

**GaInNAs/GaAs KUANTUM KUYULARINDA
HİDROJENİK DÜZEYLER ARASINDA
KIZILÖTESİ GEÇİŞLER**

EMRE BAHADIR AL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
2014**

**CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GaInNAs/GaAs KUANTUM KUYULARINDA HİDROJENİK
DÜZEYLER ARASINDA KIZILÖTESİ GEÇİŞLER**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**EMRE BAHADIR AL
(201192031068)**

FİZİK ANABİLİM DALI

Tez Danışmanı: Prof. Dr. HÜSEYİN SARI

**SİVAS
2014**

Bu çalışma Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanmış ve jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Hüseyin SARI

Cumhuriyet Üniversitesi

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ

Cumhuriyet Üniversitesi

Prof. Dr. Esin KASAPOĞLU

Cumhuriyet Üniversitesi

ONAY

Bu tez çalışması, 30/05/2014 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulu tarafından belirlenen ve yukarıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

|
Prof. Dr. Mustafa DEĞİRMENCİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 24.09.2008 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

Çalışma sırasında bana destek olan biricik eşime ve saygıdeğer hocalarıma...

ÖZET

GaInNAs/GaAs KUANTUM KUYULARINDA HİDROJENİK DÜZEYLER ARASINDA KIZILÖTESİ GEÇİŞLER

Emre Bahadır AL
Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Hüseyin SARI
2014, 54 sayfa

Bu çalışmada, ilk olarak yarıiletkenler, heteroyapılar ve seyreltik III-N-V yarıiletkenler ile ilgili genel bilgiler verilmiştir. Daha sonra, seyreltik III-N-V yarıiletken kuantum kuyularının iletim bant yapısının bant anti-crossing modeli ile nasıl çözüleceği üzerinde durulmuştur. Bu model ile $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ tek kuantum kuyusunun iletim bant yapısı üzerine azot ve indiyum konsantrasyonlarının etkisi hesaplanarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun potansiyel profilleri ve alt-bant yapısı üzerine azot ve indiyum konsantrasyonlarının etkisi incelenmiştir. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda 1s, 2s, $2p_0$ ve $2p_{\pm}$ donor safsızlık enerji düzeyleri üzerine azot ve indiyum konsantrasyonlarının etkisi safsızlık atomunun konumu ve kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Kuantum kuyusu, bant anti-crossing (BAC) modeli, safsızlık bağlanma enerjisi, seyreltik III-N-V yarıiletkenler.

ABSTRACT

INFRARED TRANSITIONS BETWEEN HYDROGENIC STATES IN GaInNAs/GaAs QUANTUM WELLS

Emre Bahadır AL

Master of Science Thesis, Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Hüseyin SARI

2014, 54 pages

In this study, firstly general informations about semiconductors, heterostructures and dilute III-N-V semiconductors were given. Then, we were focused on how to resolve the conduction band structure of dilute III-N-V semiconductor quantum wells with the band anti-crossing model. The effects of nitrogen and indium concentrations on the conduction band structure of a single $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ quantum well were calculated by using this model, and the effects of nitrogen and indium concentrations on the potential profile, and the subband structures of a single $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ quantum well were examined. Within the framework of effective-mass approximation, using a variational method, the effect of nitrogen and indium concentration on the 1s, 2s, 2p₀ and 2p_±-like donor impurity energy states in a single $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ quantum well are investigated as a function of the donor position and the well width.

Key words: Quantum well, the band anti-crossing (BAC) model, impurity binding energy, dilute III-N-V semiconductors.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam süresince bilgi ve tecrübeleriyle yol gösterici olan değerli danışman hocam Prof. Dr. Hüseyin SARI'ya en içten teşekkürlerimi sunuyorum.

Bazen bir hoca, bazen bir büyük, bazen de bir arkadaş olarak yardım ve desteklerini eksik etmeyen Prof. Dr. Esin KASAPOĞLU, Doç. Dr. Fatih UNGAN ve Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL'e teşekkürü bir borç bilirim.

Birlikteliğimiz boyunca verdiğim kararlara saygı duyarak beni destekleyen, bana güvenen, hoşgörüsü ve güler yüzüyle yanımda olan sevgili eşim Ayşe Kübra AL'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET	v
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
SİMGELER DİZİNİ.....	xii
KISALTMALAR DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. YARIİLETKENLER.....	5
2.1. Saf Yarıiletkenler	5
2.2. Katkılı Yarıiletkenler	7
2.2.1. Donor Safsızlık Atomları	8
2.2.2. Akseptör Safsızlık Atomları.....	10
3. HETEROYAPILAR	12
3.1. Düşük Boyutlu Yapılar	14
4. SEYRELİK III-N-V YARIİLETKENLER	18
4.1. Bant Anti-Crossing Modeli	19
5. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ	22
6. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ KUANTUM KUYUSUNDA DONOR SAFSIZLIKLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ.....	34
7. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ KUANTUM KUYUSUNDA HİDROJENİK DÜZEYLER ARASINDAKİ KIZILÖTESİ GEÇİŞLER	43
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	49
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	54

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1 Mutlak sıfırda saf bir yarıiletkenin elektronik bant yapısı.....	5
Şekil 2.2 Saf yarıiletkende yüklerin hareketi	6
Şekil 2.3 Silisyumdaki donör tipli katkı atomunun şematik gösterimi	9
Şekil 2.4 Donör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı	9
Şekil 2.5 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi.....	11
Şekil 2.6 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı.....	11
Şekil 3.1 Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin birbirine eklenmemiş bant yapısı.....	12
Şekil 3.2 Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin birbirine eklenmiş bant yapısı.....	13
Şekil 3.3 Bant süreksizliğine göre heteroyapı türleri.....	15
Şekil 3.4 Bir kuantum kuyusunun elektronik bant yapısının şematik gösterimi	15
Şekil 3.5 Kuantum teli	17
Şekil 3.6 Kuantum kutusu.....	17
Şekil 4.1 BAC modeline göre $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ 'in iletim bandı görünümü.....	20
Şekil 5.1 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi.....	22
Şekil 5.2 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun kuşatma potansiyelinin azot ve indiyum konsantrasyonlarına göre değişimi	25
Şekil 5.3 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda kuşatma potansiyelinin azot konsantrasyonuna göre değişimi.....	26
Şekil 5.4 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda etkin kütleinin azot konsantrasyonuna göre değişimi.....	27
Şekil 5.5 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda dielektrik sabitinin azot konsantrasyonuna göre değişimi.....	28
Şekil 5.6 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda kuşatma potansiyelinin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi.....	29
Şekil 5.7 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda dielektrik sabitinin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi.....	30
Şekil 5.8 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda etkin kütleinin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi.....	31
Şekil 5.9 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun % 30 indiyum ve % 1 azot konsantrasyonlarında potansiyel profili, enerji düzeyleri ve bu enerji düzeylerine ait dalga fonksiyonlarının karesi	32
Şekil 5.10 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun % 10 indiyum ve % 0.1 azot konsantrasyonlarında potansiyel profili, enerji düzeyleri ve bu enerji düzeylerine ait dalga fonksiyonlarının karesi	33
Şekil 6.1 Farklı azot konsantrasyonları için $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu merkezindeki safsızlık atomunun bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimi	38
Şekil 6.2 Farklı indiyum konsantrasyonları için $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu merkezindeki safsızlık atomunun bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimi	39
Şekil 6.3 Safsızlık atomu bağlanma enerjisinin sabit indiyum ve farklı azot konsantrasyonları için safsızlık konumuna göre değişimi.....	41

Şekil 6.4	Farklı düzeylere karşılık gelen safsızlık atomu bağlanma enerjisinin sabit azot ve farklı indiyum konsantrasyonları için safsızlık konumuna göre değişimi .	42
Şekil 7.1	Elektromanyetik spektrum	43
Şekil 7.2	$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonlarında geçiş enerjilerinin değişimi.....	45
Şekil 7.3	$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonlarında geçiş enerjilerinin değişimi.....	46
Şekil 7.4	$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonlarında geçiş frekanslarının değişimi	47
Şekil 7.5	$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonlarında geçiş frekanslarının değişimi.....	48

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1 Bazı yarıiletkenlerin enerji bant aralığı değerleri [12].	6

SİMGELER DİZİNİ

a_B	Bohr yarıçapı, m
e	Elektronun yükü, C
E	Enerji, J
E_a	Akseptör enerji seviyesi, J
E_B	Bağlanma enerjisi, J
E_C	İletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{C_1}	Birinci malzemenin iletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{C_2}	İkinci malzemenin iletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_V	Valans bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{V_1}	Birinci malzemenin valans bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{V_2}	İkinci malzemenin valans bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_d	Donor enerji seviyesi, J
E_F	Fermi enerji seviyesi, J
E_{F_1}	Birinci malzemenin Fermi enerji seviyesi, J
E_{F_2}	İkinci malzemenin Fermi enerji seviyesi, J
E_g	Yasak enerji aralığı, J
E_{g_1}	Birinci malzemenin yasak enerji aralığı, J
E_{g_2}	İkinci malzemenin yasak enerji aralığı, J
$E_{g_1}^f$	Birinci malzemenin deneysel bant aralığı, J
$E_{g_2}^f$	İkinci malzemenin deneysel bant aralığı, J
E_M	Ana yarıiletkenin iletim bandı kenarı enerjisi, J
E_{M_0}	Azot yokluğundaki enerji, J
E_N	Lokalize azot seviyesi enerjisi, J
E_z	Elektronun z doğrultusundaki hareketine karşılık gelen taban durum enerjisi
$E_{\pm}$	Ana yarıiletkenin iletim bandı seviyeleri, J
H	Hamiltoniyen operatörü, J
k	Dalga vektörü, m ⁻¹
l	Açısal momentum kuantum sayısı
L	Uzunluk, m
L_b	Sonsuz potansiyel kuyusu genişliği, m
L_w	Kuyu genişliği, m
m_l	Yörünge açısal momentum kuantum sayısı
m^*	Külçe etkin kütlesi, kg
n	Baş kuantum sayısı
N	Normalizasyon sabiti
$\vec{p}$	Momentum operatörü, kg m s ⁻¹
Q_C	Bant çarpanı
r	Elektron ile donör arasındaki bağıl uzaklık, m
R	Rydberg sabiti, J

V	Kuşatma potansiyeli, J
V_0	Kuşatma potansiyelinin büyüklüğü, J
V_C	Coulomb potansiyeli, J
V_{MN}	Matris elemanı çiftlenimi, J
ΔE_C	İletim bandı süreksizliği, J
ΔE_V	Valans bandı süreksizliği, J
δ_n	Sonsuz kuantum kuyusunun özfonksiyonlarındaki tek ve çift çözümlere karşılık gelen faz farkı
ϵ	Dielektrik sabiti, F m ⁻¹
$\varphi(z)$	Elektronun z yönündeki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonu
$\hbar$	Planck sabiti, J s
λ	Varyasyon parametresi, m
ρ	x-y düzleminde elektron ile donör arasındaki bağıl uzaklık, m

KISALTMALAR DİZİNİ

BAC	:	Bant Anti-Crossing
CB	:	Conduction Band
HMA	:	Highly Mismatched Alloy

1. GİRİŞ

Yarıiletken malzemeler 1940'lerden beri araştırılmakta ve bu araştırmalar sonucunda geliştirilen elektronik ve optoelektronik devre elemanları günlük hayatımızın birçok alanında kullanılmaktadır. Yarıiletkenlerin devre elemanı olarak kullanılması, elektronik teknolojisinin hızlı gelişmesini sağlamış ve katıhal fiziği üzerine yapılan çalışmaların artmasına neden olmuştur. Yarıiletkenlerin sıkça tercih edilmesinin temel nedenleri, çeşitli özelliklerdeki yarıiletken devre elemanlarının çok küçük hacimler içerisine yerleştirilebilir olması, elektriksel ve optik özelliklerinin dış etkilerle değiştirilebilir olması ve istenilen özelliklerde bir devre elemanı yapılmasına imkân vermesidir. Tasarlanan yeni elektronik ve optoelektronik devre elemanlarının modellenmesi, sistemlerin ayarlanabilir fiziksel özellikleri temel alınarak yapılmaktadır.

Yapılan çalışmalarda, önce yük taşıyıcılarının bir yöndeki hareketleri kısıtlanarak iki boyutlu kuantum kuyusu yapıları geliştirilmiştir. Daha sonra kuşatılma boyutları artırılarak bir boyutlu kuantum telleri ve sıfır boyutlu kuantum kutuları yapılmıştır. Geliştirilen sistemlerde boyut azaldıkça, yani kuşatma arttıkça fiziksel özellikleri belirleyen parametreler ayarlanabilir duruma gelmektedir. Bu sayede özel fonksiyonlara sahip aletler tasarlanmaktadır.

Düşük boyutlu sistemlerin külçe yapılara göre üstünlüğü, bu sistemlerdeki boyut farklılığından kaynaklanır. Düşük boyutlu sistemlerde son derece dar ve iyi tanımlanmış enerji düzeylerini elde etmek mümkündür. Buna ek olarak bu sistemlerde elektron ve boşluk yoğunluğu istenildiği gibi değiştirilebilir.

Yaygın olarak kullanılan III-V bileşik yarıiletkenler ile III-N-V alaşımı olan $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ kıyaslandığında, bu alaşımın farklı fiziksel özellikler sergilediği görülmüştür. III-V bileşik yarıiletkenlerinin bant aralığı örgü sabitinin azalması ile artar iken III-N-V alaşımlarda azalmaktadır. Bu tür alaşımlarda azot konsantrasyonunun artması kübik yapıdaki $Ga_{1-x}In_xN$ 'ın tersine bant aralığını azaltmaktadır.

Son yirmi yılda, hem farklı fiziksel özellikleri hem de optoelektronik cihazlardaki kullanım potansiyelleri sayesinde seyreltik azotlu alaşım yarıiletkenlerden olan $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ materyal sistemine olan ilgi giderek artmıştır [1, 2]. $Ga_{1-x}In_xAs$ içerisine seyreltik oranda ilave edilen azot, örgü içerisinde arsenik atomlarının yerine geçer ve $Ga_{1-x}In_xAs$ yarıiletkenin örgü sabitini küçültür.

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkeni içindeki atomların konsantrasyonları değiştirilerek bant aralığı ve örgü sabiti belirli sınırlar içerisinde değiştirilebilir. Kuramsal olarak, değişen azot miktarına bağlı olarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkeninin bant aralığının 0,6–1,42 eV arasında değişebileceği öngörülmektedir [3]. Bu özelliği sayesinde kayıpların ve dispersiyonun en az olduğu 1,2–1,6 μm aralığındaki optik haberleşme çerçevesinde çalışabilen optoelektronik aygıtların geliştirilmesinde kullanılabilir.

Doksanlı yılların sonunda Kondow'un $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ ile ilgili ilk çalışmasının yayınlanmasının ardından, bu yapılar günümüz fiber optik iletişim teknolojisinin temelini oluşturan InP tabanlı III-V grubu yarıiletken sistemlerine alternatif olarak düşünölmeye başlanmıştır [4].

InP tabanlı III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin fabrikasyonu sonucu elde edilen lazer, detektör ve optik yükselteç gibi optoelektronik aygıtların yüksek üretim maliyeti, iletim bant süreksizliğinin küçük olmasından dolayı ortaya çıkan sıcaklığa duyarlılıkları ve üretim zorlukları gibi dezavantajları bulunmaktadır. GaAs tabanlı $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkenlerinde, tabakalar arasındaki örgü uyumunun daha iyi olması ve iletim bandı süreksizliklerinin InP tabanlı yapılara göre daha büyük olması sayesinde bu problemler nispeten aşılmış durumdadır [5, 6, 7].

Bu malzemeler, optik haberleşmede kullanılma potansiyellerinin yanı sıra 1 eV civarındaki bant aralıkları ve örgü sabitindeki esneklikleri sayesinde çok katmanlı güneş hücrelerinde de verimi arttırmaya yönelik kullanılma potansiyeline sahiptirler [8].

$Ga_{1-x}In_xAs$ yarıiletkenine azot ekleyerek $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ yarıiletken bileşiği elde edildiğinde, lazerler için ideal yapı olan derin iletim bandı süreksizliği elde edilebilmektedir. Bu nedenden dolayı $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$, aktif tabaka olarak kullanıldığında yük taşıyıcılar daha iyi hapsedilebilmekte ve bunun sonucu olarak da yüksek sıcaklıklarda yük taşıyıcı sızmaları azalmaktadır.

Her ne kadar kristalin içinde azotun varlığı, bant aralığını daraltarak optik haberleşmenin ihtiyaç duyduğu bölgelerde çalışabilen optoelektronik aygıtların üretimine olanak sağlasa da, örgüde ekstra kusurlar oluşturmaktadır. Yarıiletken içerisinde iletim bandı civarına yerleşmiş ve özellikle azota bağlı olan bu kusurlar, bantlar arası geçiş prensibine ve bant içi ilettime dayalı aygıtların performansını olumsuz etkilemektedir. Ayrıca azotun varlığında iletim bandı parabolikliğinin azalması sonucu elektron etkin kütlesi artmakta ve elektron hareketliliği azalmaktadır.

Teorik hesaplarda, azotun sadece iletim bandına etki edip değerlik (valans) bandına etki etmediği, dolayısıyla boşluk hareketliliğinin elektron hareketliliğinden daha yüksek olması öngörülmektedir. Sun ve arkadaşları tarafından tek kuantum kuyulu n- ve p-tipi $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ üzerinde yapılan teorik ve deneysel çalışmalar ile bu öngörü desteklenmeye çalışılmıştır [9].

Yarıiletken tabanlı bir aygıtta performansın artırılması için kristal içerisindeki kusurların en aza indirilmesi gerekmektedir. Literatürdeki pek çok çalışmada, büyütme sonrası belirli sıcaklık ve sürelerde uygulanan termal işlem sayesinde hem kristal kalitesinin arttığı hem de kusurların nispeten azaldığı görülmektedir [6, 10, 11].

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ tabanlı bir aygıtın performansının artırılabilmesi için yapı içindeki kusurların, düzensizliklerin, hareketliliği sınırlandıran saçılma merkezlerinin ve azot etkilerinin iyi anlaşılması gerekmektedir. Ayrıca termal işlem sonrası kristal içinde ne gibi fiziksel değişiklikler olduğunun da bilinmesi yarıiletken tabanlı aygıt uygulamaları için önem arz etmektedir.

Bu tez çalışmasında, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ tek kuantum kuyu yapısının elektronik özellikleri üzerine azot ve indiyum konsantrasyonunun etkisi, kuantum kuyu genişliği ve safsızlık atomunun konumunun bir fonksiyonu olarak etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntem kullanılarak incelenecektir.

2. ve 3. bölümde, yarıiletkenler ve heteroyapılar hakkında genel bilgiler verilmiştir.

4. bölümde, seyreltik III-N-V yarıiletken bileşiklerin fiziksel özellikleri özet olarak verilerek, bant anti-crossing (BAC) modeli ile $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ yapısının iletim bant yapısı hesaplanmıştır.

5. bölümde, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun elektronik bant yapısı ve dielektrik sabiti, etkin kütle, kuşatma potansiyelinin derinliği gibi elektriksel özellikleri üzerine azot ve indiyum konsantrasyonlarının etkisi incelenmiştir.

6. bölümde, etkin kütle yaklaşımı ve varyasyonel yöntem kullanılarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusundaki safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin analitik denklemleri elde edilerek, safsızlık atomunun bağlanma enerjisi üzerine azot ve indiyum konsantrasyonunun etkisi, kuantum kuyu genişliği ve safsızlık atomu konumunun bir fonksiyonu olarak incelenmiştir.

7. bölümde, THz ışıının hakkında genel bilgiler verilip $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda hidrojenik düzeyler arasındaki kızılötesi geçişler incelenerek bu geçişlere karşılık gelen frekans bölgesi belirlenmiştir.

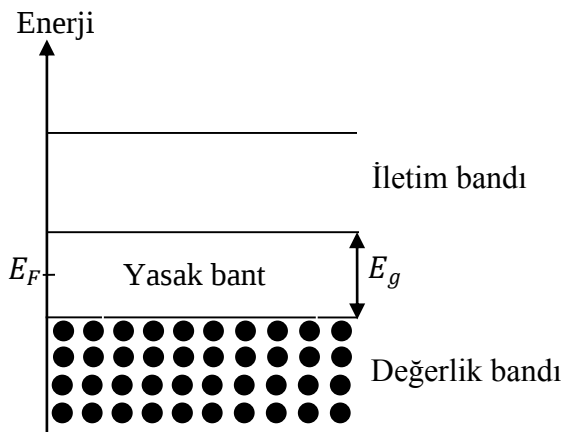
8. bölümde ise elde edilen $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin elektronik özellikleri açıklanarak, teknolojiye ve aygıt tasarımına getireceği katkılar üzerinde tartışılmıştır.

2. YARIİLETKENLER

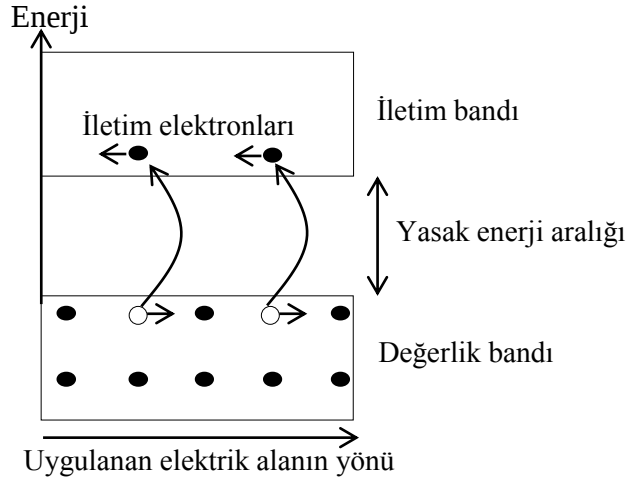
2.1. Saf Yarıiletkenler

Her katının karakteristik bir enerji bant yapısı vardır. Katılardaki enerji bant yapılarının çeşitliliği elektrik iletiminde belirleyici özellikler taşır. Mutlak sıfırda, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi yarıiletkenin tüm elektronları değerlik bandındadır. İletim bandında hiçbir elektron bulunmadığı için bir yalıtkan gibi davranır. Yarıiletkenlerin en belirgin özelliği, iletkenliklerinin metaller ile yalıtkanlar arasında olması ve sıcaklıkla doğru orantılı değişmesidir. Şekil 2.2’de sıcaklığın artmasıyla değerlik bandındaki elektronlar iletim bandına geçerler ve ilettime katılırlar. İletim bandına geçen elektronlar, geride pozitif yüklü boşluklar bırakırlar. Bu boşluklar elektrik alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler. Böylelikle yarıiletkenlerde elektronlar ve boşluklar olmak üzere iki tip yük taşıyıcı elde edilir.

Yarıiletkenleri yalıtkanlardan ayıran en önemli özellik, yasak enerji bant aralığının 1–4 eV mertebesinde olmasıdır. Çizelge 2.1, bazı yarıiletkenlerin enerji bant aralığını göstermektedir [12]. Yalıtkanlarda bu bant aralığı çok daha yüksek mertebelerde olduğu için elektronların değerlik bandından iletim bandına geçme olasılıkları hemen hemen hiç yoktur. Yarıiletkenlerde elektriksel iletimin gerçekleşmesi, herhangi bir etkenle (ısı, sıcaklık, basınç, elektrik alan vb.) elektronların değerlik bandından iletim bandına geçmesi ile mümkündür.



Şekil 2.1 Mutlak sıfırda saf bir yarıiletkenin elektronik bant yapısı



Şekil 2.2 Saf yarıiletkende yüklerin hareketi

Çizelge 2.1 Bazı yarıiletkenlerin enerji bant aralığı değerleri [12].

Kristal	E_g (eV)	
	0 K	300 K
Si	1,17	1,14
Ge	0,744	0,67
InP	1,42	1,35
GaP	2,32	2,26
GaAs	1,52	1,43
CdS	2,582	2,42
CdTe	1,607	1,45
ZnO	3,436	3,2
ZnS	3,91	3,6

İdeal bir yarıiletken, örgü kusurları ve yabancı atomların oluşturdukları safsızlıklar yoktur. Bu tip yarıiletkenler katkısız veya saf yarıiletkenler olarak bilinir. Saf yarıiletkenlerde elektron ve boşluk yoğunluğu aynıdır. Saf yarıiletkenlerde elektrik iletimine katkıda bulunan elektron veya boşluk sayısı az olduğundan aygıt yapımında nadir olarak kullanılır.

2.2. Katkılı Yarıiletkenler

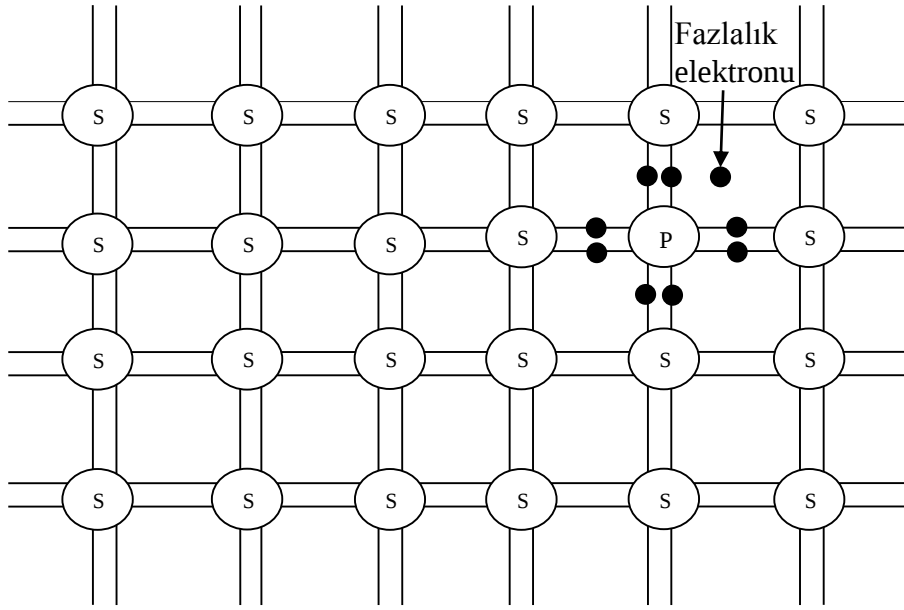
Saf yarıiletkende akım iletimine katkıda bulunan elektron ve boşluk yoğunluğunu artırmak için kullanılan en yaygın yöntem, yarıiletken içerisine kristalin örgü yapısını bozmayacak bir şekilde safsızlık atomu (impurity) katmaktır. Yarıiletken içine safsızlık atomu katma işlemine katkılama, bu tip yarıiletkene katkılı yarıiletken denir. Yarıiletkende katkılama sonucu, katkı atomunun cinsine bağlı olarak n-tipi ya da p-tipi yarıiletken oluşturmak mümkündür. Katkılı yarıiletkenlerin elektronik ve optik özellikleri, istenilen şekilde ayarlanabilen devre elemanları yapılmasına imkân vermesi nedeniyle, teknolojiye geniş kullanım alanlarına sahiptir.

Yarıiletken içerisine safsızlık atomu katkılama sonucunda ilettime katılan elektron ya da boşluk sayısı artırılarak elektriksel iletkenlik artırılır. Katkılı yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlikleri, katkı atomunun cinsine ve konsantrasyonuna bağlı olarak belirgin ölçüde değişmektedir.

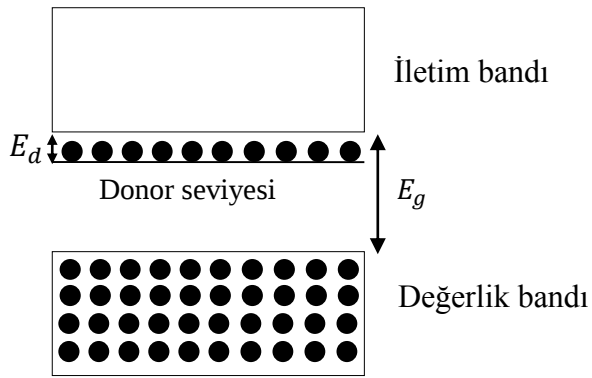
Bir yarıiletken kristal yapısında bulunan yabancı atomlar veya kristal yapı bozukluğu, yasak enerji bölgesinde lokalize ara enerji seviyelerinin oluşmasına neden olur.

2.2.1. Donor Safsızlık Atomları

Fosfor gibi beş değerlik elektronuna sahip bir atom silisyum kristaline ilave edildiğinde, fosforun dört değerlik elektronu silisyumun elektronları ile kovalent bağa katılır ve bir elektron boşta kalır (Şekil 2.3). Bu fazla elektron kristalin Coulomb potansiyelinde hareket eder. Her katkı atomu başına serbest kalan bu tek elektronun bağlanma enerjisi çok küçük olup kristal içerisinde serbest elektron gibi davranır ve iletim bandının hemen altında bir enerji seviyesine sahip olur (Şekil 2.4). Kristale katılan beş değerlik elektronlu atomlara verici (donor), bu donor atomlarının iletim bandına yakın olan enerji seviyesine donor seviyesi ve yeni oluşan katkılı yarıiletken ise n-tipi yarıiletken denir. Bu tür yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcıları negatif yüklü elektronlardır. Donor seviyeleri ile iletim bandı arasındaki enerji aralığı çok küçüktür ($\approx 0,05$ eV). Bu nedenle küçük bir termal enerji, bu düzeydeki bir elektronu iletim bandına geçirebilir. Böylece, iletim bandına geçen elektronlar ilettime katkıda bulunur.



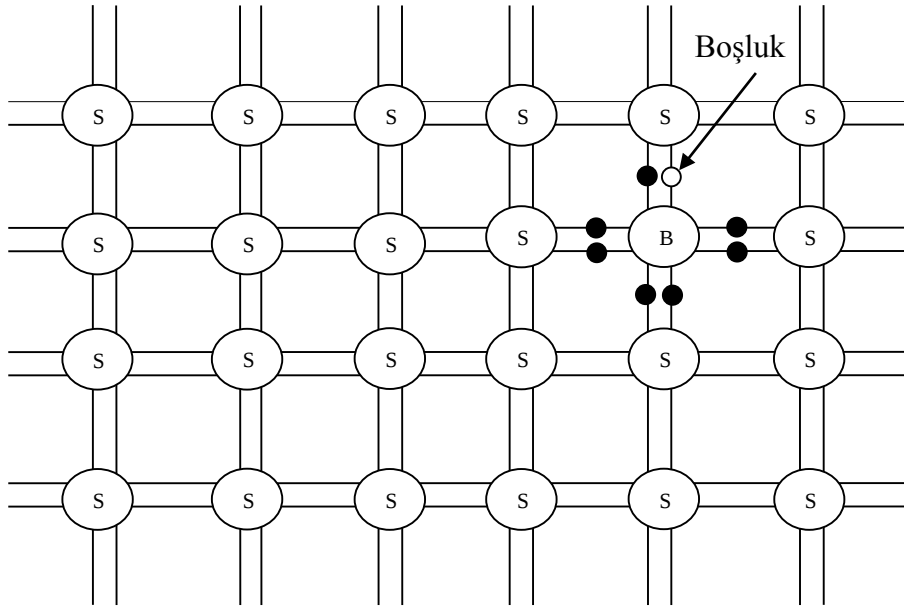
Şekil 2.3 Silisyumdaki donör tipli katkı atomunun şematik gösterimi



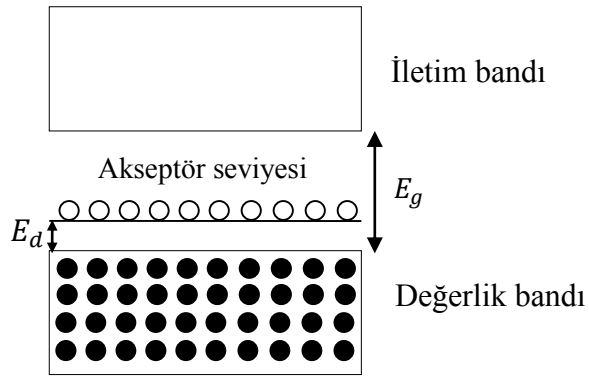
Şekil 2.4 Donör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı

2.2.2. Akseptör Safsızlık Atomları

Yarıiletken, bor gibi üç değerlik elektronuna sahip bir atomla katkıldığında, üç elektronu komşu atomlarla kovalent bağ oluşturur. Dördüncü bağda ise elektron eksikliği, yani boşluk kalır (Şekil 2.5). Bu tür safsızlıkların enerji düzeyleri, Şekil 2.6'da gösterildiği gibi değerlik bandının hemen üstünde yer alır. Oda sıcaklığında, bu safsızlık düzeylerini dolduracak kadar termal enerjiye sahip elektronlar, değerlik bandında bir boşluk bırakarak ayrılırlar. Üç değerlik elektronlu atom, değerlik bandından bir elektron aldığından, böyle safsızlıklara alıcı (akseptör), akseptörlerin değerlik bandına yakın olan enerji seviyesine akseptör seviyesi ve yeni oluşan katkılı yarıiletken ise p-tipi yarıiletken denir. Bu tip yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcıları pozitif yüklü boşluklardır.



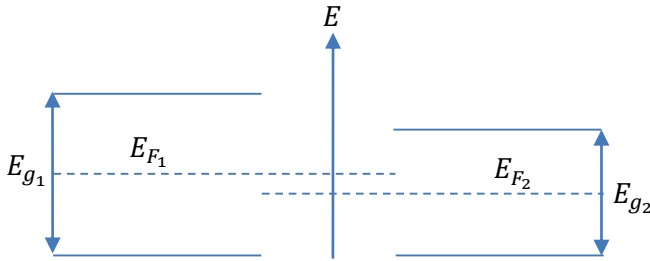
Şekil 2.5 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi



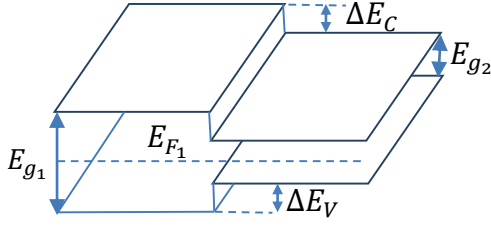
Şekil 2.6 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı

3. HETEROYAPILAR

Heteroyapılı yarıiletkenler, iki veya daha çok farklı yarıiletken yapının ortak bir kristal yapıda uyum içerisinde üretilmesiyle elde edilir. Heteroyapıyı oluşturan malzemeler birbirine benzer yapıdadır ve örgü sabitleri arasında çok az bir farklılık vardır. Örgü sabiti, bir yarıiletkenin heteroyapı oluşturabilme uygunluğunu belirler. Heteroyapılarda, ara yüzeyde bant yapısının aniden değiştiği kabul edildiği için bir heteroyapı sisteminin elektronik yapısını belirlemek üzere külçe yapıların enerji bantları bir araya getirilebilir. Burada en önemli nokta, heteroyapıyı oluşturan külçelerin bant yapılarının konumlarıdır. Ara yüzeyin her iki kenarında ortalama elektron yoğunluğunun aynı olduğu kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerjisi, aynı anda her iki külçenin yasak bant aralığının ortasını temsil edecektir. Örgü sabitlerinin farklılığından kaynaklanan elektron yoğunluğundaki küçük fark, ara yüzeyden yük transferine neden olur. Sözü edilen yük transferi önemsiz büyüklükte olduğu için ihmal edilir. Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin bant yapılarının birbirine eklenmemiş ve eklenmiş durumları sırasıyla Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin birbirine eklenmemiş bant yapısı



Şekil 3.2 Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin birbirine eklenmiş bant yapısı

Heteroyapıda oluşturulan kuantum kuyularındaki en önemli sorun, iletim ve valans bantlarındaki süreksizlikleri hesaplamaktır. Heteroyapı oluşturmak için iki malzeme bir araya getirildiğinde ΔE_C ve ΔE_V süreksizlikleri oluşur. Bu süreksizlikler;

$$\Delta E_C = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_V| \quad [3.1]$$

$$\Delta E_V = \frac{E_{g1} - E_{g2}}{2} \quad [3.2]$$

eşitlikleri ile verilir. Burada, E_{g1}^f ve E_{g2}^f külçelerin deneysel bant aralıklarıdır.

Eğer heteroyapı oluşturan yarıiletkenlerin ikisi de direkt bant aralıklı ise ΔE_C , yukarıda verilen eşitlik ile kolayca hesaplanır. Fakat iki yarıiletken direkt bant özelliği taşımyorsa, iletim bandındaki kesiklilik hesaplanırken aynı iletim bandı minimumları farklı alınmalıdır. Yani, külçe bant diyagramında aynı k dalga vektörü ile tanımlı olmalıdır. Heteroyapılarda kullanılan süreklilik koşulu, elektronun ara yüzeyden geçerken $\vec{k}$ dalga vektörü ile kütlelerinin değişmemesi olarak ifade edilebilir.

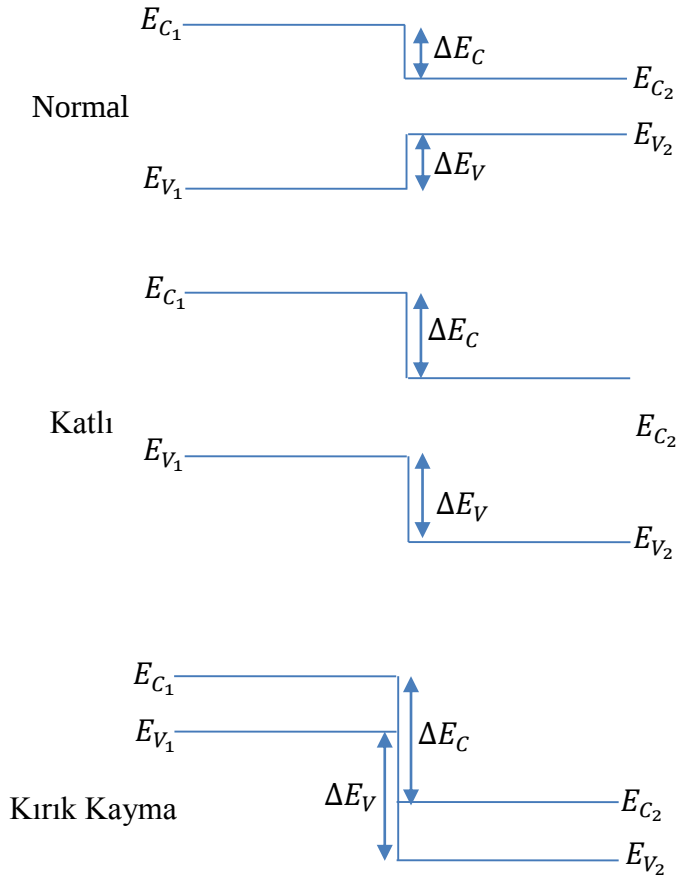
Aynı momentum dalga vektörüne karşılık gelen enerji düzeyleri arasında oluşan süreksizliğin heteroyapıdaki elektronların davranışı üzerindeki etkisini, elektronların potansiyel engelinden geri yansımaları biçiminde tanımlayabiliriz.

Heteroyapı bileşenlerinde katkı maddelerinin olması durumunda, heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve bant bükülmesine neden olur. Heteroyapı en az iki yarıiletkenle oluştuğu için ara yüzeyin her iki yanında da uzay yükü potansiyeli sıfırdan farklı olur. Çift yüklü tabakanın neden olduğu potansiyeldeki uzamsal değişim, iletim bandı süreksizliği üzerine eklenir.

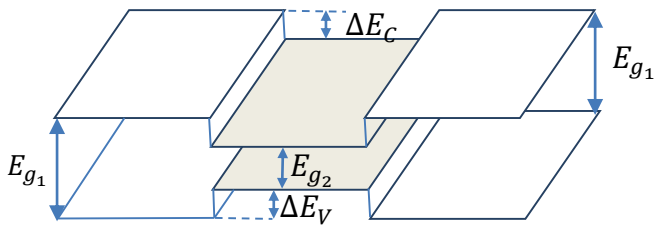
3.1. Düşük Boyutlu Yapılar

Heteroyapılar, mikro yapıların temel elemanı niteliğindedir. Düşük boyutlu yapılarda oluşan fiziğin dayandığı anahtar parametre, heteroyapılardaki bant süreksizliğidir. Heteroyapılar bant süreksizliğine göre üçe ayrılır. Bunlar normal, katlı ve kırık kayma heteroyapılar olarak adlandırılır (Şekil 3.3). Normal heteroyapılarda, elektron ve boşluk ikinci katmanda bulunur. Katlı heteroyapılarda elektronlar ikinci katmanda, boşluklar ise birinci katmanda kuşatılır. Kırık kayma heteroyapılarda ise katlı yapıdaki kuşatmaya benzer bir durum ortaya çıkar. Fakat bu tür süperörgülerde periyodun artması ile enerji bant aralığı azalır ve yarıiletken yarı-metale geçiş gözlenir.

Yarıiletken mikroyapı uygulamalarının çoğunda basit heteroyapılar esas alınır. Örgü sabitleri birbirine yakın yarıiletkenlerin oluşturduğu heteroyapılarda, yarıiletkenlerin temel bant aralığı direkt ise bant süreksizliğinin profili kuantum kuyusu modeli ile temsil edilir. İnce bir malzemenin iki tarafına daha kalın bir malzeme eklenerek elektronik yapı oluşturulur (Şekil 3.4).



Şekil 3.3 Bant süreksizliğine göre heteroyapı türleri



Şekil 3.4 Bir kuantum kuyusunun elektronik bant yapısının şematik gösterimi

Şekil 3.4'te verilen kuantum kuyusundaki elektronun davranışı incelendiğinde, elektronun en düşük enerjiyi, yani orta tabakayı tercih ettiği görülür. Bunun sonucunda, elektron orta tabakada kuşatılmış olup yapı artık iki boyutlu hale gelmiştir.

Kuantum kuyusunda bulunan elektronun enerjisi;

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad [3.3]$$

eşitliği ile verilir. Burada m^* , orta tabakadaki malzemenin en düşük iletim bandındaki elektronun külçe etkin kütlesi, $\hbar$ Planck sabiti, E_C iletim bandı sınırındaki enerji değeri ve k , iletim bandı sınırında sıfır değeri alan dalga vektörüdür.

Bu durumda, bir kuyudaki parçacık problemine ulaşılmış olur. Aradaki tek fark elektronun etkin kütesidir. Bu da elektronun serbest uzayda değil de kuşatılmış bölge içinde hareket ediyor olmasından kaynaklanır. Etkin kütlein büyüklüğü kristal potansiyelinin şiddetini yansıtır ve bu değer maddelerin karakteristik bir özelliğidir. Kuantum kuyusunun oluşmasını sağlayan iki yarıiletkenin bant yapıları birbirine çok benzer olduğu için yarıiletkenler arasındaki etkin kütle farkı ihmal edilir. Sonuç olarak, kuantum kuyusu içerisinde kuşatılmış bir parçacık elde edilmiş olur.

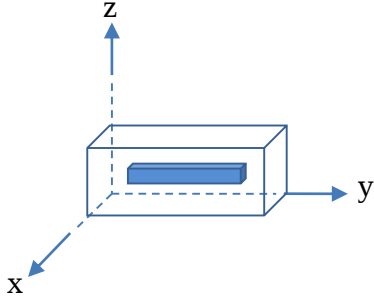
Kuşatmanın elektron üzerindeki etkisi sonucu, ara yüzeye dik doğrultuda enerji spektrumu süreksizlik göstererek enerji seviyelerine ayrılır [13, 14]. Taban durum enerji seviyesinin etkin kütle değerinin azalması ile kuyunun üst kısmına çıkması beklenir. Burada engel yüksekliği, etkin kütle ve kuyu genişliği küçük olsa dahi en az bir kuşatılmış durum elde edilir.

Sonuçta kuantum kuyusu yapısının bant aralığı ile kuşatılmış seviyelerin konumu değiştirilebilir. Ayrıca kuyu genişliğinin değiştirilmesi, kuantum kuyusunun bant aralıklarının değişmesine neden olur. Böylece kuantum kuyusu parametreleri ile sistemin optiksel özellikleri ayarlanabilir.

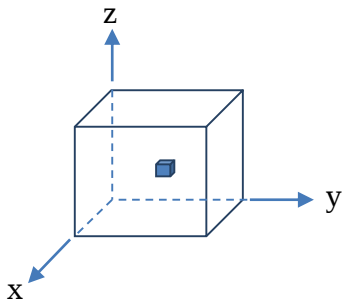
İki boyutlu heteroyapılar kullanılarak yapılan cihazlardan elde edilen başarılar nedeniyle son yıllarda yapılan çalışmalar sistemlerin boyutlarını indirmek üzere yoğunlaşmıştır. Bu süreçte sistemin kuşatma boyutu artırılarak ayarlanabilir parametrelerin sayısı artırılabilir. Kuantum telleri (Şekil 3.5) incelenirken kuşatma yapılan doğrultularda oluşan kuantum kuyuları birbirinden bağımsız olarak ele alınır. Eğer tel y eksenine boyunca yerleştirilirse x ve z doğrultularında, kuantum kuyularındaki engeller nedeniyle kuşatılmalar gerçekleşir. Oluşan kuantum teli yapısının kuşatılmış seviyelerini hesaplamak için iletim bant diyagramından faydalanılır. Kuantum tellerinde taşıyıcılar bir boyutta serbestçe hareket edip iki boyutta kuşatıldıkları için yapı artık bir boyutlu hale gelmiştir.

Eğer parçacıklar bir çizgi boyunca sınırlanırsa, buradaki kuşatma iki boyutlu kuyulardan daha fazla olacaktır. Bu demektir ki kuantum kuyusundaki en düşük kuşatılmış durum, bu yapıda daha yukarı kayacaktır. Engel yüksekliği boyuttan bağımsız olduğu için kuantum telindeki kuşatılmış bir durumun kuyu genişliğine duyarlılığı, kuantum kuyusundan iki kat fazla olacaktır.

Sistemde üç boyutta kuşatılma olursa, taşıyıcılar artık serbestçe hareket edemez ve yapı artık sıfır boyutlu hale gelir. Bu nedenle kuantum kutusu ile temsil edilebilir (Şekil 3.6). Kuantum telinde olduğu gibi kuantum kutusunda da kuantum kuyuları birbirinden bağımsız olarak ele alınabilir. Kuşatılma etkisini artırdığımız için kuşatılmış bir durumun kuyu genişliğine duyarlılığı kuantum telinden daha fazladır [15].



Şekil 3.5 Kuantum teli



Şekil 3.6 Kuantum kutusu

4. SEYRELTİK III-N-V YARIİLETKENLER

III-N-V yarıiletkenler, son yıllarda keşfedilen III-V ve II-VI yarıiletken alaşımların yeni bir alt grubudur. Bu yeni alaşımlar, elektronik seviyeleri yerel iletim bandı ile rezonansta olan aynı tür safsızlıkların çok küçük miktarda ana yarıiletkene katılmasıyla elde edilmiştir. Yer değiştiren yerel negatif iyon ile safsızlık atomu arasında elektronegatiflik ve atom yarıçapındaki büyük farklılıklar nedeniyle yerel bant yapısı önemli ölçüde değişime uğrar. Böylece, bu alaşımların bant yapıları, geleneksel III-V grubu yarıiletken alaşımlardan tamamen farklıdır.

(Ga, In) ve (N, As) alaşımları III-V ve II-VI yarıiletkenlerinin yeni bir alt grubunun en popüler üyeleridir. Son yıllarda bu alaşım sistemlerin büyütülmesi ve potansiyel uygulamaları üzerine birçok araştırma grubu yoğun ilgi göstermiştir. Bu alaşım sistemleri, güneş pilleri, optik iletişim sistemleri ve lazer aygıtları gibi birçok alanda kullanılmaktadır. Bu yeni yarıiletken malzeme, III-N-V yarıiletkenlerin en fazla ilgi duyulan üyesi olmuştur.

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ yarıiletken malzemesi AlGaAs, GaInAs ve GaAsP gibi III-V bileşiklerinden oldukça farklıdır ve çok belirgin yeni özellikler gösterir. GaInAs veya GaAs yarıiletken malzemesine çok küçük miktarda azot safsızlığı katıldığında elektronik bant yapısında büyük değişimler olmaktadır. Bu değişimler, bant aralığının geniş bir şekilde kırmızıya kayması, elektronun etkin kütlesinde önemli bir artma, yeni bantların şekillenmesi, vb. şeklinde sıralanabilir.

Bütün bu değişimlerin sebebi, As ve N atomları arasındaki elektronegatifliğin ve atom yarıçaplarının oldukça farklı olmasından kaynaklanır. Bir GaAs yarıiletken malzeme içerisine çok küçük miktarda azot safsızlığının katılması sonucu ile kristal örgü bozulur ve yeniden şekillenir. Yeni oluşan bu kristal örgü yapısında lokalize bir azot seviyesi oluşur. Oluşan bu azot seviyesi GaAs kristalinin iletim bandı (Conduction Band, CB) kenarından yaklaşık 180 meV yukarıdadır [16-21].

4.1. Bant Anti-Crossing Modeli

Bant Anti-Crossing (BAC) modeli, seyreltik azotlu yapılarda azotun, ana yarıiletkenin elektronik bant yapısına etkilerini açıklamak için kullanılan en yaygın ve en uygun modeldir. İlk olarak Shan tarafından ileri sürülmüştür [22]. Daha sonra, O'Reilly ve Lindsay tarafından Sıkı-Bağlanma Yöntemi (Tight-Binding Method) [23], Wu tarafından Tutarlı Potansiyel Yaklaşıklığı kullanılarak yapılan hesaplarla BAC modelinin uygunluğu desteklenmiştir [24]. BAC modeli, yüksek uyumsuz alaşımların (Highly Mismatched Alloy, HMA) bant yapıları, geçiş enerjileri, taşıyıcı etkin kütleleri ve taşıyıcı konsantrasyonları hakkında bilgi vermektedir.

BAC modeline göre $Ga_{1-x}In_xAs$ alaşımına katılan azotun lokalize enerji seviyesi, $Ga_{1-x}In_xAs$ 'ın iletim bandı ile rezonanstadır. Lokalize azot seviyesi ve iletim bandı arasındaki etkileşim Şekil 4.1'de görüldüğü gibi ana yarıiletkenin iletim bandını E_+ ve E_- şeklinde ikiye ayırır.

$Ga_{1-x}In_xAs$ yarıiletkeninin iletim bandı ile lokalize azot seviyesinin etkileşimi, birinci dereceden pertürbasyon teori ile çözülebilir. Azotun enerji seviyesindeki genişlemenin sıfır olduğu varsayılarak birinci dereceden pertürbasyon teoride bu enerji değerleri için özdeğerler;

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{MN} \\ V_{MN} & E - E_N \end{vmatrix} = 0 \quad [4.1]$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_M ana yarıiletkenin ($Ga_{1-x}In_xAs$) iletim bandı kenarı enerjisini, E_N lokalize azot seviyesinin enerjisini ve V_{MN} ise matris elemanı çiftlenimini temsil etmektedir. Bu etkileşim sonucu oluşan iki bandın enerjileri için;

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(E_N + E_M) \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2} \right] \quad [4.2]$$

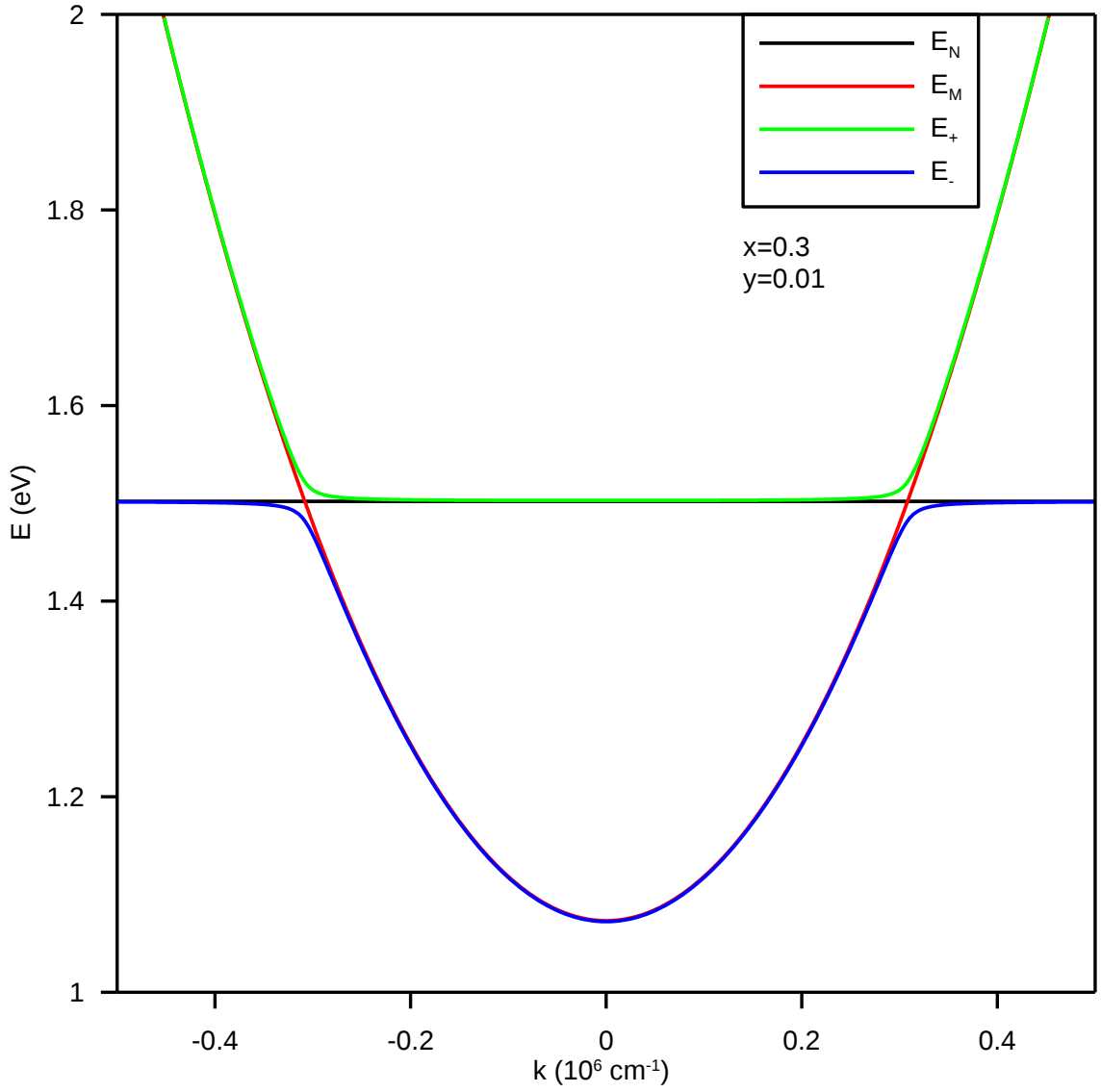
ifadesi elde edilir.

Yukarıda verilen V_{MN} , E_N ve E_M 'in değerleri alaşıma katılan azot ve indiyum miktarlarına bağlıdır [25]:

$$V_{MN} = 2.7\sqrt{y} \quad [4.3]$$

$$E_N = 1.65(1 - x) + 1.44x - 0.38x(1 - x) \quad [4.4]$$

$$E_M = E_{M_0} - 1.55y \quad [4.5]$$



Şekil 4.1 BAC modeline göre $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ 'in iletim bandı görünümü

Burada y , alaşımdaki azot konsantrasyonunu, x ise indiyum konsantrasyonunu temsil etmektedir. Bu model çerçevesinde elektronun etkin kütlesi $E_-(k)$ dispersiyon eğrisinden;

$$m^*(Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}) = \frac{2m^*(Ga_{1-x}In_xAs)}{1 - \frac{E_M - E_N}{\sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2 y}}} \quad [4.6]$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Burada $m^*(Ga_{1-x}In_xAs)$, $Ga_{1-x}In_xAs$ yarıiletkeninin elektron etkin kütlesidir. Düşük azot konsantrasyonları için Denklem (4.6)'da verilen eşitlik ile elde edilen etkin kütle sonuçları deneysel verilerle iyi eşleşmektedir [26].

5. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde, şematik gösterimi Şekil 5.1’de verilen $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu yapısının etkin kütlesi, dielektrik sabiti ve kuşatma potansiyeli gibi elektronik özellikleri ve alt-bant yapısı üzerine azot ve indiyum konsantrasyonlarının etkisi incelenecektir.

Etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde z-doğrultusunda kuşatılmış sistemin Hamiltoniyeni;

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + V(z) \quad [5.1]$$

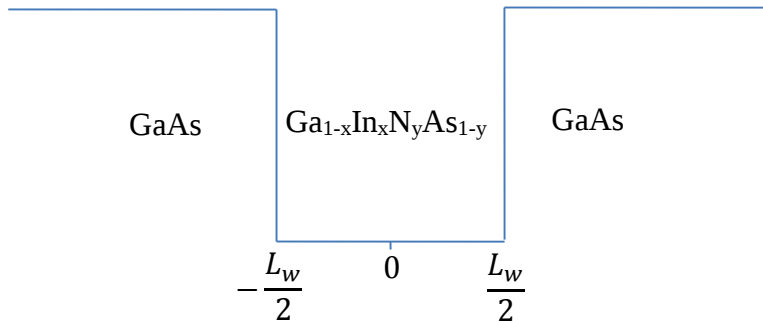
eşitliği ile verilir. $V(z)$ kuşatma potansiyeli;

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & , \quad z < -\frac{L_w}{2} \\ 0 & , \quad -\frac{L_w}{2} < z < \frac{L_w}{2} \\ V_0 & , \quad z > \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad [5.2]$$

biçimindedir. Burada;

$$V_0 = Q_C \Delta E_g \quad [5.3]$$

$$\Delta E_g = E_g(GaAs) - E_g(GaInNAs) \quad [5.4]$$



Şekil 5.1 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi

ve $Q_C = 0.8$ olarak alınmıştır. Elektronun momentum operatörü $\vec{p}$;

$$\vec{p} = i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \quad [5.5]$$

ve kuşatma potansiyeli Denklem (5.1)'de yerine yazılırsa kartezyen koordinatlarda sistemin Hamiltoniyeni;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(z) \quad [5.6]$$

şeklinde elde edilir.

Hamiltoniyedeki tüm uzunluklar etkin Bohr yarıçapı ($a_B = \frac{\epsilon \hbar^2}{m^* e^2}$) ve tüm enerji terimleri Rydberg ($R = \frac{e^2}{2\epsilon a_B}$) cinsinden yazılarak boyutsuz Hamiltoniyen;

$$\tilde{H} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} \right) + \tilde{V}(\tilde{z}) \quad [5.7]$$

biçiminde elde edilir. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusu için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}\varphi(\tilde{z}) = \tilde{E}\varphi(\tilde{z}) \quad [5.8]$$

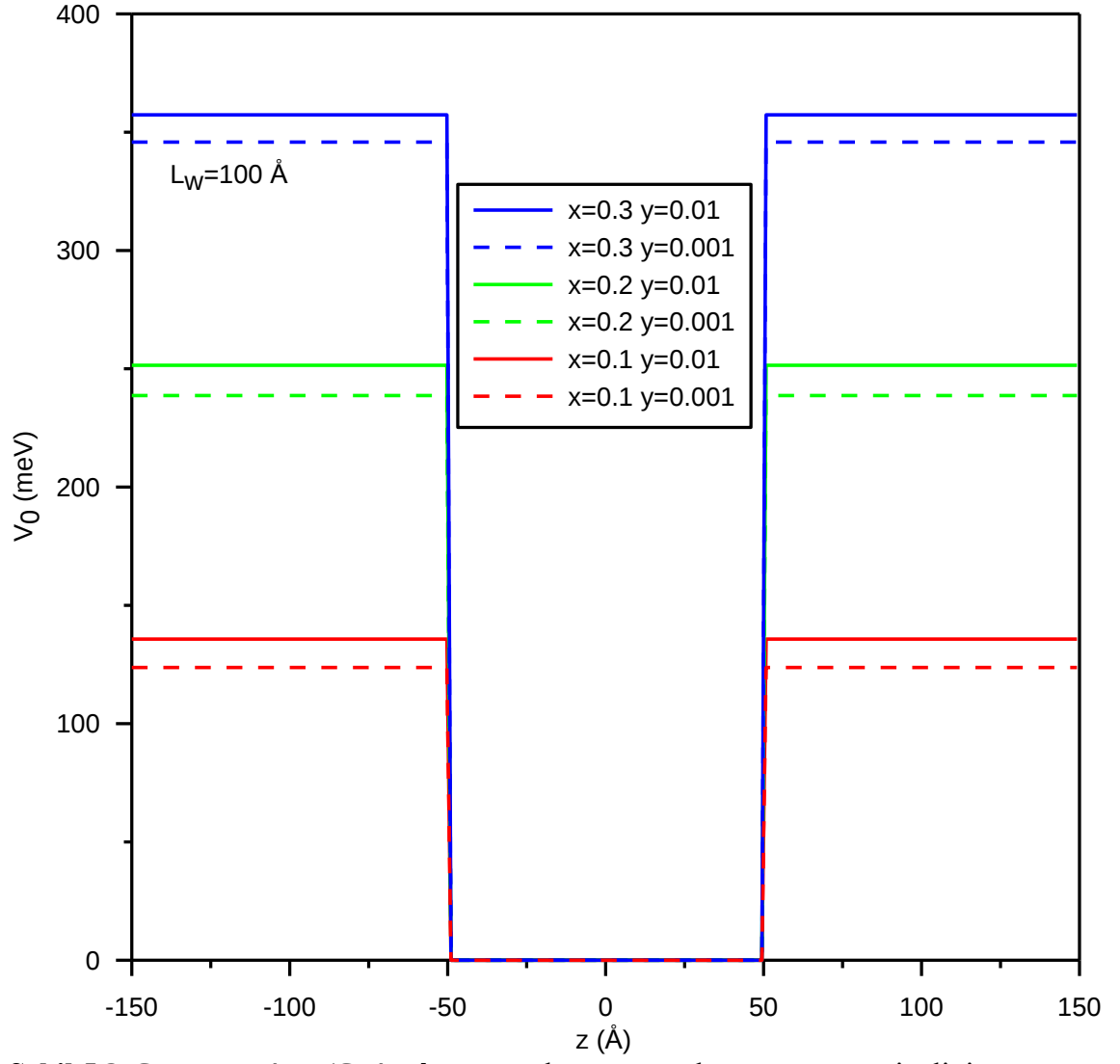
biçimindedir. Burada $\varphi(\tilde{z})$, elektronun z doğrultusundaki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonudur ve $L_b = 2L$ olan sonsuz potansiyel kuyusunun analitik çözümü ile elde edilmiştir. Boyutsuz Hamiltoniyenin beklenen değeri;

$$\langle \tilde{H} \rangle = \left\langle \varphi(\tilde{z}) \left| -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + V(\tilde{z}) \right| \varphi(\tilde{z}) \right\rangle = \tilde{E} \quad [5.9]$$

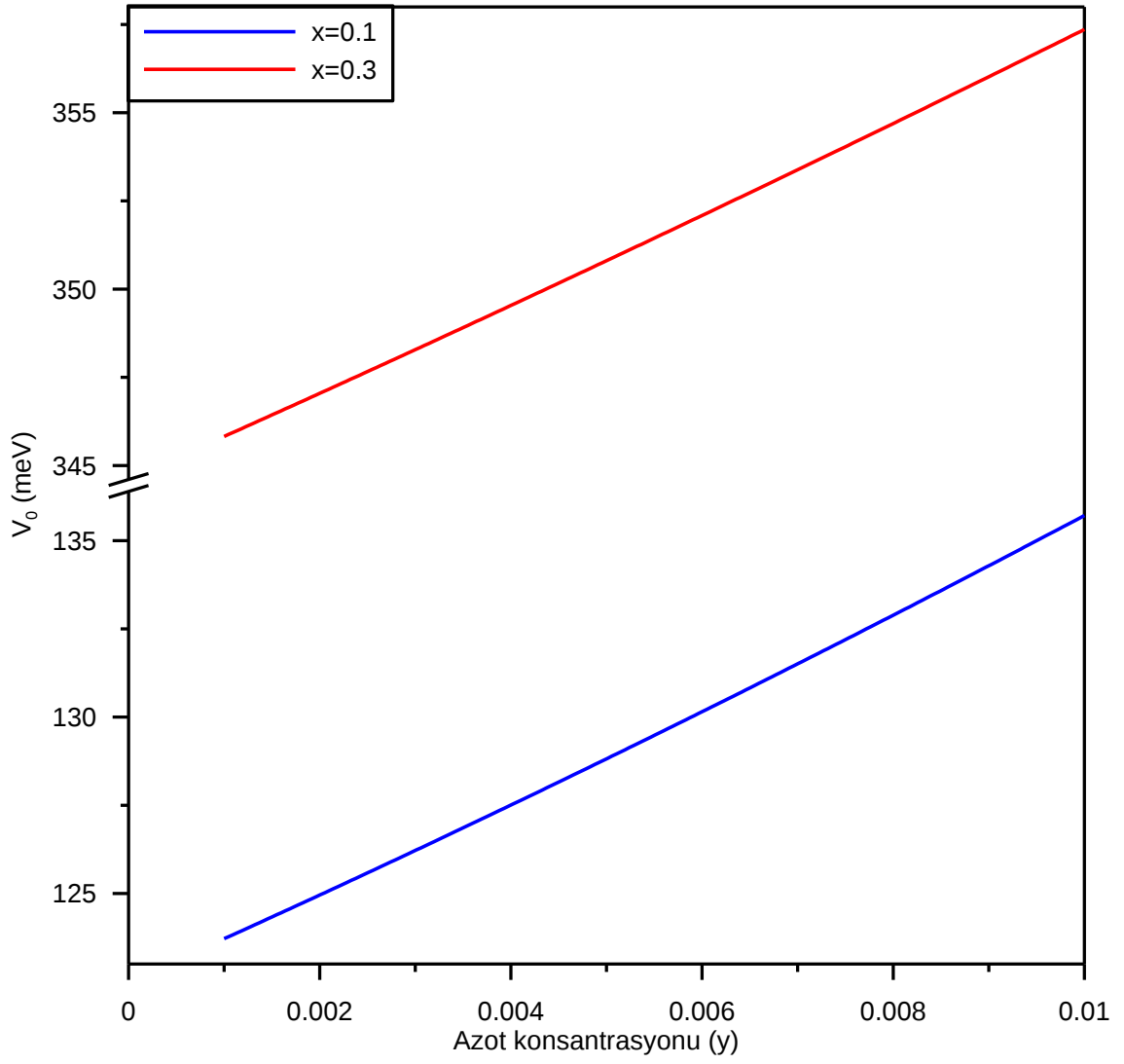
ile bulunur. Bu yaklaşımlar sonucunda elde edilen analitik denklemler, bilgisayar programları yardımıyla çözümlere aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

Şekil 5.2'de $L_w = 100 \text{ Å}$ genişliğindeki $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun kuşatma potansiyelinin azot ve indiyum konsantrasyonlarına göre değişimi verilmiştir. Yapılan hesaplamalar sonucunda sabit indiyum konsantrasyonu için azot konsantrasyonunun artırılması ile $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ malzemesinin iletim bant

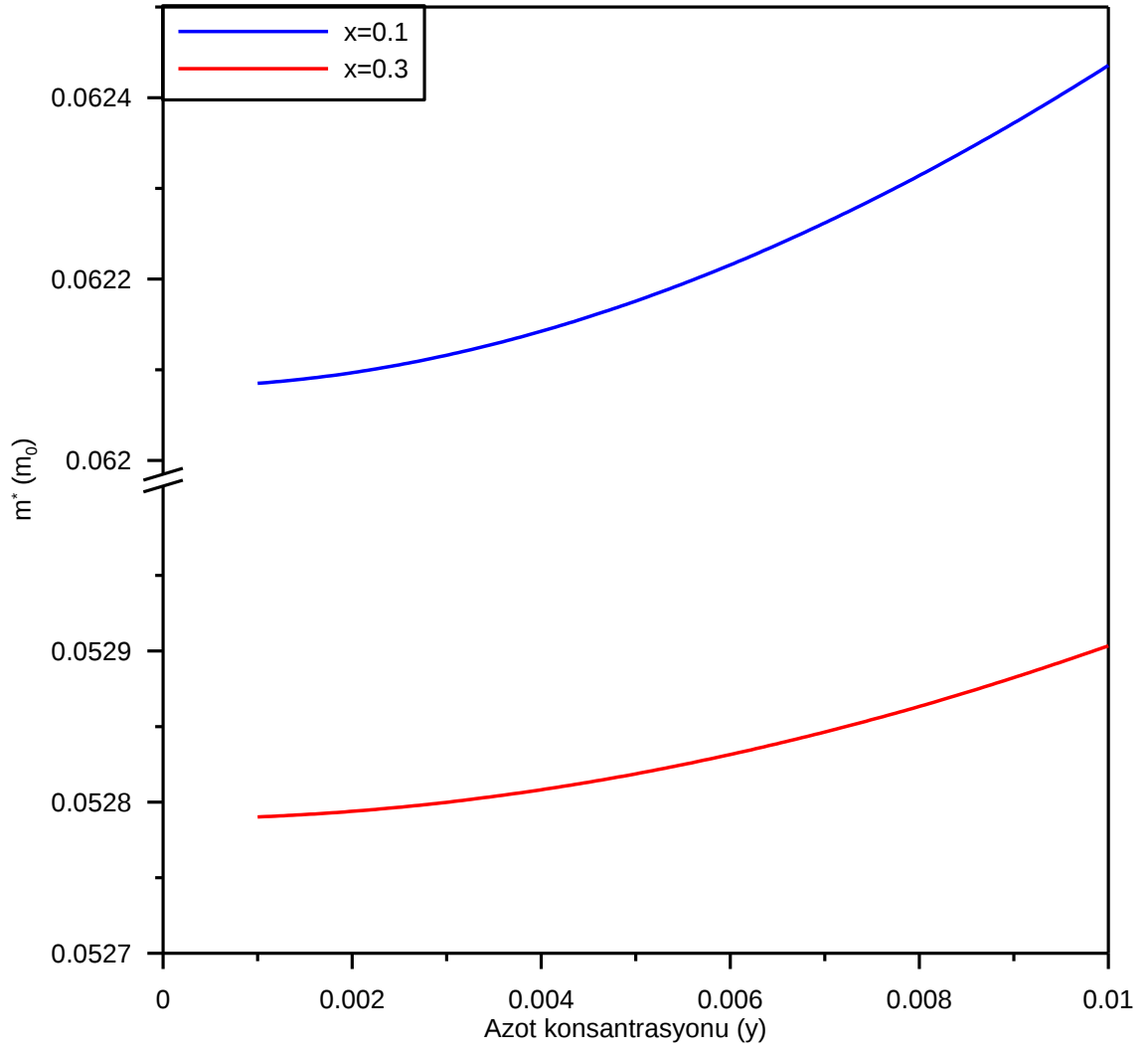
süreksizliği ve elektron etkin kütlesi artarken dielektrik sabitinin azaldığı sırasıyla Şekil 5.3, Şekil 5.4 ve Şekil 5.5'te görülmektedir. Benzer şekilde, sabit azot konsantrasyonu için indiyum konsantrasyonunun artırılması ile $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ malzemesinin iletim bant süreksizliği ve dielektrik sabiti artarken elektron etkin kütlesinin azaldığı da yine sırasıyla Şekil 5.6, Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de görülmektedir. Elde edilen sonuçlara göre yapıdaki azot ve indiyum konsantrasyonu artırıldığı zaman $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ malzemesinin bant aralığının azaldığı ve buna bağlı olarak ΔE_g 'nin arttığı belirlenmiştir. Bu sonuçla, azot ve indiyum konsantrasyonunun artırılması ile oluşan iletim bandındaki bant kaymasının büyümesi, kuşatma potansiyelinin derinleşmesine ve taşıyıcıların daha iyi kuşatılmalarına sebep olmuştur. Bu da azot ve indiyum konsantrasyonlarının sistem için birer ayar parametresi olduklarını göstermektedir. Bu ayar parametreleri değiştirilerek istenilen özelliklere sahip cihazların tasarlanması mümkündür.



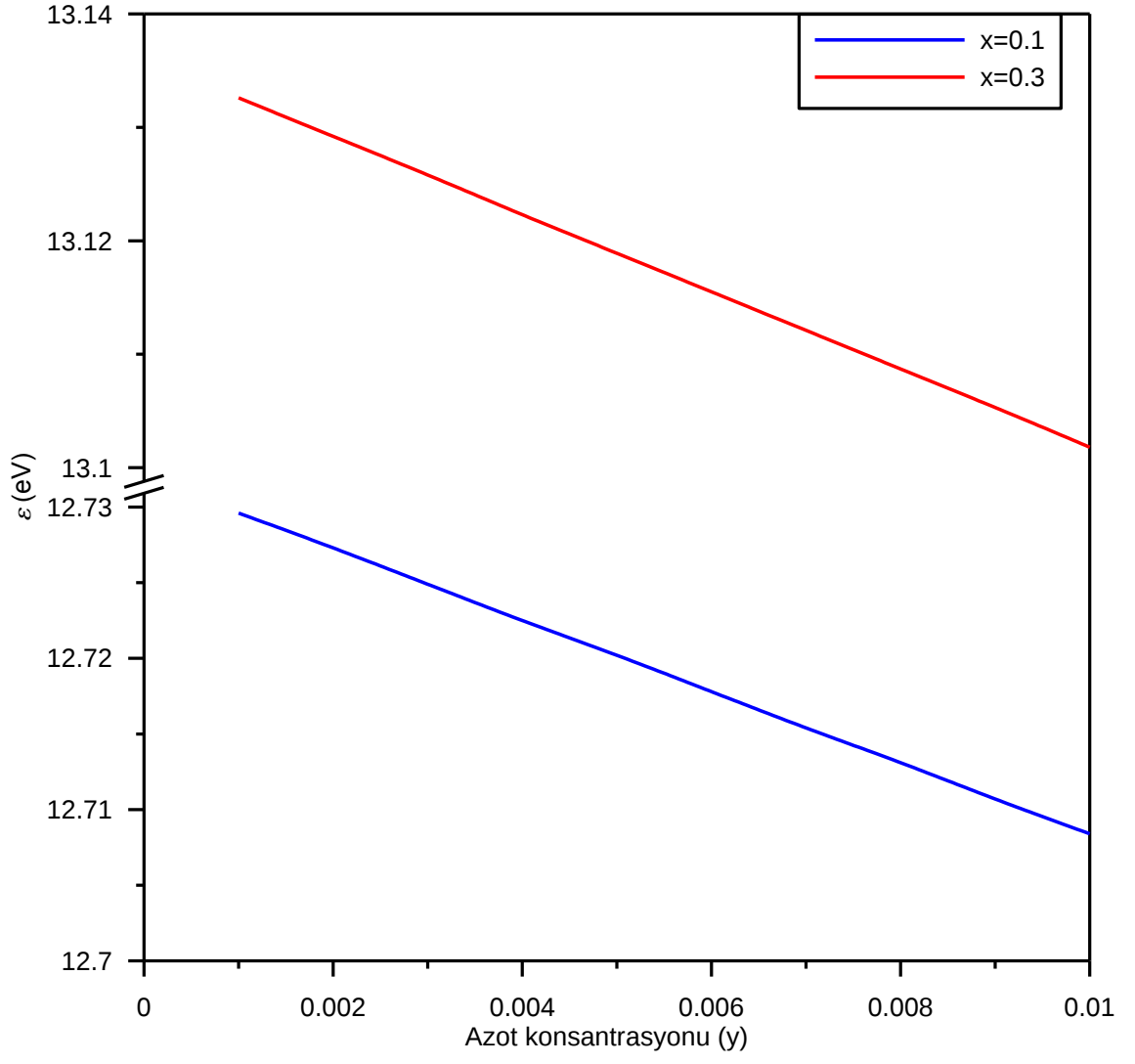
Şekil 5.2 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunun kuşatma potansiyelinin azot ve indiyum konsantrasyonlarına göre değişimi



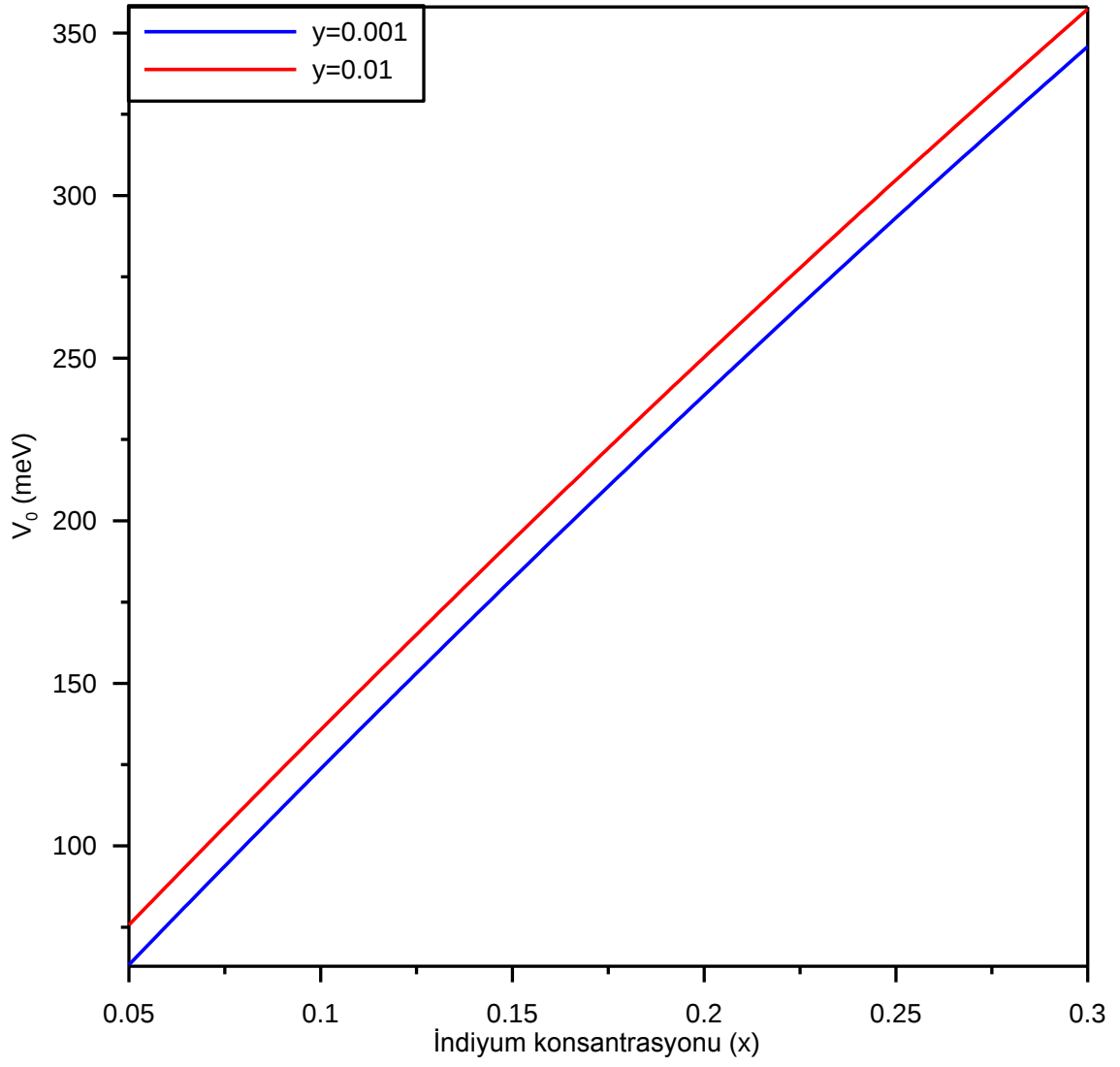
Şekil 5.3 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda kuşatma potansiyelinin azot konsantrasyonuna göre değişimi



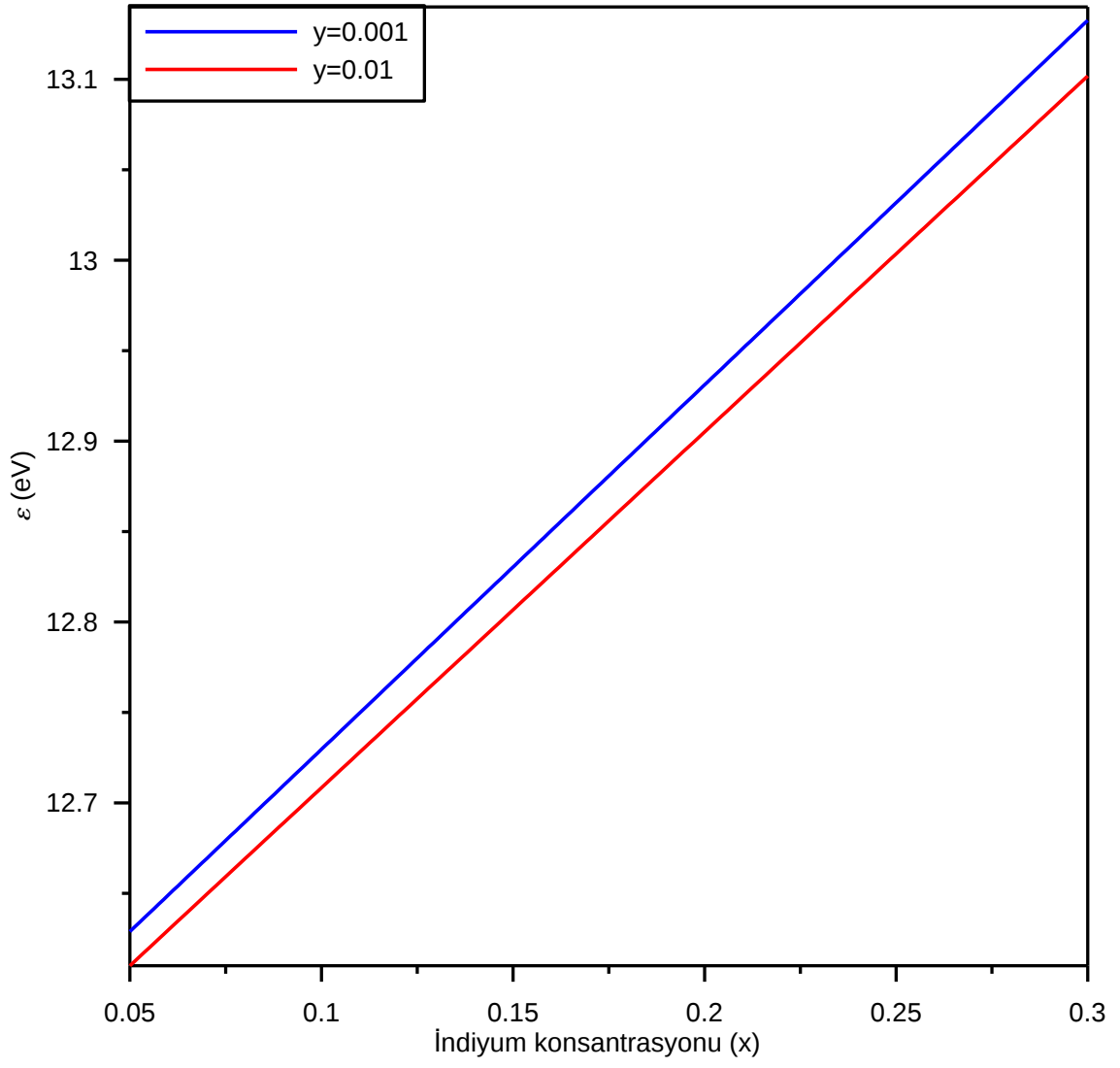
Şekil 5.4 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda etkin kütlenin azot konsantrasyonuna göre değişimi



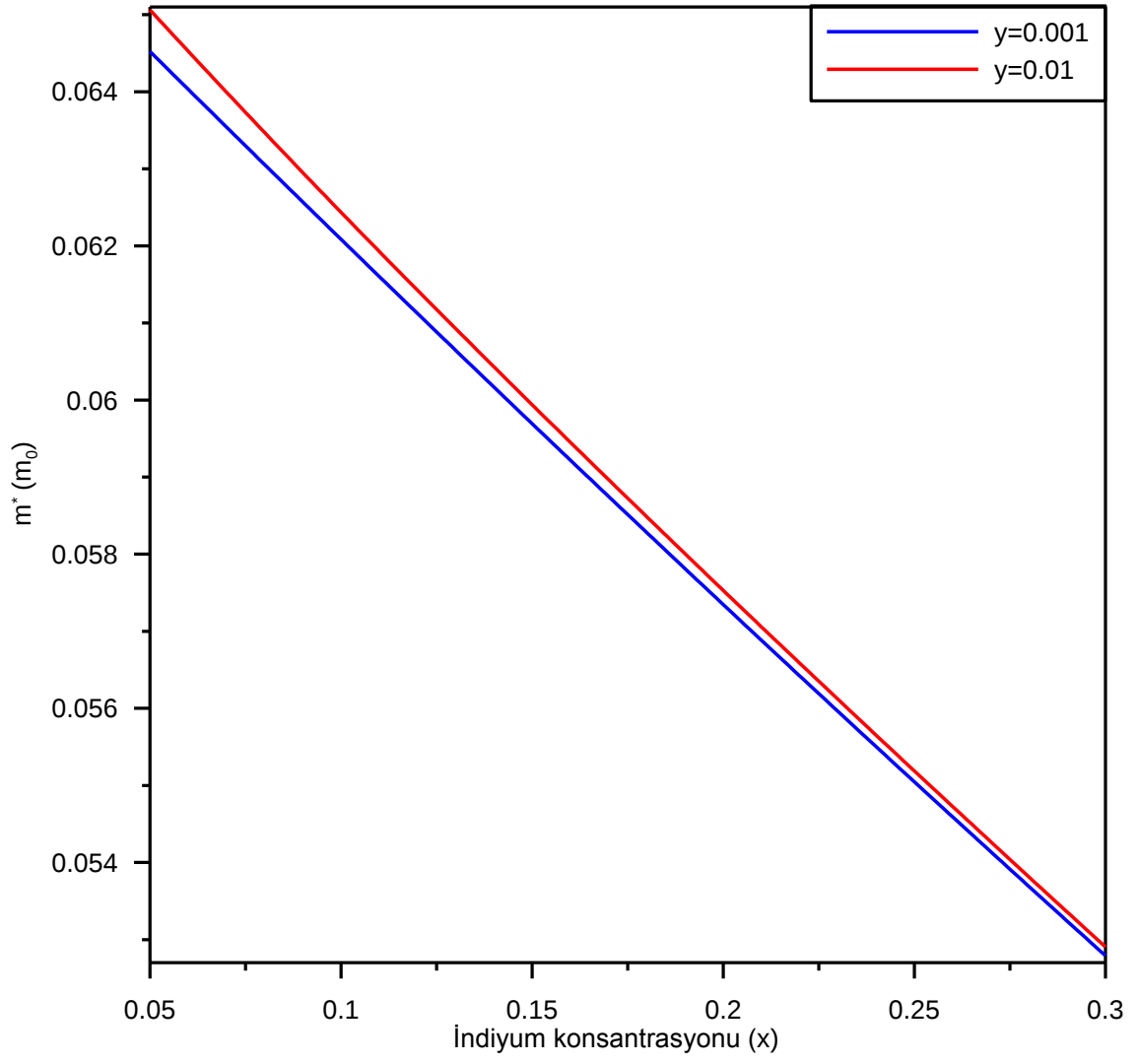
Şekil 5.5 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda dielektrik sabitinin azot konsantrasyonuna göre değişimi



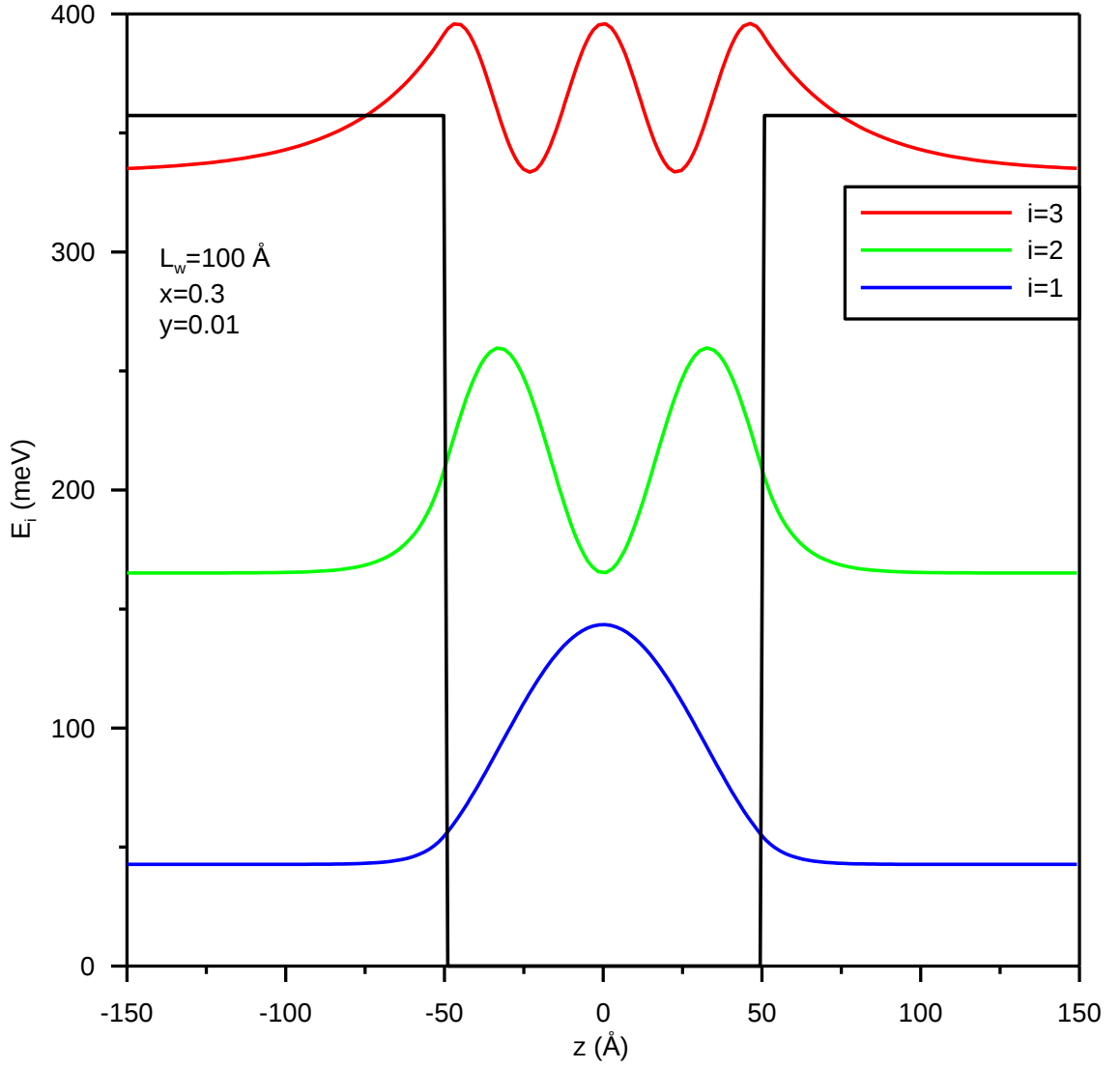
Şekil 5.6 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda kuşatma potansiyelinin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi



Şekil 5.7 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda dielektrik sabitinin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi



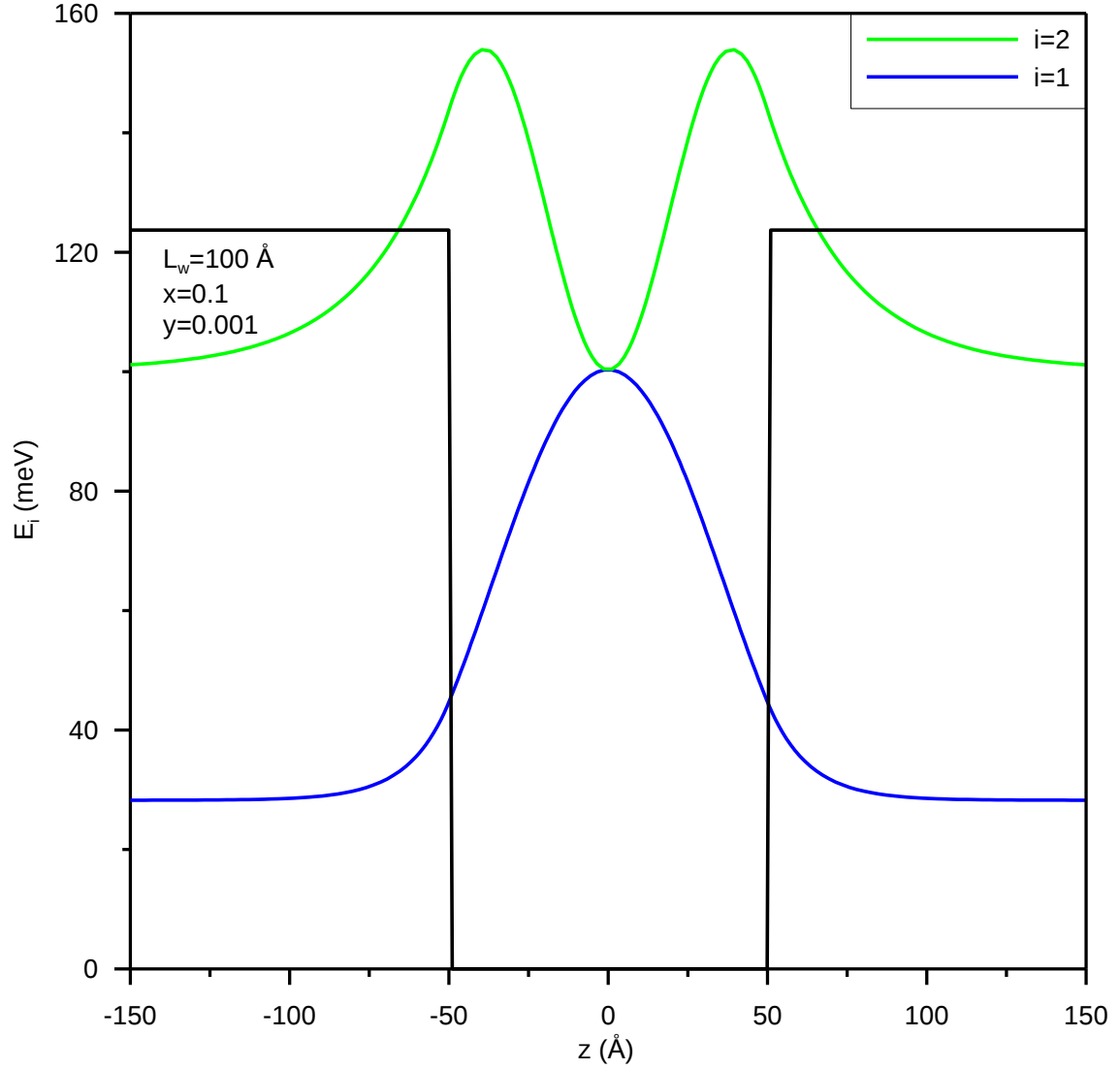
Şekil 5.8 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunda etkin kütlelerin indiyum konsantrasyonuna göre değişimi



Şekil 5.9 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun % 30 indiyum ve % 1 azot konsantrasyonlarında potansiyel profili, enerji düzeyleri ve bu enerji düzeylerine ait dalga fonksiyonlarının karesi

Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da, 100 Å genişliğindeki $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun potansiyel profili, alt-bant enerjileri ve bu enerjilere ait dalga fonksiyonlarının kareleri verilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi azot ve indiyum konsantrasyonunun artması kuşatma potansiyelini derinleştirmekte ve derin olan kuyu içerisinde daha fazla alt-bant enerji seviyesi oluşmaktadır. %30 indiyum ve %1 azot konsantrasyonlarında 3 alt-bant enerji seviyesi oluşurken %10 indiyum ve %0.1 azot konsantrasyonlarında 2 alt-bant enerji seviyesi oluşmuştur. Bu enerji düzeylerine ait dalga fonksiyonlarının karesine baktığımızda artan enerjiyle doğru orantılı olarak daha fazla pik görülmektedir.

Ayrıca dalga fonksiyonlarının uzaysal dağılımı, elektronun kuyu içinde bulunma olasılığının kuyu dışında bulunma olasılığından daha fazla olduğunu göstermektedir.



Şekil 5.10 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunun % 10 indiyum ve % 0.1 azot konsantrasyonlarında potansiyel profili, enerji düzeyleri ve bu enerji düzeylerine ait dalga fonksiyonlarının karesi

6. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ KUANTUM KUYUSUNDA DONOR SAFSIZLIKLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ

Bu bölümde, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunda elektron ve donör atomunun oluşturduğu yapının bağlanma enerjisinin azot ve indiyum konsantrasyonuna, z doğrultusundaki kuyu genişliğine ve donör atomunun konumuna bağlılığı etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntem ile incelenmiştir.

Etkin kütle yaklaşımı ile z doğrultusunda kuşatılmış sistemin Hamiltoniyeni;

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + V(z) + V_C \quad [6.1]$$

eşitliği ile verilir. Elektron ve donör arasındaki Coulomb potansiyeli;

$$V_C = -\frac{e^2}{\epsilon r} \quad [6.2]$$

olmak üzere, elektron ile safsızlık arasındaki bağıl uzaklık;

$$r = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad [6.3]$$

Biçiminde verilir. Burada x , y ve z elektronun konumunu; x_i , y_i ve z_i ise donör atomunun konumunu göstermektedir. Elektronun momentum operatörü, kuşatma potansiyeli ve Coulomb potansiyeli Denklem (6.1)'de yerine yazılırsa kartezyen koordinatlarda sistemin Hamiltoniyeni;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\epsilon \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}} + V(z) \quad [6.4]$$

şeklinde elde edilir.

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \phi \\ y &= \rho \sin \phi \\ z &= z \end{aligned} \quad [6.5]$$

koordinat dönüşümleri yapılsa kutupsal koordinatlarda Hamiltoniyen ifadesi;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}} + V(z) \quad [6.6]$$

olarak elde edilir. Burada ρ ;

$$\rho = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \quad [6.7]$$

x - y düzleminde elektron ile donör arasındaki bağıl uzaklıktır. Hamiltoniyendeki tüm uzunluklar etkin Bohr yarıçapı ($a_B = \frac{\varepsilon \hbar^2}{m^* e^2}$) ve tüm enerji terimleri Rydberg ($R = \frac{e^2}{2\varepsilon a_B}$) cinsinden yazılarak boyutsuz Hamiltoniyen;

$$\tilde{H} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\phi}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} \right) - \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} + \tilde{V}(\tilde{z}) \quad [6.8]$$

biçiminde elde edilir. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusundaki elektron-donor atomu için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) = \tilde{E}\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \quad [6.9]$$

biçimindedir. Burada;

$$\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) = \varphi(\tilde{z})\phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \quad [6.10]$$

ve $\phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda)$, üç boyutta Coulomb etkileşimini içeren deneme dalga fonksiyonudur. 1s, 2s, 2p₀ ve 2p_± düzeylerini temsil eden deneme dalga fonksiyonları;

$$\phi_{1s}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda_1) = N_1 e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_1}} \quad [6.11]$$

$$\phi_{2s}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \beta, \lambda_2) = N_2 (1 - \beta \sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}) e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_2}} \quad [6.12]$$

$$\phi_{2p_0}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda_3) = N_3 \tilde{z} e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_3}} \quad [6.13]$$

$$\phi_{2p_{\pm}}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \phi, \lambda_4) = N_4 \rho e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_4}} e^{\pm i\phi} \quad [6.14]$$

şeklinde. Burada N_1 , N_2 , N_3 ve N_4 normalizasyon katsayıları, λ_1 , λ_2 , λ_3 ve λ_4 varyasyon parametreleri ve β , 1s ve 2s deneme dalga fonksiyonlarının diklik koşulundan belirlenebilen bir sabittir.

z doğrultusundaki dalga fonksiyonu, genişliği $L_b = 2L$ olan sonsuz potansiyel kuyusunun özfonksiyonlarından oluşan çözümleri baz alınarak oluşturulmuştur. Bu bazlar genel formda;

$$\varphi_n(\tilde{z}) = \sqrt{\frac{2}{L_b}} \cos\left(\frac{n\pi\tilde{z}}{L_b} - \delta_n\right) \quad [6.15]$$

biçimindedir. Burada δ_n , L_b genişliğindeki sonsuz kuantum kuyusunun özfonksiyonlarındaki tek ve çift çözümlere karşılık gelen faz farkı olmak üzere;

$$\delta_n = \begin{cases} 0 & n \text{ tek ise} \\ \frac{\pi}{2} & n \text{ çift ise} \end{cases} \quad [6.16]$$

değerlerini alır. Bu durumda sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu;

$$\varphi(\tilde{z}) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \varphi_n(\tilde{z}) \quad [6.17]$$

biçiminde bir tam setten oluşur. Sistemin toplam enerjisi;

$$\tilde{E} = \min_{\lambda} \langle \psi | \tilde{H} | \psi \rangle \quad [6.18]$$

varyasyon teoreminden elde edilir. Bu eşitlik sayesinde $\tilde{E}$ özdeğerini minimum yapan λ varyasyon parametreleri belirlenir. Boyutsuz Hamiltoniyenin beklenen değeri;

$$\begin{aligned} \langle \tilde{H} \rangle = \langle \psi | \tilde{H} | \psi \rangle = & - \left\langle \psi \left| \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} \right| \psi \right\rangle - \left\langle \psi \left| \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} \right| \psi \right\rangle - \left\langle \psi \left| \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right| \psi \right\rangle - \left\langle \psi \left| \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} \right| \psi \right\rangle + \\ & \langle \psi | \tilde{V}(\tilde{z}) | \psi \rangle - \left\langle \psi \left| \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \right| \psi \right\rangle \end{aligned} \quad [6.19]$$

olmak üzere, taban durumda bulunan donör atomunun bağlanma enerjisi ise boyutsuz olarak;

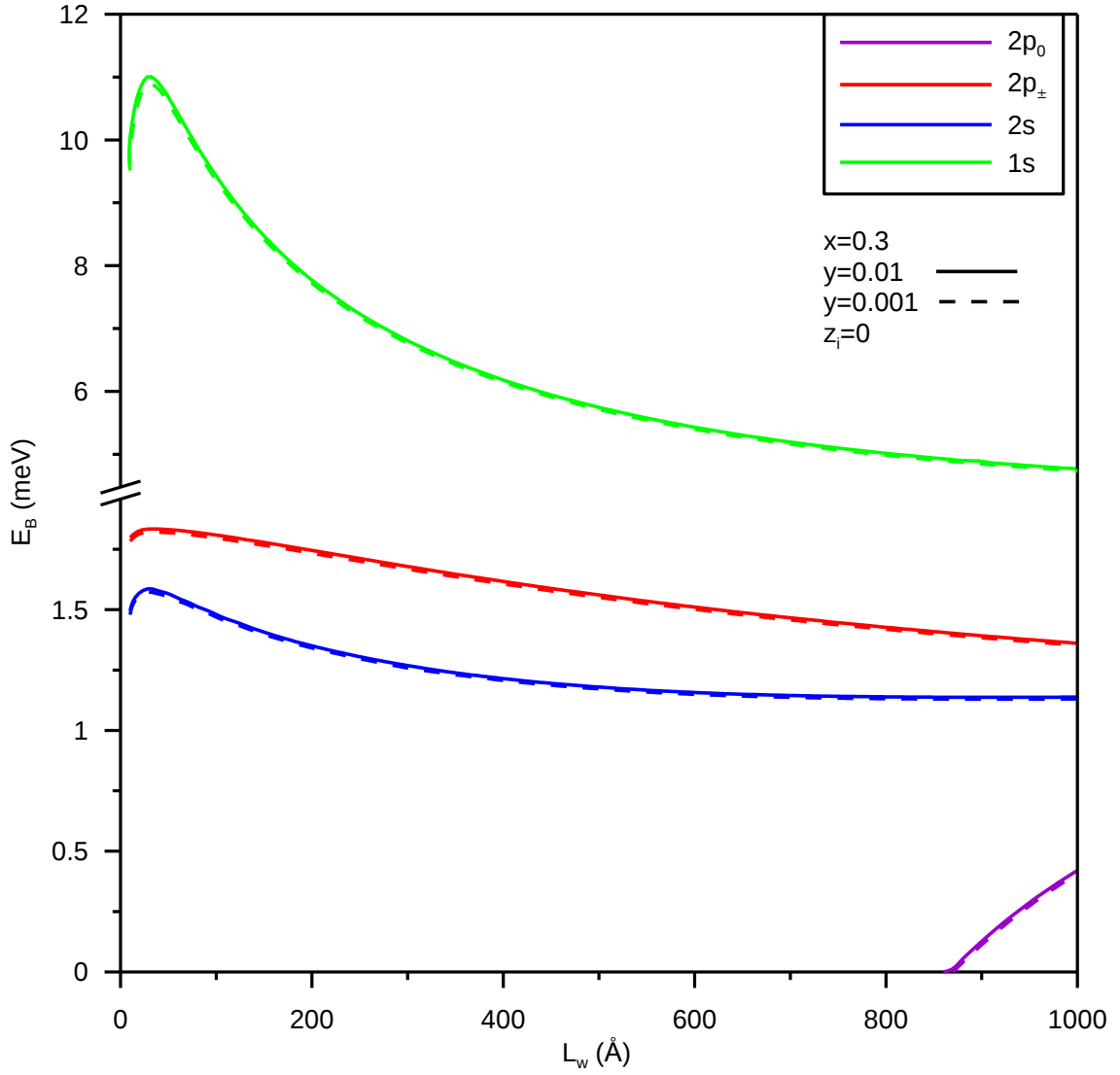
$$\tilde{E}_B = \tilde{E}_z - \langle \tilde{H} \rangle \quad [6.20]$$

eşitliği ile elde edilir. Burada $\tilde{E}_z$, elektronun z doğrultusundaki hareketine karşılık gelen taban durum enerjisidir.

Tez çalışmamızda, incelediğimiz $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin fiziksel parametreleri değiştirilerek 1s, 2s, $2p_0$ ve $2p_{\pm}$ düzeylerindeki safsızlık atomunun bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

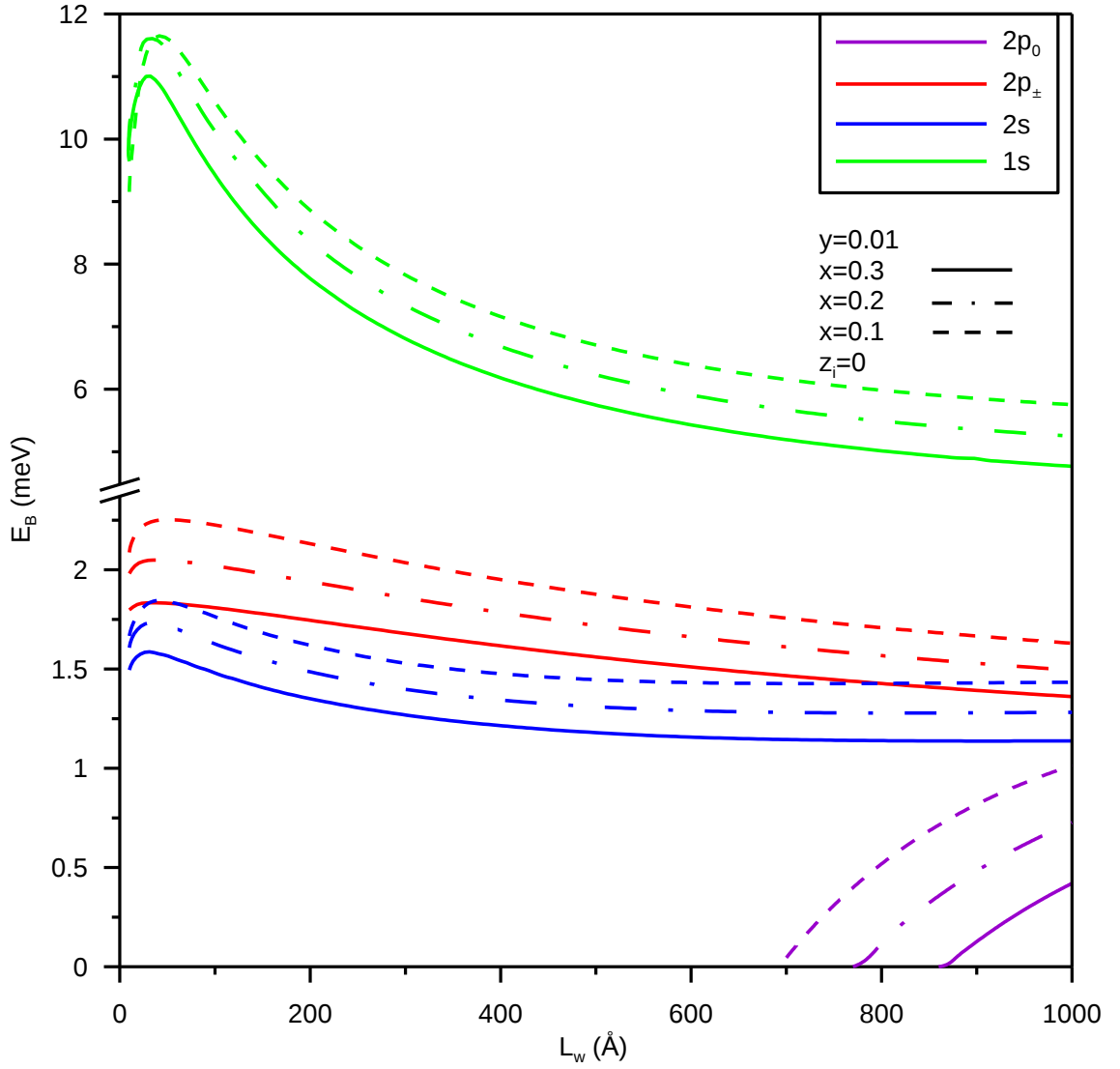
Çalışmamızda öncelikle kuantum kuyusunun merkezindeki safsızlık atomu için bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimleri sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonları için incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.1’de verilmiştir. 1s, 2s ve $2p_{\pm}$ düzeyleri için kuyu genişliği arttıkça bağlanma enerjileri bir maksimuma ulaşınca kadar artar ve sonra azalmaya başlar. Bağlanma enerjisinin maksimum olduğu kuyu genişlikleri için sistem yarı-iki boyutlu karaktere sahiptir ve elektron ile safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılığı yüksektir. Çok büyük kuyu genişliklerinde ise büyütme doğrultusundaki kuşatma azalır ve safsızlık atomunun bağlanma enerjisi külçe yapıdaki değerine yaklaşır. Külçe yapı üç boyutlu olduğundan geniş kuyularda elektron ve safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılığı çok azdır. Ayrıca çok dar kuyularda elektron çok enerjik olduğundan potansiyel engellerin içerisine sızmaları artar ve sistem çok geniş kuyularda olduğu gibi yeniden üç boyutlu karaktere sahip olur. Bu nedenle çok dar kuyular için bağlanma enerjisi azalacaktır.

$2p_0$ düzeyinde ise sadece büyük kuyu genişliklerinde bağlanma görülmektedir ve bu bağlanma enerjisi kuyu genişliğine bağlı olarak artmaktadır. $2p_0$ düzeyini temsil eden deneme dalga fonksiyonu büyüme eksenini boyunca hizalanmıştır. Bu nedenle dalga fonksiyonu heteroyapı engelini itici potansiyelleri ile üst üste biner ve dolayısıyla safsızlık düzeyinin enerjisi artar. Bu durum bağlanma enerjisini azaltarak negatif olmasına neden olur. Bağlanma enerjisinin negatif olduğu durumlarda safsızlık atomu bağlı değildir. Bu etki, kuyu daha geniş olunca azalır ve fonksiyon artık kuyu içine sığabilir duruma gelir. Sonuç olarak, $2p_0$ düzeyinin bağlanma enerjisi kuyu genişliği arttıkça 2s düzeyine yaklaşmaktadır.



Şekil 6.1 Farklı azot konsantrasyonları için $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu merkezindeki safsızlık atomunun bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimi

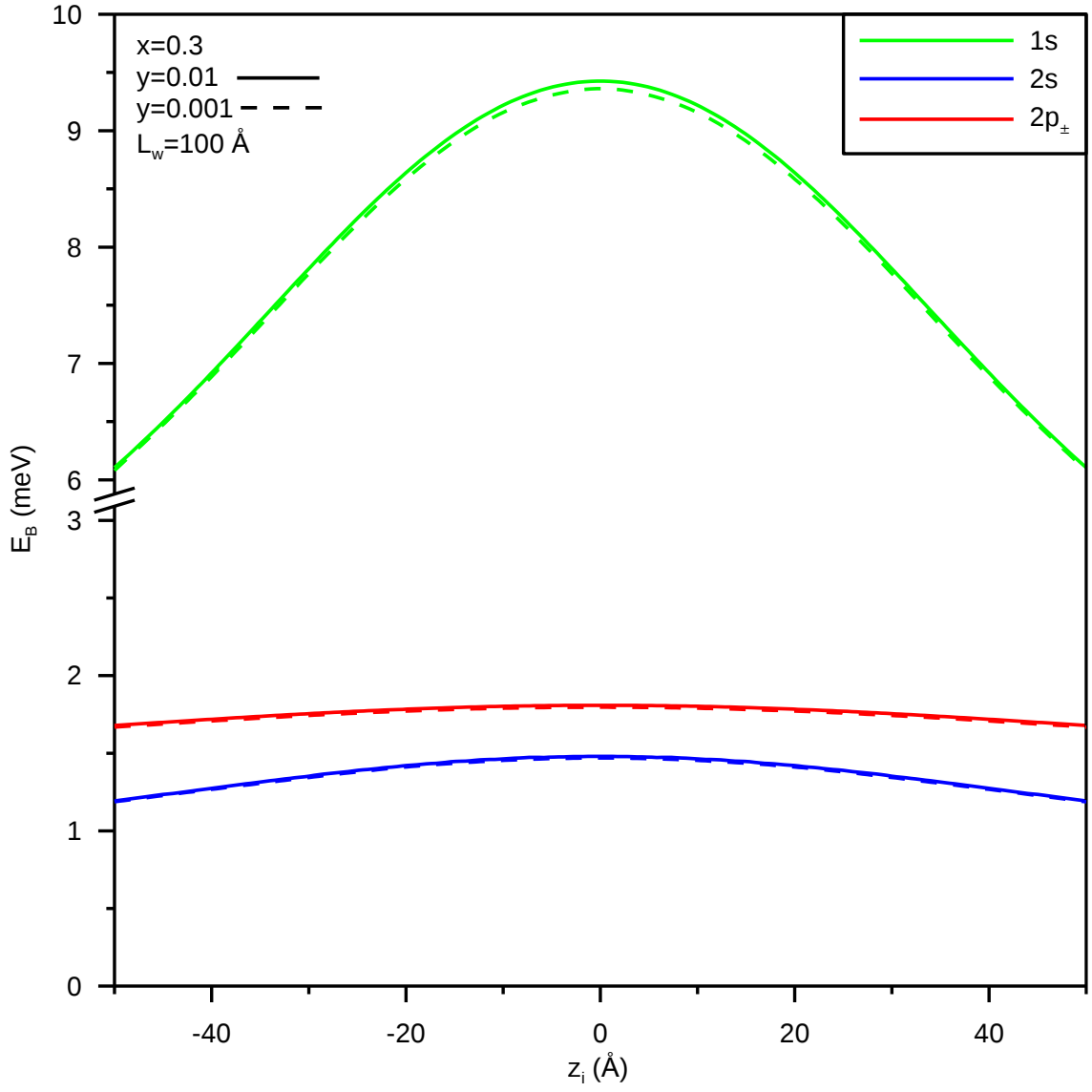
Şekil 6.1’de görüldüğü gibi azot konsantrasyonunun artması bağlanma enerjilerini artırmaktadır. Azot konsantrasyonunun artması, sistemdeki kuşatma potansiyelini büyüteceği için (Şekil 5.3) elektron ile donör arasındaki Coulomb etkileşimini, dolayısıyla safsızlık atomunun bağlanma enerjisini artırır ve elektron-safsızlık atomu arasındaki hidrojen benzeri yapı daha kararlı hale gelir. Aynı zamanda azot konsantrasyonunun artması etkin kütleyi de artırarak elektronun ağırlaşmasına ve kuyu içinde daha iyi lokalize olarak bağlanma enerjisinin artmasına neden olur.



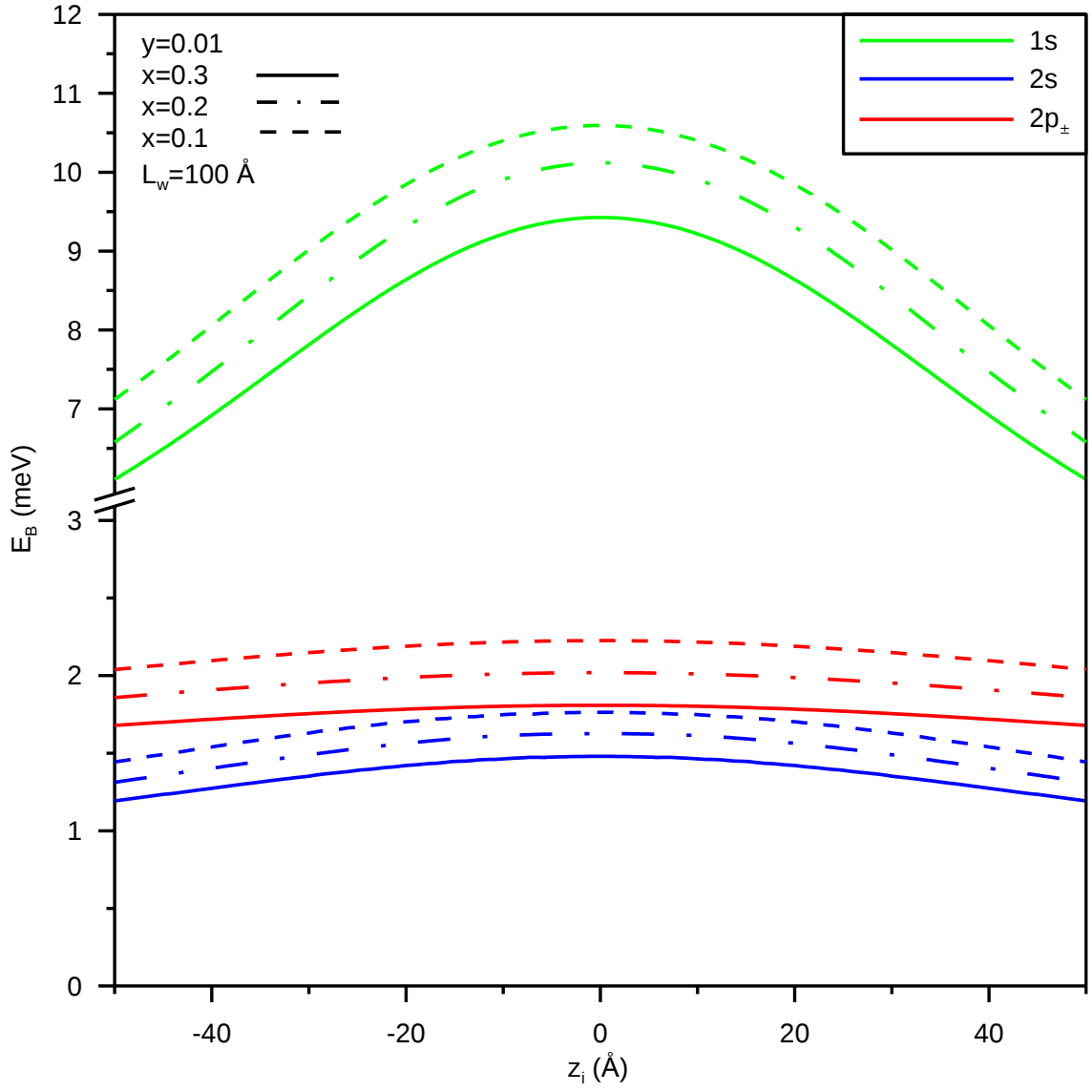
Şekil 6.2 Farklı indiyum konsantrasyonları için $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu merkezindeki safsızlık atomunun bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimi

Şekil 6.2’de, kuantum kuyusunun merkezindeki safsızlık atomu için bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimleri sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonları için verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi tüm enerji düzeylerindeki değişim Şekil 6.1 ile benzerdir. Fakat burada, indiyum konsantrasyonundaki artış, bağlanma enerjisini azaltmaktadır. Bunun nedeni indiyum konsantrasyonu arttıkça etkin kütle azalmasıdır (Şekil 5.8). indiyum konsantrasyonunun artması kuşatma potansiyelini artırmasına rağmen etkin kütle azaldığı için elektron daha enerjik olacağından engel bölgesine sızma olasılığı artar ve buna bağlı olarak bağlanma enerjisi de azalır.

Şekil 6.3 ve Şekil 6.4'te, $L_w = 100 \text{ Å}$ için donör atomunun bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi, sırasıyla farklı azot ve indiyum konsantrasyonlarına göre verilmiştir. Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da, dalga fonksiyonunun uzaysal dağılımına baktığımızda, elektronun kuyu merkezinde bulunma olasılığı, diğer yerlerde bulunma olasılığından daha fazladır. Bu nedenle maksimum bağlanma enerjisi, kuyu merkezine yerleşen safsızlık atomu için elde edilir. Çünkü bu durumda elektron ve safsızlık atomunun birbirini aynı düzlemde görme olasılığı artar. Kuyu kenarlarında ise elektronun kuyu içine sızmaları artacağı için sistem üç boyutlu külçe yapıya benzemeye başlar ve elektron ile safsızlık atomunun birbirini aynı düzlemde görme olasılığı azalır. Bu nedenle kuyu kenarlarında bağlanma enerjisinin azaldığı görülür. Sonuç olarak, safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi, elektronun taban durum dalga fonksiyonunun uzaysal dağılımının bir haritası gibidir. Dolayısıyla, safsızlık atomunun bağlanma enerjisi, azot ve indiyum konsantrasyonlarına, yapının geometrisine ve safsızlık atomunun konumuna güçlü bir şekilde bağlıdır.



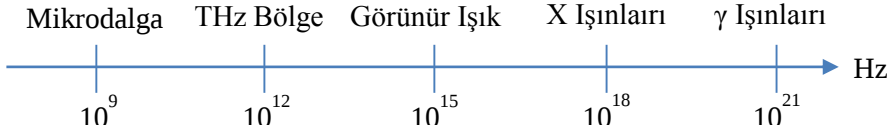
Şekil 6.3 Safsızlık atomu bağlanma enerjisinin sabit indiyum ve farklı azot konsantrasyonları için safsızlık konumuna göre değişimi



Şekil 6.4 Farklı düzeylere karşılık gelen safsızlık atomu bağlanma enerjisinin sabit azot ve farklı indiyum konsantrasyonları için safsızlık konumuna göre değişimi

7. $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ KUANTUM KUYUSUNDA HİDROJENİK DÜZEYLER ARASINDAKİ KIZILÖTESİ GEÇİŞLER

Elektromanyetik spektrumun terahertz bölgesi son zamanlarda oldukça popüler hale gelmiştir. Terahertz bölge, mikrodalga ile elektronikler ve fotonikler arasında bir köprü oluşturan uzak kızılötesi bölgeler arasında yer almaktadır. Terahertz ışınının bu karakteri, onu çok önemli ve çekici kılar. Elektronikler ve fotonikler iki iyi gelişmiş alan olmasına rağmen kendi sınırları boyunca bulunan terahertz ışınım, çok sayıda bilgi içeren elektromanyetik spektrumun keşfedilmemiş bir parçasıdır. THz bölge, uzak kızılötesi ışınım ya da T-ışınları olarak da bilinir. Elektromanyetik spektrumda terahertz dalgaların konumu Şekil 7.1’de gösterilmiştir.



Şekil 7.1 Elektromanyetik spektrum

Terahertz dalgaları çok çekici ve önemli kılan dört ana özellikleri vardır. Öncelikle, terahertz ışınım farklı malzemeler için eşsiz bir karaktere sahiptir. Birçok organik molekül, doğrudan THz bölgeye düşen kendi titreşim ve dönme geçişlerinden kaynaklanan güçlü emilim ve dağılım gösterir. Ayrıca terahertz ışınım, yalıtkanlarda örgü titreşimlerini ve serbest taşıyıcı emilimini belirlemek için kullanılabilir. İkinci olarak, terahertz ışınım, kutupsuz maddelerden geçebilir fakat kutuplu malzemelerle güçlü bir şekilde etkileşime girer. Bu tür kutuplu moleküller, THz bölgedeki emilim spektrumlarında eşsiz spektral piklere sahip bulunmaktadır. THz ışınımında moleküllerin bu karakterleri belirli bir ortamın özelliklerini belirlemek ve tanımlamak için önemli bir uygulama sağlar. Böylece THz ışınım, hava kirliliğini, belirli bir gazın varlığını, cilt kanserini ve patlayıcı malzemeyi tespit etmek için kullanılabilir. Üçüncü olarak, terahertz rejim meV mertebesindeki çok düşük enerjileri kapsar. Bu nedenle biyolojik dokularda herhangi bir iyonlaşmaya neden olmaz. Dolayısıyla insanlar için zararlı değildir [27, 28]. Ayrıca, maddenin zararsız incelenmesinden dolayı güvenlik ve tıbbi uygulamalar için de uygundur. Dördüncü olarak, oda sıcaklığında bir nesne THz mertebesinde enerji yayar.

Dahası, Büyük Patlamadan bu yana yayılan fotonların % 98'i uzak kızılötesi ve milimetre-altı bölgeye ayrılır [29].

Terahertz ışınının doğal kaynağı siyah cisim ışımasıdır. Siyah cisim ışıması, nesneden termal ışımaya dayalı olduğundan tutarsız ve çok zayıftır.

Terahertz bilimi, terahertz ışınım için mevcut üretim ve algılama yönteminin eksikliğinden dolayı 90'ların başına kadar keşfedilmemiştir. İlk defa o zaman hem algılama hem de üretim yöntemleri geliştirilmiştir ve daha tutarlı bir ışınım elde edilmiştir. Tutarlı terahertz ışınım kaynakları sürekli ve kesikli olarak sınıflandırılabilir.

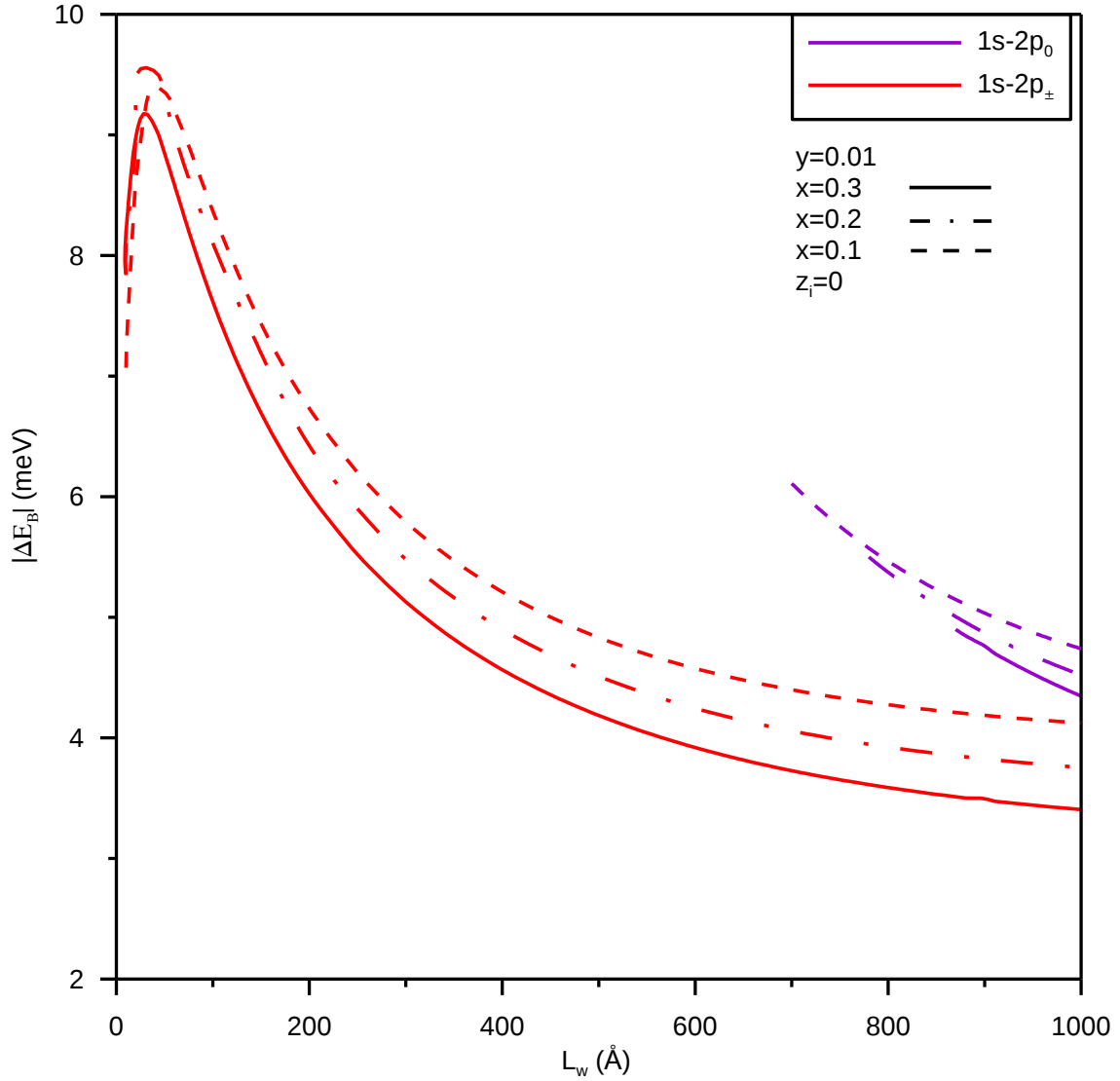
Latgé, Porras-Montenegro ve Oliveira, elektrik alan uygulamadan sonsuz silindirik GaAs-GaAlAs kuantum telinde hidrojenik düzeyler arasındaki kızılötesi geçişleri hesaplamıştır [30]. Bu çalışmalarında, telin yarıçapı yeterince küçük olduğunda $2p_x$ ($2p_y$) ve $3p_x$ ($3p_y$) düzeylerinin bağlı olmadığını bulmuşlardır. Bununla birlikte, telin yarıçapının artması ile bazı düzeyler arasında ters geçişlerin bulunmasının mümkün olduğunu da göstermişlerdir.

Olası kızılötesi geçişler, $\Delta n \neq 0$ olmak üzere, $\Delta l = \pm 1$ ve $\Delta m_l = 0, \pm 1$ koşulları sonucunda ortaya çıkar ve ilgili iki bağlanma enerjisinin farkının mutlak değerinden elde edilir. Burada n baş kuantum sayısını, l açısal momentum kuantum sayısını ve m_l yörünge açısal momentum kuantum sayısını göstermektedir.

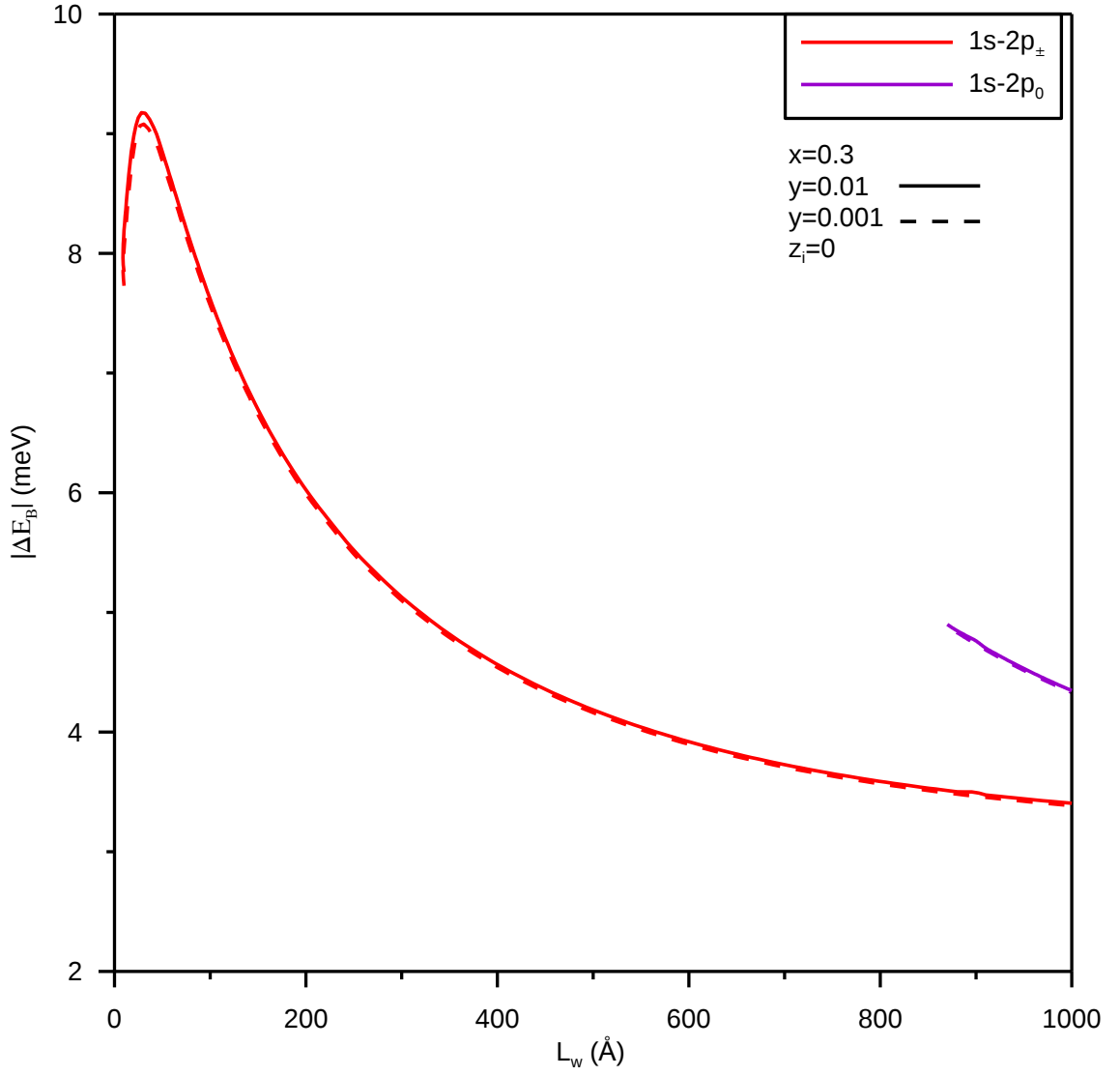
İncelediğimiz düzeyler arasında bu koşullara uyan $1s-2p_0$ ve $1s-2p_{\pm}$ geçiş enerjileri Şekil 7.2'de, sistemin merkezinde bulunan bir safsızlık atomu için sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonlarında $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun genişliğinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Buradan görüldüğü üzere, $1s-2p_{\pm}$ geçişi, $1s$ düzeyinin bağlanma enerjisi ile benzer bir değişim göstermektedir. Bu değişim, azot ve indiyum konsantrasyonlarına ve kuyu genişliğine bağlı olarak yaklaşık 3.5 meV ile 9.5 meV arasında değişmektedir. $2p_0$ düzeyinde küçük kuyu genişliklerinde bağlanma olmadığı için $1s-2p_0$ geçişleri sadece büyük kuyu genişliklerinde görülmektedir. Benzer şekilde azot ve indiyum konsantrasyonları ve kuyu genişliği değiştirilerek bu tür geçişlerde yaklaşık 4.5 meV ile 6 meV arasında bir enerji akışının olduğu görülmektedir. Kuyu genişliği arttıkça bu geçiş enerjileri, külçe hidrojenik enerjiler arasındaki farka karşılık gelen doğru enerji değerlerine yaklaşmaktadır.

Şekil 7.3'te, $1s-2p_0$ ve $1s-2p_{\pm}$ geçiş enerjileri, sistemin merkezinde bulunan bir safsızlık atomu için sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonlarında

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun genişliğinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Buradan da görüldüğü üzere geçiş enerjilerinin kuyu genişliğine göre değişimi, bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimine benzerlik göstermektedir (Şekil 7.2). Bağlanma enerjisinde olduğu gibi geçiş enerjilerinde de indiyum konsantrasyonunun etkisi, azot konsantrasyonunun etkisine nazaran daha belirgindir.

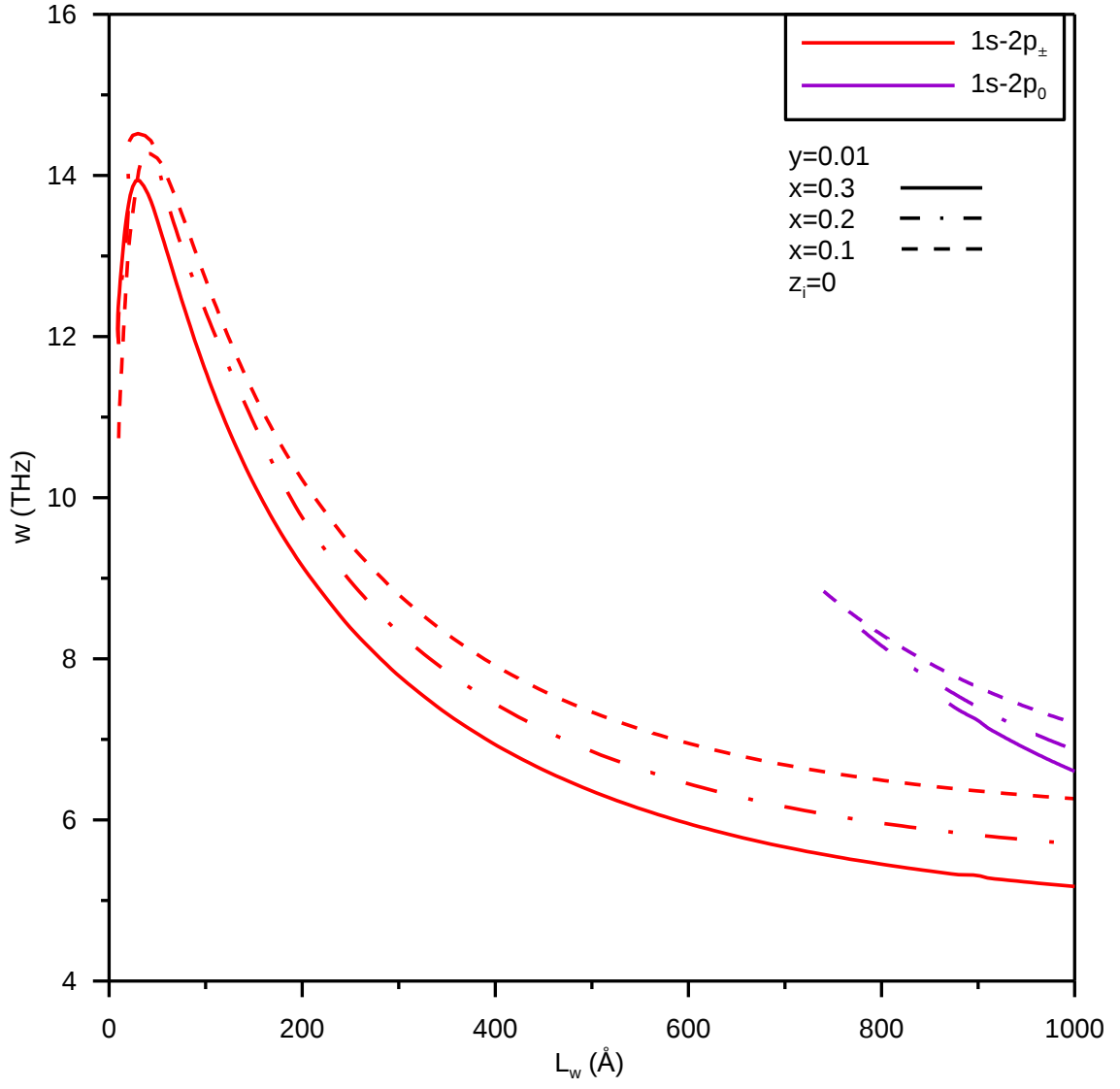


Şekil 7.2 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonlarında geçiş enerjilerinin değişimi

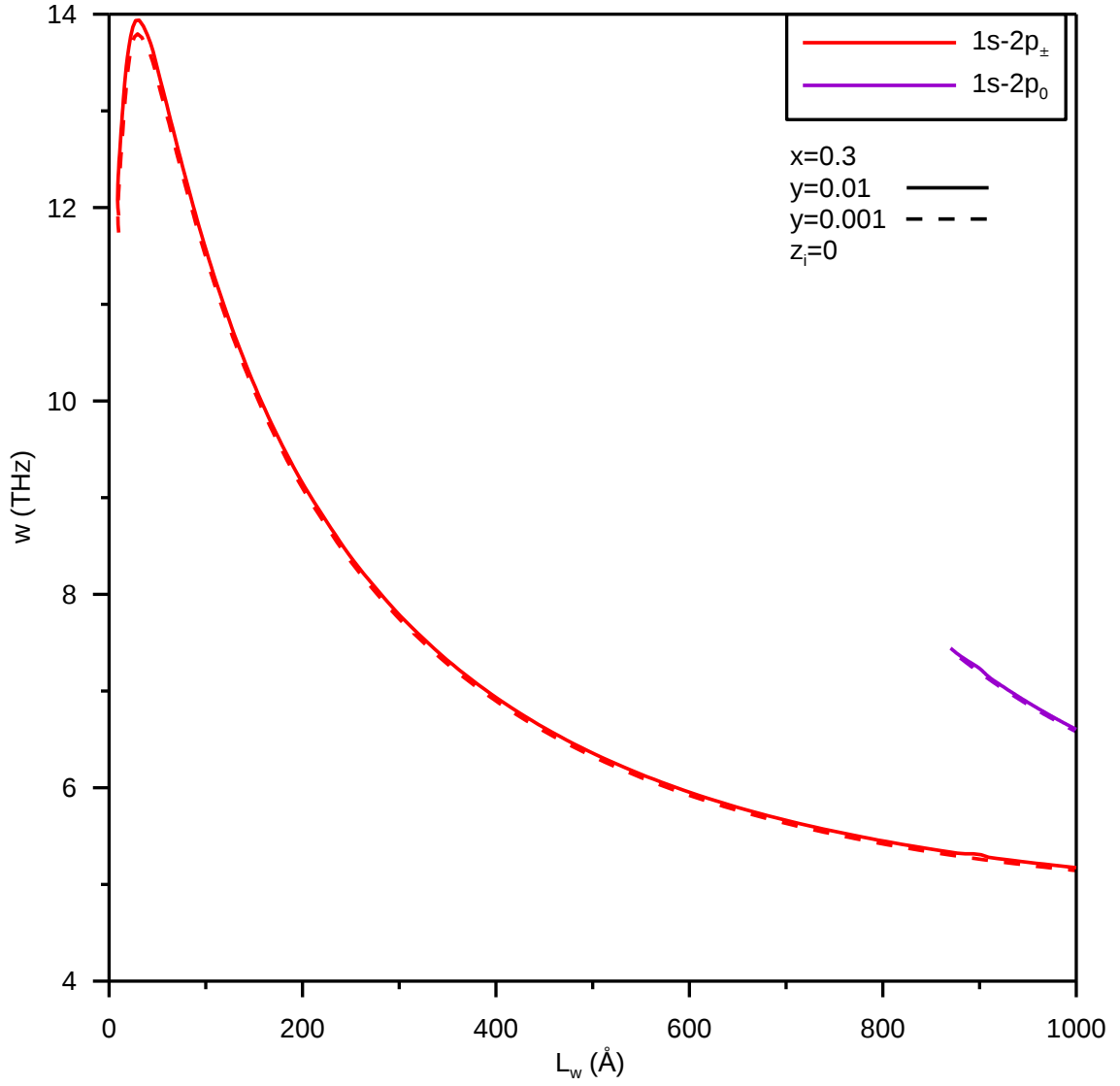


Şekil 7.3 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonlarında geçiş enerjilerinin değişimi

Şekil 7.4 ve Şekil 7.5’te, farklı azot ve indiyum konsantrasyonlarında $1s-2p_0$ ve $1s-2p_{\pm}$ geçişlerinin frekans aralığı görülmektedir. Buradan görüldüğü üzere frekans aralığı THz mertebesinde ve şekil olarak geçiş enerjileri ile birebir benzerlik göstermektedir. Azot ve indiyum konsantrasyonları ve kuyu genişliği değiştirilerek $1s-2p_{\pm}$ geçişleri için yaklaşık 5 THz ile 14.5 THz arasında, $1s-2p_0$ geçişleri için ise yaklaşık 6.5 THz ile 9 THz arasında bir değişim elde edilebilmektedir. Sonuç olarak, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin ayarlanabilir parametreleri olan azot ve indiyum konsantrasyonları ve kuyu genişliği değiştirilerek THz bilimine katkıda bulunacak cihazlar üretilebilir.



Şekil 7.4 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit azot konsantrasyonu ve farklı indiyum konsantrasyonlarında geçiş frekanslarının değişimi



Şekil 7.5 $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun merkezinde yer alan safsızlık atomu için kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak sabit indiyum konsantrasyonu ve farklı azot konsantrasyonlarında geçiş frekanslarının değişimi

Bu çalışma, seyreltik azotlu $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ heteroyapılarda safsızlık düzeyleri arasında kızılötesi geçişler konusunda yapılan ilk çalışma niteliğindedir. Bu tez konusu, uygulama alanındaki potansiyeli göz önüne alındığında konuyla ilgili gelecekteki deneysel çalışmaların nicel olarak anlaşılmasında mevcut hesaplamaların önemli olacağına inanıyoruz.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Tez çalışmamızda, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ tek kuantum kuyulu yarıiletken sistemlerinin elektriksel özellikleri azot ve indiyum konsantrasyonlarına, kuyu genişliğine ve safsızlık atomunun konumuna göre incelendi. Çalışma kapsamında, azot konsantrasyonu en fazla % 1, indiyum konsantrasyonu ise en fazla % 30 alınarak teorik hesaplamalar gerçekleştirildi. Bağlanma enerjileri hesaplanırken kuyu genişlikleri 1000 Å'a kadar çıkarıldı. Donor atomunun konumuna göre değişimler incelenirken 100 Å genişlikli kuyular kullanıldı.

Çalışmamızın ilk aşamasında, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusunun elektronik bant yapısı BAC modeli ile incelenmiştir. $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyusu için elde edilen birinci dereceden pertürbasyon teorisi matrisi kullanılarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin elektronik bant yapısı azot ve indiyum konsantrasyonlarına bağlı olarak etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Azot ve indiyum konsantrasyonlarının yapının etkin kütle, dielektrik sabiti ve kuşatma potansiyeli gibi fiziksel büyüklüklerini değiştirerek yarıiletken malzemenin bant yapısını önemli derecede etkilediği görülmüştür.

Çalışmamızın devamında, $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin potansiyel profili ve alt-bant enerjileri hesaplanmıştır. Sonuçlar, azot ve indiyum konsantrasyonlarının bir fonksiyonu olarak elde edilmiştir. Kuşatma potansiyelinin artması ile bağlı durumların sayısının arttığı görülmüştür. Bu bağlı durumların sayısının artması, bantlar arası geçişlere dayalı uygulamalarda önem kazanmaktadır.

Çalışmamızda ayrıca azot konsantrasyonu arttıkça elektron etkin kütlesinin ve kuşatma potansiyelinin arttığını, dielektrik sabitinin ise azaldığını; indiyum konsantrasyonu arttıkça da kuşatma potansiyelinin ve dielektrik sabitinin arttığını, elektron etkin kütlesinin ise azaldığını gözlemledik.

Bağlanma enerjisi sonuçları incelendiğinde, azot konsantrasyonu arttıkça bağlanma enerjisinin arttığı ve indiyum konsantrasyonunun artmasına bağlı olarak safsızlık bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşılmaktadır. Ayrıca 1s, 2s ve $2p_{\pm}$ düzeyleri için kuyu genişliği arttıkça bağlanma enerjilerinin bir maksimuma ulaşmaya kadar arttığı ve sonra azalmaya başladığı görülmüştür. Kuyu genişliğinin çok küçük ve çok büyük değerlerinde kuşatmanın zayıflaması sonucu, yapının külçe malzemedeki davranışa yaklaştığı görülmüştür. $2p_0$ düzeyinde ise sadece geniş kuyularda bağlanmanın olduğu ve bu

bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine bağlı olarak arttığı görülmüştür. Bu sonuçların, literatürdeki sonuçlar ile uyumlu olduğu görülmüştür [31, 32]. Ayrıca safsızlık atomunun konumuna göre bağlanma enerjisinin değişimi de incelenmiştir. Elde edilen sonuçlara baktığımızda safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin safsızlık konumuna göre değişiminin, elektronun taban durum dalga fonksiyonunun uzaysal dağılımının bir haritası gibi olduğu görülmektedir.

Yapının kuşatma potansiyelinin değişmesi, bağlı durum enerji düzeylerinin belirgin bir şekilde değişmesine yol açar. Kuşatma potansiyelindeki ve etkin kütledeki artma, elektronun kuyu içerisinde daha iyi lokalize olmasına ve bu nedenle de bağlanma enerjisinin artmasına neden olduğu görülmüştür. Etkin kütledeki azalma, elektronu daha enerjik hale getirdiğinden elektronun kuyu dışına sızmaları artar. Bunun sonucu olarak indiyum konsantrasyonunun artması ile bağlanma enerjisinin azalmakta olduğu görülmüştür. Literatürdeki teorik ve deneysel sonuçlar da azot ilavesi ile elektron etkin kütlelerinin arttığını göstermektedir [33].

Tez çalışmamızın son kısmında ise hidrojenik düzeyler arasındaki kıvılcımsal geçişleri inceledik. Bu kapsamda, azot ve indiyum konsantrasyonlarına ve kuyu genişliğine bağlı olarak $1s-2p_{\pm}$ geçişleri için yaklaşık 3.5 meV ile 9.5 meV arasında, $1s-2p_0$ geçişleri için ise yaklaşık 4.5 meV ile 6 meV arasında bir enerji akışının olduğu belirlenmiştir. Ayrıca kuyu genişliği arttıkça geçiş enerjilerinin, külçe hidrojenik enerjiler arasındaki farka karşılık gelen doğru enerji değerlerine yaklaştığı görüldü. Bu sonuç, literatürdeki sonuçlar ile uyumludur [34].

Geçiş enerjilerinden yola çıkarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin kuyu genişliğine, azot ve indiyum konsantrasyonlarının değişimine göre çalışma frekansı belirlenerek bu frekans bölgesinin THz mertebesinde olduğu görülmüştür. $1s-2p_{\pm}$ geçişleri için yaklaşık 5 THz ile 14.5 THz arasında, $1s-2p_0$ geçişleri için ise yaklaşık 6.5 THz ile 9 THz arasında bir değişim elde edilebileceği görülmüştür. Dolayısıyla sistemin ayarlanabilir parametreleri olan kuyu genişliği, azot ve indiyum konsantrasyonları değiştirilerek THz bilimine katkıda bulunacak cihazlar üretilebilir.

Bu tez çalışmasında kullanılan yöntem, III-N-V bileşiklerden oluşturulmuş kuantum kuyu sisteminin elektriksel özelliklerini iyi bir şekilde tanımlama olanağı sağlamıştır. Kuyu genişliği, azot ve indiyum konsantrasyonları ve safsızlık atomunun konumu değiştirilerek $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyu sisteminin elektriksel özelliklerinin amaca uygun biçimde ayarlanabileceği görülmüştür. Elde edilen sonuçların

teknolojiye ve aygıt tasarımına yeni katkılar sağlayacağı beklenmektedir. Bu sonuçlarla, özellikle geniş dalga boyu aralığını kapsayan veri depolama üniteleri, güneş pilleri, foto dinamik tedavi, gaz sensörleri, terahertz cihazlar gibi yeni birçok optoelektronik cihazın geliştirilmesi beklenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Erol, A. (Editör), 2008, "Dilute III-V nitride semiconductor and material systems", Springer, Berlin, 978-3-540-74528-0.
- [2] Henini, M. (Editör), 2005, "Dilute nitride semiconductor", Elsevier, Amsterdam, Netherlands, 0-08-044502-0.
- [3] Plimeni, A., 2000, "Effect of temperature on the optical properties on (InGa)(AsN)/GaAs Single quantum wells", Appl. Phys. Lett., 77, 2870.
- [4] Kondow, M., Uomi, K., Hosomi, K., ve Mozume, T., 1994, "Gas source molecular beam epitaxy of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ using a N radical as the N source", Jpn. J. Appl. Phys., 33, 1056.
- [5] Bisping, D., Ho, S., Pucicki, D., Fischer, M., ve Forchel, A., 2008, "Room-temperature singlemode continuous-wave operation of distributed feedback GaInNAs laser diodes at $1.5 \mu\text{m}$ ", Electron. Lett., 44, 6-7.
- [6] Ma, B. S., Fan, W. J., Dang, Y. X., Cheah, W. K., ve Yoon, S. F., 2007, "Annealing effects on the optical properties of a GaInNAs double barrier quantum well infrared photodetector", Appl. Phys. Lett., 91, 041905.
- [7] Chaqmaqchee, F. A. I., Mazzucato, S., Oduncuoglu, M., Balkan, N., Sun, Y., Gunes, M., Hugues, M., ve Hopkinson, M., 2011, "GaInNAs-based Hellish-vertical cavity semiconductor optical amplifier for $1.3 \mu\text{m}$ operation", Nanoscale Res. Lett., 6, 104.
- [8] Royall, B., ve Balkan, N., 2009, "Simulation of dilute nitride GaInNAs doping superlattice solar cells", IEE Proc-J, 3, 296.
- [9] Sun, Y., Balkan, N., Aslan, M., Lisesivdin, S. B., Carrere, H., Arikan, M. C., ve Marie, X., 2009, "Electronic transport in n- and p-type modulation doped $\text{Ga}(x)\text{In}(1-x)\text{N}(y)\text{As}(1-y)/\text{GaAs}$ quantum wells", J. Phys., Condens. Matter, 21, 174210.
- [10] Kaplar, R. J., Arehart, R., Ringel, S. A., Allerman, A. A., Sieg, R. M., Kurtz, S. R., 2001, "Deep levels and their impact on generation current in Sn- doped InGaAsN", J. Appl. Phys., 90, 3405.
- [11] Hierro, A., Ulloa, J.-M., Chauveau, J.-M., Trampert, A., Pinault, M. A., Tournié, E., Guzmán, A., Sánchez-Rojas, J. L., Calleja, E., 2003, "Annealing effects on the crystal structure of GaInNAs quantum wells with large In and N content grown by molecular beam epitaxy", J. Appl. Phys., 94, 2319.
- [12] John, W., ve oğlu, 1976, "Introduction to solid state physics", 5th ed., New York.
- [13] Quesser, H. J., 1975, "Advances in solid state physics", R. Dingle in Festkörperprobleme XV, P21, Permagon.
- [14] Esaki, L., Chang, L. L., "Thin solid films", 1976, 36, 285.
- [15] Chang, L. L., Esaki, L., ve Tsu, R., 1974, Appl. Phys. Lett., 24, 593.
- [16] Kent, P. R. C., Zunger, A., 2001, Phys. Rev. B, 64, 115208.
- [17] Kent, P. R. C., Zunger, A., 2001, Phys. Rev. Lett., 86, 2613.
- [18] Murdin, B. N., Adams, A. R., Murzyn, P., Pidgeon, C. R., Bradley, I. V., Wells, J.-P. R., et al., 2002, Apply Phys. Lett., 81, 256.
- [19] Mattila, T., Wei, S.-H., Zunger, A., 1999, Phys. Rev. Lett., 60, 11245.
- [20] Gonzalez, S. N., Boguslawski, P., 2001, Phys. Rev. B, 64, 161201.
- [21] Wei, S.-H., Zunger, A., 1996, Phys. Rev. Lett., 76, 664.

- [22] Shan, W., Walukiewicz, W., Ager, J. W., Haller, E. E., Geisz, J. F., Friedman, D. J., Olson, J. M., ve Kurtz, S. R., 1999, "Effect of nitrogen on the band structure of GaInNAs alloys", *J. Appl. Phys.*, 86, 2349.
- [23] O'Reilly, E. P., Lindsay, A., ve Fahy, S., 2004, "Theory of the electronic structure of dilute nitride alloys: beyond the band-anti-crossing model", *J. Phys., Condens. Matter*, 16, 3276.
- [24] Wu, J., Walukiewicz, W., ve Haller, E., 2002, "Band structure of highly mismatched semiconductor alloys: Coherent potential approximation", *Phys. Rev. B*, 65, 1.
- [25] Ugan, F., Yesilgul, U., Sakiroglu, S., Kasapoglu, E., Sari, H., Sökmen, I., 2013, "Nonlinear optical absorption and refractive index in GaInNAs/GaAs double quantum wells under intense laser field and applied electric field", *J. Lum.*, 143, 75-80.
- [26] Tiras, E., Balkan, N., Ardali, S., Gunes, M., Fontaine, C., Arnoult, A., 2011, "Quantum lifetimes and momentum relaxation of electrons and holes in $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{N}_{0.015}\text{As}_{0.985}/\text{GaAs}$ quantum wells", *Philos. Mag.*, 91, 628.
- [27] Clothier, R. H., Bourne, N., 2003, "Effects of THz exposure on human primary keratinocyte differentiation and viability", *J. Biol. Phys.*, 29, 179.
- [28] Olshevskaya, J. S., Ratushnyak, A. S., Petrov, A. K., Kozlov, A. S., Zapara, T. A., 2008, "Effect of terahertz electromagnetic waves on neuron systems", *IEEE Region 8*, 210.
- [29] Hauser, M. G., Dwek, E., 2001, "The cosmic infrared background: Measurement and implications", *Ann. Rev. Astronomy and Astrophysics*, 39, 249.
- [30] Latgé, A., Porras-Montenegro, N., ve Oliveira, L. E., 1992, *Phys. Rev. B*, 45, 9420.
- [31] Yesilgul, U., Ugan, F., Kasapoglu, E., Sari, H., Sökmen, I., 2012, "Effects of an intense, high-frequency laser field on the binding energy of excitons confined in a GaInNAs/GaAs quantum well", *Physica B*, 407, 528-532.
- [32] Chaudhuri, S., Bajaj, K. K., 1984, "Effect of nonparabolicity on the energy levels of hydrogenic donors in $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ quantum-well structures", *Phys. Rev. B*, 29, 4.
- [33] Sarcan, F., Donmez, O., Gunes, M., Erol, A., Arikan, M. C, Puustinen, J., ve Guina, M., 2012, "An analysis of Hall mobility in as-grown and annealed n- and p-type modulation-doped GaInNAs/GaAs quantum wells", *Nanoscale Res. Lett.*, 7, 529.
- [34] Duque, C. A., Morales, A. L., Montes, A., ve Porras-Montenegro, N., 1997, "Effects of applied electric fields on the infrared transitions between hydrogenic states in GaAs low-dimensional systems", *Phys. Rev. B*, 55, 16.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Emre Bahadır AL
Doğum Yeri ve Tarihi	Palu, 12/01/1986
Medeni Hali	Evli
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 58140-Sivas
E-posta Adresi	ebahadir@cumhuriyet.edu.tr

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	Kovancılar YDA Süper Lisesi, 2004
Lisans	Fırat Üniversitesi, 2009

İş Tecrübesi

Cumhuriyet Üniversitesi	Araştırma Görevlisi, 2011-
-------------------------	----------------------------