

**GaSb/InAs SÜPERÖRGÜ SİSTEMLERİNDE
KARANLIK AKIM HESAPLAMALARI**

Hakan MUTLU

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Ağustos-2011

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Hakan Mutlu'nun "GaSb/InAs Süperörgü Sistemlerinde Karanlık Akım Hesaplamaları" başlıklı Fizik Anabilim Dalındaki, Yüksek Lisans Tezi 12.08.2011 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

	Adı-Soyadı	İmza
Üye (Tez Danışmanı)	: Prof. Dr. YÜKSEL ERGÜN	
Üye	: Yard. Doç. Dr. ABİDİN KILIÇ	
Üye	: Yard. Doç. Dr. YELİZ MERT KANTAR	

**Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.**

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

GaSb/InAs SÜPERÖRGÜ SİSTEMLERİNDE KARANLIK AKIM HESAPLAMALARI

Hakan MUTLU

Anadolu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN,

2011, 74 sayfa

Bu tezde GaSb/InAs süperörgü yapılarında etkin band aralığının, elektron minibandının kuyu ve bariyer katman kalınlıklarına bağlı olarak değişimi ve GaSb/InAs süperörgü sistemi için karanlık akımın düşük geri besleme durumları için voltaja bağlı nasıl değiştiği ele alınmıştır. Kalınlık hesaplamalarında Kronig-Penney modeli esas alınarak Mathematica paket programında hazırlanan kodlar vasıtasıyla band enerjileri elde edilmiştir. Aynı ayrı, GaSb ve InAs kalınlıkları değiştirilerek kesilim dalgaboyu ve etkin band genişliğinin değişimi incelenmiştir. Daha sonra da sonuçların literatürle uyumlu olup olmadığı araştırılmıştır. GaSb/InAs yapının n ve p tipi katkılanması sonucu elde edilen PN eklemine geri besleme voltajı uygulandığı durumda karanlık akıma etki eden mekanizmalar açıklanmış ve karanlık akımın düşük geri besleme voltajı altında voltaja bağlı değişimi incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: InAs/GaSb, PN eklemi, Süperörgü, Karanlık akım

ABSTRACT**Master of Science Thesis****DARK CURRENT ANALYSIS in GaSb/InAs
SUPERLATTICE STRUCTURES****Hakan MUTLU****Anadolu University
Graduate School of Sciences
Physics Program****Supervisor: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN,
2011, 74 pages**

In this thesis, we searched that how effective band gap and electron miniband gap change with related to well and barrier layer thickness and dark current which under low reserve bias conditions is discussed for how to change with the voltage dependent for GaSb/InAs superlattice structure. Band energies are obtained with using the codes which prepared in the Mathematica software based on Kronig-Penney model for thickness calculations. Separetaly, cut off frequency and effective band gap changes are investigated by changing the GaSb and InAs thickness. Afterwards, we searched that if the results are compatable with literature. PN junction, which is occur as a result of doping GaSb/InAs structure with n type and p type, explained on which mechanisms impact to dark current and dark current change studied for low reserve bias voltages.

Key Words: InAs/GaSb, PN junction, Superlattice, Dark current

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması boyunca yardımlarını esirgemeyen, maddi manevi her türlü destekte bulunan sayın danışman hocam Prof. Dr. Yüksel Ergün'e teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans öğrenimim boyunca bilgi birikimleriyle bana katkıda bulunan tüm hocalarıma ve tez çalışmam sırasında desteklerini sunan sevgili arkadaşlarım Menderes Alyörük, Utku Kaya ve Tuğba Erten'e teşekkür ederim.

Ayrıca hayatımın her anında yanımda olan hiçbir zaman yardımlarını esirgemeyen, aldığım kararlarda beni destekleyen aileme teşekkür ederim.

Hakan MUTLU

Ağustos 2011

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ	1
2. YARIİLETKENLER HAKKINDA GENEL BİLGİLER	4
2.1. Katkısız Yarıiletkenler.....	4
2.2 Katkılı Yarıiletkenler.....	4
2.2.1 P Tipi Katkılı Yarıiletkenler.....	4
2.2.2 N Tipi Katkılı Yarıiletkenler.....	5
2.3 Heteroyapılar ve Süperörgüler.....	6
2.4. InAs ve GaSb Temel Parametreleri.....	9
3. HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	10
3.1. Süperörgü İçin Kronig-Penney Yöntemi.....	10
3.2. PN Ekleminde Eklem Bölgesi Kalınlığının Hesaplanması.....	14
4. FOTODEDEKTÖRLER	18
4.1. Mobilite	18
4.2. Sürüklenme Akımı.....	21
4.3. Difüzyon ve Difüzyon Akımı.....	23
4.3.1. Einstein Bağıntısı.....	25
4.4. PN Eklemlerinde Akım.....	26

4.5.	Fotoiletkenlik ve Fotoakım.....	30
4.6.	Yapay (Quasi) Fermi Seviyeleri.....	31
4.7.	Akım Voltaj Karakteristikleri.....	39
4.7.1.	İleri Besleme.....	39
4.7.2.	Geri Besleme.....	40
5.	InAs/GaSb YAPI İÇİN KARANLIK AKIM HESAPLAMALARI	43
5.1.	Difüzyon Akımı.....	43
5.1.1.	İdealite Faktörü.....	44
5.2.	Üretim – Yeniden Birleşme Akımı.....	46
5.3.	Banddan Banda Tünelleme Akımı.....	50
5.4.	Tuzak Yoluyla Tünelleme Akımı.....	51
6.	BULGULAR	55
6.1.	InAs/GaSb İçin Kuyu ve Bariyer Genişlikleri İle Etkin Yasak Enerji Aralığı ve Elektron Bandı Genişliği İlişkisi.....	55
6.2.	InAs/GaSb İçin I-V grafikleri.....	59
7.	SONUÇLAR	61
	KAYNAKLAR	62

ŞEKİLLER DİZİNİ

1.1. Tip I heteroyapı band yapısı.....	2
1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyuları ve süperörgü yapısı.....	2
1.3. (a) Karanlık akım düzeltilmiş dedektör (b) Karanlık akım düzeltilmemiş dedektör.....	3
2.1. Katkısız yarıiletken için band grafiği.....	4
2.2. (a) Katkısız Si atomu (b) p tipi katkılanmış Si atomu.....	5
2.3. p tipi katkılanmış yarıiletken için band grafiği.....	5
2.4. (a) Katkısız Si atomu (b) n tipi katkılanmış Si atomu.....	6
2.5. n tipi katkılanmış yarıiletken için band grafiği.....	6
2.6. (a) Tip I (b) tip II ve (c) tip III heteroyapılar.....	7
2.7. AlGaAs/GaAs tip 1 süperörgü yapısı.....	7
2.8. GaAs (kuyu) ve AlGaAs (bariyer) süperörgü sisteminde mini bandların gösterimi.....	7
2.9. Tip 1 heteroyapı süperörgü için enerji band diyagramı.....	8
3.1. Süperörgü yapısında kuyu, bariyer ve periyotlar.....	10
3.2. n (InAs) – p (GaSb) yapısı fermi enerjisi ve eklem bölgesi gösterimi.....	14
4.1. Sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.....	19
4.2. Elektron mobilitésinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	20
4.3. Katkı yoğunluğu arttıkça öz direncin değişimi.....	22
4.4. (a) p tipi yarıiletkende hol difüzyonu ve sürüklenmesi (b) (a) n tipi yarıiletkende hol difüzyonu ve sürüklenmesi.....	23
4.5. PN eklemi boyunca enerji seviyeleri.....	27
4.6. Voltaj uygulanmamış PN eklemi üzerindeki taşıyıcı akışı.....	27
4.7. Voltaj altında PN eklemi.....	29
4.8. Bir p-n eklemi için (a) ileri besleme ve (b) geri besleme durumları için enerji band diyagramları.....	32
4.9. PN eklemine uygulanan ileri besleme voltajı sonucu (a) besleme akımı yokken (b) bariyer potansiyeline ulaşılmadan (c) bariyer potansiyeline ulaşıldıktan sonra akımda meydana gelen değişimler.....	39

4.10. İleri akımın voltaja bağlı değişim grafiği.....	40
4.11. PN eklemine uygulanan geri besleme voltajı sonucu (a) kırılma voltajına ulaşılmadan (b) kırılma voltajına ulaşıldıktan sonra akımda meydana gelen değişimler.....	40
4.12. Geri besleme voltajı altında I-V grafiği.....	41
4.13. İleri ve geri akımların birlikte gösterilmesiyle oluşan tam I-V grafiği.....	41
5.1. 100K sıcaklıkta InAs/GaSb difüzyon akımı.....	44
5.2. In(I)-V grafiği.....	45
5.3. (a) Direkt (b) İndirekt üretim ve yeniden birleşme.....	47
5.4. İndirekt üretim yeniden birleşme işlemleri.....	48
5.5. InAs/GaSb yapısı için üretim yeniden birleşme akımı.....	49
5.6. (a) Yüksek geri besleme voltajı altında n-p eklemi (b) Banddan banda tünelleme akımının uzay yük bölgesi kalınlığı ile ilişkisi.....	50
5.7. Elastik ve inelastik tünelleme.....	52
5.8. Farklı elektrik alanlar altında Al/SiON/p-Si yapısı.....	53
5.9. InAs/GaSb yapısı için tuzak yoluyla tünelleme akımı.....	54
6.1. InAs kalınlığı 28,5 Å iken elektron minimum, elektron maksimum ve hol minimumunun değişimi.....	55
6.2. InAs 28,5 Å'da sabit iken GaSb kalınlığının değişiminin yasak enerji aralığına etkisi.....	55
6.3. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile kesilim dalgaboyu değişimi.....	56
6.4. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile kesilim dalgaboyu değişimi 3-6 mikron aralığı.....	56
6.5. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile etkin yasak enerji aralığı değişimi.....	57
6.6. Hesaplanan farklı InAs ve GaSb kalınlıklarının karşılık geldiği dalgaboyu uzunluklarının literatürle uyumlu olup olmadığının incelenmesi.....	57
6.7. InAs/GaSb süperörgü için difüzyon akımı, üretim – yeniden birleşme akımı ve tuzak yoluyla tünelleme akımlarının uygulanan geri besleme voltajı ile değişimi.....	59

6.8. InAs/GaSb süperörgüsü için karanlık akım – voltaj grafiğı.....	60
6.9. InAs/GaSb süperörgüsü için karanlık akım sonuçlarının deneysel verilerle ve literatürle karşılaştırılması.....	60

ÇİZELGELER DİZİNİ

2.1.	InAs için temel parametreler.....	9
2.2.	GaSb için temel parametreler.....	9
6.1.	Farklı InAs ve GaSb kalınlıklarının karşılık geldiği dalga boyu uzunluklarının literatürdeki veriler ile bizim modelimiz ile hesaplanan veriler ve arasındaki fark.....	58

1. GİRİŞ

Süperörgü ve heteroyapıların kullanıldığı sistemler özellikle son yıllarda savunma sanayii başta olmak üzere dedektör sistemlerinde sıklıkla kullanılmaktadır. InAs/GaSb tip II süperörgü dedektörleri son zamanlarda infrared bölgede algılamada HgCdTe'e bir alternatif olarak gelecek vadedmesi sebebiyle çok ilgi çekmektedir. Bu teknolojinin gelişmesi, istenmeyen yüksek karanlık akım seviyeleri gibi bazı faktörler tarafından sınırlandırılmaktadır. [1, 2] Hava ve yer dedektasyonu gibi uygulamalarda düşük karanlık akımlarda çalışılması gereklidir. Düşük karanlık akım, band yapısı tasarımında yapılabilecek modifikasyonlar, materyal büyütülürken yapılabilecek modifikasyonlar ya da fabrikasyonda yapılacak değişikliklerle elde edilebilir. Ancak bunu yapabilmek için önce karanlık akımın neden kaynaklandığı belirlenmelidir. [2, 3]

Smith ve arkadaşları tarafından ilk olarak 1987'de önerilen tip II InAs/GaSb süperörgülerini özellikle III – V grup elementlerini temel alan HgCdTe yapısına önemli bir alternatif oluşturmaktadır. [4]

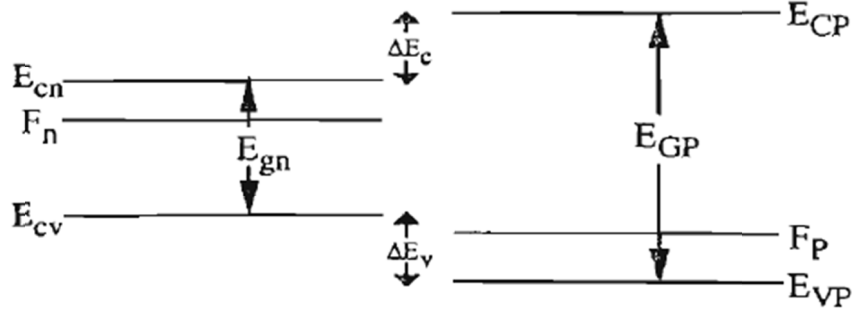
Son yıllarda InAs/GaSb tip II süper örgü sistemleri termal görüntüleme sistemlerinde kullanılan kızıl ötesi bölgede uygulamaları artmaktadır. Bu alanda sıklıkla kullanılan mercury cadmium telluride materyaline band genişliği ve yüksek optiksel soğurma gibi özelliklerinin benzerliğini yanı sıra InAs/GaSb süperörgü yapıları Auger yeniden birleşme oranlarının uzun olması sebebiyle daha düşük karanlık akımlara sahip olacağının öngörülmesi sebebiyle de önemlidir. [5, 6]

InAs/GaSb gibi tip II heteroyapıları temel alan kuantum kuyularında, InAs'ın iletim bandı GaSb'ın valans bandından dikkate değer biçimde daha aşağıdadır.

Böyle bir durumda hem elektronlar hem de holler iletme katkı sağlar. Sırasıyla InAs ve GaSb yapılarında elektronlar ve holler bir arada var olmaktadır. InAs/GaSb tip II yapıların temel avantajı yapı şekillendiği anda elektron – hol iki katmanlı sistemi için tek bir fermi seviyesi oluşur ve yüksek taşıyıcı yoğunluğu elde edilebilir.

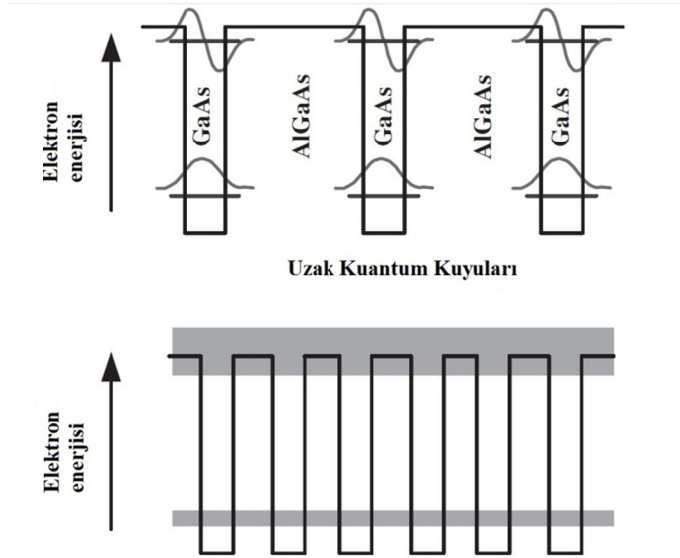
Ayrıca yüksek taşıyıcı mobilitesi, harici bir katkılama her zaman gerekli olmadığı için yüksektir. Bu eşsiz ve önemli özellikleri göz önüne aldığımızda

InAs/GaSb tabanlı kuantum kuyuları ve süperörgülerin, fotoiletkenler gibi oldukça gelişmiş elektronik ve optoelektronik aygıtlarda, kızılötesi algılayıcılarda, orta – kızılötesi bölgede çalışan fotodedektörlerde kullanımı açısından gelecek vadettiğini rahatlıkla söyleyebiliriz. [7]



Şekil 1.1. Tip I heteroyapı band yapısı

Şekil 1.2’de bir GaAs/AlGaAs kuantum kuyuları ve süperörgü yapısı gösterilmektedir.



Şekil 1.2. GaAs/AlGaAs kuantum kuyuları ve süperörgü yapısı

Bu çalışmada ise InAs /GaSb tip II süperörgü sistemi için efektif band genişliğinin InAs ve GaSb kalınlığına bağlı olarak ne şekilde değiştiği

Mathematica isimli paket program kullanılarak ve Kronig-Penney yöntemi ile teorik hesaplama modeli hazırlanarak incelenmiştir.

Daha sonra ise InAs/GaSb tip II süperörgü sistemi için karanlık akım hesaplamaları yapılmıştır. Karanlık akım hesaplamalarında -1 volt ile 0,1 volt arasındaki değerler incelenmiştir.



Şekil 1.3. (a) Karanlık akım düzeltilmiş dedektör



Şekil 1.3. (b) Karanlık akım düzeltilmemiş dedektör

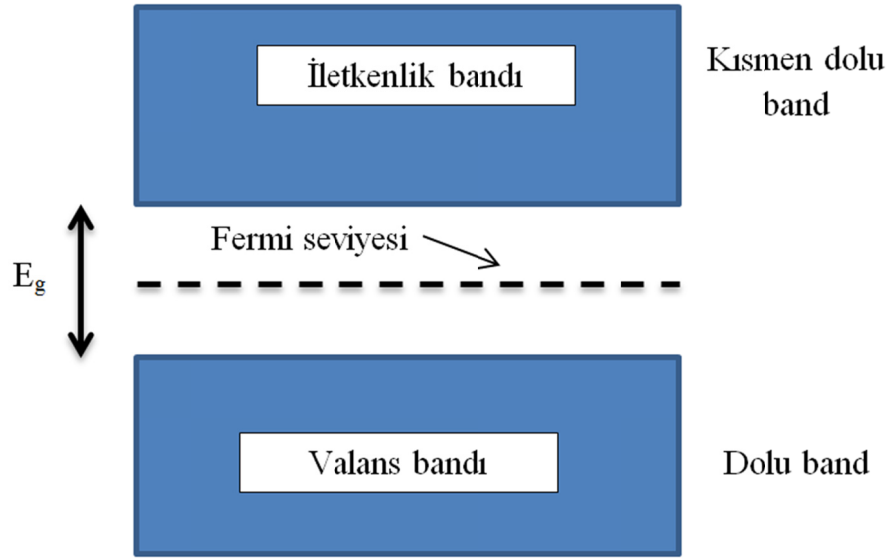
Karanlık akımın dedektivite üzerine etkisi şekil 1.3’de gösterilmektedir. Şekil 1.3a’da karanlık akım çeşitli yaklaşımlar kullanılarak belirlenip, oluşturulan bir program vasıtasıyla sistemden elimine edilmektedir. Şekil 1.3a ve şekil 1.3b karanlık akımın dedektör sistemine yapmış olduğu olumsuz etkiyi açık bir biçimde ortaya koymaktadır.

2. YARIİLETKENLER HAKKINDA GENEL BİLGİLER

2.1. Katkısız Yarıiletkenler

Üst kısımdaki iletkenlik bandı boş iken alt kısımdaki valans bandı elektronlarla doludur. Fermi enerjisi E_F iletkenlik bandı ve valans bandı arasındaki yasak enerji aralığının yaklaşık olarak orta noktasındadır.

Elektronlar iletkenlik bandının altındaki boşlukta (ara bölgede) serbest değildir. Saf yarıiletkenlerde iletkenlik düşük sıcaklıkta düşük, yüksek sıcaklıklarda ise yüksektir. Yani yarıiletkenlerde direnç sıcaklıkla ters orantılıdır.



Şekil 2.1. Katkısız yarıiletken için band grafiği

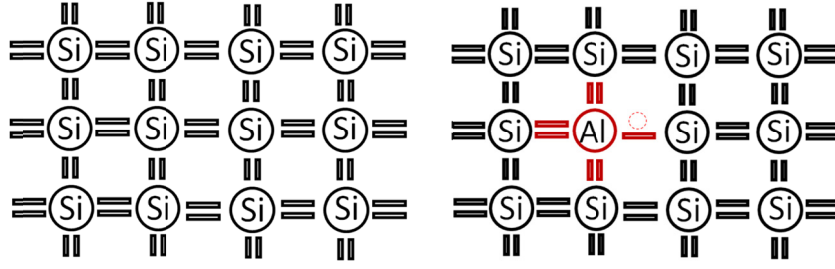
2.2. Katkılı Yarıiletkenler

2.2.1. p Tipi Katkılı Yarıiletkenler

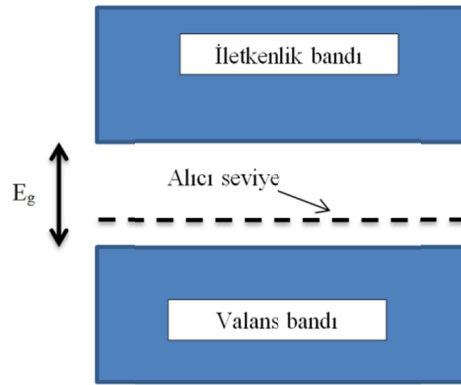
Bir silisyum kristali içine eğer, yerini aldığı atomdan daha az valans elektronuna sahip bir akseptör katkılırsak, son durumda tamamlanmamış bir bağa sahip oluruz.

Örnek olarak silisyuma alüminyum katkılıandığında, alüminyum üç elektrona sahip olduğundan anlattığımız şekilde tamamlanmamış bir bağ oluşur.

Valans bandında boşluk oluşması elektriksel iletkenliği artırır. Fermi seviyesi, valans bandının yanına iner.



Şekil 2.2. (a) Katkısız Si atomu (b) p tipi katkılanmış Si atomu



Şekil 2.3. p tipi katkılanmış yarıiletken için band grafiği

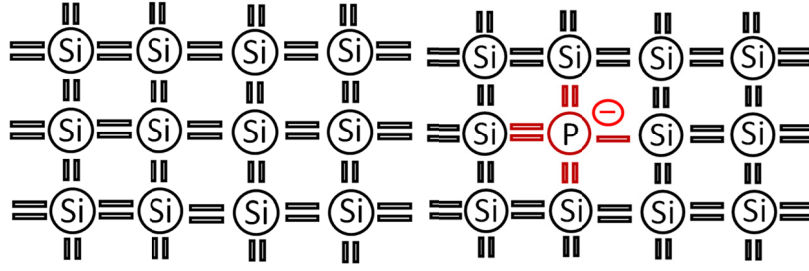
2.2.2. n Tipi Katkılı Yarıiletkenler

Bir donör atomu yerine geçtiği atomdan bir veya daha fazla valans elektronu bulunan atomdur. Örneğin, silisyum dört, fosfor beş elektrona sahip olduğundan silisyum içerisinde fosfor böyle bir özellik gösterir.

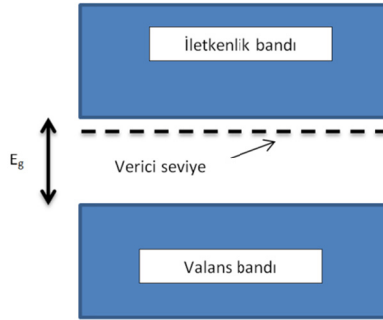
Bir silisyum kristali içerisine fosfor gibi bir donör katkılırsak, fosfor atomunun komşu olduğu dört silisyum atomuyla kovalent bağ kurar ve bir elektron fazla kalır. Bu elektronun kovalent bağ kurmada bir katkısı yoktur.

Yarıiletken katkılılandırılıp n-tipi yapıldıktan sonra katkı elektronları kolayca iletkenlik bandına geçebilir ve bu büyük oranda elektriksel iletkenliği artırır. Bu arada Fermi seviyesi iletkenlik bandının yanına yükselir.

N tipi bir yarıiletken için band grafiği aşağıdaki şekilde olacaktır. Fermi seviyesi iletkenlik bandına daha yakındır ve donör atomu katkılamaı artıkça fermi seviyesi iletkenlik bandına daha da yaklaşacaktır. [8]



Şekil 2.4. (a) Katkısız Si atomu (b) n tipi katkılanmış Si atomu



Şekil 2.5. n tipi katkılanmış yarıiletken için band grafiği

2.3. Heteroyapılar ve Süperörgüler

Bir süperörgü kuantum yapılarının periyodik bir sırayla dizilmesiyle oluşur. Üç tip heteroyapı tanımlayabiliriz. [9]

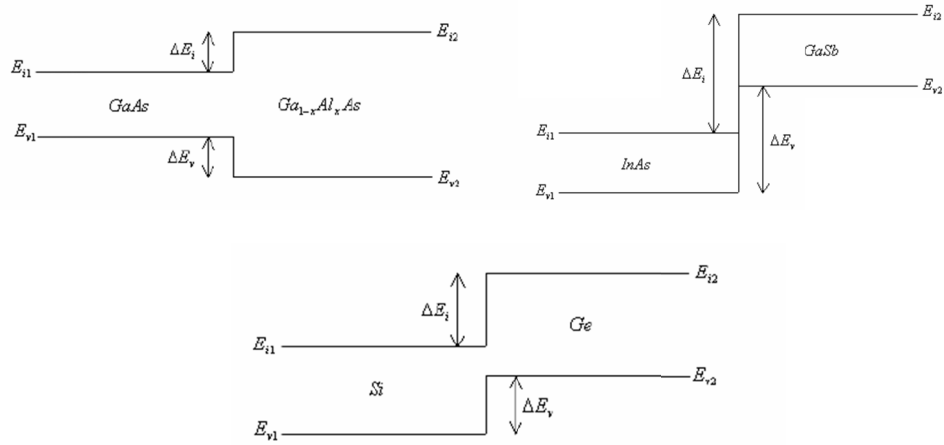
Süperörgüye örnek olarak geniş band aralığına sahip olan AlGaAs ile daha dar bir band aralığına sahip olan GaAs'den oluşmuş bir yapıyı göz önüne alalım.

Bu kuantum kuyuları birbirinden çok büyük bir aralıkla ayrı olması durumunda elektron ve hol dalga fonksiyonları birbirinden bağımsız kuyularda belirliliğini sürdürür. Ancak bu durumda elektronlar ve hollerin bir kuyudan diğerine tünelleme ile geçemezler. Elektron (ya da hol) dalga fonksiyonları ve enerjileri her bir kuyu için değişmezliğini sürdürecektir.

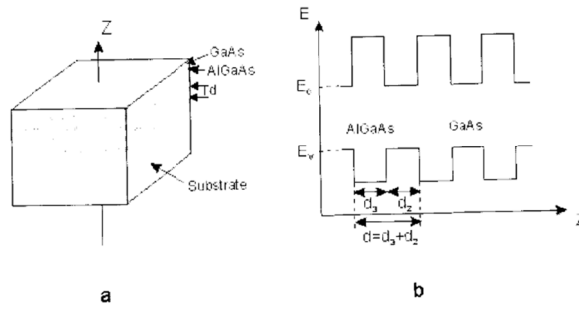
Kuantum kuyuları arasındaki etkileşimi anlayabilmek için pertürbasyon teorisi yaklaşımını kullanabiliriz.

Örnek olarak aralarında büyük bir uzaklık bulunan iki kuantum kuyusunu ele alalım. Bu büyük ayrım durumunda, her bir kuyu kuantumlanmış bir dizi enerji seviyesine (E_n) sahip olacaklardır. İki kuyu birbirlerine yaklaştırıldıkça

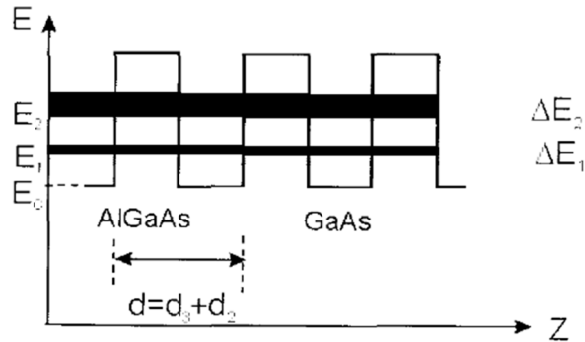
aralarındaki etkileşim mümkün bir hale gelecektir ve biraz önce bahsettiğimiz enerji seviyeleri artık dejenere durumda olmayacaklardır.



Şekil 2.6. (a) Tip I (b) tip II ve (c) tip III heteroyapılar



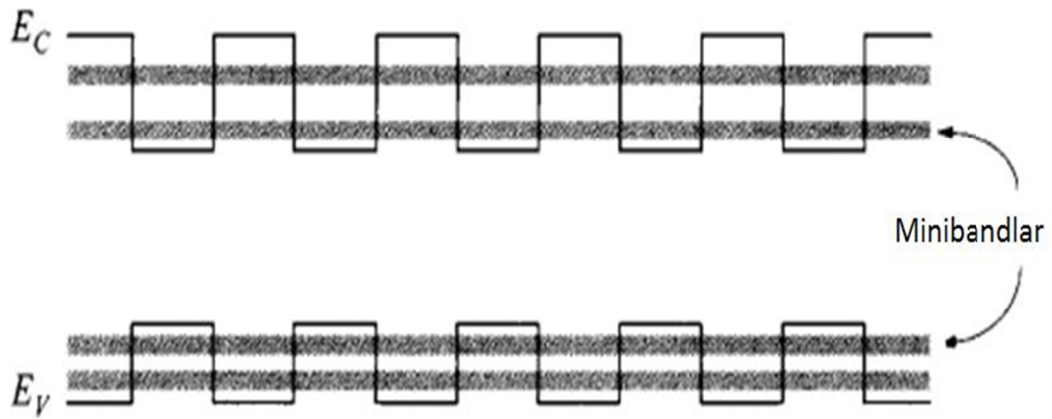
Şekil 2.7. AlGaAs/GaAs tip I süperörgü yapısı



Şekil 2.8. GaAs (kuyu) ve AlGaAs (bariyer) süperörgü sisteminde mini bandların gösterimi

Kuyunun simetrik (pozitif) üst üste binme ve anti simetrik (negatif) üst üste binmeden kaynaklanan iki yeni enerji seviyesi E_n^+ ve E_n^- oluşacaktır. $E_n^+ = E_n + \Delta_n$ ve $E_n^- = E_n - \Delta_n$ şeklinde Δ_n etkileşim parametresiyle ikiye ayrılır. Ayrılmanın büyüklüğü $2\Delta_n$, E_n seviyesine bağlıdır.

Yüksek enerji seviyelerinde bu büyüklük daha da artacaktır. Çünkü n ne kadar yüksek değerlerde olursa (aynı zamanda daha yüksek enerji değeri), enerji bariyer bölgesinde kuyular arasında etkileşime izin veren daha çok dalga fonksiyonu bulunacaktır.



Şekil 2.9. Tip I heteroyapı süperörgü için enerji band diyagramı

Bu iki kuyu için açıkladığımız durumu N kuyuya genelleyebiliriz. Bu N sayıdaki kuyunun etkileşimi enerji dejenereliğini kaldırarak N seviyeye ayrılmayı meydana getirir. Bu enerji seviyeleri miniband olarak isimlendirilir.

Her biri 9 nm kalınlığa sahip bir GaAs (kuyu) AlGaAs (bariyer) yapısı için mini band enerjileri $E_1 = 26,6 \text{ meV}$ ve $E_2 = 87 \text{ meV}$, band genişlikleri ise $\Delta E_1 = 2,3 \text{ meV}$ ve $\Delta E_2 = 20,2 \text{ meV}$ olarak hesaplanmıştır.

Yukarıda açıklandığı gibi yüksek enerji minibandı (E_2), düşük enerji minibandına göre daha büyük bir band genişliğine sahiptir. [10]

2.4. InAs ve GaSb temel parametreleri

Çizelge 2.1. InAs için temel parametreler

Kristal yapısı	Zink blend
Örgü sabiti	6,0583 Å
1 cm ³ deki atom sayısı	$3,59 \cdot 10^{22}$
Yoğunluk	5,68 g cm ⁻³
Debye sıcaklığı	280 K
Durgun dielektrik sabiti	15,15
Yüksek frekansta dielektrik sabiti	12,3
Etkin elektron kütlesi	0,023m ₀
Etkin hol kütlesi	0,41m ₀

Çizelge 2.2. GaSb için temel parametreler

Kristal yapısı	Zink blend
Örgü sabiti	6,09593 Å
1 cm ³ deki atom sayısı	$3,53 \cdot 10^{22}$
Yoğunluk	5,61 g cm ⁻³
Debye sıcaklığı	266 K
Durgun dielektrik sabiti	15,7
Yüksek frekansta dielektrik sabiti	14,4
Etkin elektron kütlesi	0,041m ₀
Etkin hol kütlesi	0,4m ₀

3. HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

3.1. Bir Süperörgü İçin Kronig-Penney Modeli

Aşağıdaki şekilde gösterilen süperörgü yapısı için her bir periyot ya da hücre bir bariyer ve kuyu içermektedir. Bariyer genişliği b ve kuyu genişliği W olmak üzere bir periyot genişliği şekilden de görüleceği gibi:

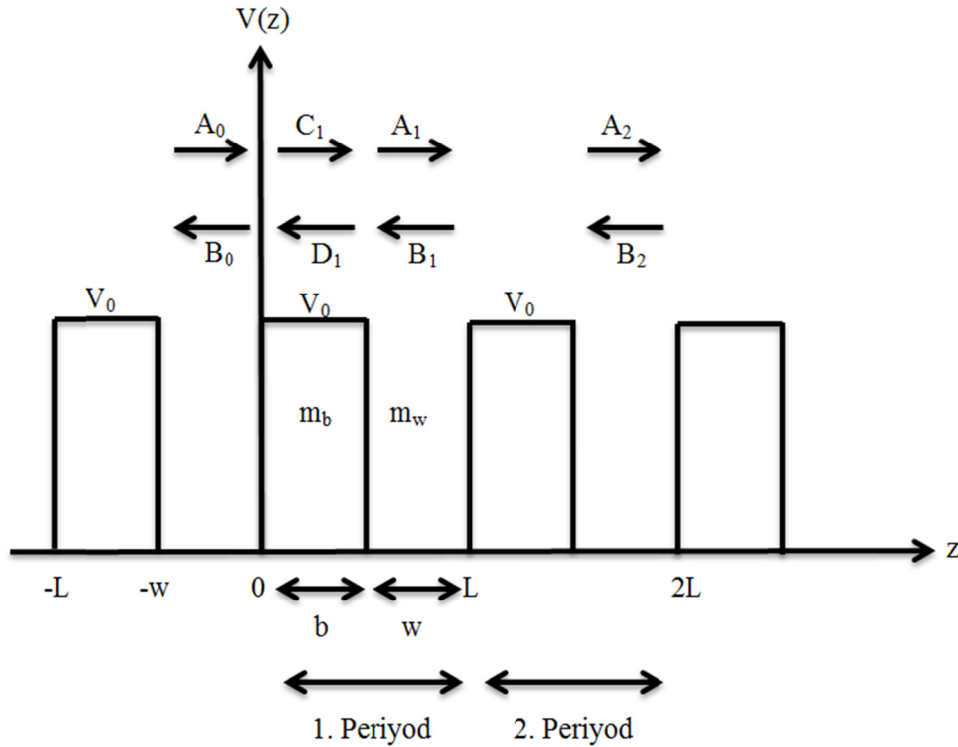
$$L = b + W \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir. Bir periyot için potansiyel;

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & 0 < z < b \\ 0 & b < z < b + W \end{cases} \quad (3.2)$$

şeklindedir ve potansiyel için daha genel bir formülü, n tam sayı olmak üzere aşağıdaki denklemle gösterilebilir:

$$V(z + n L) = V(z) \quad (3.3)$$



Şekil 3.1. Süperörgü yapısında kuyu, bariyer ve periyotlar

Burada üç bölge için ayrı ayrı dalga fonksiyonlarını sırasıyla yazalım.

$$\Psi(z) = \begin{cases} A_0 e^{ik_w z} + B_0 e^{-ik_w z} & -w \leq z \leq 0 \\ C_1 e^{ik_b b} + D_1 e^{-ik_b(z-b)} & 0 \leq z \leq b \\ A_1 e^{ik_w(z-L)} + B_1 e^{-ik_w(z-L)} & -b \leq z \leq L \end{cases} \quad (3.4)$$

Bu denklemde k_b ve k_w Schrodinger denkleminin çözümünden bildiğimiz gibi

$$k_w = \sqrt{\frac{2 m_w E}{h^2}} \quad (3.5)$$

ve

$$k_b = \sqrt{\frac{2 m_b (E - V_0)}{h^2}} \quad (3.6)$$

şeklindedir.

$z=0$ da sınır koşulunda $\Psi(z)$ ve $\frac{1}{m} \frac{\partial \Psi(z)}{\partial z}$ süreklilik şartları sağlanması gereklidir. Bu sınır şartını kullanarak dalga fonsiyonlarının katsayıları için aşağıdaki matris denklemi yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{bmatrix} = \bar{F}_{b0} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

bu denklemde

$$\bar{F}_{b0} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + P_{b0}) e^{ik_b b} & (1 - P_{b0}) e^{ik_b b} \\ (1 - P_{b0}) e^{-ik_b b} & (1 + P_{b0}) e^{-ik_b b} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$$P_{b0} = \frac{m_b k_w}{m_w k_b} \quad (3.9)$$

şeklinde bulunur.

Benzer şekilde $z=b$ sınır şartı kullanılarak;

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \bar{F}_{1b} \begin{bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

ve burada

$$\bar{\bar{F}}_{1b} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + P_{1b})e^{ik_w w} & (1 - P_{1b})e^{ik_w w} \\ (1 - P_{1b})e^{-ik_w w} & (1 + P_{1b})e^{-ik_w w} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

$$P_{1b} = \frac{m_w k_b}{m_b k_w} \quad (3.12)$$

dir. P_{b0} ve P_{1b} arasındaki ilişki şöyle yazılabilir:

$$P_{1b} = \frac{1}{P_{b0}} \quad (3.13)$$

Böylelikle $\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}$ matrisini $\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}$ matrisine bağlayan geçiş matrisini elde edilmiş olur.

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

burada

$$\bar{\bar{T}} = \bar{\bar{F}}_{b0} \bar{\bar{F}}_{1b} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Bu matrisin determinanı bire eşittir.

$$\det|\bar{\bar{T}}| = 1 \quad (3.16)$$

Matris elemanları ise;

$$t_{11} = e^{ik_w w} \left[\cos k_b b + \frac{i}{2} \left(P + \frac{1}{P} \right) \sin k_b b \right] \quad (3.17)$$

$$t_{12} = e^{ik_w w} \frac{i}{2} \left(P - \frac{1}{P} \right) \sin k_b b \quad (3.18)$$

$$t_{21} = e^{-ik_w w} \left(-\frac{i}{2} \right) \left(P - \frac{1}{P} \right) \sin k_b b \quad (3.19)$$

$$t_{22} = e^{-ik_w w} \left[\cos k_b b - \frac{i}{2} \left(P + \frac{1}{P} \right) \sin k_b b \right] \quad (3.20)$$

şeklinde bulunur.

Bu matris bağıntısını devam ettirdiğimiz zaman n. periyot için

$$\begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = \bar{T}^n \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

denkleminde ulaşılır.

Özdeğer ve özvektörlerin hesabı için 2x2'lik bir matrisi ele alalım.

$$\bar{T} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = t \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Bu denklemin determinantını alırsak ikinci dereceden bir polinom denklemi elde edilir.

$$t^2 - (t_{11} + t_{22})t + \det \bar{T} = 0 \quad (3.23)$$

$\det \bar{T} = 1$ olması şartını kullanırsak bu denklem için iki tane kök elde edilir.

$$t_{\pm} = \left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2} \right)^2 - 1} \quad (3.24)$$

Eğer $\left| \frac{t_{11} + t_{22}}{2} \right| > 1$ ise her iki kök de gerçektir. Ancak bu koşul altında $\lim_{n \rightarrow \infty} |t_{\pm}|^n \rightarrow \infty$ yada $\lim_{n \rightarrow -\infty} |t_{\pm}|^n \rightarrow \infty$ olacağından $n \rightarrow \pm \infty$ için dalga fonksiyonunun sonlu (finite) olması şartı sağlanamaz. O halde;

$$\left| \frac{t_{11} + t_{22}}{2} \right| \leq 1 \quad (3.25)$$

şartı sağlanmalıdır.

Özdeğerler aşağıdaki formda yazılabilir.

$$t_+ = e^{iqL} \text{ ve } t_- = e^{-iqL} \quad (3.26)$$

Böylece determinant denklemi

$$(t - t_+)(t - t_-) = 0 \quad (3.27)$$

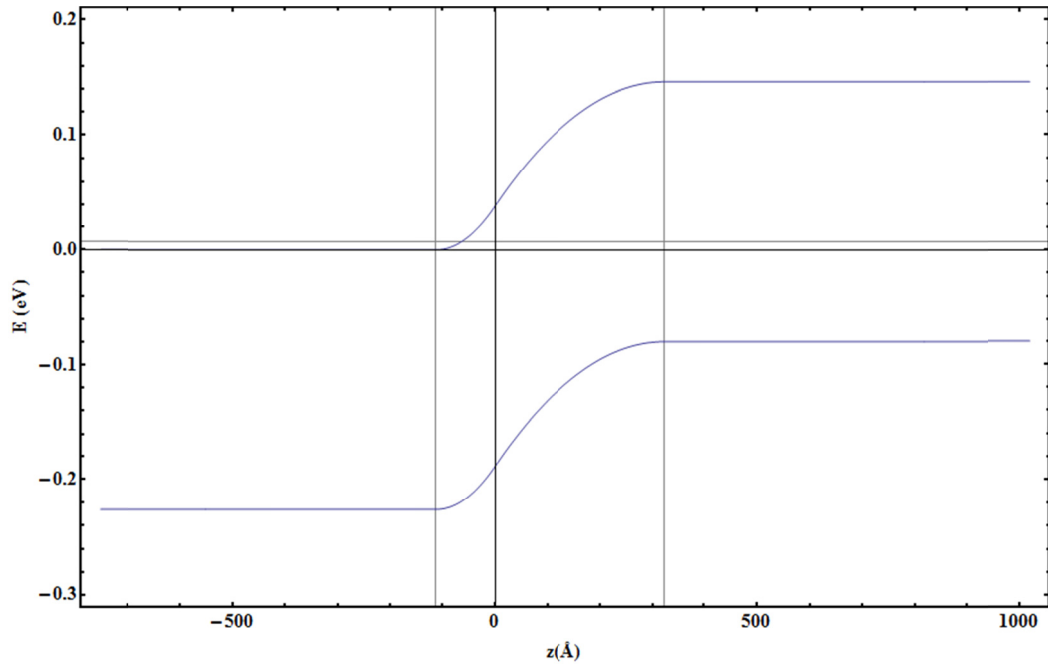
şeklinde yazılabilir.

Determinant denkleminin çözümüyle bir süperörgü için Kronig-Penney modeli sağlanmış olur. [9]

$$f(E) = \begin{cases} \cos k_w w \cosh \alpha_b b - \frac{1}{2} \left(\eta - \frac{1}{\eta} \right) \sin k_w w \sinh \alpha_b b & 0 < E < V_0 \\ \cos k_w w \cos k_b b - \frac{1}{2} \left(P + \frac{1}{P} \right) \sin k_w w \sin k_b b & V_0 < E \end{cases}$$

(3.28)

3.2. Bir PN Ekleminde Eklem Bölgesi Kalınlığının Hesaplanması



Şekil 3.2. n (InAs) – p (GaSb) yapısı Fermi enerjisi ve eklem bölgesi gösterimi

Yukarıdaki şekilde verilmiş olan bir PN eklemi için potansiyel enerji denklemlerini ve eklem bölgesi (depletion region) kalınlığını elde edelim.

Yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = e (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (3.29)$$

olmak üzere eklem bölgesi içinde p bölgesindeki net akseptör konsantrasyonu N_A^- ve n bölgesindeki net donör konsantrasyonu N_D^+ olmak üzere eklem bölgesi içinde iki bölge için ayrı ayrı yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = \begin{cases} +e N_d & -x_n < x < 0 \\ -e N_A & 0 < x < x_p \end{cases} \quad (3.30)$$

şeklinde olacaktır.

$-x_n < x < 0$ aralığı için potansiyel enerji V_n ve $0 < x < x_p$ aralığı için potansiyel enerji V_p olmak üzere;

$$\frac{d^2 V_n}{dx^2} = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} N_d \quad (3.31)$$

yazılabilir ve integral alınırsa;

$$\frac{d V_n}{dx} = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} N_d x + A \quad (3.32)$$

Burada A integral sabitidir.

$-x_n$ de sınır şartını V_n 'nin kendisi ve türevi için ayrı ayrı uygulanırsa;

$$\left. \frac{d V_n}{dx} \right|_{x=-x_n} = 0 \quad (3.33)$$

$$\frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} N_d (-x_n) + A = 0 \quad (3.34)$$

$$A = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} N_d x_n \quad (3.35)$$

A sabitini yerine yazılırsa;

$$\frac{d V_n}{dx} = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} N_d (x + x_n) \quad (3.36)$$

Potansiyel enerjiyi elde etmek için bu denklemin tekrar integralini alıp, $-x_n$ sınır şartını kullanılırsa;

$$V_n = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_n \epsilon_0} \frac{1}{2} N_d (x + x_n)^2 \quad (3.37)$$

olarak bulunmuş olur.

V_p potansiyel enerjisini elde etmek için de x_p deki sınır şartlarını kullanacağız.

$$\frac{d^2 V_p}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 \rho}{\varepsilon_p \varepsilon_0} \quad (3.38)$$

$\rho(x) = -e N_a$ 'yı yerine yazalım.

$$\frac{d^2 V_p}{dx^2} = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a \quad (3.39)$$

$$\left. \frac{d V_p}{dx} \right|_{x=x_p} = 0 \quad (3.40)$$

$$\frac{d V_p}{dx} = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a x + B \quad (3.41)$$

İntegral sabiti B'yi bulup yerine yazarsak;

$$\frac{d V_p}{dx} = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a (x - x_p) \quad (3.42)$$

denkleminde ulaşırız. Bu denklemin integralini alalım;

$$V_p = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a \frac{1}{2} x^2 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a x_p x + C \quad (3.43)$$

C integral sabitini elde etmek için $x=0$ sınırında $V_p = V_n$ olması koşulunu kullanalım;

$$\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_n \varepsilon_0} \frac{1}{2} N_d (0 + x_n)^2 = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a \frac{1}{2} 0^2 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a x_p 0 + C \quad (3.44)$$

Denklemden C'yi çekip, V_p 'yi tekrar yazarsak sonuçta V_p 'yi bulmuş oluruz.

Son sınır şartımız olan $x=0$ 'da V_n ve V_p 'nin türevlerinin eşitliğinden ise x_n ile x_p arasında bir bağıntı elde edilir;

$$\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_n \varepsilon_0} N_d x_n = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_p \varepsilon_0} N_a x_p \quad (3.45)$$

$$q_{een} N_d x_n = q_{eep} N_a x_p \quad (3.46)$$

bağıntısını buluruz.

$V_p(x=x_p) = V_0$ olma şartını kullanarak x_p 'yi elde ederiz.

$$V_0 = q_{een} N_d x_n^2 + q_{eep} N_a x_p^2 \quad (3.47)$$

Bu denklemde x_n 'i yerine yazarsak;

$$V_0 = qeen N_d \left(\frac{qleep N_a x_p}{qeen N_d} \right)^2 + qleep N_a x_p^2 \quad (3.48)$$

$$x_p = \sqrt{\frac{V_0}{qleep \left(1 + \frac{qleep N_a}{qeen N_d} \right)}} \quad (3.49)$$

bulunmuş olur.

3.46 denkleminde x_p 'yi yerine yazıp x_n 'i elde ederiz. Böylece eklem bölgesi genişliği;

$$D.R. = x_p + x_n$$

$$D.R. = \sqrt{\frac{V_0}{qleep \left(1 + \frac{qleep N_a}{qeen N_d} \right)}} + \frac{qleep N_a}{qeen N_d} \sqrt{\frac{V_0}{qleep \left(1 + \frac{qleep N_a}{qeen N_d} \right)}} \quad (3.50)$$

şeklinde bulunmuş olur. [9]

4. FOTODEDEKTÖRLER

Fotodedektörler optik iletişim sistemlerinde önemli rol oynar. Fotodedektörlerin ana fiziksel mekanizması foton absorpsiyonu üzerine kuruludur. Bir fotodedektörün performansı optik absorpsiyon sürecine taşıyıcı yoğunluğuna ve devre sistemiyle etkileşimine bağlıdır.

Değişik yollarla üretilen sinyalleri elektrik akımlarına çevirebilmek için fotodedektörlere ihtiyacımız vardır. Bunun nedeni amplifikasyon ve veri işleminin elektronik aygıtlarla yapılmasıdır. Fotodiyotların performansı; düşük gürültü, düşük karanlık akım, hassaslık, yüksek kazanç oranı gibi faktörlerle belirlenir.

İki çeşit fotodiyot vardır. Bunlardan ilki PN eklem diyetotlarıdır. Bu yapıda gelen fotonlar valans bandındaki elektronlar tarafından soğurulur. Bu işlem sonucu elde edilen elektron-hol çiftlerinin yarattığı akım yükseltilir. Bu akım elektronik veri işlemcilerinde kullanılır. Diğer bir fotodiyod çeşidi ise sıcak elektron çıkış çoğaltımı (hot electron avalanche multiplication) yöntemiyle çalışır.

Yüksek elektrik alan uygulanmasıyla elde edilen yüksek enerjili taşıyıcılar etki iyonlaşması (impact ionization) denilen bir işlemle dağılır. Örnek vermek gerekirse, yüksek enerjili elektron bir atoma çarpar ve valans bandındaki bir elektronu yasak enerji aralığına doğru uyarır ve enerjisini kaybedebilir. Her bir etki iyonlaşması olayında elektron popülasyonu ikiye katlanır. Akım çoğaltımını maksimuma çıkartabilmek için heteroeklem yapılar kullanılır. [12, 13]

4.1. Mobilite

Elektron ya da holler için sürüklenme hızı elektrik alan yoğunluğu ile yarıiletkenin elektronik yüküne, etkin kütlesine ve relaksasyon zamanına bağlı olan bir faktör ile çarpımıyla elde edilir. Taşıyıcı mobilitesi ise bir elektron için

$$V_d = -\mu_n F \quad (4.1)$$

şeklindeir. Bu denklemde V_d ; elektron sürüklenme hızı, μ_n ; elektron mobilitesi ve F ; elektrik alan yoğunluğudur. Burada negatif işaret olmasının sebebi bir elektron için hız vektörü yönünün elektrik alan vektörü yönü ile ters yönde

olmasıdır. Sürüklenme hızını bu denklemde yazarak mobilite için aşağıdaki denkleme ulaşılır:

$$\mu_n = \frac{q \tau_c}{m_n} \quad (4.2)$$

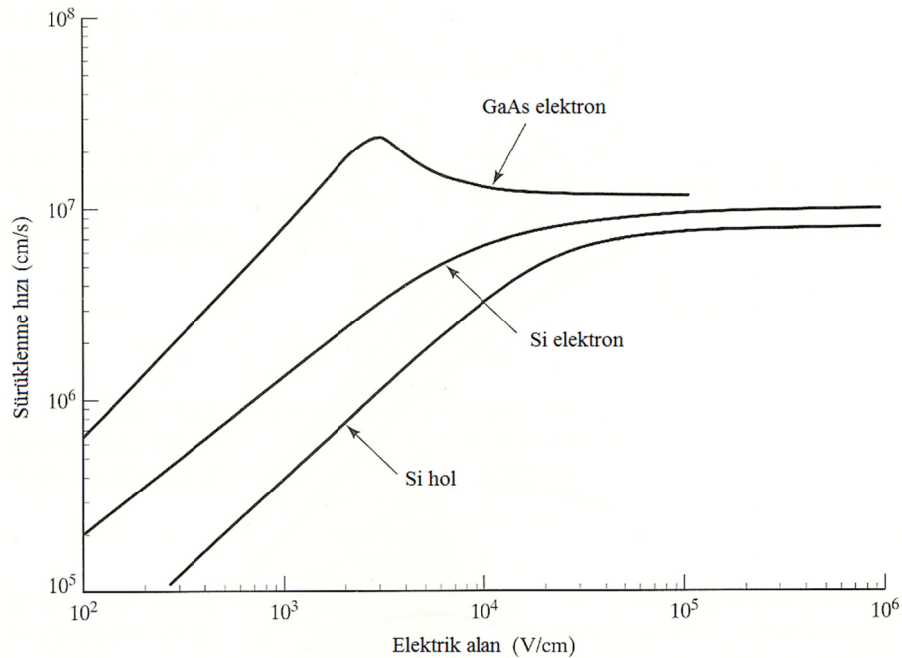
Aynı şekilde bir hol için,

$$V_d = \mu_p F \quad (4.3)$$

ve mobilite

$$\mu_p = \frac{q \tau_c}{m_p} \quad (4.4)$$

Çarpışmalar arasındaki zaman farkı nedeniyle mobilite temel olarak sıcaklık ve katkı konsantrasyonuna bağlıdır. Aynı zamanda materyalin etkin kütlesine de bir bağımlılık söz konusudur. Örnek olarak GaAs ve Si arasındaki ilişkiye bakarsak; etkin kütlesi Si'ye göre daha küçük olan GaAs için sürüklenme hızı daha büyüktür. Keza şekil 4.1'den de görüleceği gibi GaAs sürüklenme hızı Si'nin dört-beş katı büyüklüğündedir.



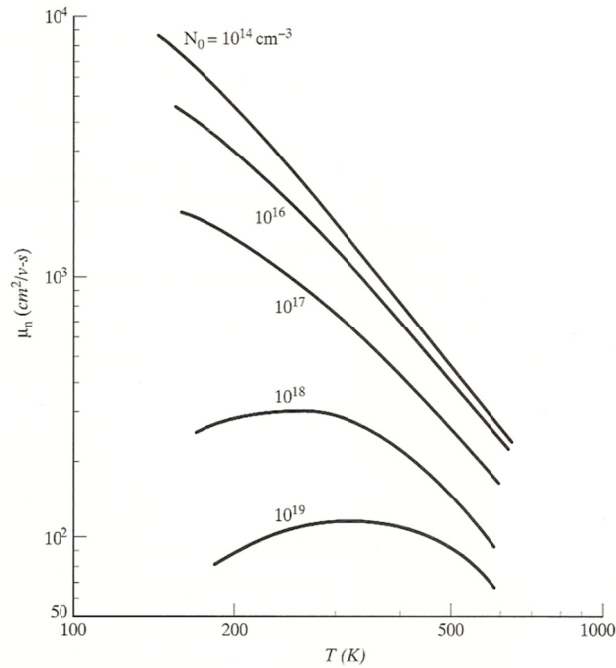
Şekil 4.1. Sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi

Şekildeki deneysel sonuçlar gösteriyor ki, elektrik alanın büyük olduğu değerler için sürüklenme hızı doyum hızı olan 10^7 cm/s değerine yaklaşmaktadır. Lineer bölgede sürüklenme hızı ve dolayısıyla mobilitayı etkileyen faktör materyallerin etkin kütleleridir.

Mobilitenin katkı konsantrasyonu ile olan ilişkisi temel olarak ortalama çarpışma zamanındaki değişimle orantılıdır. Yüksek katkılama yoğunluğu daha çok çarpışma, düşük sürüklenme hızı ve düşük mobilita anlamına gelir. Sıcaklık ve katkılama yoğunluğu ile mobilita ilişkisi şekil 4.2’de gösterilmiştir.

Düşük sıcaklıklarda, örgü titreşimleri çok küçüktür. Sıcaklık arttıkça taşıyıcılar termal enerji alırlar ve böylelikle hızlanırlar. Böylelikle örgü atomları ve katkı atomları civarında elektronların harcadığı zaman azalır. Bu olay çarpışma kesitinin azalmasına ve böylece mobilitenin sıcaklıkla artmasına sebep olur.

Sıcaklık arttıkça mobilitadaki artış belli bir sıcaklık değerine kadar devam eder. Örgü titreşimlerinin baskın olması ve çarpışma kesitinin artmasıyla örgüde atomlar arası çarpışma olasılığı artar. Bunun bir sonucu olarak mobilita azalır.



Şekil 4.2. Elektron mobilitasının sıcaklığa bağlı değişimi

Mobilitiyi etkileyen faktörleri maddeler halinde yazarsak:

- 1) Maddedeki düzensizlikler ve sıcaklık değişimi mobilité üzerinde oldukça etkilidir.
- 2) Sürüklenme hızının termal hızdan daha düşük olduğu durumlarda mobilité direkt olarak çarpışmalar arasında geçen zamanla orantılıdır.
- 3) Eğer sürüklenme hızı elektrik alan yoğunluğundaki artış ile doyum hızına yaklaşırsa, mobilitéde elektrik alan artışıyla bir azalma gözlenir.
- 4) Dolayısıyla mobilité, örgü yapısındaki düzensizliklerden, sıcaklık değişiminden, katkılama konsantrasyonundan ve de elektrik alan yoğunluğundaki değişimlerden etkilenmektedir. [14]

4.2. Sürüklenme Akımı

Bir yarıiletkené elektrik alan uygulandığı zaman elektron ve holler sürüklenme hızı kazanırlar. Taşıyıcılarda meydana gelen yer değıştirme bir elektrik akımına sebep olur. Bu akım sürüklenme akımıdır. Sürüklenme akımı denklemini elektronlar için aşağıdaki denklemlerle verilir.

$$I_n = -A q n V_d \quad (4.5)$$

Burada A; kesit alanı, q; yük, n; elektron yoğunluğu ve V_d ; elektron sürüklenme hızıdır. Akım yönü elektronların hareket yönünün tersi yöndedir. Akım denkleminde sürüklenme hız denklemini yerine yazalım.

$$I_n = A q n \mu_n F \quad (4.6)$$

Elektron hareketi yüzünden meydana gelen akım elektrik alan yoğunluğu ile aynı yöndedir. Elektron akım yoğunluğu ise;

$$J_n = \frac{I_n}{A} = q n \mu_n F = \sigma_n F \quad (4.7)$$

biçimindedir. Bu denklemlerde yazdığımız $q n \mu_n$ kısmı elektriksel iletkenliktir.

Holler için sürüklenme akım yoğunluğu,

$$J_p = q p \mu_p F = \sigma_p F \quad (4.8)$$

Toplam sürüklenme akım yoğunluğu ve toplam iletkenlik,

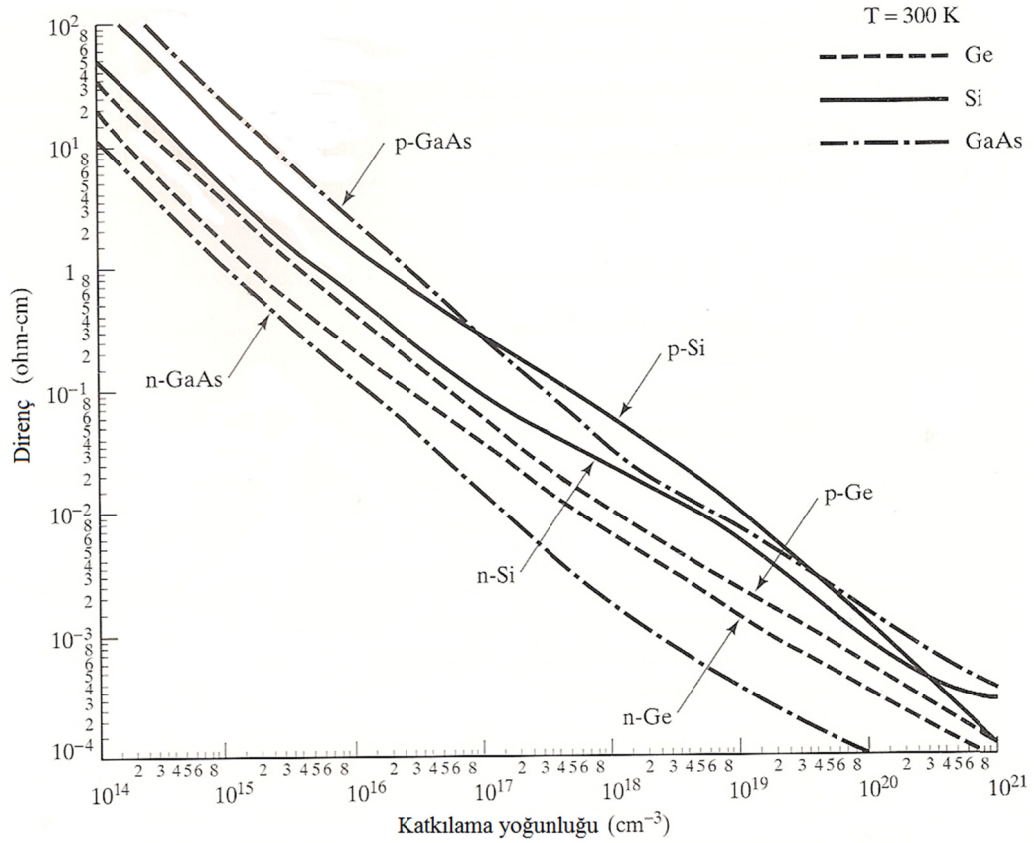
$$J_t = J_n + J_p = \sigma_n F + \sigma_p F \quad (4.9)$$

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_p = q n \mu_n + q p \mu_p \quad (4.10)$$

Termal denge durumundaki bir yarıiletken için öz direnç,

$$\rho = \frac{1}{q n_0 \mu_n + q p_0 \mu_p} \quad (4.11)$$

burada n_0 ve p_0 termal denge durumundaki elektron ve hol yoğunluklarıdır.



Şekil 4.3. Katkı yoğunluğu arttıkça öz direncin değişimi

N tipi bir yarıiletken için $n_0 \gg p_0$ ve $n_0 \cong N_D$ yazılabilir.

$$\rho \cong \frac{1}{q N_D \mu_n} \quad (4.12)$$

P tipi bir yarıiletken için de benzer yaklaşım ile,

$$\rho \cong \frac{1}{q N_A \mu_p} \quad (4.13)$$

olarak verilebilir.

Katkı yoğunluğu ile öz direncin değişimi yukarıdaki grafikte örneklendirilmiştir. [13]

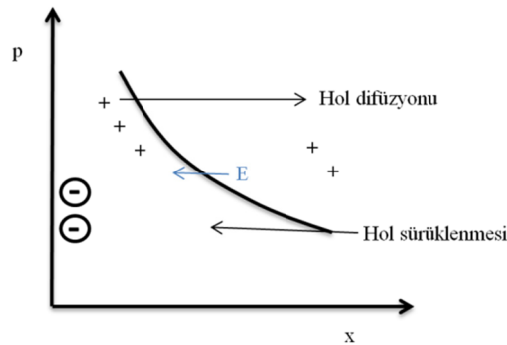
4.3. Difüzyon ve Difüzyon Akımı

Yarıiletkenlerde, akım meydana gelmesiyle sonuçlanan taşıyıcı hareketinin sebebi ya bir sürüklenme akımı meydana getiren uygulanan elektrik alan ya da taşıyıcıların difüzyon işlemidir.

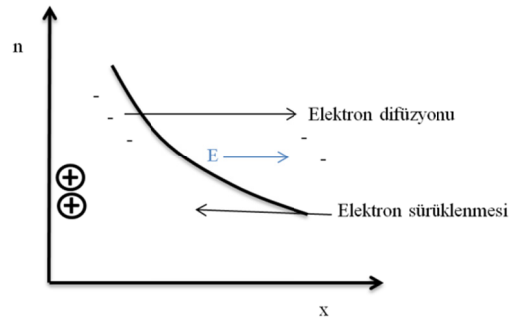
Difüzyon işlemi, taşıyıcıların yüksek konsantrasyon bölgelerinden uzaklaşıp düşük taşıyıcı konsantrasyonuna sahip bölgeye doğru hareketidir. [13]

Difüzyon işlemine günlük yaşamdan örnek vermek istersek; bir koku (örneğin kolonya) odaya sıkıldığında oda içinde hızlıca yayılır. Moleküllerin yayılması işlemi termal çarpışmalar ve yoğunluk gradyenti nedeniyle olur.

Şekil 4.4a ve 4.4b’de yüksekten alçak konsantrasyon bölgelerine doğru taşıyıcı difüzyonu sırasıyla holler ve elektronlar için gösterilmektedir.



Şekil 4.4. (a) p tipi yarıiletkende hol difüzyonu ve sürüklenmesi



Şekil 4.4. (b) n tipi yarıiletkende elektron difüzyonu ve sürüklenmesi

Şekil 4.4a’da difüzyon akım yoğunluğu J_p hol akış yönü nedeniyle, +x yönündedir. Şekil 4.4b’deki difüzyon akım yoğunluğu J_n ise elektron akışının tersi yönünde yani -x yönündedir.

Difüzyon akım yoğunlukları

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (4.14)$$

ve

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (4.15)$$

şeklinde verilir.

Her iki durum için de akım yoğunluğu, taşıyıcı yoğunluğunun değişimi ile doğru orantılı olarak değişmektedir. Difüzyon sabitleri D_n ve D_p ise taşıyıcı difüzyonunun ne kadar hızlı bir şekilde gerçekleşeceğini belirler.

Şekil 4.4’de görüleceği gibi taşıyıcı difüzyonu işlemi bir net elektrostatik yük üretir ki bu da elektrik alanda artışa sebep olur. Sürüklenme akım yoğunlukları

$$J_n = q n \mu_n F \quad (4.16)$$

$$J_p = q p \mu_p F \quad (4.17)$$

şeklindeydi. Dışarıdan uygulanan bir elektrik alan olmadığı için toplam akım yoğunluğu sıfıra eşit olmak zorundadır. Öyleyse,

$$J_n(\text{difüzyon}) + J_n(\text{sürüklenme}) = 0 \quad (4.18)$$

yazılırsa

$$q n \mu_n F + q D_n \frac{d n}{d x} = 0 \quad (4.19)$$

ve elektron akım yoğunluğu için

$$q p \mu_p F - q D_p \frac{d p}{d x} = 0 \quad (4.20)$$

denklemleri elde edilir. [14]

4.3.1. Einstein Bağıntısı

Toplam elektron taşıyıcı yoğunluğu

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{k T}} \quad (4.21)$$

şeklinde yazılırsa bu denklemin türevinden,

$$d n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{k T}} \left(-\frac{d E_i}{k T} \right) \quad (4.22)$$

$$d n = n \left(-\frac{d E_i}{k T} \right) \quad (4.23)$$

denklemini bulunur. Bu bulduğumuz denklem 4.19'da yerine yazılırsa,

$$F = -\frac{q D_n}{q n \mu_n} \frac{d n}{d x} = \frac{D_n}{n \mu_n k T} n \left(\frac{d E_i}{d x} \right) = \frac{D_n}{\mu_n k T} \frac{d E_i}{d x} \quad (4.24)$$

bulunur. Yükün bir bölgeden diğer bir bölgeye götürülmesiyle yapılan iş bölgeler arasındaki ortalama enerji farkına eşit olacağından

$$F_{i\varnothing} dx = q F dx = d E_i \quad (4.25)$$

Denklemden $\frac{d E_i}{d x}$ 'i çekip yerine yazarsak,

$$F = \frac{D_n}{\mu_n k T} q F \quad (4.26)$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k T}{q} \quad (4.27)$$

eşitliği bulunur. Bu denklem Einstein Bağıntısı olarak isimlendirilir. Bu denklem ile, verilen bir mobilite değeri için difüzyon sabiti D bulunabilir. [14]

4.4. PN Eklemlerinde Akım

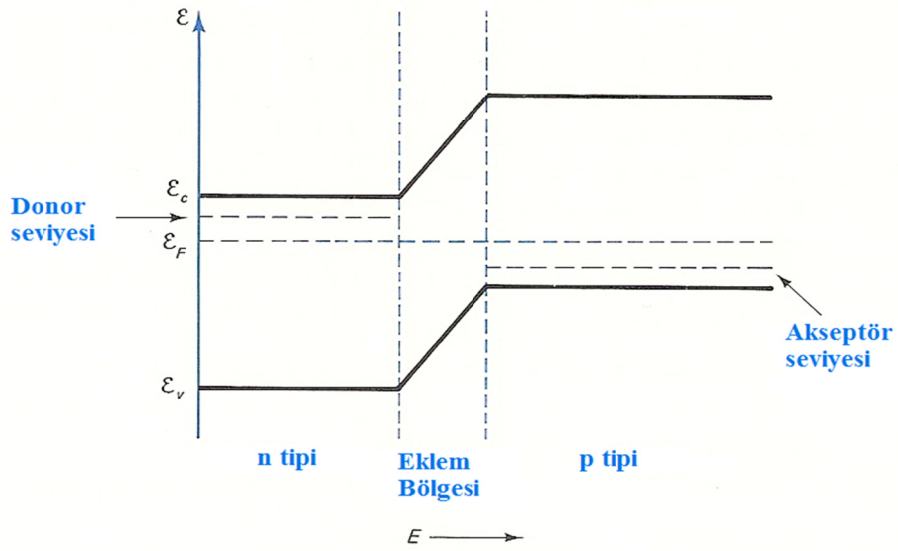
Bir eklem tek bir kristalin bir ucunun p tipi diğer ucunun n tipi katkılanmasıyla oluşturulabilir. Bunun sonucu *yarıiletken eklem* oluşur. Materyal boyunca sabit bir fermi enerjisi olmalıdır ve n tipi ile p tipi bölgeler arasında bir geçiş bölgesi oluşur. Geçiş bölgesinde enerji konuma bağlı olarak değişmektedir. Aşağıdaki şekilde bir n-p tipi yarıiletken eklem için enerji seviyeleri gösterilmektedir.

Şekil 4.6'yı göz önüne alarak PN eklemde meydana gelen olayları açıklayalım. Geçiş bölgesi boyunca meydana gelen iki temel işlem mevcuttur. Bunlar; n tipi materyal p tipi materyalden daha yüksek elektron yoğunluğuna sahip olmasından dolayı oluşan n tipinden p tipine elektron difüzyonu ve benzer olarak p tipi materyalden n tipi materyale hol difüzyonu olayıdır.

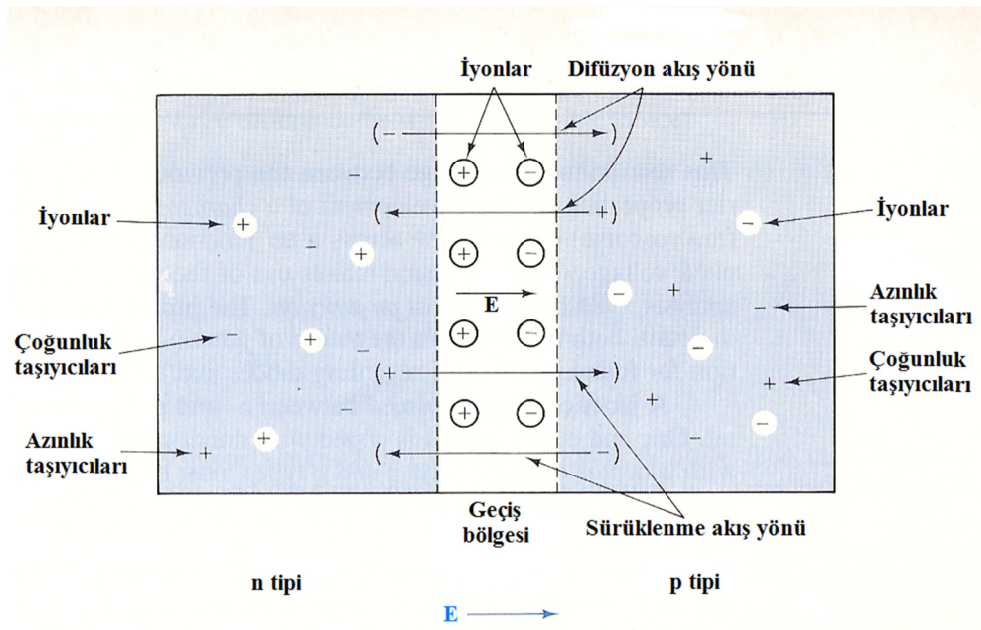
Elektronlar ve holler geçiş bölgesinde buluştukları anda birleşirler. Elektron holü doldurur ve her iki taşıyıcı da yok olur. Yükler birleştiği için uzay yük bölgesinin her iki kenarında da iyonlar hapsolür. Bu iyonlar nedeniyle uzay yük bölgesi boyunca bir elektrik alan oluşur.

Her iki yarıiletken tipinde de azınlık taşıyıcıları uzay yük bölgesi içinde dolaşırken bu elektrik alan tarafından eklem diğer tarafına iteklenirler. Bunun sonucu bir sürüklenme akımı oluşur. Harici bir elektrik alan olmadığı durumda kristal denge durumunda olmalıdır. Net akım sıfırdır.

Holler nedeniyle oluşan çoğunluk taşıyıcıları difüzyon akımı = Holler nedeniyle oluşan azınlık taşıyıcıları sürüklenme akımı



Şekil 4.5. PN eklemi boyunca enerji seviyeleri



Şekil 4.6. Voltaj uygulanmamış PN eklemi üzerindeki taşıyıcı akışı

$$q D_p \frac{dp}{dx} = q p \mu_p F(x) \quad (4.28)$$

Elektronlar nedeniyle oluşan çoğunluk taşıyıcıları difüzyon akımı = Elektronlar nedeniyle oluşan azınlık taşıyıcıları sürüklenme akımı

$$q D_n \frac{dn}{dx} = -q n \mu_n F(x) \quad (4.29)$$

Elektrik alan ile potansiyel arasındaki ilişkiyi $(F = -\frac{dV}{dx})$ ve Einstein bağıntısı kullanarak 4.28 denklemini aşağıdaki hale dönüştür.

$$-\frac{dV}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{dp}{dx} \quad (4.30)$$

Bu denklemin n'den p'ye ve hol yoğunlukları p_n 'den p_p 'ye integrali alınırsa,

$$-\int_{V_n}^{V_p} dV = \frac{kT}{q} \int_{p_n}^{p_p} \frac{dp}{p} \quad (4.31)$$

$$-(V_p - V_n) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (4.32)$$

Uzay yük bölgesi boyunca potansiyeldeki değişim, kontak potansiyeli olarak isimlendirilir ve $V_c = V_n - V_p$ şeklindedir. Öyleyse,

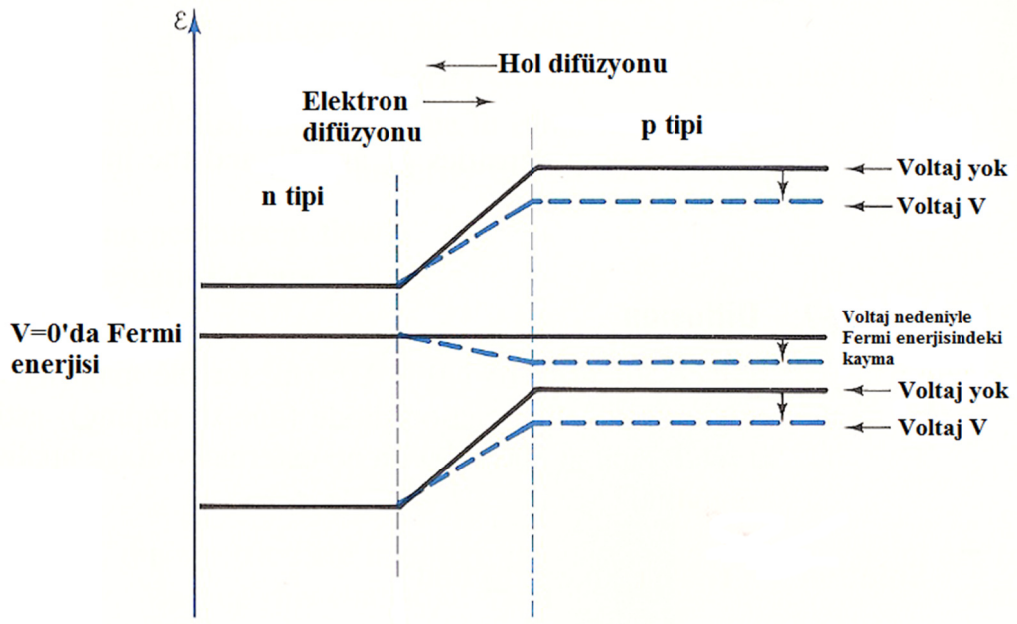
$$p_n = p_p e^{-\frac{qV_c}{kT}} \quad (4.33)$$

Bu denklem bize n tipi yarıiletken ile p tipi yarıiletken arasındaki içindeki hol yoğunluğu ilişkisini verir.

Şimdi de yarıiletken eklem bir potansiyel uygulandığında ne olacağını inceleyelim. Eğer pozitif kutup p tipi yarıiletken takılırsa yani sisteme pozitif besleme voltajı uygulanırsa taşıyıcı difüzyonu artar, eklem bölgesi genişliği azalır. Artık eklem üzerine düşen etkin potansiyel $(V_c - V)$ olur ve taşıyıcı yoğunluğu

$$p_n' = p_p e^{-\frac{q(V_c - V)}{kT}} \quad (4.34)$$

şeklini alır.



Şekil 4.7. Voltaj altında PN eklemi

Voltaj uygulandığında oluşan değişiklik şekil 4.7’de gösterilmektedir. Voltaj uygulanmasıyla oluşan daha yüksek difüzyon akımı n tipi taraftan p tipine doğru daha fazla elektron akışını meydana getirir. Tam tersi olarak da p tipinden n tipi tarafa hol akışı artar.

Taşıyıcılar yeniden birleştiği anda n tipi kısımda pozitif yüklü iyonlar p tipi kısımda ise negatif yüklü iyonlar kalır.

Tüm bu aktivitenin net sonucu, voltaj kaynağı ile diyot arasında bir elektron akışı ve I net akımı meydana gelmesidir. İlave azınlık taşıyıcıları yoğunluğunu $\Delta p = p_n' - p_n$ denklemiyle bulabiliriz.

$$\Delta p = p_p e^{-\frac{qV_c}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (4.35)$$

Benzer şekilde

$$\Delta n = n_n e^{-\frac{qV_c}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (4.36)$$

Bir PN eklemünde elektronlar ve holler sebebiyle meydana gelen difüzyon akımı aynı yöne doğrudur. Çünkü yük gradyentleri birbirinin tersi yönlerde doğrudur. Akım denklemi yazılırsa;

$$I = J A = q A \left(D_p \frac{\Delta p}{L_p} + D_n \frac{\Delta n}{L_n} \right) \quad (4.37)$$

Burada L_p ve L_n karakteristik difüzyon uzunluklarıdır. Bu denklemde Δp ve Δn 'i yerine yazılırsa;

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (4.38)$$

şeklinde bulunur. [14]

4.5. Fotoiletkenlik ve Fotoakım

P tipi bir yarıiletken ele alalım. Toplam elektron yoğunluğu n ve toplam hol yoğunluğu p olsun. Termal denge değerinden olan sapma değerleri n_0 ve p_0 , ilave taşıyıcı yoğunlukları δn ve δp ise optiksel uyarılma nedeniyle;

$$n = n_0 + \delta n \quad (4.39)$$

$$p = p_0 + \delta p \quad (4.40)$$

yazılabilir.

P tipi bir yarıiletkende hol sayısı elektron sayısından çok daha fazla olacağından $p_0 \gg n_0$ alınabilir.

Net termal yeniden birleşme oranı;

$$R_n^{net} = \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (4.41)$$

şeklindedir.

Düşük seviyeli katkılama durumu için $\delta n, \delta p \ll p_0$ varsayımı yapılırsa, elektron yoğunluğu aşağıdaki denklemi sağlar.

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = G_0 - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (4.42)$$

Burada G_0 net optiksel üretim oranıdır. Toplam akım yoğunluğu;

$$J = J_n + J_p = q (\mu_n n + \mu_p p) E \quad (4.43)$$

Bu denklemde iletkenlik $\sigma = q (\mu_n n + \mu_p p)$ şeklinde yazılırsa;

$$J = \sigma E \quad (4.44)$$

olur.

Fotoiletkenlik $\Delta\sigma$; optiksel uyarılma olduğu durum ile karanlıktaki iletkenlik (σ_0) arasındaki iletkenlik farkı olarak tanımlanabilir.

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= \sigma - \sigma_0 \\ &= q (\mu_n n + \mu_p p) - q (\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \end{aligned} \quad (4.45)$$

$$\Delta\sigma = q (\mu_n \delta n + \mu_p \delta p) \quad (4.46)$$

Toplam akım ise; akım yoğunluğu ile kesit alanın çarpımıdır.

$$I = J A = \sigma E A \quad (4.47)$$

Burada elektrik alan örneğin üzerine düşen potansiyel olarak tanımlanır. Fotoakım; optiksel uyarılma var olduğundaki toplam akım ile karanlık akım arasındaki toplam akım farkıdır.

$$\begin{aligned} \Delta I &= I - I_0 \\ &= \sigma \frac{V}{l} A - \sigma_0 \frac{V}{l} A = \Delta\sigma \frac{A}{l} V \end{aligned} \quad (4.48)$$

$\Delta\sigma$ 'ı bu denklemde yazarsak fotoakım aşağıdaki şekilde elde edilir. [9]

$$\Delta I = q (\mu_n \delta n + \mu_p \delta p) \frac{A}{l} V \quad (4.49)$$

4.6. Yapay (Quasi) Fermi Seviyeleri

Denge durumundaki bir PN eklemine elektron (veya hol) katkılanması sonucu sistem denge durumundan (steady state) çıkar. Bu yeni sistemi tanımlayan yeni bir Fermi seviyeleri oluşur. Yapay Fermi seviyeleri her bir yük taşıyıcısı (elektron ve hol) için konuma bağlı popülasyonu belirtir.

$$F_N - F_p = q V_A \quad (4.50)$$

p tarafı için taşıyıcı yoğunlukları;

$$p_p(x) = N_{vp} e^{(E_v(x) - F_p(x))/k_B T} \quad (4.51)$$

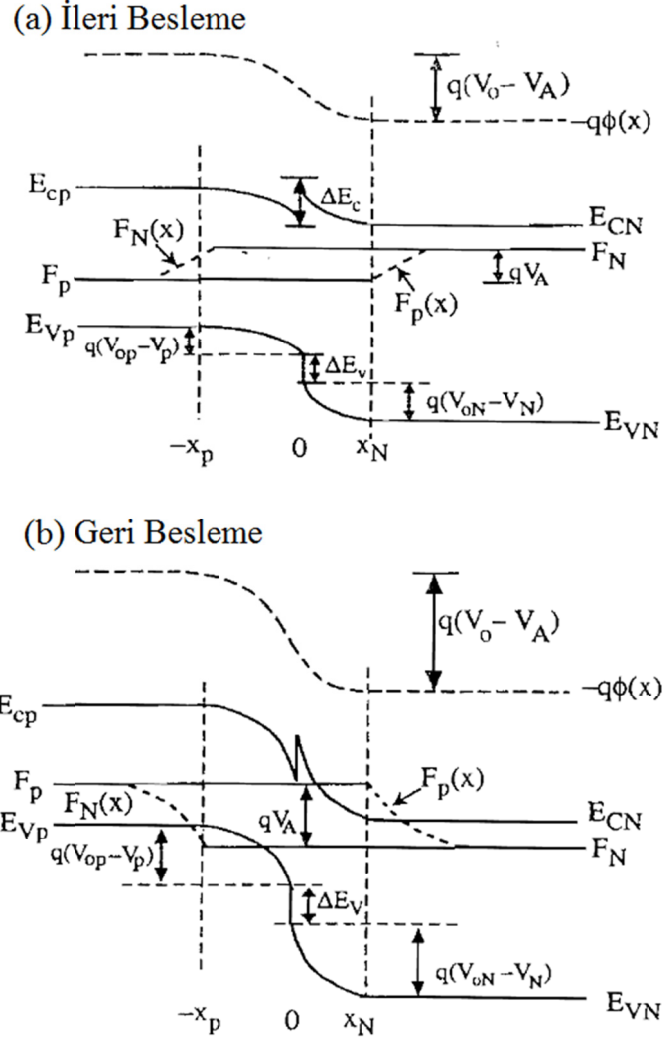
$$n_p(x) = N_{cp} e^{(F_N(x) - E_c(x))/k_B T} \quad (4.52)$$

N tarafı için taşıyıcı yoğunlukları;

$$p_N(x) = N_{vN} e^{(E_v(x) - F_p(x))/k_B T} \quad (4.53)$$

$$N_N(x) = N_{cp} e^{(F_N(x) - E_c(x))/k_B T} \quad (4.54)$$

şeklindedir.



Şekil 4.8. Bir p-n eklemi için (a) ileri besleme ve (b) geri besleme durumları için enerji band diyagramları

Termal denge durumunda hiçbir akım enjeksiyonu olmayacağından $V_A = 0$ alınabilir. Bu durumda;

$$F_N = F_p \quad (4.55)$$

olur.

$$n_p p_p = N_{vp} N_{cp} e^{(E_v(x) - F_p(x))/k_B T} e^{(F_N(x) - E_c(x))/k_B T}$$

$$= N_{vp} N_{cp} e^{-(E_c(x)-E_v(x)+F_p(x)-F_N(x))/k_B T} \quad (4.56)$$

$V_A = 0$ için $F_p(x) = F_N(x)$ olduğundan dolayı;

$$= N_{vp} N_{cp} e^{-(E_c(x)-E_v(x))/k_B T} \quad (4.57)$$

Katkısız durum için $n_p p_p = n_i p^2$ yazabiliriz. Burada $n_i p$; p tarafındaki katkısız durumdaki taşıyıcı yoğunluğudur.

$$n_p p_p = N_{vp} N_{cp} e^{-(E_c(x)-E_v(x))/k_B T} = n_i p^2 \quad (4.58)$$

p tarafı eklem bölgesi içinde ($-x_p < x < 0$), $V_A \neq 0$ durumu için;

$$n_p p_p = N_{vp} N_{cp} e^{-(E_c(x)-E_v(x))/k_B T} e^{(F_N(x)-F_p(x))/k_B T} \quad (4.59)$$

$n_i p^2 = N_{vp} N_{cp} e^{-(E_c(x)-E_v(x))/k_B T}$ ve $F_N(x) - F_p(x) = q V_A$ olduğundan;

$$n_p p_p = n_i p^2 e^{q V_A/k_B T} \quad (4.60)$$

bulunur. Bu denklemde $V_A = 0$ alırsak $n_p p_p = n_i p^2$ şartının sağlandığı kolaylıkla görülmektedir.

Eklem bölgesinin $x = -x_p$ sınırında;

$$n_p(-x_p) p_p(-x_p) = n_i p^2 e^{q V_A/k_B T} \quad (4.61)$$

Termal denge halinde p tarafındaki holleri p_{p0} ve elektronları da n_{p0} ile gösterirsek; hol yoğunluğu $p_p(-x_p) = p_{p0} = N_A$ ilk durumdaki akseptör sayısına eşit olacaktır. Bunu denkleme yazarsak;

$$n_p(-x_p) N_A = n_i p^2 e^{q V_A/k_B T}$$

$$n_p(-x_p) = \frac{n_i p^2}{N_A} e^{q V_A/k_B T} \quad (4.62)$$

Burada $n_{p0} p_{p0} = n_i p^2$ denkleminde faydalanarak;

$$n_p(-x_p) = n_{p0} e^{q V_A/k_B T} \quad (4.63)$$

yazılabilir. Bu denklemden görülmektedir ki; n_p , $x = -x_p$ 'deki değerinden V_A potansiyeline ve T sıcaklığına bağlı olarak eksponansiyel olarak artmakta ya da azalmaktadır.

Benzer olarak N tarafı için bu işlemleri yaptığımızda $x = x_N$ sınırındaki azınlık taşıyıcı olan hollerin yoğunluğunun;

$$P_N(x_N) = P_{N0} e^{q V_A / k_B T} \quad (4.64)$$

olduğunu buluruz.

Eğer p tarafındaki akım yoğunluk denklemlerini n_{p0} ve p_{p0} 'ın x konumundan bağımsız olduğu varsayımını yaparak karşılaştırsak,

$$j_n = q \mu_n n E + q D_n \frac{\partial(\delta n)}{\partial x} \quad (4.65)$$

$$j_p = q \mu_p p E - q D_p \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} \quad (4.66)$$

Diyotun p tarafı için konuşursak; elektron sayısı hol sayısından çok daha az olacağından dolayı $q \mu_n n E \ll q \mu_p p E$ yazılabilir. Yapay nötral bölgede elektrik alan (E) değişimi çok küçüktür. Bu bölgeye, j_n ve j_p 'nin mertebelerinin aynı olması varsayımıyla, yük nötrallığı koşulu $\delta n = \delta p$ uygulanırsa; sürüklenme (drift) akımının –elektronlar için- çok daha küçük olmasını bekleriz. Böylece azınlık akım yoğunluğunda (j_n) sadece difüzyon akım yoğunluğu terimi baskın olacaktır.

Öyleyse

$$j_n = q D_n \frac{\partial(\delta n(x))}{\partial x} \quad (4.67)$$

şeklinde yazılır.

Süreklilik denklemini elektronlar için kullanırsak:

$$\nabla \cdot J + \frac{\partial}{\partial t} \rho = 0 \quad (4.68)$$

$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -q \frac{\partial(\delta n)}{\partial t}$ olacağından;

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J \quad (4.69)$$

yazılır. Ayrıca bu denkleme τ_n birim zamanında yeniden birleşme (recombination) ile yok olan elektronları da eklersek denklemin son hali;

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_n - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (4.70)$$

şeklinde olur.

Denge durumunda δn 'nin zamana bağlı bir değişimi söz konusu olmadığından $\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = 0$ yazılabilir.

$$\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_n - \frac{\delta n}{\tau_n} = 0 \quad (4.71)$$

Bu denklemde j_n yerine yazılabilir.

$$D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta n(x) - \frac{\delta n}{\tau_n} = 0 \quad (4.72)$$

$\delta n(x = -\infty) = 0$ sınırı koşulunda bu denklem için kullanabileceğimiz çözüm;

$$\delta n(x) = \delta n(-x_p) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (4.73)$$

şeklinde alınabilir. Bu denklemde L_n ; p bölgesinde elektronlar için difüzyon uzunluğudur.

$$\begin{aligned} \delta n(-x_p) &= n_p(-x_p) - n_{p0} \\ &= n_{p0} (e^{q V_A / k_B T} - 1) \end{aligned} \quad (4.74)$$

Bunu $\delta n(x)$ 'de yazarsak,

$$\delta n(x) = n_{p0} (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (4.75)$$

bulunur.

$x < -x_p$ bölgesindeki toplam taşıyıcı konsantrasyonu,

$$n_p(x) = n_{p0} + \delta n(x)$$

$$\begin{aligned}
&= n_{p0} + n_{p0} (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{(x+x_p)/L_n} \\
&= n_{p0} (1 + (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{(x+x_p)/L_n}) \quad (4.76)
\end{aligned}$$

$\delta n(x) = \delta p(x)$ alınmıştı. O halde p tarafındaki hollerin sayısını şöyle yazılabilir:

$$\begin{aligned}
p_p(x_p) &= p_{p0} + \delta p(x) \\
&= p_{p0} + n_{p0} (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (4.77)
\end{aligned}$$

Benzer olarak yapay nötral bölgenin n tarafı için azınlık akım yoğunluğu,

$$j_p = -q D_p \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} \quad (4.78)$$

şeklinde yazılır.

$x > x_n$ 'de elektron ve holler için toplam taşıyıcı konsantrasyonları;

$$\begin{aligned}
P_N(x) &= P_{N0} + \delta p(x) \\
&= P_{N0} (1 + (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}) \quad (4.79)
\end{aligned}$$

ve

$$\begin{aligned}
N_N(x) &= N_{N0} + \delta n(x) \\
&= N_{N0} + P_{N0} (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p} \quad (4.80)
\end{aligned}$$

şeklindedir.

Şekil 4.8'den de görüleceği gibi yapay nötral bölgeler için taşıyıcı yoğunlukları şu şekildedir:

$x \leq -x_p$ 'de elektron yoğunluğu;

$$n_{p0} = N_{cp} e^{(F_p(x) - E_c(x))/k_B T} \quad (4.81)$$

$x > x_n$ için hol taşıyıcı yoğunluğu;

$$P_{N0} = N_{VN} e^{(E_V(x) - F_N(x))/k_B T} \quad (4.82)$$

$x > x_n$ ve $x \leq -x_p$ bölgeleri için yapay Fermi seviyeleri denklem 4.52 ve 4.54 kullanılarak aşağıdaki biçimde elde edilir.

$x \leq -x_p$ için;

$$F_N(x) - E_c(x) = F_p - E_c(x) + k_B T \ln(1 + (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{(x+x_p)/L_n}) \quad (4.83)$$

$x > x_n$ için;

$$E_v(x) - F_p(x) = E_v(x) - F_N + k_B T \ln(1 + (e^{q V_A / k_B T} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}) \quad (4.84)$$

Bu iki denklemden faydalanılarak;

$$F_N(-x_p) = F_p + q V_A \quad (4.83)$$

$$F_p(x_n) = F_N - q V_A \quad (4.84)$$

bulunur.

İleri besleme durumu için ($V_A > 0$), yüksek potansiyel ve düşük sıcaklıklar için $e^{q V_A / k_B T} \gg 1$ olur.

$$\begin{aligned} F_N(x) &= F_p + q V_A + k_B T \frac{(x + x_p)}{L_n} \\ &= F_N + k_B T \frac{(x+x_p)}{L_n} \end{aligned} \quad (4.85)$$

Aynı şekilde $x > x_n$ için

$$F_p(x) = F_p + k_B T \frac{(x-x_n)}{L_p} \quad (4.86)$$

bulunur.

Geri besleme durumu için ($V_A < 0$), $e^{q V_A / k_B T} \ll 1$ olacaktır. Sonuçta,

$$F_N(x) = F_p + k_B T \ln(1 - e^{(x+x_p)/L_n}) \quad (4.87)$$

$$F_p(x) = F_N - k_B T \ln(1 - e^{-(x-x_n)/L_p}) \quad (4.88)$$

denklemlerine ulaşılır.

Daha önceden elde ettiğimiz akım yoğunluğu denklemlerinden faydalanılırsa;

$$j_n = q D_n \frac{\partial(\delta n(x))}{\partial x} \quad (4.89)$$

Denklemden $\delta n(x) = n_{p0}(e^{qV_A/k_B T} - 1)e^{(x+x_p)/L_n}$ 'i yerine alıp türev işlemi yapılırsa;

$$j_n = q D_n \frac{1}{L_n} n_{p0}(e^{qV_A/k_B T} - 1)e^{(x+x_p)/L_n} \quad x \leq -x_p \quad (4.90)$$

Aynı şekilde,

$$j_p = -q D_p \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} \quad (4.90)$$

$$j_p = q D_p \frac{1}{L_p} P_{N0}(e^{qV_A/k_B T} - 1)e^{-(x-x_n)/L_p} \quad x > x_n \quad (4.91)$$

bulunur.

Eklem bölgesinde üretim ya da yeniden birleşme olmadığını varsayarsak, eklem bölgesi boyunca j_n ve j_p akımları sabittir. Böylece toplam akım yoğunluğunu j_n ve j_p 'nin toplamı şeklinde yazılabilir.

$$\begin{aligned} j &= j_n(-x_p) + j_p(x_n) \\ &= q \left(\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} P_{N0} \right) (e^{qV_A/k_B T} - 1) \end{aligned} \quad (4.92)$$

Toplam akım ise,

$$\begin{aligned} I &= q A \left(\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} P_{N0} \right) (e^{qV_A/k_B T} - 1) \\ I &= I_0 (e^{qV_A/k_B T} - 1) \end{aligned} \quad (4.93)$$

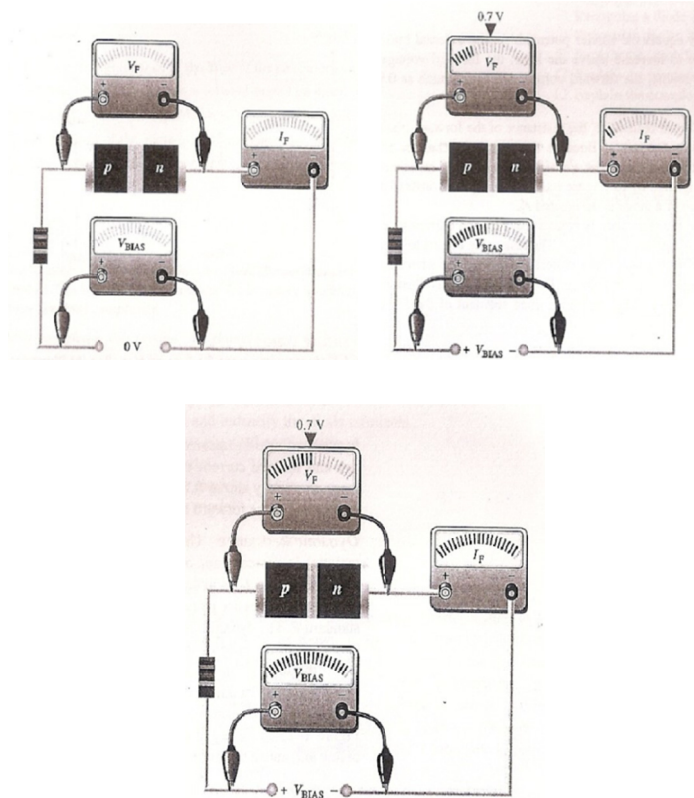
şeklinde bulunur. [9]

4.7. Akım - Voltaj Karakteristikleri

4.7.1. İleri Besleme

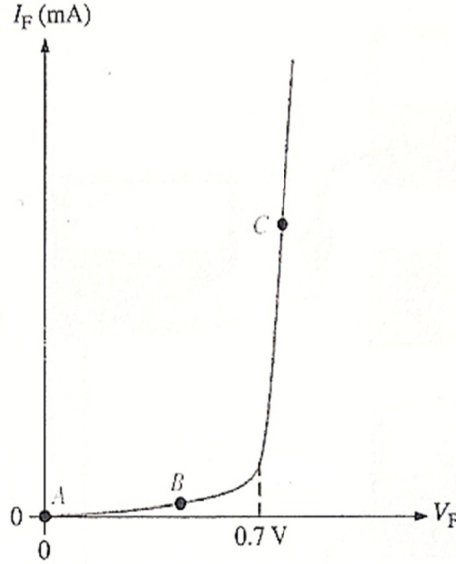
Bir PN eklemine ileri besleme voltajı uygulandığı zaman eklem boyunca bir akım oluşur. Bu akıma ileri akım (I_F) denir. Şekil 4.9'da ileri besleme akımı 0 V'dan başlanıp pozitif olarak arttırıldığında neler değiştiğini açıklamaktadır.

PN eklemi 0 V'da iken şekil 4.9a'dan da görüleceği şekilde bir ileri akım yoktur. Besleme akımını arttırdığımız zaman ileri akım ve voltaj gitgide artar. (Şekil 4.9b) Uygulanan besleme voltajı bir değere ulaştığında ileri akım çok hızlı bir şekilde artmaya başlıyor. Bu materyalin bariyer potansiyeli değeri 0,7 V'dir ve yaklaşık olarak bu voltaj değeri civarında hızlı artış başlar. Besleme voltajını daha da arttırdığımız zaman akım hızlı bir şekilde artışını sürdürür. Ancak voltaj 0,7 V'un üzerinde yavaş bir şekilde artış gösterir. (Şekil 4.9c)



Şekil 4.9. PN eklemine uygulanan ileri besleme voltajı sonucu (a) besleme akımı yokken (b) bariyer potansiyeline ulaşılmadan (c) bariyer potansiyeline ulaşıldıktan sonra akımda meydana gelen değişimler

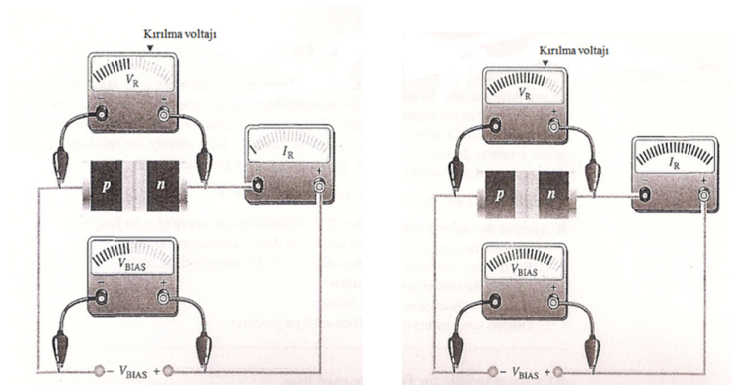
Şekil 4.10'dan da görüleceği gibi ileri akımın artışı, voltaj değeri yaklaşık olarak 0,7 V'a ulaşana kadar çok yavaş olmaktadır. Bu noktadan sonra ileri voltaj 0,7 V civarında kalırken akım hızla artmaktadır.



Şekil 4.10. İleri akımın voltaja bağlı değişim grafiği

4.7.2. Geri Besleme

Bir PN eklemine ters besleme akımı uygulandığı zaman oldukça küçük bir geri akım (I_R) (genellikle mikro A ya da nano A mertebesinde) meydana gelir.

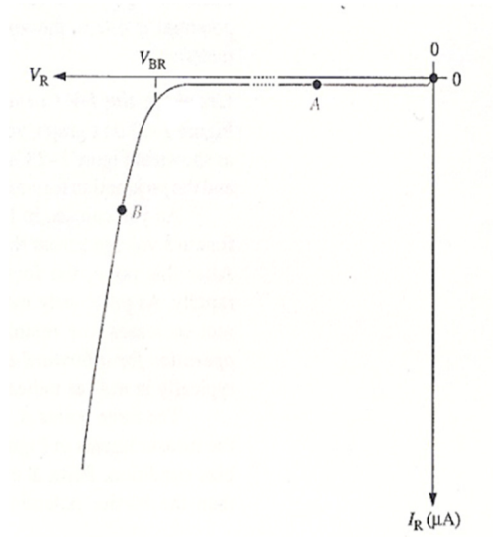


Şekil 4.11. PN eklemine uygulanan geri besleme voltajı sonucu (a) kırılma voltajına ulaşmadan (b) kırılma voltajına ulaşıldıktan sonra akımda meydana gelen değişimler

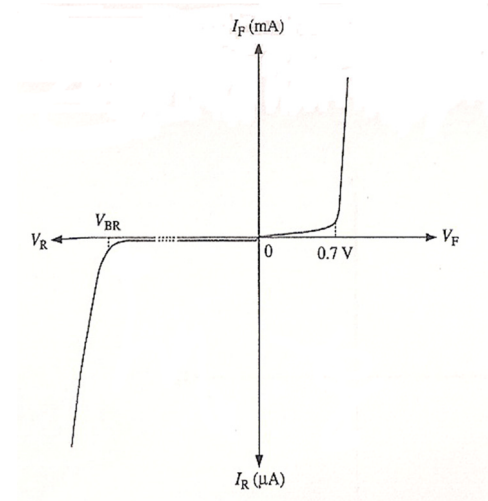
Şekil 4.10'da 0 V'dan başlayarak negatif voltaj değerlerine gidildiğinde olan değişimler gösterilmektedir.

Besleme akımını arttırmaya devam edersek; akım hızlı bir şekilde artmaya devam eder. Ancak voltaj V_{BR} değerinin üzerinde çok küçük bir artış gösterir.

İleri besleme ve geri besleme eğrilerinin birleştirilmesiyle bütün haliyle akım voltaj grafiği şekil 4.13'deki şekilde elde edilir.



Şekil 4.12. Geri besleme voltajı altında I-V grafiği



Şekil 4.13. İleri ve geri akımların birlikte gösterilmesiyle oluşan tam I-V grafiği

Şekil 4.13’de I_R skalasının mikroamper ve I_F skalasının miliamper cinsinden olduğuna dikkat edilmelidir. [15]

5. InAs/GaSb YAPI İÇİN KARANLIK AKIM HESAPLAMALARI

Karanlık akım ayrı ayrı akım mekanizmalarının süperpozisyonu olarak yazılabilir.

$$I_{karanlık} = I_{dif} + I_{gr} + I_{btb} + I_{tat} + I_{Rseri} + I_{Rshunt} + I_{AvBr} \quad (5.1)$$

Buradaki akımlar sırasıyla; difüzyon akımı, üretim-yeniden birleşme akımı, banddan banda tünelleme akımı, tuzak yoluyla tünelleme akımı, seri dirençlerden kaynaklanan akım, Shunt direncinden kaynaklı akım ve avalanche breakdown akımıdır.

5.1. Difüzyon Akımı

Difüzyon akımı karanlık akımı şekillendiren başlıca ve en etkili mekanizmadır. Bu durum yapay nötral bölgeler içinde konumlanmış termal yolla üretilmiş azınlık taşıyıcılarının yük nötrallığını sağlayabilmek için eklem bölgesi boyunca difüze olmalarının bir sonucudur. Bu durumun meydana gelebilmesi için taşıyıcılar uzay yük bölgesinden difüzyon uzunluğu kadarlık bir uzaklık aralığı içinde bulunmalıdırlar. Difüzyon akımı hem ileri besleme hem de geri besleme durumlarında etkindir. Difüzyon akımı denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I_{dif} = I_0 \left[e^{\frac{qV}{n k_B T}} - 1 \right] \quad (5.2)$$

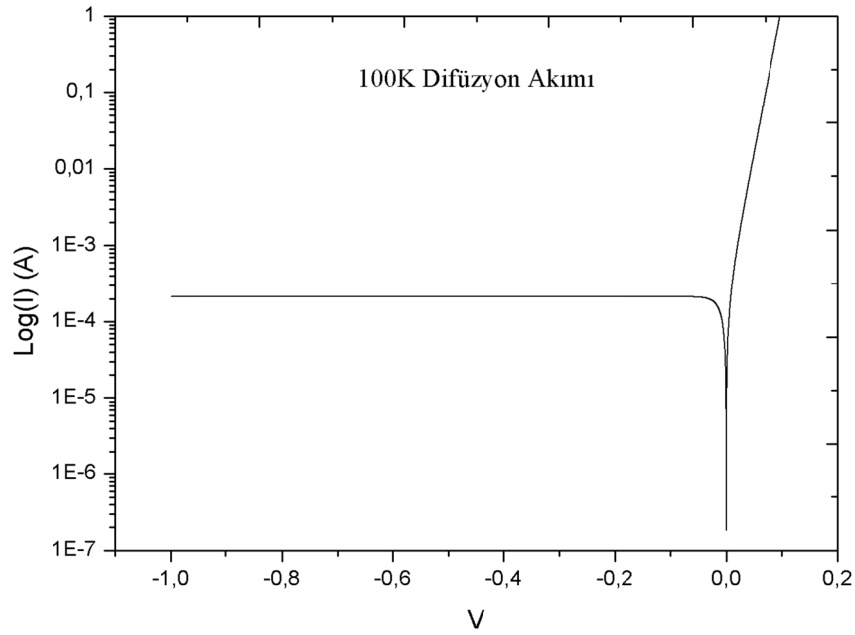
ve bu denklemde I_0 doyma akımı:

$$I_0 = A q \left(\frac{D_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{D_h n_i^2}{L_h N_D} \right) \quad (5.3)$$

şeklindedir.

Bu denklemlerde A; kesit alanı, k_B ; Boltzmann sabiti, T; sıcaklık, D_e ; elektron difüzyon katsayısı, D_h ; hol difüzyon katsayısı, L_e ; elektron difüzyon uzunluğu, L_h ; hol difüzyon uzunluğu, N_A ; akseptör yoğunluğu, N_D ; hol yoğunluğu, n; idealite faktörü ve n_i ; katkılanmamış taşıyıcı yoğunluğudur. [4]

InAs/GaSb tip II süperörgüsü için hesaplanan difüzyon akımının voltaja bağlı değişimi şekil 5.1’de gösterilmektedir.



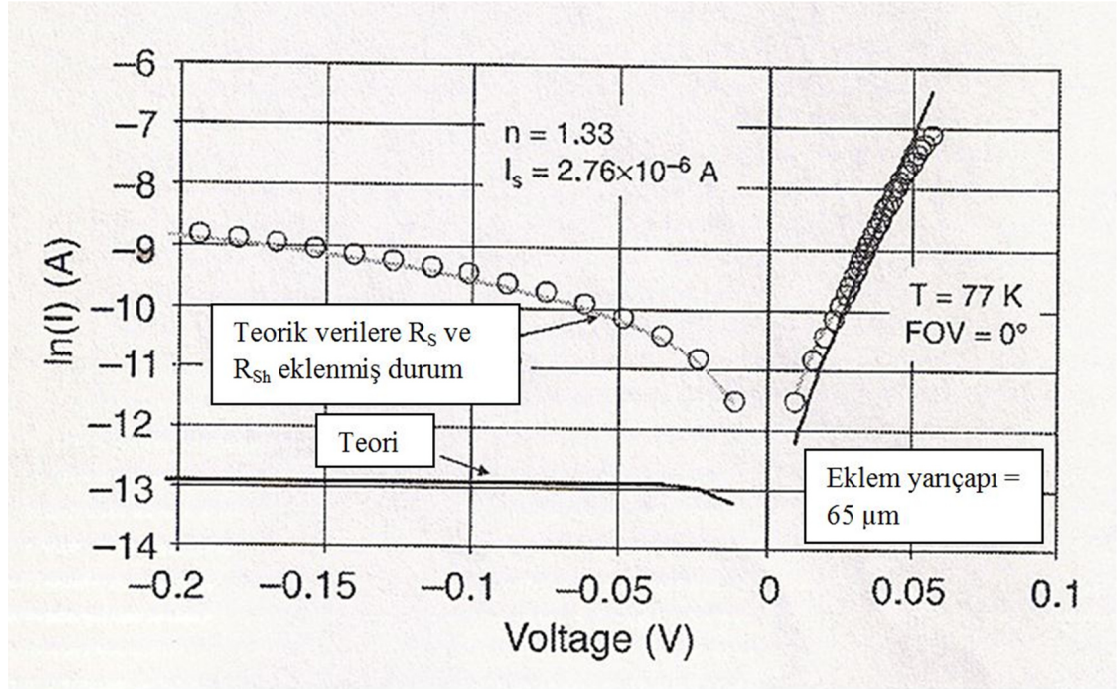
Şekil 5.1. 100K sıcaklıkta InAs/GaSb difüzyon akımı

5.1.1. İdealite Faktörü

Akım voltaj hesaplamaları yapılırken daha derin inceleme yapılırken akım mekanizmalarının özelliklerini iyi bir şekilde belirlemek önemlidir. Bu akım mekanizmaları fotodiyotun performansını belirleyen başlıca etkenlerdendir. Şekil 5.2’de fotodiyot akımının uygulanan voltaja karşılık akımın logaritması gösterilmiştir.

Şekil 5.2’de teoriksel sonuçlar $n=1,33$ ve $I_s=2,76 \cdot 10^{-6}$ A için deneysel sonuçlar ile birlikte gösterilmektedir. Açıkça görülmektedir ki teorik sonuç ile deneysel veriler arasında büyük bir fark vardır. (Hala ileri besleme için inceliyoruz) Bu farkın sebebi ise teorik veriler fit edilirken güçlü R_s ve R_{sh} direnç değerlerinin göz ardı edilmiş olmasıdır. Grafikte gri çizgi ile gösterilmiş olan çizgi ise seri direnç R_s ve paralel direnç R_{sh} nun hesaba katıldığı bir ideal p-n eklemi varsayımı ile elde edilmiştir. Bu şekilde bir modelin ölçülen değerler ile mükemmel bir uyum içinde olduğunu görmekteyiz. Seri direnç R_s önemlidir çünkü sıfır besleme yakınlığında bile eklem (junction) direncini düşürür. İleri besleme voltajı için konuşursak, $n=1$ değeri azınlık taşıyıcı difüzyonu baskın

olduğu zaman ve $n=2$ değeri de elektron hol çiftlerinin üretim ve yeniden birleşmeleri olduğu zaman elde edilir.



Şekil 5.2. $\ln(I)$ -V grafiği

Şekilde yuvarlakla işaretlenen noktalar deneysel verileri göstermektedir. Akım voltaj grafiğinin Shockley denkleminde

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{n k_B T}\right) - 1 \right) \quad (5.4)$$

bağlı olduğunu varsayalım. Bu denklemde I_0 ; doyma akımı, k ; Boltzmann sabiti, q ; elektron yükü ve T ; mutlak sıcaklıktır. Bu durumda Shockley denkleminde idealite faktörü n yi kolaylıkla elde edebiliriz. n idealite faktörü sistemdeki dominant taşıyıcı taşıma mekanizmasını belirler. İdealite faktörü genellikle, ileri besleme voltajı altında $\ln(I)$ 'nın eğiminin lineerliğinden elde edilir.

Böyle bir durumda Shockley denklemini düşük sıcaklıklar için aşağıdaki işlemi uygularsak;

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \ln\left(\exp\left(\frac{qV}{n k_B T}\right) - 1\right) \quad (5.5)$$

Düşük sıcaklıklarda $\left(\exp \left(\frac{q V}{n k_B T} \right) - 1 \right) \approx \frac{q V}{n k_B T}$ yazılabilir. O halde denklem;

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \frac{q V}{n k_B T} \quad (5.6)$$

biçimine dönüşür.

İdealite faktörünün deneysel sonuçlar yoluyla tam değerinin elde edilmesi sadece seri dirençlerin (serial resistance) ve shunt direncinin (surface leakage kaynaklı) fotodiyotun akım gerilim eğrisine güçlü bir etkisi olmaması durumunda mümkündür. İleri besleme koşulları altında R_s direnci bilhassa önemlidir. Çünkü seri dirençler üzerindeki voltaj düşmesi ileri besleme durumunda daha da kayda değer bir hal almaktadır.

İdealite faktörü n ve doyma akımı I_s fotodiyotun sıfır-besleme direncinin teorik değerinin hesaplanması için kullanılabilir.

$$R = \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1} \quad (5.7)$$

denkleminde

$$R_{0t} = \frac{n k T}{q I_0} \quad (5.8)$$

elde edilir.

Akım voltaj karakteristiklerine en uygun olan idealite faktörü 1,33 olarak elde edilmiştir. Seri dirençlerdeki artış aynı zamanda idealite faktöründe de bir artışı gerektirecektir. Çoğu durumda n değeri, sıcaklık artışı ile katlanarak artar. [16]

5.2. Üretim – Yeniden Birleşme Akımı

Öncelikle üretim yeniden birleşme akımının meydana gelme nedeni olan üretim yeniden birleşme işlemini açıklayalım.

Taşıyıcıların sürüklenme ve difüzyon işlemleri dışında akımı etkileyen bir diğer faktör de üretim ve yeniden birleşme işleminin sonucu meydana gelen

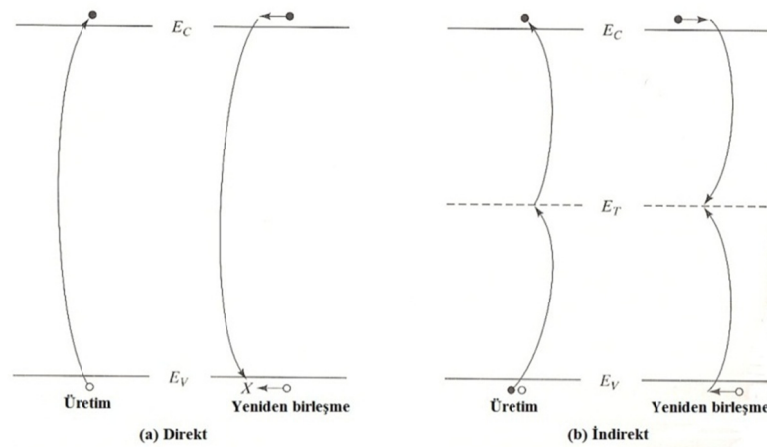
akımdır. Bu iki işlem sürüklenme ve difüzyona katılan taşıyıcı yoğunluğu değiştirerek akıma dolaylı bir etkide bulunur.

Üretim işlemi; yeni taşıyıcıların (elektron ve holler) oluşturulmasıdır.

Yeniden birleşme; üretimin tersine elektron ve hollerin birbiriyle orantılı şekilde yok olmasıdır.

Termal dengedeki bir katkısız yarıiletkende elektronlar ve holler sürekli bir üretim – yeniden birleşme döngüsü içerisindeydir. Katkısız yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğunu sadece yasak enerji aralığı ve sıcaklık değişimi belirlediği için termal dengede elektron hol çiftlerinin üretim oranı ile yeniden birleşme oranı birbirine eşittir.

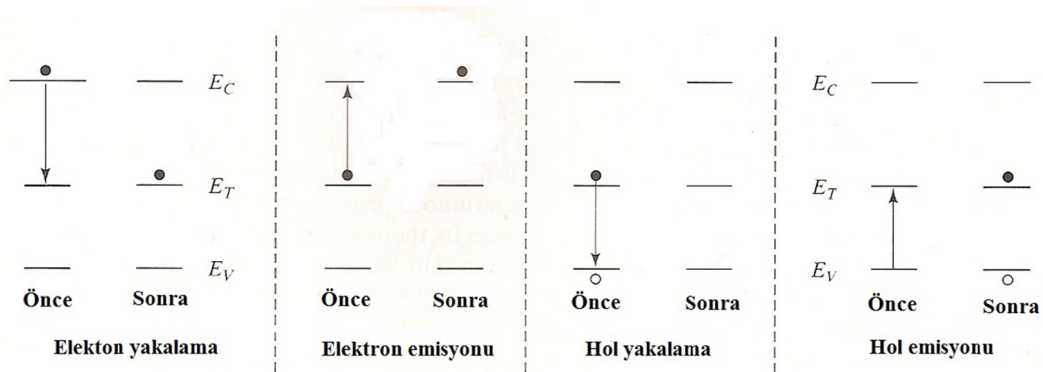
Burada üzerinde durulması gerekli olan durum ise üretim ve yeniden birleşmenin birbirine eşit olmaması durumudur. Bu durumu açıklayabilmek için denge halinde olmayan bir yarıiletken kullanılabilir. Sistem denge halinde olmadığı için daha önceden değinmiş olduğumuz denge şartı burada sağlanmaz. Elbette, denge halinde olmayan bir sistem denge haline geri dönme eğilimi gösterecektir. Örnek vermek gerekirse, yarıiletkenin bir ucundan azınlık taşıyıcısı ilave edilmesi durumunda elektron ve hol yoğunlukları denge değerlerini sağlama eğiliminde olacaklardır. Termal denge halindeki n tipi bir yarıiletkenle sırasıyla çoğunluk ve azınlık taşıyıcıları n_0 ve p_0 şeklinde olsun. Eğer bu yarıiletken, azınlık taşıyıcı yoğunluğunu arttıracak bir enerji kaynağına maruz bırakılırsa, üretim yeniden birleşme işlemi vasıtasıyla yeniden birleşme oranı arttırılarak sistem ilave edilen bu taşıyıcıların yoğunluğunu azaltmak üzere harekete geçer.



Şekil 5.3. (a) Direkt (b) İndirekt üretim ve yeniden birleşme

Üretim yeniden birleşme işlemini şekil iki grupta sınıflandırabiliriz. Bunlardan ilki direkt üretim yeniden birleşmedir. Bir elektron valans bandından direkt olarak iletim bandına geçiş yapması durumu, direkt üretim olarak adlandırılır. Direkt yeniden birleşme ise bir elektronun iletim bandından valans bandına direkt olarak geçişi işlemidir. Direkt üretim yeniden birleşme işlemi, GaAs, InSb gibi III-V bileşiklerinde meydana gelen genel bir durumdur. Direkt yeniden birleşme işlemi ışık emisyonu ile sonuçlanır. Elektron – hol çiftlerinin direkt üretim işlemi şu nedenler dolayısıyla olabilir: termal enerjiye maruz kalma, ışığa maruz kalma ya da etki ile iyonlaşma. Bir elektron – hol çifti üretmek için, valans bandındaki elektrona uygulanan enerji en azından yasak enerji aralığı kadar olmalıdır. Termal denge halindeki yarıiletkenlerde üretim ve yeniden birleşme mekanizmaları sürekli ve birbiriyle eşit oranda olmak üzere meydana gelir.

İndirekt üretim yeniden birleşme işlemi yasak enerji aralığındaki iletim bandı ile valans bandı arasında bir nevi basamak görevi gören lokalize olmuş enerji seviyeleri vasıtasıyla meydana gelir. Her bir indirekt üretim ve yeniden birleşme işlemi iki basamaktan meydana gelir. Bu basamaklar üretim işlemi için, valans bandındaki elektron yasak enerji bandının ortalarına yakın bir yerde bulunan E_T enerji seviyesine geçmesi ve buradan da iletim bandına geçerek ilettime katılmasıdır.



Şekil 5.4. İndirekt üretim yeniden birleşme işlemleri

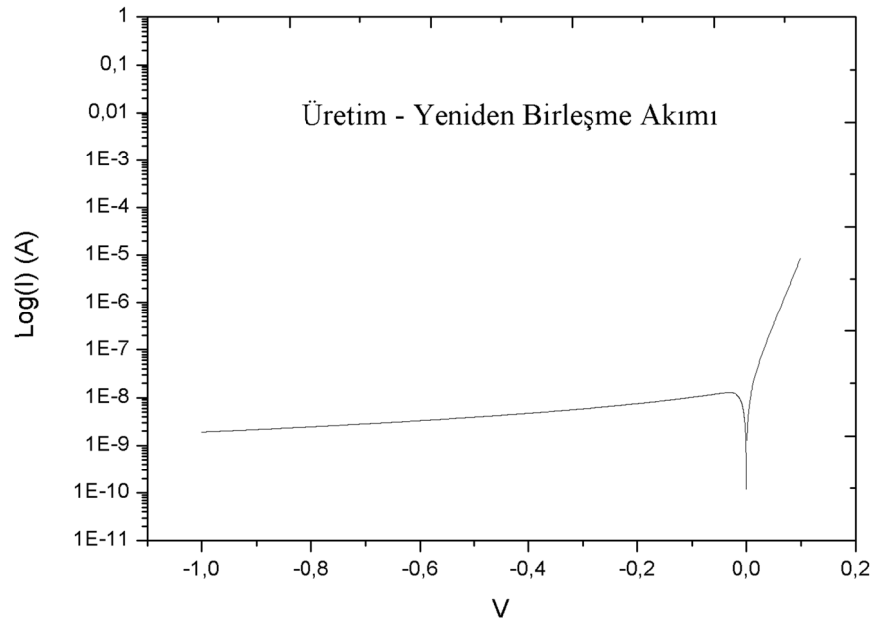
İndirekt yarıiletkenlerde üretim ve yeniden birleşme işlemini meydana getiren dört temel işlem vardır. Bunlar yukarıdaki şekil 5.4’de de gösterildiği gibi ilk işlem lokalize seviye tarafından bir elektron yakalanmasıdır. Bu işlemin tersi

olan ikinci işlem ise elektron emisyonu olarak bilinen iletim bandından lokalize enerji seviyesine elektron geçiştir. Üçüncü işlem, hol yakalanmasıdır. Hol yakalanması bir elektronun lokalize seviyeden valans bandına transferidir. Son olarak dördüncü işlem ise, hol emisyonu olarak bilinen valans bandından lokalize seviyeye elektron geçiştir.

Lokalize seviyeler aynı zamanda üretim yeniden birleşme merkezleri ya da tuzaklar olarak da bilinir. Tuzakların oluşma sebepleri ise örgüdeki düzensizliklerdir. Bu düzensizlikler yarıiletkenin fabrikasyonu sırasında oluşur ve yüksek kaliteli yapı büyötmeleri ile önlenabilir.

Üretim-yeniden birleşme akımı uzay yük bölgesi içinde yüksek yoğunlukta kusurlar (defects) bulunan bir diyot için çok etkili bir kaynaktır. Bu kusurlar materyalin üretimi esnasında ya da büyütölmesi sırasında oluşabilir. Bu kusurlar termal üretim ve yeniden birleşme işlemi için bir orta enerji seviyesi gibi davranırlar ve uzay yük bölgesi içinde yük taşınmasını kolaylaştırıcı bir etkisi olur. [13]

InAs/GaSb tip II süperörgüsü için hesaplanan üretim – yeniden birleşme akımı şekil 5.5’de verilmiştir.



Şekil 5.5. InAs/GaSb yapısı için üretim yeniden birleşme akımı

Difüzyon akımına benzer şekilde bu akım da hem ileri hem de geri besleme durumları için etkindir. Akım denklemi şu şekildedir:

$$I_{gr} = \frac{q n_i W A}{\sqrt{\tau_{GR}}} \frac{2 k_B T}{q (V_{bi} - V)} \sinh\left(\frac{q V}{2 k_B T}\right) f(b) \quad (5.9)$$

Bu denklemde;

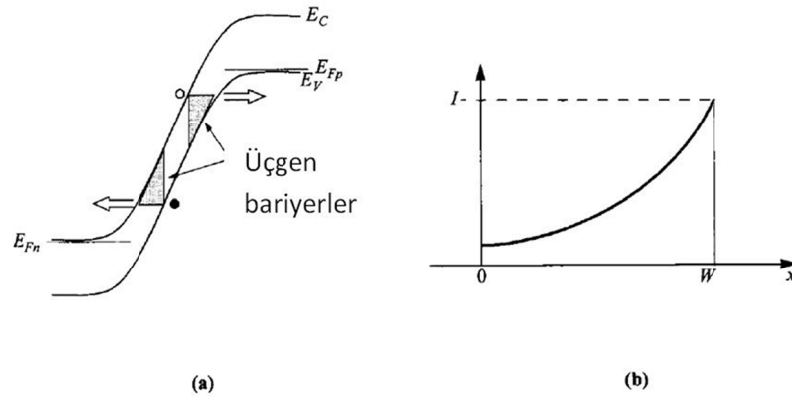
$$f(b) = \begin{cases} \frac{1}{2 \sqrt{b^2 - 1}} \ln \left(2 b^2 + 2 b \sqrt{b^2 - 1} - 1 \right) & b < 1 \\ 1 & b = 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1 - b^2}} \tanh \left(\frac{\sqrt{1 - b^2}}{b} \right) & b > 1 \end{cases}$$

$$b = e^{\left(\frac{-q V}{2 k_B T}\right)} \cosh \left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} \right) \quad (5.10)$$

Burada W ; uzay yük bölgesi genişliği, τ_{GR} ; üretim-yeniden birleşme ömrü, E_t ; tuzak enerji seviyesi ve V_{bi} ; built-in voltajıdır. [17, 18]

5.3. Banddan Banda Tünelleme Akımı

Banddan banda tünelleme akımı eklemin bir tarafındaki valans bandından diğer taraftaki iletim bandına direkt olarak tünelleyen taşıyıcılar tarafından oluşturulur. Bu işlem sırasında bir enerji kaybı gerçekleşmez. Bu akım çok büyük geri besleme akımı olduğu durumlarda gözlenir.



Şekil 5.6. (a) Yüksek geri besleme voltajı altında n-p eklemi (b) Banddan banda tünelleme akımının uzay yük bölgesi kalınlığı ile ilişkisi

Bunun sebebini açıklamak gerekirse:

Bildiğimiz gibi eğer bariyer genişliği yeterince ince ise taşıyıcılar bariyerden tünelleme yoluyla geçebilirler. Aşağıdaki şekil 5.6'de PN eklemi yüksek geri besleme voltajı altındadır. Bu şekilden de anlaşılacağı gibi düşük uzay yük bölgesi kalınlığına sahip durumlarda elektronların p kısmında tünelleme ile ara bölgeyi aşarak akıma bir katkı sağlamaları çok zordur. Aksine yüksek geri besleme voltajlarında uzay yük bölgesi kalınlığı artarken aynı zamanda da n ve p tipi kısımlar arasındaki enerji farkı da çok arttığı için artık elektronlar geçiş bölgesini bir üçgensel bariyer olarak görür ve tünelleme yaparak akıma katkı sağlarlar. (şekil 5.6a) İleri besleme voltajı uyguladığımızda da n-p yapısında p kısmı yüksekliği voltaj arttırıldıkça azalacağından dolayı elektronların tünelleme olasılıkları iyice azalır.

Örneğin Si için elektrik alan 10^8 V/m gibi çok yüksek değerlerde iken banddan banda tünelleme işlemi etkin olmaya başlar. Yapıya bu kadar yüksek bir elektrik alan uygulayabilmek için hem n hem de p tarafında katkılama konsantrasyonlarının yüksek olması şarttır.

Şekil 5.6b'deki I-W grafiğinde de gösterilmiştir ki eklem bölgesi kalınlığı arttıkça banddan banda tünelleme katkısı artmaktadır. [11]

5.4. Tuzak Yoluyla Tünelleme

Tuzak yoluyla tünelleme akımı uzay yük bölgesi içinde veya kenarındaki tuzak seviyelerini azınlık taşıyıcılarının işgal etmeleri ve eklem boyunca tünellemeleri nedeniyle meydana gelir. Banddan banda tünelleme akımına benzer olarak bu akım da ileri besleme koşulları için göz ardı edilebilecek bir durumdadır.

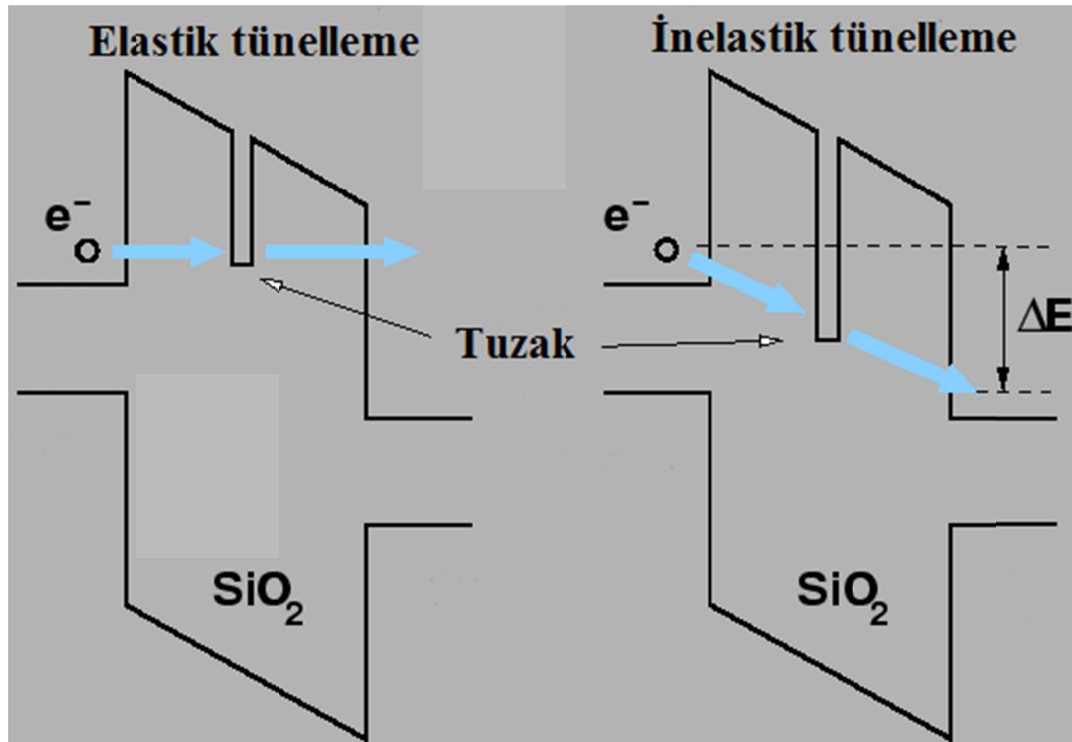
$$I_{tat} = \frac{A q^2 m_e V M^2 N_t}{8 \pi \hbar^3} e^{\left(-\frac{4 \sqrt{2} m_e (E_g - E_t)^{3/2}}{3 q E \hbar} \right)} \quad (5.11)$$

Denklemden m_e ; etkin elektron kütlesi, N_t ; aktif tuzak yoğunluğudur. [19]

Yük taşıyıcıların tünelleme olasılığı, geçmek zorunda oldukları bariyerin enerjisi ile ilişkilidir.

Bariyer içinde tuzak bulunması ise şekil 5.7’de görüldüğü gibi, bir nevi bariyerin iki ayrı bariyere ayrılması şeklinde düşünülebilir. Böylece daha ince bariyerlerden ardışık tünelleme ile toplam tünelleme işlemi olasılığı artar.

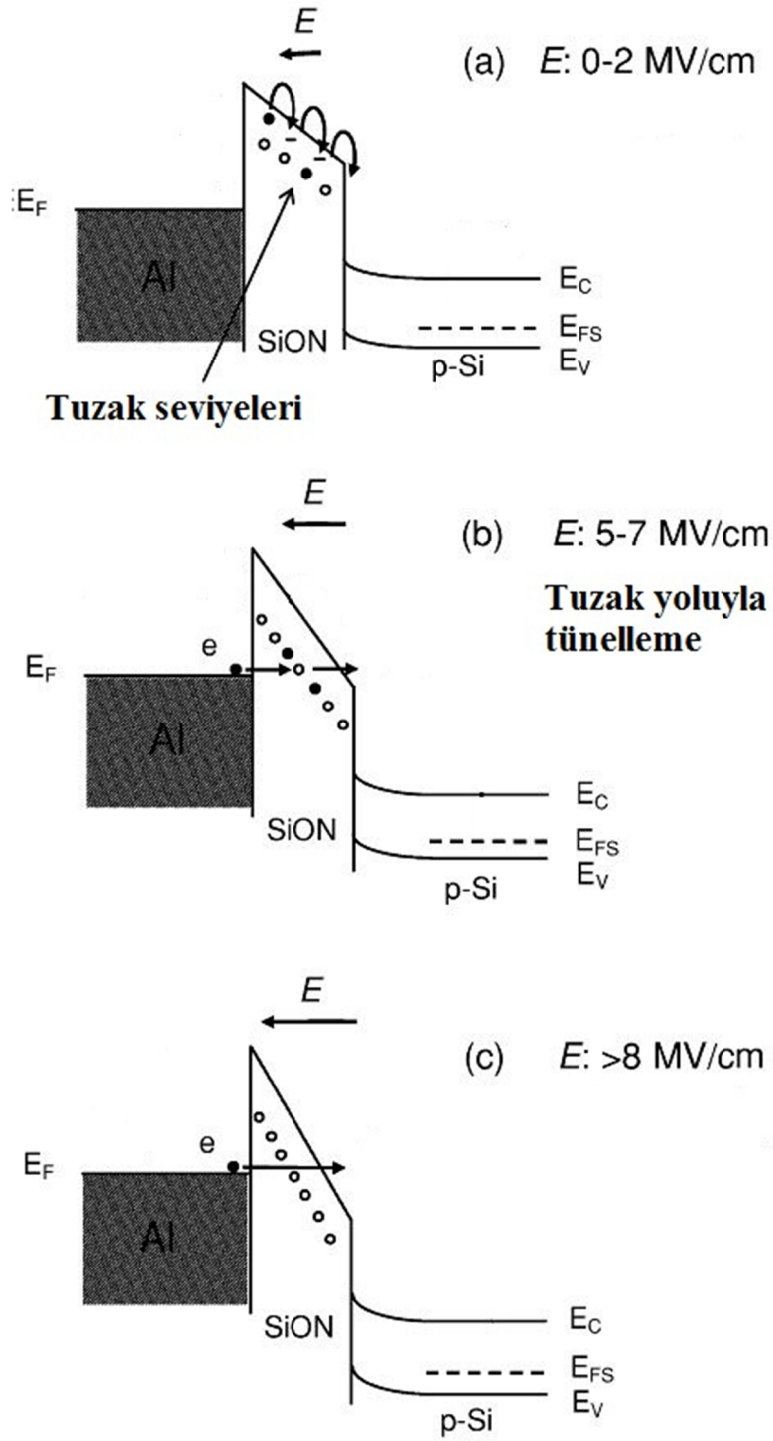
Şekil 5.8’de Al/SiON/p-Si için farklı elektrik alanları altındaki şekilleri verilmiştir. Düşük elektrik alanda (şekil 5.8) hiçbir tünelleme mekanizmasından dikkate değer bir katkı gelmiyor. Çünkü SiON kalınlığı direkt tünelleme işlemi için çok kalındır (6 nm) ve tuzak enerji seviyeleri Fermi seviyesinin üzerinde bulunmaktadır. Bu durumda tuzak yoluyla tünelleme olması beklenemez.



Şekil 5.7. Elastik ve inelastik tünelleme

İletim bandına yakın ve düşük enerjilerdeki tuzak seviyelerinin varlığı, oda sıcaklığında bile akımda bir sıçramaya sebep olur.

Şekil 5.8’de görülen orta seviyedeki elektrik alan altında ise tuzaklar SiON katmanının ortalarına yakındırlar.

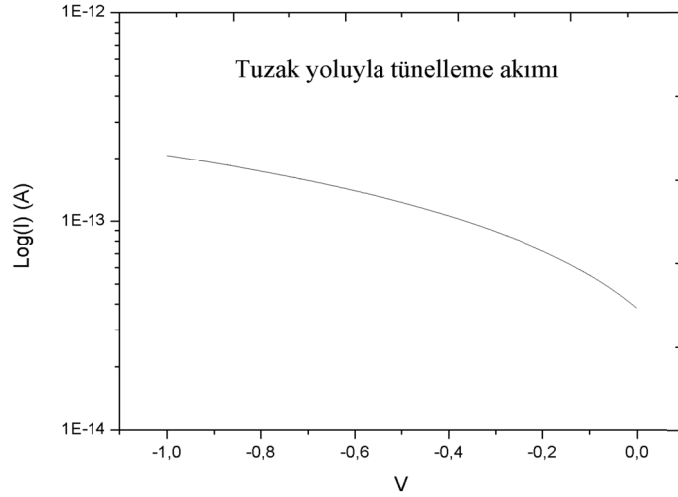


Şekil 5.8. Farklı elektrik alanlar altında Al/SiON/p-Si yapısı

Elektrik alanın etkisiyle SiON katmanı Fermi seviyesine doğru alçalır. Bunun bir sonucu olarak tuzak yoluyla tünelleme akımı meydana gelir. Elektrik alan daha

da arttırılırsa üçgen potansiyel bariyerden elektronların tünellemesi kolaylıkla meydana gelir. Bunun bir sonucu olarak akımda artış meydana gelir.

InAs/GaSb tip II süperörgüsü için hesaplanan tuzak yoluyla tünelleme akımı şekil 5.9'da verilmiştir.



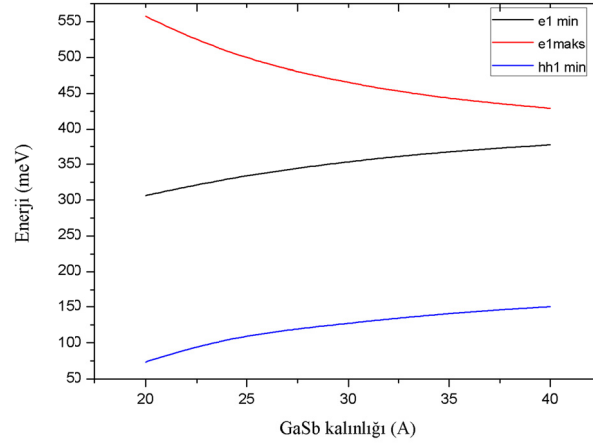
Şekil 5.9. InAs/GaSb yapısı için tuzak yoluyla tünelleme akımı

Bu akımların dışında, konu girişinde belirtilmiş olan seri dirençlerden kaynaklanan I_{Rseri} , ileri besleme durumunda önemlidir. I_{Rshunt} akımı ise yüzeyde meydana gelecek akım sızıntılarından kaynaklanır. I_{AvBr} akımı da büyük uzay yük bölgesi genişliklerine sahip olan diyotlarda önem kazanır. [18]

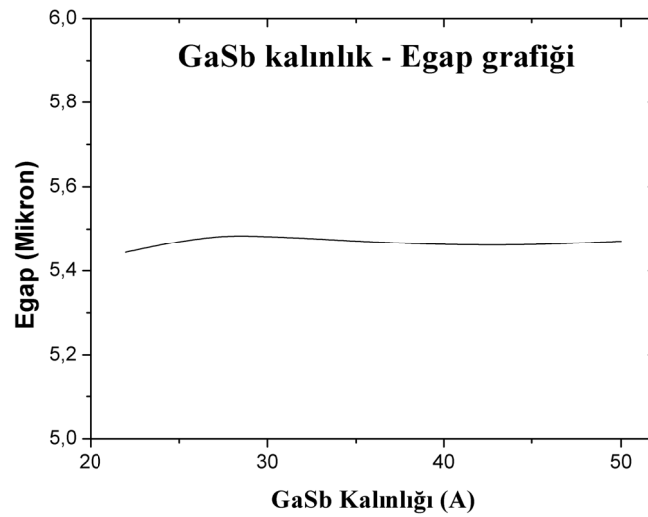
6. BULGULAR

6.1. InAs/GaSb İçin Kuyu ve Bariyer Genişlikleri İle Etkin Yasak Enerji Aralığı ve Elektron Bandı Genişliği İlişkisi

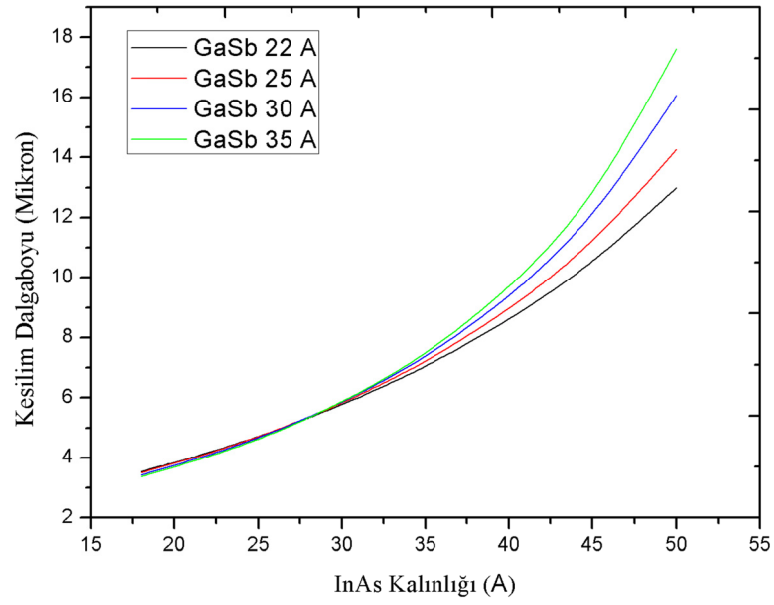
InAs/GaSb için kuyu ve bariyer genişlikleri ile etkin yasak enerji aralığı ve elektron bandı genişliği ilişkisi aşağıdaki grafiklerde verilmiştir. (Şekil 6.1 – 6.6)



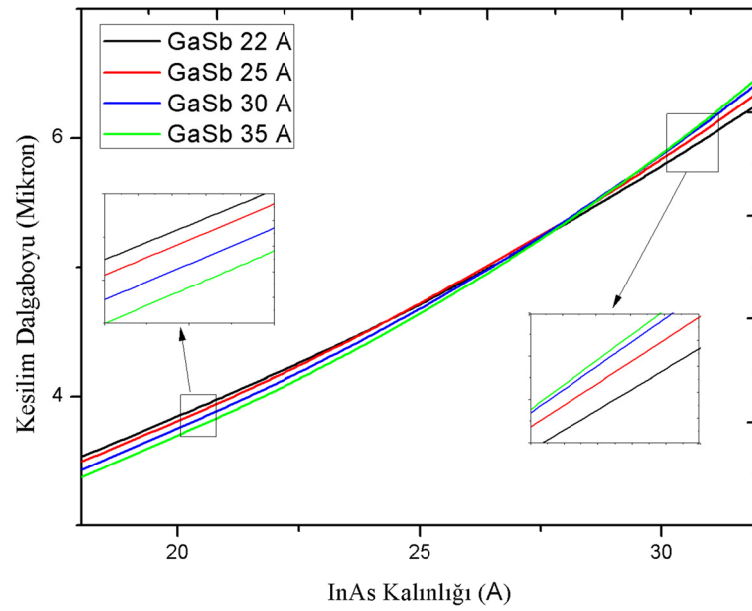
Şekil 6.1. InAs kalınlığı 28,5 Å iken elektron minimum, elektron maksimum ve hol minimumunun değişimi



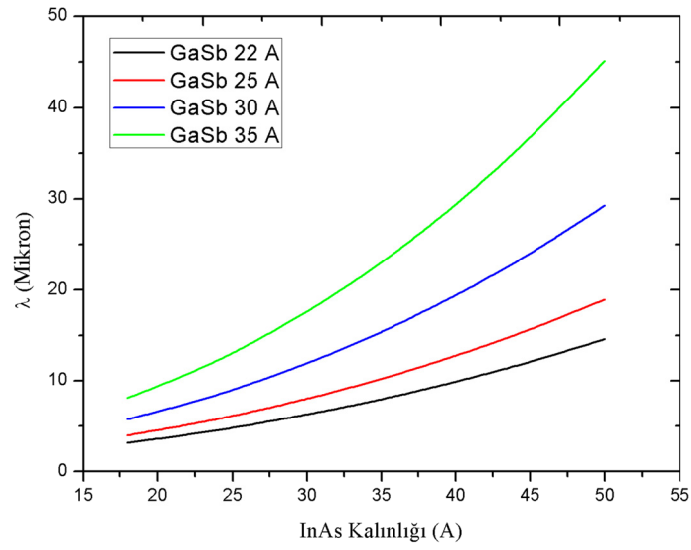
Şekil 6.2. InAs 28,5 Å'da sabit iken GaSb kalınlığının değişiminin yasak enerji aralığına etkisi



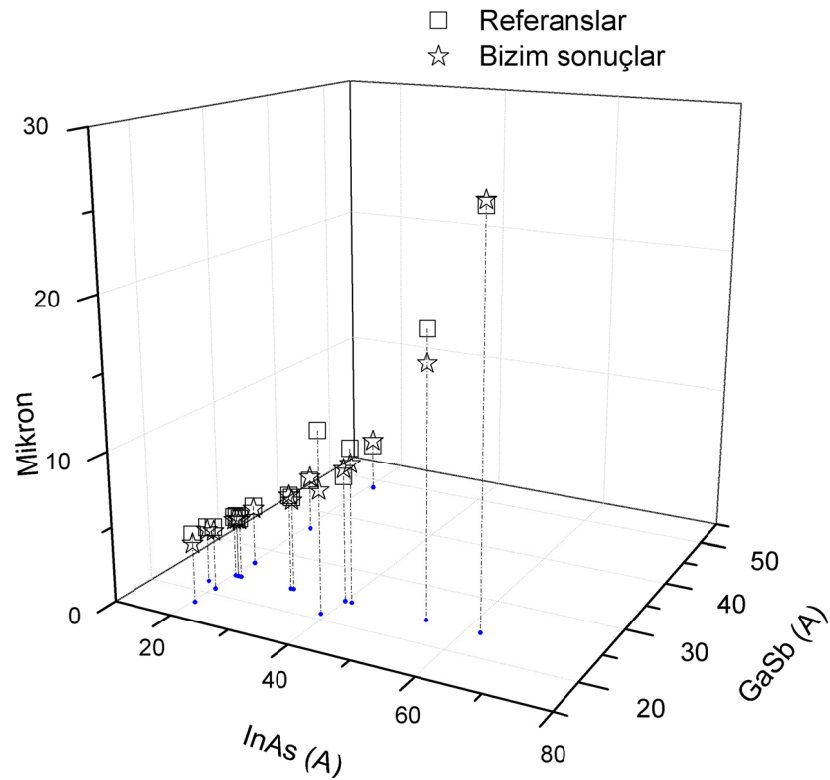
Şekil 6.3. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile kesilim dalgaboyu değişimi



Şekil 6.4. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile kesilim dalgaboyu değişimi 3-6 mikron aralığı



Şekil 6.5. GaSb'ın farklı değerleri için InAs kalınlığı ile etkin yasak enerji aralığı değişimi



Şekil 6.6. Hesaplanan farklı InAs ve GaSb kalınlıklarının karşılık geldiği dalgaboyu uzunluklarının literatürle uyumlu olup olmadığının incelenmesi

Çizelge 6.1. Farklı InAs ve GaSb kalınlıklarının karşılık geldiği dalgaboyu uzunluklarının literatürdeki veriler ile bizim modelimiz ile hesaplanan veriler ve aralarındaki fark

InAs	GaSb	Kesilim Dalgaboyu Mikron I	Hesaplanan $\Delta E_{E_c^{InAs}}^{E_v^{GaSb}}$ II	I-II
20,5A	18A	4,55 [20]	3,94	0,61
20,5A	21A	4,21 [20]	3,93	0,28
20,5A	24A	4,08 [20]	3,90	0,18
20,5A	27A	4,03 [20]	3,86	0,17
30,5A	24A	6,37 [21]	5,94	0,43
41,1A	24A	10,3 [21]	9,29	1,01
53,6A	24A	18,6 [21]	16,47	2,13
62,3A	24A	26,2 [21]	26,54	-0,34
21A	24A	4,2 [22]	3,98	0,22
31A	24A	6,26 [22]	6,07	0,19
40A	24A	8,38 [22]	8,86	-0,48
21A	24A	4,1 [23]	3,98	0,12
21A	36A	3,6 [23]	3,85	-0,25
21A	48A	3,4 [23]	3,77	-0,37
39,37A	21,3A	12 [24]	8,15	3,85
18A	22A	3,7 [25]	3,53	0,17
21,5	24	4,06 [26]	3,98	0,08

6.2. InAs/GaSb İçin I-V grafikleri

n InAs – p GaSb süperörgüsünde karanlık akım hesaplaması yapılırken kullandığımız bazı değerler şu şekildedir;

$$N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_a = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Diyot kesit alanı = 200 x 200 mikro metre kare

Difüzyon zamanı = 50 ns

Üretim – yeniden birleşme zamanı = 32 ns

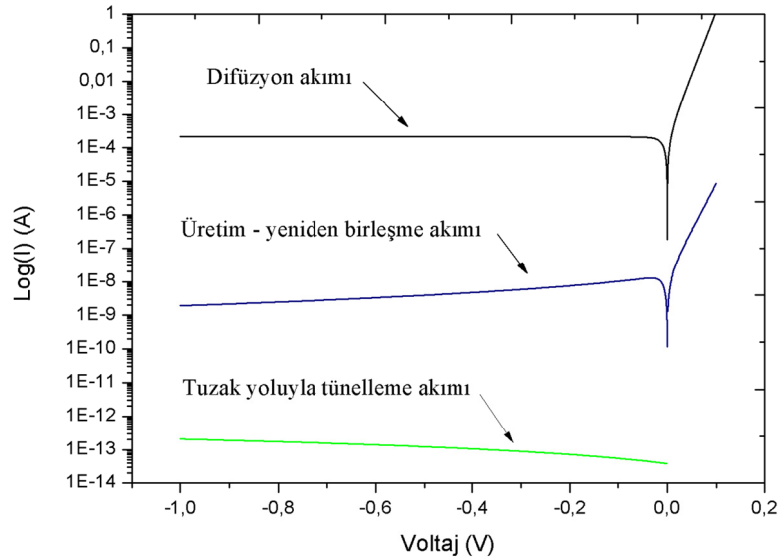
Elektron mobilitesi = 955 m²/ V s

Hol mobilitesi = 100 m²/ V s

Elektron difüzyon uzunluğu = 5 · 10⁻³ m

Hol difüzyon uzunluğu = 5 · 10⁻⁴ m

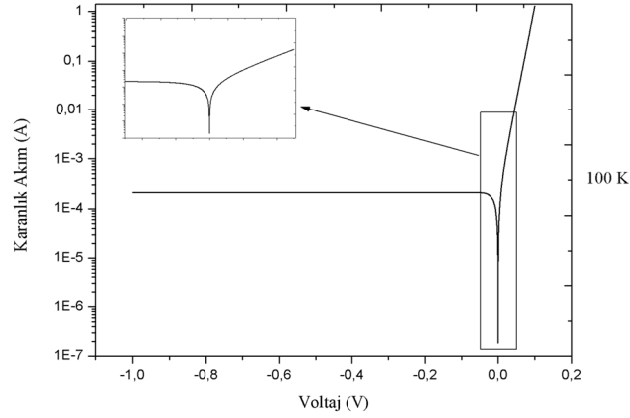
Bölüm 5’de bahsedilen denklemleri kullanarak difüzyon akımı, üretim – yeniden birleşme akımı ve tuzak yoluyla tünelleme akımı için voltaja bağlı değişim grafiklerini aşağıdaki şekilde bulunmuştur.



Şekil 6.7. InAs/GaSb süperörgü için difüzyon akımı, üretim – yeniden birleşme akımı ve tuzak yoluyla tünelleme akımlarının uygulanan geri besleme voltajı ile değişimi

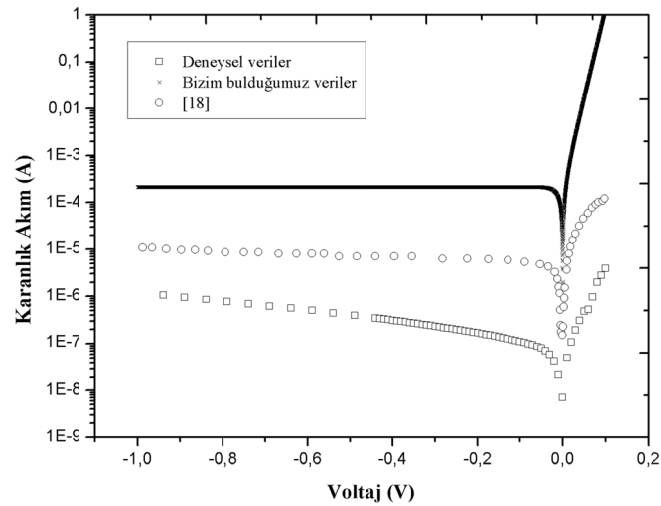
Karanlık akım – voltaj grafiğini hazırlarken, katkı sağlayan difüzyon, üretim – yeniden birleşme ve tuzak yoluyla tünelleme akımlarının süperpozisyonu alınıp voltaj değişimine bağlı grafiği hazırlanmıştır.

$$I_{karanlık} = I_{dif} + I_{gr} + I_{tat} \quad (5.12)$$



Şekil 6.8. InAs/GaSb süperörgüsü için karanlık akım – voltaj grafiği

InAs/GaSb süperörgü sistemi için bizim hesapladığımız veriler, deneysel veriler ve literatürden elde ettiğimiz verilerin bir karşılaştırması Şekil 6.9’da verilmektedir.



Şekil 6.9. InAs/GaSb süperörgüsü için karanlık akım sonuçlarının deneysel verilerle ve literatürle karşılaştırılması

7. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında öncelikle InAs/GaSb tip II heteroyapılarında bariyer ve kuyu katman kalınlıklarına bağlı olarak elektron ve hol enerjilerinin (dalga boylarının) nasıl değiştiği incelenmiştir. InAs katman kalınlığı 28,5 Å iken GaSb (bariyer) katman kalınlığı 20-40 Å arasında değiştirilerek elde edilen veriler doğrultusunda çizilen grafik 6.1'den görülmüştür ki; etkin band aralığı ($e1_{min} - hh1_{min}$) bariyer kalınlığı arttıkça neredeyse sabit kalmaktadır ve aynı zamanda elektron bandı genişliği de bariyer kalınlığı arttıkça dikkate değer biçimde bir daralma göstermektedir. Daha sonra yine InAs kalınlığı 28,5 Å'da tutularak GaSb kalınlığı 20-50 Å aralığında değiştirilerek InAs /GaSb heteroyapının etkin band aralığını etkileyen faktörün bariyer kalınlığı değil kuyu kalınlığı olduğu anlaşılmıştır. Dolayısıyla etkin band genişliğinin kuyu (InAs) materyalinde yapılacak modifikasyonlar ile değiştirilebileceği sonucuna varılmıştır.

Ardından şekil 6.3 ve 6.4'de görüldüğü gibi dört farklı GaSb katman kalınlığına (22 Å, 25 Å, 30 Å, 35 Å) karşılık InAs katman kalınlığı değiştirilerek elde edilen verilere göre kesilim dalgaboyunun, InAs'ın verilen bir değeri için GaSb 22 Å > GaSb 25 Å > GaSb 30 Å > GaSb 35 Å iken InAs'ın kritik bir kalınlık değeri (28,5 Å) sonrasında bu sıralama GaSb 35 Å > GaSb 30 Å > GaSb 25 Å > GaSb 22 Å olarak değişmektedir. Yasak enerji aralığının InAs katman kalınlığı arttıkça artış gösterdiği şekil 6.5'de gösterilmiştir.

Daha sonra farklı kaynaklardan alınan kesilim dalgaboyları ile bizim verilerimizin ne kadar tutarlı olduğunu öğrenmek amacıyla hazırlanan şekilce (şekil 6.6) görülmektedir ki; bizim modelimiz ile elde ettiğimiz veriler literatürle uyum içerisinde.

Ayrıca bu tezde, InAs/GaSb süperörgüsü için düşük geri besleme voltajı altında karanlık akım değişimi incelenmiştir. Şekil 6.7'de elde edilen verilere göre ve beklediğimiz gibi bu yapı üzerinde en baskın olan akım mekanizması difüzyon akımıdır. Difüzyon akımını ise sırasıyla üretim - yeniden birleşme ve tuzak yoluyla tünelleme akımı izlemektedir. InAs/GaSb süperörgü yapılarında karanlık akımın azaltılması için öncelikle baskın olan mekanizma yani difüzyon akımını azaltıcı önlemler alınmasının gerekli olduğu söylenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Henini, M., Razeghi M., Handbook of Infrared Detection Technologies, Elsevier, Oxford, 2002.
- [2] Rogalski, A., Martiniuk, P., “InAs/GaSb superlattices as promising material sysytem for third generation infrared detectors”, Infrared Phys. Tech., 48, **39-52** 2006.
- [3] Rogalski, A., Infrared Detectors, Gordon and Breach Science Publishers, Netherlands, 2000.
- [4] Smith, D. L., Mailhiot, C., “Proposal for strained type II superlattice infrared detectors”, J. Appl. Phys., 62, **2545**, 1985.
- [5] Wei, Y., Hood, A., Yau, H., Gin, A., Razeghi, M., Tidrow, M. Z., Nathan, V., “Improved current densities in MgB2 by liquid-assisted sintering”, Appl. Phys. Lett. **86**, 2005.
- [6] Rehm, R., Walther, M., Schmitz, J., “InAs/GaSb superlattice focal plane arrays for high-resolution thermal imaging”, Opto Electron, Rev. 14, **19-24**, 2006.
- [7] Xu, W., Li, L. L., “Band hybridization and spin-splitting in InAs/AlSb/GaSb type II and broken gap quantum wells”, J. Appl. Phys., **108**, 2010.
- [8] Turton, R., Çeviren: Yoğurtçuoğlu, Y. K., Katıların Fiziği, Erzurum, 2007.
- [9] Chuang, S.L., Physics of Optoelectronic Devices, John Wiley & Sons. Inc.,United States of America, 1995.
- [10] Prasad, P. N., Nanophotonics, John Wiley & Sons. Inc., United States of America, 2004.
- [11] Sze, S. M., Ng, K. K., Physics Of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons. Inc., United States of America, 2007.
- [12] Capasso, F., Heterojunction band discontinuities, North Holland, Amsterdam, 1987.
- [13] Kano, K., Semiconductor Devices, Prentice-Hall, United States of America, 1998.
- [14] Mitchell, F. H. Jr., Mitchell, F. H. Sr., Introduction To Electronics Design, Prentice-Hall International Editions, United States of America, 1992.

- [15] Floyd, T. L., *Electronic Devices*, Prentice-Hall, United States of America, 2006.
- [16] Wenus, C., Rutkowski, J., Rogalski, A., “Analsis of Vlwir Hgdcde Photodiode Performance”, *Opto-Electronics Review*, **145**, 2003.
- [17] Sah, C.-T., Noyce, R. N., Shockley, W., “Carrier generation and recombination in P-N junction and P-N junction characteristics”, *Proc IRE*, **1228**, 1957.
- [18] Nguyen, J., Ting D. Z., “Dark current analysis of InAs/GaSb superlattices at low temperatures”, *Infrared Phys. and Tech.* 52, **317**, 2009.
- [19] Gopal, V., “Modeling of electrical characteristics of midwave type II InAs/GaSb strain layer superlattice diodes”, *Journal Appl. Phys.*, **104**, 2008.
- [20] Haugan, H. J., Szmulowicz, F., Brown, G. J., and Mahalingam, K., “Magneto-optics of InAs/GaSb superlattices”, *J. Appl. Phys.* 96, **2580**, 2004.
- [21] Szmulowicz, F., Elhamri, S., Haugan, H. J., Brown, G. J., Mitchel, “W. C., Demonstration of interface-scattering-limited electron mobilities in InAs/GaSb superlattices”, *J. Appl. Phys.* 101, 2007.
- [22] Szmulowicz, F., Elhamri, S., Haugan, H. J., Brown G. J., and Mitchel W. C., “Carrier mobility as a function of carrier density in type-II InAs/GaSb superlattices”, *J. Appl. Phys.* 105, 2009.
- [23] Haugan, H.J., Elhamri, S., Ullrich, B., Szmulowicz, F., Brown, G.J. and Mitchel, W.C., J., “Crystal Growth, Optimizing residual carriers in undoped InAs/GaSb superlattices for high operating temperature mid-infrared detectors”, **1897**, 2009.
- [24] Kim, H. Y., Ge Z., Wu S., Lee S. H., “Wide-view transflective liquid crystal display for mobile applications”, *Appl. Phys. Lett.* 91, 2007.
- [25] Hill, Cory J., Li, Jian V., Mumolo, Jason M., Gunapala, Sarath D., “MBE grown type-II MWIR and LWIR superlattice photodiodes”, *Infrared Physics & Technology* 50, **187**, 2007.
- [26] Soibela, A., Nguyena J., Höglunda, L, Hilla C. J., Ting D. Z., Keoa S. A., *Applied Phys. Lett.*, 92, 2008.