinde elde edilen verimden daha yüksek verime ulaşılması amaçlanmaktadır. Çünkü bu çok eklemler klasik güneş hücresinde Ge yarıiletkeni GaAs ile örgü uyumlu olmayıp, arayüzey pürüzlülükleri nedeniyle güneş hücresinin kısa devre akımı sınırlanmaktadır, ayrıca indirek bant aralıklı olmasından dolayı Ge yarıiletkeninin soğurma katsayısı ve Ge'da taşıyıcıların mobilitesi GaAs'den daha düşüktür. Bunlar da güneş hücresinde Ge-tabanlı eklemde verimin düşük olmasına neden olmaktadır.

## KAYNAKLAR

- [1]. Nowotny, J., 2008, Titanium dioxide-based semiconductors for solar-driven environmentally friendly applications: impact of point defects on performance, *Energy Environ. Sci.* 1 (5), 565.
- [2]. Erol, A., ve Balkan, N., 2015, *Yarıiletkenler ve Optoelektronik Uygulamaları*, 2.Baskı, İstanbul, Seçkin Yayıncılık, ISBN: 9789750231018.
- [3]. Birol, F., 2016, Key World Energy Statistics 2016, IEA. p. 80. <https://www.iea.org/publications/freepublications/publication/KeyWorld2016.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 05/24/2017].
- [4]. Tanaka, N., 2010, *World Energy Outlook 2010*, Priddle R, editor. OECD/IEA, ISBN: 978 92 64 08624 1.
- [5]. Scaccabarozzi, A., 2012, GaAs / AlGaAs Quantum Dot Intermediate Band Solar Cells, Thesis (PhD), University of Milan.
- [6]. Kınacı, B., 2013, III-V Grubu Güneş Hücre Yapılarının Epitaksiyel Büyütülmesi ve Karakterizasyonu, Doktora, Gazi Üniversitesi.
- [7]. European Photovoltaic Industry Association, 2011, Solar photovoltaic electricity empowering the world, *Sol. Gener.* 6. , 100.
- [8]. Wang, X., Khan, M. R., Gray, J. L., Alam, M. A., and Lundstrom, M. S., 2013, Design of GaAs Solar Cells Operating Close to the Shockley-Queisser Limit, *IEEE J. Photovoltaics.* 3 (2), 737–744.
- [9]. Green, M. A., Emery, K., Hishikawa, Y., Warta, W., and Dunlop, E. D., 2012, Solar cell efficiency tables (version 40), *Prog. Photovoltaics Res. Appl.* 20 (5), 606–614.
- [10]. Vos, A. De, 1980, Detailed balance limit of the efficiency of tandem solar cells, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 13 (5), 839–846.
- [11]. Green, M. A., Emery, K., Hishikawa, Y., Warta, W., Dunlop, E. D., Levi, D. H., and Ho-Baillie, A. W. Y., 2017, Solar cell efficiency tables (version 49), *Prog. Photovoltaics Res. Appl.* 25 (1), 3–13.
- [12]. NREL, 2016, Best Research - Cell Efficiencies, <https://www.nrel.gov/pv/>, [Ziyaret Tarihi: 05/25/2017].
- [13]. Friedman, D. J., Geisz, J. F., Kurtz, S. R., and Olson, J. M., 1998, 1-eV GaInNAs Solar Cells for Ultrahigh- Efficiency Multijunction Devices, *2nd World Conf. Exhib. Photovolt. Sol. Energy Convers.* p. 3–7.
- [14]. Tibbits, T. N. D., Beutel, P., Grave, M., Karcher, C., Oliva, E., Siefer, G., Wekkeli, A., Schachtner, M., Dimroth, F., Bett, A. W., Krause, R., Piccin, M., Blanc, N., Muñoz-Rico, M., Arena, C., Guiot, E., Charles-Alfred, C., Drazek, C., Janin, F.,

- Farrugia, L., Hoarau, B., Wasselin, J., Tauzin, A., Signamarcheix, T., Hannappel, T., Schwarzburg, K., and Dobrich, A., 2014, New Efficiency Frontiers With Wafer-Bonded Multi-Junction Solar Cells, *29th Eur. PV Sol. Energy Conf.* Amsterdam. p. 4.
- [15]. Royall, B., 2011, GaInNAs / GaAs Multiple Quantum Well and n-i-p-i Solar Cells, Thesis (PhD), University of Essex.
- [16]. Kondow, M., Uomi, K., Niwa, A., Kitatani, T., Watahiki, S., and Yazawa, Y., 1996, GaInNAs: A Novel Material for Long-Wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance, *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (Part 1, No. 2B), 1273–1275.
- [17]. Erol, A., 2008, *Dilute III-V Nitride Semiconductor and Material Systems*, Berlin, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-540-74528-0.
- [18]. Richards, R., Bastiman, F., Hunter, C. J., Mohmad, A. R., David, J. P. R., and Ekins-Daukes, N., 2013, GaAsBi MQWs for multi-junction photovoltaics, *Conf. Rec. IEEE Photovolt. Spec. Conf.*, 303–305.
- [19]. Zhou, Z., Mendes, D. F., Richards, R. D., Bastiman, F., and David, J. P., 2015, Absorption properties of GaAsBi based p–i–n heterojunction diodes, *Semicond. Sci. Technol.* 30 (9), 94004.
- [20]. Hunter, C. J., Bastiman, F., Mohmad, A. R., Richards, R., Ng, J. S., Sweeney, S. J., and David, J. P. R., 2012, Absorption characteristics of GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>/GaAs diodes in the near-infrared, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 24 (23), 2191–2194.
- [21]. Kopaczek, J., Linhart, W. M., Baranowski, M., Richards, R. D., Bastiman, F., David, J. P. R., and Kudrawiec, R., 2015, Optical properties of GaAsBi / GaAs quantum wells: Photore flectance , photoluminescence and time-resolved photoluminescence study, *Semicond. Sci. Technol.* IOP Publishing. 30 (9), 94005.
- [22]. Thomas, T., Mellor, A., Hylton, N. P., Führer, M., Alonso-Álvarez, D., Braun, A., Ekins-Daukes, N. J., David, J. P. R., and Sweeney, S. J., 2015, Requirements for a GaAsBi 1 eV sub-cell in a GaAs-based multi-junction solar cell, *Semicond. Sci. Technol.* 30 (9), 94010.
- [23]. Zayan, A., Stevens, M., and Vandervelde, T. E., 2016, GaAsBi Alloys for Photovoltaic and Thermophotovoltaic Applications, *43rd IEEE Photovoltaics Spec. Conf. Proc.* 5 (2), (in progress).
- [24]. Hild, K., Batool, Z., Jin, S. R., Hossain, N., Marko, I. P., Hosea, T. J. C., Lu, X., Tiedje, T., and Sweeney, S. J., 2013, Auger recombination suppression and band alignment in GaAsBi/GaAs heterostructures, *AIP Conf. Proc.* 1566 (April), 488–489.
- [25]. Nelson, J., 2003, *The Physics of Solar Cells*, Imperial College, UK, Imperial College Press, ISBN: 1-86094-340-3.

- [26]. ASTM, and NREL, 2000, Solar Spectra, <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/>, [Ziyaret Tarihi: 04/21/2017].
- [27]. Kiehl, J. T., and Trenberth, K. E., 1997, Earth's Annual Global Mean Energy Budget, *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 78 (2), 197–208.
- [28]. Clark, R. N., 1999, *Spectroscopy of rocks and minerals, and principles of spectroscopy*, Rencz AN, editor. New york, John Wiley and Sons, ISBN: 0471294055.
- [29]. John, S., Roger, P., Trevor, L., Alice, C., and Sam, E., 1998, *Einstein's Miraculous Year: Five Papers That Changed the Face of Physics*, Princeton University Press, ISBN: 9780691059389.
- [30]. Würfel, P., 2005, *Physics of Solar Cells: From Principles to New Concepts*, Wiley-VCH, ISBN: 3-527-40428-7.
- [31]. Hall, R. N., 1952, Electron-Hole Recombination in Germanium, *Phys. Rev.* 87 (2), 387–387.
- [32]. Shockley, W., and Read, W. T., 1952, Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, *Phys. Rev.* 87 (5), 835–842.
- [33]. Sah, C. tang, Noyce, R., and Shockley, W., 1957, Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics, *Proc. IRE.* 45 (9), 1228–1243.
- [34]. Hovel, H. J., 1975, *Semiconductors and Semimetals Volume 11: Solar Cells*, Academic Press, ISBN: 0-12-752111-9.
- [35]. Wikipedia, 2008, Theory of solar cells: Effect of series resistance on the current–voltage characteristics of a solar cell, [https://en.wikipedia.org/wiki/Theory\\_of\\_solar\\_cells#/media/File:I-V\\_Curve\\_RS.PNG](https://en.wikipedia.org/wiki/Theory_of_solar_cells#/media/File:I-V_Curve_RS.PNG), [Ziyaret Tarihi: 04/21/2017].
- [36]. Wikipedia, 2008, Theory of solar cells: Effect of shunt resistance on the current–voltage characteristics of a solar cell, [https://en.wikipedia.org/wiki/Theory\\_of\\_solar\\_cells#/media/File:I-V\\_Curve\\_RSH.PNG](https://en.wikipedia.org/wiki/Theory_of_solar_cells#/media/File:I-V_Curve_RSH.PNG), [Ziyaret Tarihi: 04/21/2017].
- [37]. Shockley, W., and Queisser, H. J., 1961, Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells, *J. Appl. Phys.* 32 (3), 510–519.
- [38]. Bolin, L., and Wei-Chun, H., 2012, An Investigation of Shockley-Queisser Limit of Single p-n Junction Solar Cells, Massachusetts. Report No.: 2, Massachusetts.
- [39]. Tiedje, T., Yablonovitch, E., Cody, G. D., and Brooks, B. G., 1984, Limiting efficiency of silicon solar cells, *IEEE Trans. Electron Devices.* 31 (5), 711–716.
- [40]. Singh, P., and Ravindra, N. M., 2012, Temperature dependence of solar cell

- performance—an analysis, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. Elsevier. 101 , 36–45.
- [41]. Bouhafs, D., 1998, Design and simulation of antireflection coating systems for optoelectronic devices: Application to silicon solar cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. 52 (1–2), 79–93.
- [42]. Kurtz, S. R., Olson, J. M., and Kibbler, A., 1990, High efficiency GaAs solar cells using GaInP window layers, *IEEE Conf. Photovolt. Spec. IEEE*. p. 138–140.
- [43]. Mir, Y., Amine, A., Bouabdellaoui, M., Zazi, K., and Zazoui, M., 2013, The window layers effect on the hardness improvement of space solar cells exposed to the 1 MeV electron irradiations, *Opt. Quantum Electron*. 45 (11), 1189–1197.
- [44]. Kurtz, S. R., Faine, P., and Olson, J. M., 1990, Modeling of two junction, series connected tandem solar cells using top cell thickness as an adjustable parameter, *J. Appl. Phys*. 68 (4), 1890–1895.
- [45]. Weyers, M., Sato, M., and Ando, H., 1992, Red Shift of Photoluminescence and Absorption in Dilute GaAsN Alloy Layers, *Jpn. J. Appl. Phys*. 31 (Part 2, No. 7A), L853–L855.
- [46]. Muhammad, S., 2011, Electrical and Optical Studies of Dilute Nitride and Bismide Compound Semiconductors, Thesis (PhD), The University of Nottingham.
- [47]. Geisz, J. F., and Friedman, D. J., 2002, III N V semiconductors for solar photovoltaic applications, *Semicond. Sci. Technol*. 17 (8), 769–777.
- [48]. Kurtz, S., Allerman, a. a., Jones, E. D., Gee, J. M., Banas, J. J., and Hammons, B. E., 1999, InGaAsN solar cells with 1.0 eV band gap, lattice matched to GaAs, *Appl. Phys. Lett*. 74 (1999), 729–731.
- [49]. Green, M. A., Emery, K., Hishikawa, Y., Warta, W., and Dunlop, E. D., 2013, Solar cell efficiency tables (version 41), *Prog. Photovoltaics Res. Appl*. 21 (1), 1–11.
- [50]. Joukoff, B., and Jean-Louis, A. M., 1972, Growth of InSb<sub>1-x</sub>Bix single crystals by Czochralski method, *J. Cryst. Growth*. 12 (2), 169–172.
- [51]. Okamoto, H., and Oe, K., 1998, Growth of Metastable Alloy InAsBi by Low-Pressure MOVPE, *Jpn. J. Appl. Phys*. 37 (Part 1, No. 3B), 1608–1613.
- [52]. Tixier, S., Adamcyk, M., Tiedje, T., Francoeur, S., Mascarenhas, A., Wei, P., and Schiettekatte, F., 2003, Molecular beam epitaxy growth of GaAs<sub>1-x</sub>Bix, *Appl. Phys. Lett*. 82 (14), 2245–2247.
- [53]. Alberi, K., Wu, J., Walukiewicz, W., Yu, K. M., Dubon, O. D., Watkins, S. P., Wang, C. X., Liu, X., Cho, Y. J., and Furdyna, J., 2007, Valence-band anticrossing in mismatched III-V semiconductor alloys, *Phys. Rev. B*. 75 (4), 45203.
- [54]. Alberi, K., Dubon, O. D., Walukiewicz, W., Yu, K. M., Bertulis, K., and Krotkus, A., 2007, Valence band anticrossing in GaBi<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub>, *Appl. Phys. Lett*. 91 (5), 51909.

- [55]. Sarcan, F., Dönmez, O., Kara, K., Erol, A., Akalin, E., Cetin Arıkan, M., Makhloufi, H., Arnoult, A., and Fontaine, C., 2014, Bismuth-induced effects on optical, lattice vibrational, and structural properties of bulk GaAsBi alloys., *Nanoscale Res. Lett.* 9 (1), 119.
- [56]. Batool, Z., Hild, K., Hosea, T. J. C., Lu, X., Tiedje, T., and Sweeney, S. J., 2012, The electronic band structure of GaBiAs/GaAs layers: Influence of strain and band anti-crossing, *J. Appl. Phys.* 111 (11), 113108.
- [57]. Mohmad, A. R., Bastiman, F., Ng, J. S., Sweeney, S. J., and David, J. P. R., 2011, Room temperature photoluminescence intensity enhancement in GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> alloys, *Phys. Status Solidi.* 9 (2), 259–261.
- [58]. Shakfa, M. K., Kalincev, D., Lu, X., Johnson, S. R., Beaton, D. A., Tiedje, T., Chernikov, A., Chatterjee, S., and Koch, M., 2013, Quantitative study of localization effects and recombination dynamics in GaAsBi/GaAs single quantum wells, *J. Appl. Phys.* 114 (16), 1–7.
- [59]. Masnadi-Shirazi, M., Lewis, R. B., Bahrami-Yekta, V., Tiedje, T., Chicoine, M., and Servati, P., 2014, Bandgap and optical absorption edge of GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> alloys with  $0 < x < 17.8\%$ , *J. Appl. Phys.* 116 (22), 223506.
- [60]. Brozel, M. R., and Stillman, C. E., 1996, Properties of Gallium Arsenide: Third Edition. 3rd ed., London, INSPEC, ISBN: 085296 885 X.
- [61]. Winston, D. W., 1996, Physical Simulation of Optoelectronic Semiconductor Devices, Thesis (PhD), University of Colorado.
- [62]. Galiana, B., Rey-Stolle, I., Baudrit, M., García, I., and Algora, C., 2006, A comparative study of BSF layers for GaAs-based single-junction or multijunction concentrator solar cells, *Semicond. Sci. Technol.* 21 (10), 1387–1392.
- [63]. Mangal, S., and Banerji, P., 2011, GaAs solar cell: Effect of p-layer thickness on device parameter, *2011 Int. Conf. Nanosci. Technol. Soc. Implic. NSTSIII.* , 5–7.
- [64]. Wittry, D. B., and Kyser, D. F., 1966, Surface Recombination Velocities and Diffusion Lengths in GaAs, *J. Phys. Soc. Jpn.* 21 (2), 213–412C.
- [65]. Dmitruk, N. L., Lyashenko, V. I., Tereshenko, A. K., and Spektor, S. A., 1973, Investigation of surface recombination on epitaxial GaAs films, *Phys. Status Solidi.* 20 (1), 53–62.
- [66]. Jastrzebski, L., Lagowski, J., and Gatos, H. C., 1975, Application of scanning electron microscopy to determination of surface recombination velocity: GaAs, *Appl. Phys. Lett.* 27 (10), 537–539.
- [67]. Rao-Sahib, T. S., and Wittry, D. B., 1969, Measurement of Diffusion Lengths in p-Type Gallium Arsenide by Electron Beam Excitation, *J. Appl. Phys.* 40 (9), 3745–3750.

- [68]. Mettler, K., 1977, Photoluminescence as a tool for the study of the electronic surface properties of gallium arsenide, *Appl. Phys.* 12 (1), 75–82.
- [69]. Ito, H., and Ishibashi, T., 1994, Surface Recombination Velocity in p-Type GaAs, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (Part 1, No.1A), 88–89.
- [70]. Levinshtein, M., Rumyantsev, S., and Shur, M., 1999, *Handbook Series on Semiconductor Parameters. 2nd ed.*, Levinshtein M, Rumyantsev S, Shur M, editors. Singapore, World Scientific.
- [71]. 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 I), 5815–5875.
- [72]. Hwang, C. J., 1971, Doping dependence of hole lifetime in n-Type GaAs, *J. Appl. Phys.* 42 (11), 4408–4413.
- [73]. Nayak, P. P., Dutta, J. P., and Mishra, G. P., 2015, Efficient InGaP/GaAs DJ solar cell with double back surface field layer, *Eng. Sci. Technol. an Int. J.* Elsevier Ltd. 18 (3), 325–335.
- [74]. Colinge, J. P., and Colinge, C. A., 2002, *Physics of Semiconductor Devices*, New York, Kluwer Academic Publisher.
- [75]. Mazzucato, S., Royall, B., Kethwaafetse, R., Balkan, N., Salmi, J., Puustinen, J., Guina, M., Smith, A., and Gwilliam, R., 2012, Dilute nitride and GaAs n-i-p-i solar cells., *Nanoscale Res. Lett.* Nanoscale Research Letters. 7 (1), 631.
- [76]. Çetinkaya, Ç., 2016, III-V Grubu Alaşım Yarıiletkenlerde GUNN Olayı'na Dayalı Işımanın İncelenmesi, Yüksek Lisans, İstanbul Üniversitesi.
- [77]. Brown, S., Wet Chemical Etching, <http://terpconnect.umd.edu/~browns/wetetch.html>, [Ziyaret Tarihi: 02/20/2017].
- [78]. 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.
- [79]. Baca, A. ., Ren, F., Zolper, J. ., Briggs, R. ., and Pearton, S. ., 1997, A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors, *Thin Solid Films.* 308–309 , 599–606.
- [80]. Hung-Cheng Lin, Senanayake, S., Keh-Yung Cheng, Mingwei Hong, Kwo, J. R., Bin Yang, and Mannaerts, J. P., 2003, Optimization of AuGe-Ni\_Au ohmic contacts for GaAs MOSFETs, *IEEE Trans. Electron Devices.* 50 (4), 880–885.
- [81]. Yang, W. J., Ma, Z. Q., Tang, X., Feng, C. B., Zhao, W. G., and Shi, P. P., 2008, Internal quantum efficiency for solar cells, *Sol. Energy.* 82 (2), 106–110.
- [82]. Pettinari, G., Polimeni, A., Capizzi, M., Engelkamp, H., Christianen, P. C. M.,

- Maan, J. C., Patan??, A., and Tiedje, T., 2013, Effects of Bi incorporation on the electronic properties of GaAs: Carrier masses, hole mobility, and Bi-induced acceptor states, *Phys. Status Solidi Basic Res.* 250 (4), 779–786.
- [83]. Mittiga, A., Fiorini, P., Falconieri, M., and Evangelisti, F., 1989, Dark J - V characteristic of p - i - n a -Si:H solar cells, *J. Appl. Phys.* 66 (6), 2667–2674.
- [84]. Polojärvi, V., Aho, A., Tukiainen, A., Raappana, M., Aho, T., Schramm, A., and Guina, M., 2016, Influence of As/group-III flux ratio on defects formation and photovoltaic performance of GaInNAs solar cells, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* Elsevier. 149 , 213–220.
- [85]. Friedman, D. J., Geisz, J. F., Metzger, W. K., and Johnston, S. W., 2003, Trap-dominated minority-carrier recombination in GaInNAs pn junctions, *Appl. Phys. Lett.* 83 (4), 698–700.
- [86]. Jiang, Z., Beaton, D. A., Lewis, R. B., Basile, A. F., Tiedje, T., and Mooney, P. M., 2011, Deep level defects in GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>/GaAs heterostructures, *Semicond. Sci. Technol.* 26 (5), 55020.
- [87]. Donmez, O., Kara, K., Erol, A., Akalin, E., Makhloufi, H., Arnoult, A., and Fontaine, C., 2016, Thermal annealing effects on optical and structural properties of GaBiAs epilayers: Origin of the thermal annealing-induced redshift in GaBiAs, *J. Alloys Compd.* 686 , 976–981.
- [88]. Broderick, C. a, Usman, M., Sweeney, S. J., and O'Reilly, E. P., 2012, Band engineering in dilute nitride and bismide semiconductor lasers, *Semicond. Sci. Technol.* 27 (9), 94011.
- [89]. Broderick, C. A., Jin, S., Marko, I. P., Hild, K., Ludewig, P., Bushell, Z. L., Stolz, W., Rorison, J. M., O'Reilly, E. P., Volz, K., and Sweeney, S. J., 2017, GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>/GaN<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub> type-II quantum wells: novel strain-balanced heterostructures for GaAs-based near- and mid-infrared photonics, *Sci. Rep.* 7 (March), 46371.
- [90]. Tominaga, Y., Oe, K., and Yoshimoto, M., 2010, Low Temperature Dependence of Oscillation Wavelength in GaAs 1- x Bi x Laser by Photo-Pumping, *Appl. Phys. Express.* 3 (6), 62201.
- [91]. Lewis, R. B., Beaton, D. A., Lu, X., and Tiedje, T., 2009, GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> light emitting diodes, *J. Cryst. Growth.* 311 (7), 1872–1875.
- [92]. Wu, M., Luna, E., Puustinen, J., Guina, M., and Trampert, A., 2014, Formation and phase transformation of Bi-containing QD-like clusters in annealed GaAsBi, *Nanotechnology.* IOP Publishing. 25 (20), 205605.
- [93]. Luna, E., Wu, M., Hanke, M., Puustinen, J., Guina, M., and Trampert, A., 2016, Spontaneous formation of three-dimensionally ordered Bi-rich nanostructures within GaAs<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>/GaAs quantum wells, *Nanotechnology.* 27 (32), 325603.



- [94]. Reyes, D. F., Bastiman, F., Hunter, C. J., Sales, D. L., Sanchez, A. M., David, J. P. R., and González, D., 2014, Bismuth incorporation and the role of ordering in GaAsBi/GaAs structures, *Nanoscale Res. Lett.* 9 (1), 23.
- [95]. Speight, J. G., 2005, *Lange's Handbook Of Chemistry*. 16th ed., McGraw-Hill Education LLC, ISBN: 0-07-143220-5.
- [96]. Liu, W., Zheng, W. T., and Jiang, Q., 2007, First-principles study of the surface energy and work function of III-V semiconductor compounds, *Phys. Rev. B.* 75 (23), 235322.
- [97]. Sze, S. M., 1981, *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed., New Jersey, John Wiley and Sons, ISBN: 0-471-09837-X.
- [98]. Aho, A., Tukiainen, A., Korpijärvi, V. M., Polojärvi, V., Salmi, J., and Guina, M., 2012, Comparison of GaInNAs and GaInNAsSb solar cells grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy, p. 49–52.
- [99]. Choo, S. C., 1968, Carrier generation-recombination in the space-charge region of an asymmetrical p-n junction, *Solid. State. Electron.* 11 (11), 1069–1077.
- [100]. Mooney, P. M., Watkins, K. P., Jiang, Z., Basile, A. F., Lewis, R. B., Bahrami-Yekta, V., Masnadi-Shirazi, M., Beaton, D. A., and Tiedje, T., 2013, Deep level defects in n-type GaAsBi and GaAs grown at low temperatures, *J. Appl. Phys.* 113 (13), 1–7.

## EKLER

### Ek 1. Sah-Noyce-Shockley Modelinin Çıkarılışı

SNS modeli Denklem (2.53)'te gösterildiği gibi SRH rekombinasyon hızının p-n eklem arınmış bölgesi boyunca integrali alınır. Modelin açıklamasına önce (2.38), (2.40), (2.44) ve (2.52) denklemleri Denklem (2.47)'de yerine yazarak başlayacağız. Dolayısıyla  $R_{SRH}$  rekombinasyon hızı şu şekli alır:

$$R_{SRH} = \frac{n_i \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right)}{\tau_p \left( e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{k_B T}} + e^{\frac{E_t - E_i}{k_B T}} \right) + \tau_n \left( e^{\frac{E_i - E_{Fp}}{k_B T}} + e^{\frac{E_i - E_t}{k_B T}} \right)} \quad (\text{Ek.1})$$

Denklem (Ek.1)'in pay kısmını  $\sinh(x)$  fonksiyonun özelliğine göre düzenlenirse:

$$R_{SRH} = \frac{n_i \left( e^{\frac{eV}{2k_B T}} - e^{-\frac{eV}{2k_B T}} \right) e^{\frac{eV}{2k_B T}}}{\tau_p \left( e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{k_B T}} + e^{\frac{E_t - E_i}{k_B T}} \right) + \tau_n \left( e^{\frac{E_i - E_{Fp}}{k_B T}} + e^{\frac{E_i - E_t}{k_B T}} \right)} \quad (\text{Ek.2})$$

Denklem (Ek.2)'nin payda kısmı da düzenlenirse şu şekli alır:

$$R_{SRH} = \frac{n_i \sinh \left( \frac{eV}{2k_B T} \right) / \sqrt{\tau_n \tau_p}}{e^{-\frac{eV}{2k_B T}} \left[ \sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}} \left( e^{\frac{E_{Fn} - E_i}{k_B T}} + e^{\frac{E_t - E_i}{k_B T}} \right) + \sqrt{\frac{\tau_n}{\tau_p}} \left( e^{\frac{E_i - E_{Fp}}{k_B T}} + e^{\frac{E_i - E_t}{k_B T}} \right) \right]} \quad (\text{Ek.3})$$

Denklem (Ek.3)'ün payda kısmı  $\sqrt{\tau_p / \tau_n} = e^{\ln(\sqrt{\tau_p / \tau_n})}$  olduğunu ve  $\cosh(x)$  fonksiyonun özelliklerini de göz önüne alarak düzenlenirse:

$$R_{SRH} = \frac{n_i}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \times \frac{\sinh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)}{\cosh\left(\frac{E_{F_n} + E_{F_p} - 2E_i}{2k_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right) + e^{-\frac{eV}{2k_B T}} \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right)} \quad (\text{Ek.4})$$

şekli alır. p-n eklem  $V$  kadar ileri yönde beslendiğinde arınmış bölgedeki asal Fermi seviyesi p-tipi tarafından n-tipi tarafına doğru azalır [25]:

$$E_i = \frac{E_{F_n} + E_{F_p}}{2} - \frac{e(V_{bi} - V)x}{W} \quad (\text{Ek.5})$$

ve  $b$  katsayısı şu şekilde alındığında:

$$b = e^{-\frac{eV}{2k_B T}} \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right) \quad (\text{Ek.6})$$

(Ek.5) ve (Ek.6) denklemler Denklem (Ek.4)'te yerine yazılarak sadeleştirilebilir:

$$R_{SRH} = \frac{n_i}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \frac{\sinh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)}{\cosh\left(\frac{e(V_{bi} - V)x}{Wk_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right) + b} \quad (\text{Ek.7})$$

Denklem (Ek.7) Denklem (2.53)'te yerine yazıldığında integral şu şekli alır:

$$J_{SNS} = \frac{en_i \sinh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \int_{W_p}^{W_n} \frac{dx}{\cosh\left(\frac{e(V_{bi} - V)x}{Wk_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right) + b} \quad (\text{Ek.8})$$

Bu integrali çözebilmek için:

$$z = \exp\left(\frac{e(V_{bi} - V)x}{Wk_B T} + \ln\left(\sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right)\right) \quad (\text{Ek.9})$$

$$dx = \frac{Wk_B T}{e(V_{bi} - V)} \frac{dz}{z} \quad (\text{Ek.10})$$

şeklindeki sade değişkenle integralin sadeleştirilmesi gerekir:

$$J_{SNS} = \frac{en_i \sinh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \int_{W_p}^{W_n} \frac{W k_B T}{e(V_{bi} - V)} \frac{dz}{z + \frac{1}{\frac{z}{2} + b}} \quad (\text{Ek.11})$$

$$J_{SNS} = \frac{2en_i W}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \frac{\sinh(eV / 2k_B T)}{e(V_{bi} - V) / k_B T} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1} \quad (\text{Ek.12})$$

## Ek 2. Sürüklenme-Difüzyon (Hovel) Modelinin Çıkarılışı

Burada p-n eklem için p-tipi bölgesi için hem difüzyon hem fotoakım formüllerini ayrıntılı olarak ele alacağız. Bunun için p-n eklem için dışarıdan besleme altında olmadığı durum göz önüne alınarak yani  $E = 0$  olduğunda Denklem (2.62)'de verilmiş olan p-tipindeki akım yoğunluğu şu şekli alır:

$$J_n = eD_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} \quad (\text{Ek.13})$$

bu ifadeyi p-tipi için yazılmış olan süreklilik denklemine yani Denklem (2.60)'ta yerine yazıldığında şu şekli alır:

$$-\frac{1}{e} \frac{d}{dx} \left( eD_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} \right) - G_n + \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0 \quad (\text{Ek.14})$$

Eşitliğin her iki tarafı  $-D_n$ 'ye bölünürse ve Denklem (2.49) da göz önüne alınarak düzenlenirse:

$$\frac{d^2(n_p - n_{p0})}{dx^2} + \frac{\tau_n}{L_n^2} G_n - \frac{(n_p - n_{p0})}{L_n^2} = 0 \quad (\text{Ek.15})$$

şekli alır. Denklem (Ek.15),  $y = (n_p - n_{p0})$  alınırsa:

$$y'' - \frac{y}{L_n^2} = -\frac{\tau_n}{L_n^2} G_n \quad (\text{Ek.16})$$

şeklinde yazılabilen 2.dereceden homojen olmayan diferansiyel denklem gibi çözülebilir.

Bu denklemi çözmek için önce denklemin sol tarafını homojen diferansiyel denklem gibi çözerek köklerinin bulunması gerekir. Denklemin sol tarafının kökleri  $y_{1,2} = \pm 1/L_n$  olarak bulunur. Denklemin sağ tarafındaki  $G_n$  elektron üretim hızı yarıiletkenin kalınlığına bağlıdır yani  $x$ 'e bağlıdır. Dolayısıyla  $G_n$  p-tipi bölgede elektron üretim hızı Denklem (2.21) ve (2.22) kullanarak şu şekilde yazılabilir:

$$G_n = \alpha b_g(1 - R)e^{-\alpha x} \quad (\text{Ek.17})$$

Dolayısıyla Denklem (Ek.17)'i Denklem (Ek.16)'te yerine yazıldığında:

$$y'' - \frac{y}{L_n^2} = -\frac{\tau_n}{L_n^2} \alpha b_g(1 - R)e^{-\alpha x} \quad (\text{Ek.18})$$

şeklinde olur. Bu denklemin sağ tarafını çözmek için  $y = me^{-\alpha x} / L_n^2$  gibi bir deneme fonksiyon önereceğiz. Önerdiğimiz bu fonksiyonun türevlerini alarak Denklem (Ek.18)'da yerine yazarak  $m$  katsayısını bulacağız. Bu işlemlerden sonra  $m = L_n^2 / (\alpha^2 L_n^2 - 1)$  olarak bulunur. Dolayısıyla Denklem (Ek.18)'in genel çözümünü  $e^x = \cosh(x) + \sinh(x)$  ve  $e^{-x} = \cosh(x) - \sinh(x)$  ifadelerinden yararlanarak şu şekilde yazabiliriz:

$$y = A \cosh\left(\frac{x}{L_n}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_n}\right) - \frac{\tau_n \alpha b_g(1 - R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} e^{-\alpha x} \quad (\text{Ek.19})$$

buradaki  $A$  ve  $B$  katsayılarını Denklem (2.64) ve (2.65)'te verilmiş olan sınır şartları kullanarak bulunur. Önce Denklem (Ek.19)'u Denklem(2.64)'te yerine yazarak ilk sınır şartı uygulanır:

$$\frac{BD_n}{L_n} - \frac{D_n \tau_n \alpha^2 b_g(1 - R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} = AS_n - \frac{S_n \tau_n \alpha b_g(1 - R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \quad (\text{Ek.20})$$

Buradan  $B$  şu şekilde yazılabilir:

$$B = A \frac{S_n L_n}{D_n} + \frac{\tau_n \alpha b_g(1 - R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \left( \alpha L_n - \frac{S_n L_n}{D_n} \right) \quad (\text{Ek.21})$$

Daha sonra Denklem (Ek.20)'u Denklem (2.65)'te yerine yazarak ikinci sınır şartı uygulanır:

$$A \cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + B \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) - \frac{\tau_n \alpha b_g (1-R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} e^{-\alpha x_e} = 0 \quad (\text{Ek.22})$$

Denklem (Ek.21)'i Denklem (Ek.22)'de yerine yazıldığında  $A$  bulunabilir:

$$A = \frac{\tau_n \alpha b_g (1-R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \left[ \frac{e^{-\alpha x_e} - \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) \left(\alpha L_n - \frac{S_n L_n}{D_n}\right)}{\cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + \frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right)} \right] \quad (\text{Ek.23})$$

Daha sonra Denklem (Ek.23)'ü Denklem (Ek.21)'de yerine yazarak  $B$  katsayısı bulunabilir:

$$B = \frac{\tau_n \alpha b_g (1-R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} \left[ \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} e^{-\alpha x_e} + \cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) \left(\alpha L_n - \frac{S_n L_n}{D_n}\right)}{\cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + \frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right)} \right] \quad (\text{Ek.24})$$

Emiter bölgesinde fotoakımı bulabilmek için önce Denklem (Ek.19)'u Denklem (Ek.13)'te yerine yazarak türevinin alınması gerekir:

$$J_n = \frac{e D_n}{L_n} \left[ A \sinh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) + B \cosh\left(\frac{x_e}{L_n}\right) - \frac{L_n \tau_n \alpha^2 b_g (1-R)}{(\alpha^2 L_n^2 - 1)} e^{-\alpha x_e} \right] \quad (\text{Ek.25})$$

Denklem (Ek.23) ve (Ek.24)'te verilmiş olan  $A$  ve  $B$  katsayılarını Denklem (Ek.25)'te yerine yazarak ara işlemler yapıldığında Denklem (2.66)'da verilmiş olan emiter bölgesindeki fotoakım yoğunluğu bulunur. Aynı yol baz bölgesindeki fotoakım yoğunluğunu hesaplamak için izlendiğinde Denklem (2.69)'da verilmiş olan baz bölgesindeki fotoakım yoğunluğu bulunur.

### Ek 3. GaAs referans örneğın J-V karakteristiğının MATLAB kodu

```

%----- J-V caracteristic of GaAs p-n junction solar cells-----
%
% q      : Electronic charge C;
% kb     : Boltzmann constant J/K;
% eps0   : Electric constant F/m;
% ni     : Intrinsic carrier density m^-3;
% Nd     : Donor concentration m^-3;
% Na     : Acceptor concentration m^-3;
% myue   : Minority electron mobility m^2*V^-1*s^-1
% myuh   : Minority hole mobility m^2*V^-1*s^-1;
% te     : Minority electron lifetime s;
% th     : Minority hole lifetime s;
% Sp     : Surface recombination velocity of n-type material m/s;
% Sn     : Surface recombination velocity of p-type material m/s;
% epss   : Dielectric constant at high frequency;
% Dn     : Diffusion coefficient of minority electrons m^2*s^-1;
% Dp     : Diffusion coefficient of minority holes m^2*s^-1;
% a      : absorpion coeficient m^-1;
% b      : Radiation intensity photons*s^-1*m^-2;
% R      : Reflectivity
% T      : Temperature K;
%
%                               Agageldi Muhammetgulyyev
%                               Istanbul University
%                               Department of Physics
%

%% GaAs p-n junction solar cell
clear;
T=298;% Cell temperature
q=1.6*1e-19;% electron charge
kb=1.38*1e-23;% Boltzmann constant
h=6.62e-34;% Plan's constant
c=3e8;% Speed of light in vacuum
eps0=8.85*1e-12; % Vacuum permittivity
m0=9.1e-31; % Electron mass
Eg=1.424; % Bandgap energy
ni=2.5e12; % intrinsic carrier concentration
Nd=2e24; % Donor concentration
Na=2e23; % Acceptor concentration
Nc=4.7e23; % Density of states in CB
myue=0.3; % Electron mobility
myuh=0.015; % Hole mobility
te=1e-8; % Electron lifetime
th=1e-8; % Hole lifetime
Sn=1.9e4; % Surface recombination in p-type
Sp=9e4; % Surface recombination in n-type
epss=13.18; % static permittivity in GaAs
Dn=(kb*T*myue)/q; % Electron Diffusion coefficient
Dp=(kb*T*myuh)/q; % Hole diffusion coefficient
Ln=sqrt(Dn*te); % Electron diffusion length
Lp=sqrt(Dp*th); % Hole diffusion length
V0=(kb*T/q)*log((Na*Nd)/(ni)^2); % Built-in potential

```

```

Wn=sqrt((2*eps0*epss*V0*Na)/(q*Nd*(Na+Nd))); % Depletion region width
in n-type
Wp=sqrt((2*eps0*epss*V0*Nd)/(q*Na*(Na+Nd))); % Depletion region width
in p-type
W=Wn+Wp; % Total depletion region width
xT=(3*1e-6)-Wp;
xj=(2*1e-7)-Wn;
xj2=(2*1e-7)+Wp;

flux=xlsread('D:\Solar cells\current models\theory of 3 junction SC I-
V\data.xlsx','AM1.5G');

lambda=flux(:,1);

BS=flux(:,2);

Ephoton=h*c./(1e-9*lambda);

bs=BS./Ephoton;

V=linspace(-0.01,1.1,100);

% J0 : Diffusion current of p-n junction

J0=((q*Dp*(ni)^2)/(Lp*Nd))*(((Sp*Lp/Dp)*cosh(xj/Lp)+sinh(xj/Lp))/((Sp*
Lp/Dp)*sinh(xj/Lp)+cosh(xj/Lp)))+(q*Dn*(ni)^2)/(Ln*Na))*(((Sn*Ln/Dn)*
cosh(xT/Ln)+sinh(xT/Ln))/((Sn*Ln/Dn)*sinh(xT/Ln)+cosh(xT/Ln)));

% JK : Dark current of p-n junction under forward bias

JK=J0.*(exp(q*V'./(kb*T))-1);

% Jphe : Emitter(n-type semiconductor layer) photocurrent

Jphe=exp(-a2.*(Xj+Wn2)).*((q.*a.*bs.*Lp.*(1-R))./(a.^2*Lp^2-
1)).*(((Sp*Lp/Dp)+a.*Lp)-exp(-
a.*xj)).*((Sp*Lp/Dp).*cosh(xj./Lp)+sinh(xj./Lp))./((Sp*Lp/Dp).*sinh(xj
./Lp)+cosh(xj./Lp))-a.*Lp.*exp(-a.*xj));

% Jphb : Base(p-type semiconductor layer) photocurrent

Jphb=((q*a.*bs.*Ln.*(1-R))./(a.^2*Ln^2-1)).*exp(-a.*xj2).* (a.*Ln-
((Sn*Ln/Dn).* (cosh(xT./Ln)-exp(-a.*xT))+sinh(xT./Ln)+a.*Ln.*exp(-
a.*xT))./((Sn*Ln/Dn).*sinh(xT./Ln)+cosh(xT./Ln))));

% Jphd : Depletion region photocurrent

Jphd=q.*bs.*(1-R).*exp(-a.*xj)*(1-exp(-a.*W));

```



```

        % Jph : Total photocurrent of p-n junction
Jph=(Jphe+Jphd+Jphb);
        % J and J2 : Total current of p-n junction
J=(trapz(lam*1e9,Jph)-JK);

        % P : Power of p-n junction solar cell
P=J.*V';

figure

plot(V,P,V,J)

xlim([0 1])
ylim([0 240])
legend('AM 1.5G','Location','Northeast')
indexmax = find(max(P) == P);
xmax = V(indexmax);
ymax = P(indexmax);
maxdeger = ['Vm=',num2str(xmax),' V',' Pm= ',num2str(ymax),' W/m^2
'];
text(xmax+0.1,ymax,maxdeger,'HorizontalAlignment','right');

xlabel('Voltage (V)')
ylabel('Power per unit area W/m^2')
title('P-V characteristics of GaAs p-n junction solar cell')
EQE=(Jph)./(q*bs);
EQEb=Jphb./(q*bs);
EQEe=(Jphe)./(q*bs);
EQEd=Jphd./(q*bs);

figure

plot(lambda,EQE,'*-', lambda,EQEe,'.-', lambda, EQEd,'--',
lambda,EQEb)

xlim([450 1000])

```

**Ek 4. Karacisim Işımasının MATLAB kodu**

```
%-----Black Body Radiation-----%
clc;

close all;

clear all;

Trad=2200; % Temperatures in Kelvin

Lam=linspace(0,20,1000).*1e-6;

I=(2*h*c*c)/((Lam.^5).*(exp((h.*c)/(k.*Trad.*Lam))-1));

plot(Lam,I,'linewidth',2)

xlabel('\lambda','fontsize',14)

ylabel('Intensity','fontsize',14)

title('Blackbody Radiation','fontsize',14)
```

**Ek 5. GaAsBi için soğurma katsayısının MATLAB kodu**

```

Eg=1.31;

E=linspace(Eg,0,250);

E1=linspace(Eg+1,Eg,250);

E2=linspace(Eg+1.4,Eg+1,250);

E3=linspace(Eg+1.9,Eg+1.4,250);

E4=linspace(Eg+3.13,Eg+1.9,250);

a1=2.698e3+8.047e4.*(E1-Eg)-6.241e4.*(E1-Eg).^2+7.326e4.*(E1-Eg).^3;
a2=-3.218e6+9.06e6.*(E2-Eg)-8.428e6.*(E2-Eg).^2+2.681e6.*(E2-Eg).^3;
a3=-1.619e7+2.6e7.*(E3-Eg)-1.338e7.*(E3-Eg).^2+2.303e6.*(E3-Eg).^3;
a4=8.383e5+2.442e5.*(E4-Eg)-3.226e5.*(E4-Eg).^2+8.482e4.*(E4-Eg).^3;
a5=7.83e5;

semilogy(1240./E1,a1,'-*',1240./E2,a2,'-*',1240./E3,a3,'-
*',1240./E4,a4,'-*')

```

## ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Agageldi MUHAMMETGULYYEV
Doğum Yeri	Halach/Lebap/Türkmenistan
Doğum Tarihi	30.04.1990
Uyruğu	<input type="checkbox"/> T.C. <input checked="" type="checkbox"/> Diğer: Türkmenistan
Telefon	+905536644714
E-Posta Adresi	mag.halach90@gmail.com
Web Adresi	http://nano-optoelectronics.org



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik Bölümü
Mezuniyet Yılı	17.06.2014

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Katıhal Fiziği Programı
Mezuniyet Tarihi	30.06.2017

Makale ve Bildiriler	
<p>Muhammetgulyyev, A., Kınacı, B., Dönmez, Ö., Erol, A., 2016, "Characterization of heterostructure single <i>pin</i> junction solar cells based on III-N-V and III-Bi-V alloys", <i>SOLAR TR 2016 Solar Conference &amp; Exhibition</i>, 6-8 December 2016, Istanbul, Turkey, Oral presentation.</p>	
<p>Muhammetgulyyev, A., Sarcan, F., Kinaci, B., Donmez, O., Erol, A., 2017, "Characterization of heterojunction <i>pin</i> solar cells based on dilute bismide and dilute nitride", <i>8<sup>th</sup> International Workshop on Bismuth-Containing Semiconductors</i>, 23-26 July 2017, Marburg, Germany, Poster presentation.</p>	