

**T. C.  
CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BİR KUANTUM KUYUSUNDA HİDROJENİK DÜZEYLER  
ÜZERİNE MANYETİK ALAN ETKİSİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Cihat ÇOBAN**

**(201292031076)**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL**

**SİVAS**

**2015**

**CİHAT ÇOBAN**'ın hazırladığı ve “**Bir Kuantum Kuyusunda Hidrojenik Düzeyler Üzerine Manyetik Alan Etkisi**” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **FİZİK ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Tez Danışmanı :**      **Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL**      .....

Cumhuriyet Üniversitesi

**Jüri Üyeleri :**      **Prof. Dr. İsmail SÖKMEN**      .....

Dokuz Eylül Üniversitesi

**Doç. Dr. Fatih UNGAN**      .....

Cumhuriyet Üniversitesi

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

**Prof. Dr. Mustafa DEĞİRMENCİ**  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.

Bütün hakları saklıdır.  
Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

Cihat ÇOBAN, 2015

## **ETİK**

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

31.08.2015

Cihat ÇOBAN

## KATKI BELİRTME VE TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım süresince yardımlarını benden esirgemeyen, bilgi ve deneyimlerini paylaşan, bana yol gösterici olan, her daim ilgi ve desteğini eksik etmeyen çok değerli tez hocam Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL'e çok teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen anneme, babama ve kardeşlerime ayrı ayrı en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Başta Prof. Dr. Esin KASAPOĞLU, Prof. Dr. Hüseyin SARI, Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ, Doç Dr. Fatih UNGAN olmak üzere, her zaman bilgi ve tecrübesinden yararlandığım Fizik Bölümündeki hocalarıma ve diğer çalışanlarına çok teşekkür ederim.

Lisans ve yüksek lisans eğitimim süresince bana bilgi ve deneyimleri ile yardımcı olan Elif ŞAHİN'e çok teşekkür ederim.

## ÖZET

### BİR KUANTUM KUYUSUNDAKİ HİDROJENİK DÜZEYLER ÜZERİNE MANYETİK ALAN ETKİSİ

**Cihat ÇOBAN**

**Yüksek Lisans Tezi**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL**

**2015, 46+xii sayfa**

Bu çalışmanın ilk aşamasında yarıiletkenler ve düşük boyutlu sistemler hakkında genel bilgi verilmiştir. İkinci aşamasında,  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  tek parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profilleri ve alt bant enerjileri üzerine manyetik alanının etkisi incelenmiştir. Üçüncü aşamasında,  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  tek kuantum kuyusunda  $1s$ ,  $2s$  ve  $2p_{\pm}$  düzeylerindeki donör safsızlık atomunun bağlanma enerjisi, etkin kütle yaklaşımında varyasyonel olarak, kuyu genişliği, donör safsızlık atomunun konumu ve dışarıdan uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Son olarak da, manyetik alan altındaki  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  tek parabolik kuantum kuyusunda hidrojenik düzeyler arasındaki kızılötesi geçişler incelenmiştir.

**Anahtar kelimeler:** Manyetik Alan, Safsızlık Atomu, Kuantum Kuyusu.

## ABSTRACT

### THE EFFECTS OF MAGNETIC FIELD ON THE HYDROGENIC STATES IN A QUANTUM WELL

Cihat ÇOBAN

Master of Science Thesis

Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Ünal YEŞİLGÜL

2015, 46+xii pages

In this study firstly, general information about semiconductor and low-dimensional systems is given. In the second stage, the effects of magnetic field on the potential profiles of the  $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$  single quantum well and sub-band energies are investigated. Then, the binding energy of the donor impurity at 1s, 2s and  $2p_{\pm}$  states in a  $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$  single quantum well is calculated variationally within the effective mass approximation as a function of the quantum well width, the position of the donor impurity and the external magnetic field. Finally, the infrared transitions between the hydrogenic states in a  $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$  single parabolic quantum well under magnetic field are investigated.

**Keywords:** Magnetic Fields, Impurity Atoms, Quantum Well

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

TEŞEKKÜR .....	vi
ÖZET.....	vii
ABSTRACT.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xi
SİMGELER DİZİNİ .....	xii
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
<b>2. YARIİLETKENLER .....</b>	<b>4</b>
2.1 Saf Yarıiletkenler .....	4
2.2 Katkılı Yarıiletkenler .....	8
2.2.1 Donor Safsızlık Atomları .....	9
2.2.2 Akseptör Safsızlık Atomları .....	11
<b>3.HETEROYAPILAR .....</b>	<b>13</b>
3.1 Kuantum Kuyuları .....	17
<b>4. BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA DİK YÖNDE UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK BANT YAPISI .....</b>	<b>20</b>
<b>5.BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA DİK YÖNDE UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDAKİ SAFSIZLIK ATOMLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ.....</b>	<b>26</b>
<b>6. BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA PARALEL UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDAKİ SAFSIZLIK ATOMLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ .....</b>	<b>36</b>
<b>7. SONUÇ .....</b>	<b>43</b>
<b>KAYNAKÇA .....</b>	<b>45</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

Şekil 2.1	Mutlak sıfırda ve sıcaklık arttıkça yarıiletkenin elektronik bant yapısı.....	4
Şekil 2.2	Saf yarıiletkenlerde yüklerin hareketi .....	5
Şekil 2.3	Donor tipli katkı atomunun şematik gösterimi .....	9
Şekil 2.4	Donor katkılı yarıiletkenin enerji bant diyagramı .....	9
Şekil 2.5	Akseptör tipli oluşan bir kristalin şematik gösterimi .....	11
Şekil 2.6	Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji bant diyagramı .....	11
Şekil 3.1	Direkt ve indirekt bant aralıklı maddelerde valans bandından iletkenlik bandına yapılan geçişler .....	13
Şekil 3.2	Farklı iki yarı iletkenin bant diyagramı ve heteroyapıdaki bant süreksizliliği .....	14
Şekil 3.3	GaAs-Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As eklem örneği .....	16
Şekil 3.4	GaAs kuantum kuyusunun elektronik bant yapısı, E <sub>g</sub> yasak bant aralıkları, E <sub>e1</sub> iletkenlik bant sınırı .....	17
Şekil 4.1	Parabolik kuantum kuyusunun şematik gösterimi .....	19
Şekil 4.2	B = 0, B = 10T, B = 20T ve L = 100Å için GaAs/Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> As parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili .....	23
Şekil 4.3	B = 0, B = 10T, B = 20T ve L = 200Å için GaAs/Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> As parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili .....	24
Şekil 5.1	1s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi .....	31
Şekil 5.2	2s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi .....	32
Şekil 5.3	2p <sub>±</sub> düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi .....	33
Şekil 5.4	1s, 2s ve 2p <sub>±</sub> düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin manyetik alana göre değişimi .....	34
Şekil 5.5	Safsızlık atomu 1s, 2s ve 2p <sub>±</sub> düzeyleri için bağlanma enerjisinin safsızlık konumuna göre değişimi .....	35
Şekil 6.1	1s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi .....	39
Şekil 6.2	2s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi .....	40
Şekil 6.3	2p <sub>±</sub> düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi .....	41
Şekil 6.4	Sistemin merkezinde yer alan safsızlık atomu için Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As/ GaAs parabolik kuantum kuyusunun farklı kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak geçiş enerjisinin (ΔE) manyetik alana göre değişimi .....	42

## ÇİZELGELER DİZİNİ

### Sayfa

<b>Çizelge 2.1</b> Bazı iletkenlerin yasak enerji bant aralığı .....	6
--	---

## SİMGELER DİZİNİ

$a_B$	Bohr yarıçapı, m
$e$	Elektronun yükü, C
$E$	Enerji, J
$\epsilon$	dielektrik sabiti, F m <sup>-1</sup>
$E_g$	Yasak enerji bant aralığı, 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
$E_d$	Donor enerji seviyesi, 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 yasak enerji aralığı, J
$E_{g_2}^f$	İkinci malzemenin deneysel yasak enerji aralığı, J
$E_c$	İletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
$\vec{k}$	Dalga vektörü, m <sup>-1</sup>
$\Delta E_c$	İletim bandı süreksizliği, J
$\Delta E_v$	Değerlik bandı süreksizliği, J
$m^*$	Külçe etkin kütlesi, kg
$\hbar$	Planck sabiti, J s
$\vec{A}$	Manyetik alan vektör potansiyeli, T.m
$V$	Kuşatma potansiyeli, J
$H$	Hamiltonian operatörü, J
$V_0$	Kuşatma potansiyelinin büyüklüğü, J
$V_C$	Coulomb potansiyeli, J
$\vec{p}$	Momentum operatörü, kg m s <sup>-1</sup>
$H$	Hamiltonian operatörü, J
$L_z$	Kuyu genişliği, m
$R$	Rydberg sabiti, J
$\varphi(\vec{z})$	Elektronun z yönündeki hareketi tanımlayan dalga fonksiyonu
$\delta_n$	Sonsuz kuantum kuyusunun özfonksiyonlarındaki çift ve tek çözümlere karşılık gelen faz farkı
$N$	Normalizasyon sabiti
$m$	Manyetik kuantum katsayısı

## 1. GİRİŞ

1900'lü yıllardan sonra hızla gelişen yarıiletken fiziği, elektronik ve optoelektronik devre elemanlarının tasarlanmasına olanak sağlamıştır. Teknolojideki bu hızlı gelişme katıhal fiziği üzerinde teorik ve deneysel çalışmaları arttırmıştır. Teknolojide yarıiletkenlerin sıkça tercih edilmesinin temel nedenleri; çok küçük hacimlere sığdırılması, yasak bant aralığının ayarlanabilir olmasıdır. Yarıiletken malzemelerin bu özellikleri istenilen bir devre elemanı yapılmasına imkân verir.

Tasarlanan yeni elektronik devre elemanlarının modellenmesi, sistemlerin ayarlanabilir fiziksel özellikleri göz önünde bulundurularak yapılmaktadır. Yarıiletkenlerin kristal yapılarının incelenmesi sayesinde yarıiletkenlerin optik ve elektronik özellikleri belirlenebilmektedir. Bu sebeple bilim insanları çalışmalarında yapay modeller üzerine yoğunlaşmışlardır. IBM'de çalışan Esaki ve Tsu bu konudaki çalışmalara öncülük etmiştir [1]. MBE (Molecular Beam Epitaxy) büyütme teknikleri yarıiletken fiziğine önemli etkiler yapmıştır. Epitaksiyel olarak yapılan büyütme yöntemleri ile son derece değişik yapılar elde edilmektedir. Örnek olarak bu çalışmada da inceleyeceğimiz  $Ga_{1-x}Al_xAs$  yarıiletken tabakası arasında GaAs tabakası oluşturularak tekli kuantum çukuru, bu tabakaların periyodik tekrarı halinde çoklu kuantum çukurları bu yöntemlerle kolayca elde edilmektedir.

Yapılan çalışmalarda yük taşıyıcılarının bir yöndeki hareketleri kısıtlanarak iki boyutlu kuantum kuyuları elde edilmiştir. Kuantum kuyusundaki parametreler ayarlanarak özel fonksiyonlara sahip bazı aletler tasarlanmaktadır.

Düşük boyutlu sistemlerin ( iki boyutlu kuantum kuyusu, bir boyutlu kuantum telleri, sıfır boyutlu kuantum kutuları) külçe yapılara göre üstünlüğü, bu sistemlerdeki boyut farklılığından kaynaklanır. Düşük boyutlu sistemlerde son derece dar ve iyi tanımlanmış enerji düzeyleri elde etmek mümkündür. Ayrıca bu sistemlerde elektron veya boşluk yoğunluğu istenildiği gibi ayarlanabilir. Üç boyutlu yarıiletken sistemlerde ise, yüksek taşıyıcı yoğunluğu elde etmek için birden fazla yöntem kullanılabilir. Sıcaklığı yükselterek taşıyıcılar termal olarak uyarılabilir. Bunun sonucunda iki tip taşıyıcı ve çok yüksek sıcaklıklarda fononların varlığına bağlı olarak daha çok saçılma olur. Başka bir yöntem ise yarıiletken üzerine ışık

düşürülebilir. Benzer şekilde yine iki tip taşıyıcı elde edilir ama daha az sayıda fonon oluşur. Ancak ışığın homojen olarak soğrulmamasından kaçınmak zordur. Bir başka yöntem kristal, donör ve akseptörlerle katkılanabilir. Bu durumda ise tek tip yük taşıyıcıları elde edilmiş olur. Fakat bu taşıyıcıların aynı uzayda açık Coulomb merkezleri oluşturmaları istenmeyen bir durumdur. Ayrıca eşit yük ve sayı yoğunluğuna sahip dengeleme yükü mobiliteyi önemli oranda azaltır. Oysa düşük boyutlu sistemlerde yük taşıyıcıları dengeleme yükten ayrı olarak uzayın farklı bölgelerinde lokalize oldukları için sözü edilen bu olumsuzluklar meydana gelmez. Düşük boyutlu sistemleri farklı kılan elektronik özellikleridir. Bu sistemlerde tek taşıyıcı sistemlerinin yaşam süreleri artırılabilir ve yük taşıyıcılarının yoğunluğu değiştirilebilir. Ayrıca yarıiletken mikroyapılar, elektronik cihazlarının hızlarının artırılmasında da çok önemli etkilere sahiptir [2].

Birçok çalışmada bilim insanları düşük boyutlu sistemlere manyetik alan, elektrik alan, hidrostatik basınç, sıcaklık gibi dış etkiler uygulayarak sistem üzerine etkilerini incelemiştir. Yapılan çalışmalarda sistem üzerine uygulanan manyetik ve elektrik alan gibi dış etkilerin, sistemin elektronik ve optik özellikleri üzerinde önemli değişmelere yol açtığı gözlenmiştir. Bu nedenle alan altında yapılan çalışmalar hız kazanmıştır.

Bu çalışmada, manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As tek parabolik kuantum kuyusu sisteminin elektronik ve optik özellikleri etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntem kullanılarak incelendi.

Bölüm 2 ve bölüm 3'de yarıiletkenler ve heteroyapılar hakkında genel bilgiler verilmiştir.

Bölüm 4'te büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As tek parabolik kuantum kuyusunun elektronik bant yapısı incelendi.

Bölüm 5'te büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As tek parabolik kuantum kuyusundaki safsızlık atomlarının bağlanma enerjileri hesaplandı.

Bölüm 6'da büyütme doğrultusunda uygulanan manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As tek parabolik kuantum kuyusundaki safsızlık atomlarının bağlanma enerjileri hesaplandı ve hidrojenik düzeyler arasındaki kızıl ötesi geçişler incelendi.

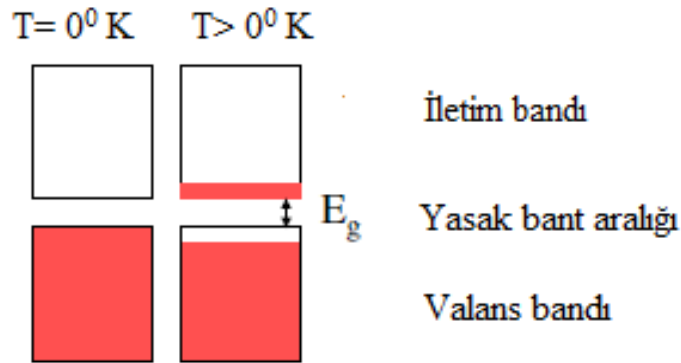
Bölüm 7’de ise, GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As tek parabolik kuantum kuyu sisteminin elektronik ve optik özellikleri açıklanmıştır. Elde edilen sonuçların teknolojiye ve aygıt tasarımına getireceği katkılar üzerinde tartışılmıştır.

## 2. YARIİLETKENLER

### 2.1 Saf Yarıiletkenler

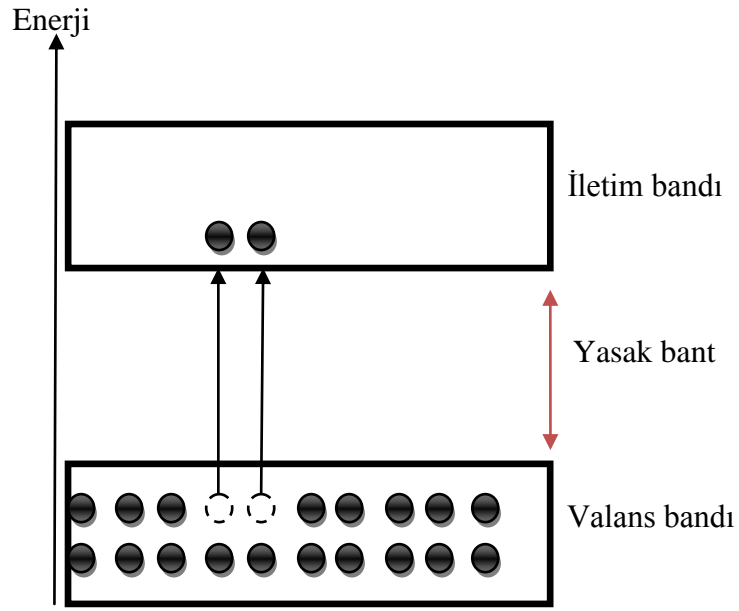
Bütün katılara özgü karakteristik enerji bant aralığı bulunmaktadır. Bu enerji bant yapıları elektrik iletiminde katının farklı özellikler göstermesine neden olur. Sıcaklığın  $0^0$  K olduğu durumda ise bütün katılarda olduğu gibi yarıiletkenlerde de elektronlarının tamamı değerlilik bandında bulunur. İletim bandında elektron yoktur. Bu durum yapının yalıtkanlık özelliğini meydana getirir. Yarıiletkenler de sıcaklığın artmasıyla değerlilik bandındaki bazı elektronlar iletim bandına geçer ve iletme katkıda bulunurlar (Şekil 2.1). Geçiş yapan bu elektronların bıraktığı boşluklar pozitif yük davranışı gösterirler. Elektrik veya manyetik alan altında elektrona zıt yönde hareket ederler. Bunun sonucunda yarıiletken içinde elektron ve boşluk olmak üzere iki tip yük taşıyıcı ortaya çıkmış olur.

Yarıiletkenlerde en dikkat çekici özellik iletkenliklerinin metaller ve yalıtkanlar arasında olmasıdır. Sıcaklık arttıkça iletkenlik özelliği de artar.



Şekil 2.1 Mutlak sıfırda ve sıcaklık arttıkça yarıiletkenin elektronik bant yapısı.

Yarıiletkenlerin yasak bant enerji aralığı 1-4 eV arasındadır. Bu durum yalıtkanlarla arasındaki en önemli farkı meydana getirir. Çizelge 2.1’de teknolojiye kullanılan bazı yarıiletkenlerin enerji bant aralığı verilmiştir. Yalıtkanların enerji bant aralığı çok büyük olduğu için elektronlar iletim bandına geçemezler. Dış etkilerle (ısı, basınç vb.) elektronlar tünelleme olayını gerçekleştirse bile ömürleri yetemediğinden dolayı iletim bandına geçemezler. Yarıiletkenleri incelediğimizde ise sıcaklık artışı ile iletkenlik özelliğinin arttığını görürüz. Bu durum sadece sıcaklık ile sağlanmıyor. Basınç, elektrik alan gibi dış etkilerde yarıiletkenlerin iletken gibi davranmasına sebep oluyor (Şekil2.2).



Şekil 2.2 Saf yarıiletkenlerde yüklerin hareketi.

**Çizelge 2.1** Bazı iletkenlerin yasak enerji bant aralığı

	Eg (eV)	Eg (eV)
<b>KRİSTAL</b>	<b>0 °K</b>	<b>300 °K</b>
Ge	0,744	0,67
Si	1,17	1,14
InP	1,42	1,35
GaAs	1,52	1,43
CdTe	1,607	1,45
GaP	2,32	2,26
CdS	2,582	2,42
ZnO	3,436	3,2
ZnS	3,91	3,6

İdeal yarıiletkenlerde örgü kusurlarına veya yabancı atomların oluşturduğu safsızlıklara rastlanmaz. Bunlara saf veya katkısız yarıiletkenler denir. Boşluk yoğunluğu (p) ve elektron yoğunluğu (n) birbirine eşittir. İletime katkı sağlayacak tanecikler az sayıdadır. Teknolojide bu yapılar pek kullanılmaz. Mühendislik uygulamalarında örgü kusurlarından yararlanarak aygıt tasarımı yapılmaktadır.

Yarıiletkenin safsızlığı dışarıda katılacak yabancı atom ile bozulur. Böylelikle boşluk yoğunluğu elektron yoğunluğuna artık eşit değildir ve kristalimizin safsızlığı bozulmuş olur.

## 2.2 Katkılı Yarıiletkenler

Saf yarıiletkenin içersine bir yabancı atom dâhil edilirse artık kristalimiz katkılı yarıiletken olmuş olur. Yabancı atom ekleme işlemine katkılama denir. Katkılama işleminde ki amaç elektron (n) veya boşluk (p) yoğunluğunu arttırmaktır. Bu işlem yapılırken kristalin örgü yapısını bozmayacak şekilde safsızlık atomu (impurity) eklenir. Yarıiletkende yapılan bu katkılama işleminin sonucunda elektron yoğunluğu artırılırsa n tipi (donor), boşluk yoğunluğu artırılırsa p tipi (akseptör) yarıiletkenler oluşturulur.

Yarıiletken kristaline katılan yabancı atomlar iletme sebep olan yapıların yoğunluğunu arttırabildiği için elektriksel iletim arttırılabilir.

Elektronik veya optik aygıtların yapımında kullanılmasının nedeni ayarlanabilir taşıyıcı yoğunluğunun olmasıdır. Elektriksel iletkenliği isteğe göre ayarlanan bu kristaller teknolojiye sıklıkla kullanılmaktadır.

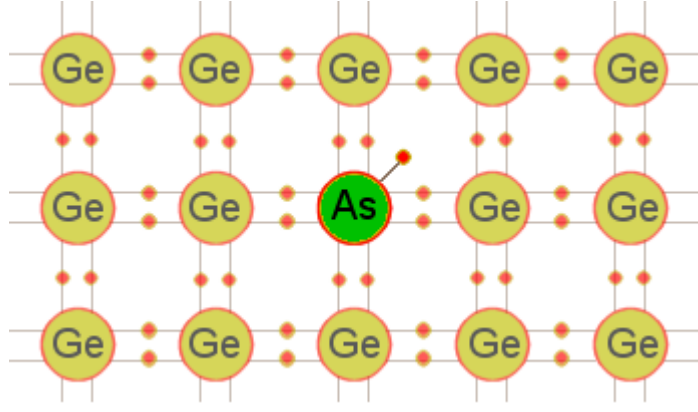
Yarıiletken kristalinin yapısına katılan yabancı atomlar yasak enerji bandında lokalize ara enerji seviyeleri oluşturur. Benzer durum kristalin örgü bozukluğu gösterdiği durumlarda da karşımıza çıkar.

### 2.2.1 Donor safsızlık atomları

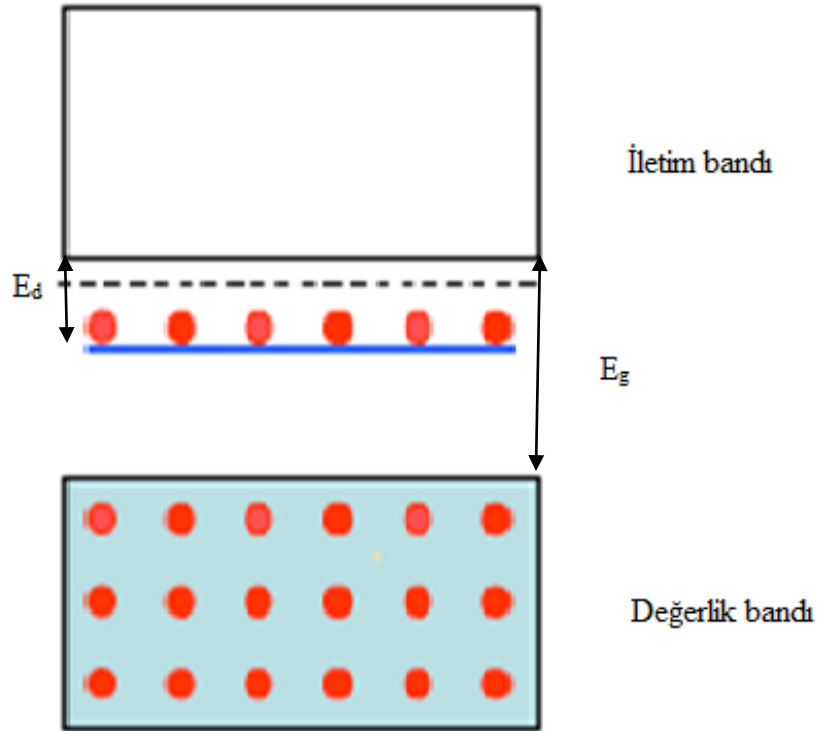
5 değerlik elektronu olan atomlar, 4 değerlik elektronu olan bir atomun yapısını bozmayacak şekilde katılma yapılırsa; 4 tane elektron arasında kovalent bağ oluşurken bir elektron boşta kalır (Şekil 2.3). Boşta kalan elektron oluşan katkı yapının iletkenlik özelliği göstermesine neden olur. Bu elektron metal içinde bulunan serbest elektron davranışı gösterir. Kristalin içinde;  $\frac{e^2}{\epsilon r}$  Coulomb potansiyelinin etkisi altında hareket eder. ( $\epsilon$ , kristalin statik dielektrik katsayısıdır ve her yapı için farklı bir değeri olan sabittir.)

Yarıiletken kristaline katılan 5 değerlik elektronlu yabancı atomlara verici (donor), iletkenlik bandının hemen altında oluşturdukları enerji seviyesine donör seviyesi denir. Artık elimizde saf yarıiletkenin yerine katkılı yarıiletken vardır. Böyle bir katkılamayla oluşan yarıiletkene n tipi yarıiletken denir. n tipi yarıiletkenlerin en belirgin özelliği yük taşıyıcılarının çoğunlukla elektronlar olmasıdır.

Donör seviyesi ile iletim bandı arasında çok küçük bir enerji aralığı bulunmaktadır. Yaklaşık 0.05 eV olan bu farkı, dışarda uygulanacak küçük bir ısı etkisiyle elektronun geçmesi sağlanabilir. Böylelikle iletim bandına geçen bu elektronlar kristalimizin iletkenlik özelliği göstermesine neden olur.



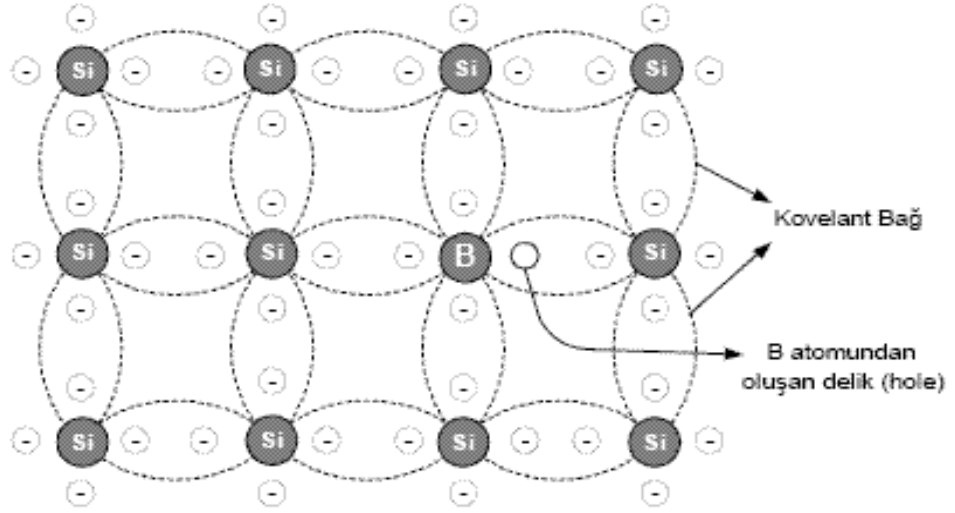
Şekil 2.3 Donor tipli katkı atomunun şematik gösterimi.



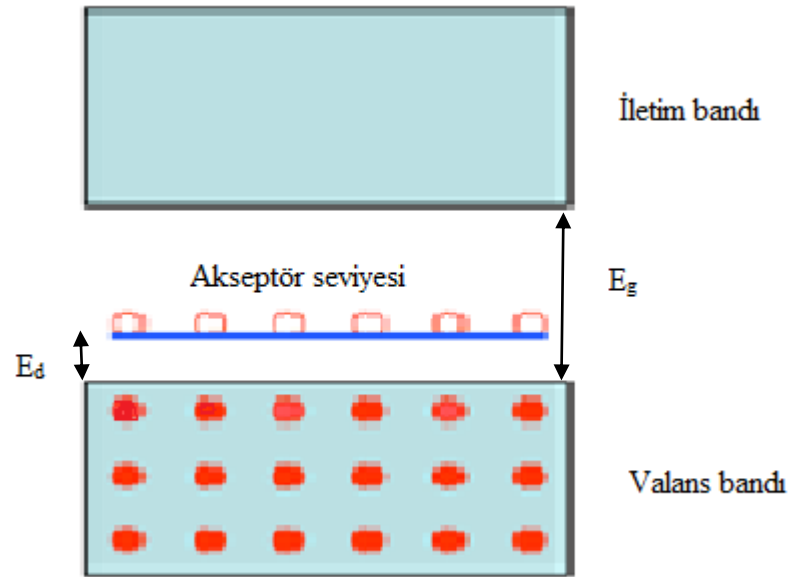
Şekil 2.4 Donor katkılı yarıiletkenin enerji bant diyagramı.

### 2.2.2 Akseptör safsızlık atomları

Yarıiletkenler, B, Ga, Al gibi üç değerlik elektronuna sahip bir atomla katkılanırsa, üç elektronu komşu atomlarla kovalent bağ oluşturur. Dördüncü bağda ise elektron eksikliği yani boşluk oluşur (Şekil 2.5). Bu tür safsızlıkların enerji düzeyleri şekil 2.6'da gösterildiği gibi değerlik bandının hemen üstünde kalır. Böyle bir kristale elektrik alan uygulanırsa, komşu atomlardaki elektronlardan biri kolayca bir elektron boşluğunu doldurur. Böylelikle boşluk yer değiştirmiş olur. Boşluğun gittiği yerdeki komşu atomların elektronlarından biri yine elektron boşluğunu doldurabilir. 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 Akseptör tipli oluşan bir kristalin şematik gösterimi.

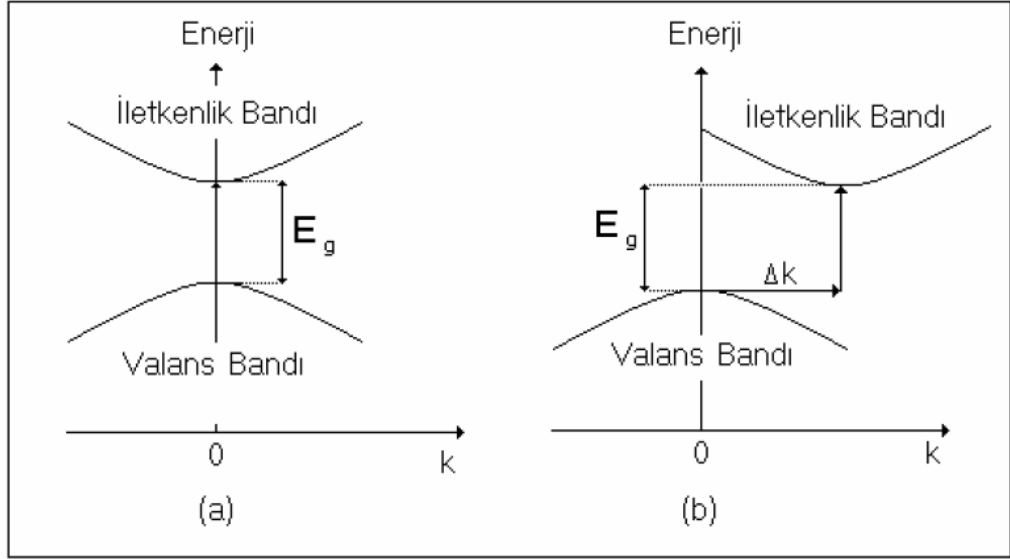


Şekil 2.6 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji bant diyagramı.

### 3. HETEROYAPILAR

Farklı yarıiletkenlerin birbiri üzerine büyütülmesi ile elde edilen yapıya heteroyapı denir. Heteroyapıyı oluştururken dikkat edilmesi gereken en önemli unsur kristal yapıların birbirine uygun  $\vec{k}$  dalga vektörüne sahip olmasıdır. Tercih edilen yarıiletkenlerle oluşturulan yeni yapı için ara yüzeyde  $\vec{k}$  dalga vektörü değişmemesi gerekir. Bu durumda iki yapı için de etkin kütle değeri hemen hemen aynı kalır. MBE ve MOCVD büyütme teknikleri kullanılarak yasak bant aralığı küçük olan bir yarıiletken üzerine yasak bant aralığı daha büyük olan başka bir yarıiletken entegre edilerek büyütme yapılabilir. Buna en iyi örnek GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As yapısıdır[9].

Uzun yıllar elektronik devre elemanları olarak Ge ve Si gibi külçe yapılar kullanılıyordu. Ancak bu yarıiletkenler indirekt (dolaylı) geçişlere imkân tanıdığından yapı içerisinde elektronların mobiliteleri düşük olmaktadır[10]. GaAs, InP gibi heteroyapılarda ise optik geçişler sırasında fonon etkileri gözlemlendiğinden mobilite değeri yüksek olur. Bu özellikleri nedeniyle devre yapımında artık bu malzemeler tercih edilmektedir. Direkt bant aralıklı malzemelerde valans bandının tepe noktası ve iletkenlik bandının tabanı aynı  $\vec{k}$  dalga vektörü ile verildiği için yapılan optik geçişlerde  $\vec{k}$  dalga vektörü değişmez. Böylece enerjinin ve momentumun korunumu sağlanmış olur. Oysa indirekt bant aralıklı yarıiletkenlerde  $\vec{k}$  dalga vektörünün değeri valans bandının tepesi ve iletkenlik bandının tabanında farklıdır. Momentumun korunmasını sağlamak için optik geçişler sırasında fononlar devreye girer. Bu sayede indirekt bant aralığına sahip yapılarda elektron mobilitesi düşük kalır (Şekil 3.1).



**Şekil 3.1** (a) Direkt (b) İndirekt bant aralıklı maddelerde valans bandından iletkenlik bandına yapılan geçişler.  $\Delta k$  fononların neden olduğu dalga vektöründeki değişim.

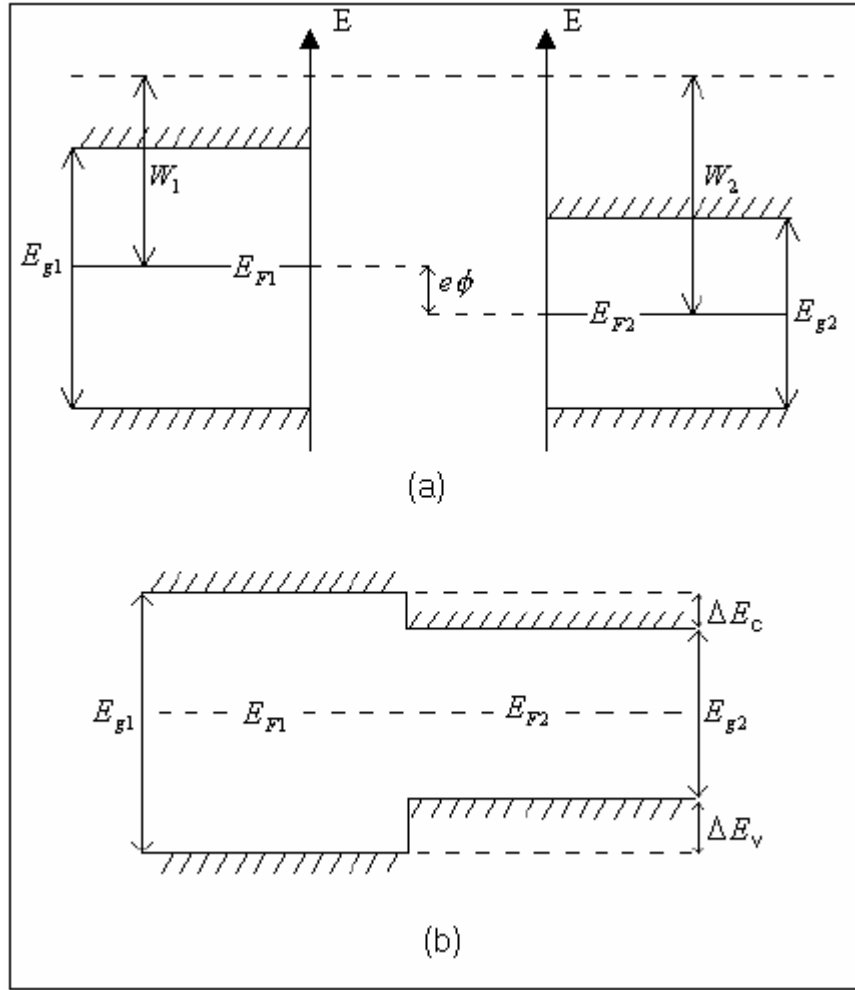
Heteroyapılarda oluşturulan kuantum kuyularında en önemli sorun iletkenlik ve valans bantlarındaki süreksizlikleri hesaplamaktır. Heteroyapı oluşturmak için iki malzeme bir araya getirildiğinde  $\Delta E_c$  ve  $\Delta E_v$  süreksizlikleri oluşur. Valans bandı süreksizliği için önerilen denklem;

$$\Delta E_v = \frac{E_{g1} - E_{g2}}{2} \quad [3.1]$$

$\Delta E_v$  bilirse iletkenlik bandındaki süreksizlik;

$$\Delta E_c = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_v| \quad [3.2]$$

ile verilebilir.  $E_{g1}^f$  ve  $E_{g2}^f$  külçelerin deneysel yasak bant aralıklarıdır.



**Şekil 3.2** a) Farklı iki yarı iletkenin bant diyagramı  
b) Farklı iki yarıiletkenin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapıdaki bant süreksizliği.

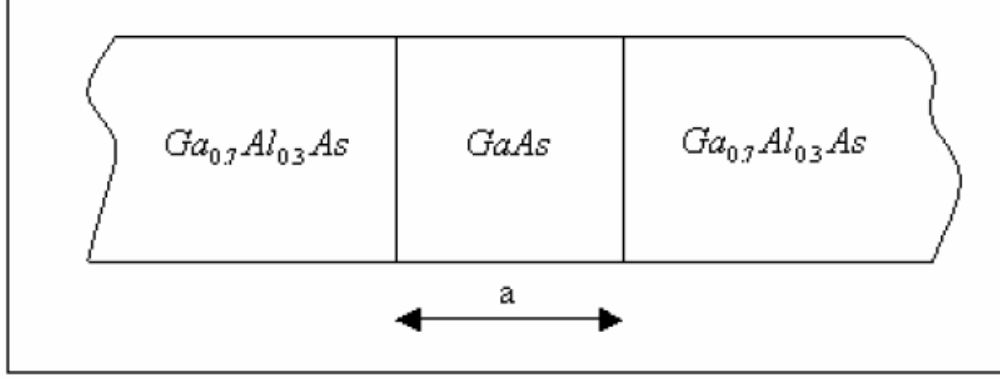
Bant süreksizliklerini hesaplamak için önerilen denklemler heteroyapıyı oluşturan maddelerin direkt geçişli bant yapısında olmaları durumunda uygulanabilir. Bu iki yarıiletkenin bant aralığı direkt geçişli değilse iletkenlik bandındaki süreksizlik hesaplanırken iletkenlik bandı minimumları farkı alınmalıdır. Yani külçe bant diyagramında aynı  $\vec{k}$  dalga vektörünün değişmemesi ile heteroyapılardaki süreklilik koşulu sağlanmış olur. Farklı yapıların birleştirilmesiyle oluşan yük akışı, ara yüzeydeki bağlanmaların değişik özellik göstermesine ve yüklerin paylaşımı, ara yüzeyde dipollerin oluşmasına neden olur. Bu nedenle iletkenlik ve valans bandı süreksizlikleri özellikle yeni geliştirilen heteroyapılar için deneysel sonuçlara göre

belirlenir. GaAs ve AlAs gibi önemli yarıiletkenlerin bant süreksizlikleri  $\frac{\Delta E_c}{\Delta E_v}$  oranı  $\frac{60}{40}$  ile  $\frac{65}{35}$  arasındadır.

Heteroyapılar sayesinde farklı optik özelliklere sahip yarıiletkenlerin bir araya getirilip istenilen amaca uygun malzemeler elde edilmesi mümkündür. Çünkü bu yapılar optik özelliklerin ayarlanabilmesine imkân verir. Örneğin GaAs direkt bant aralığına sahiptir. Yasak bant aralığı görünür bölgede ışık yaymak için çok küçüktür. GaP'nin yasak bant aralığı ise görünür bölgenin yeşil kısmına denk gelir. Fakat bant yapısı indirekt olduğu için elverişli bir yayıcı değildir. GaP ve GaAs uygun bir şekilde bir araya getirilerek oluşturulan heteroyapıda GaAs'ın direkt geçişli bant özelliği korunarak uygun bölgede optik geçişlerin oluşması sağlanabilir [6].

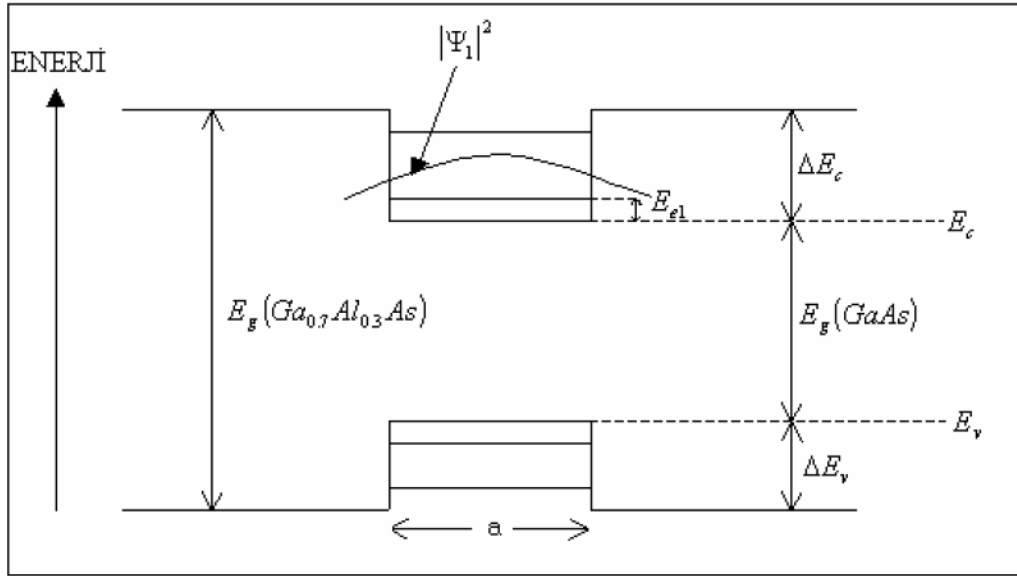
### 3.1 Kuantum Kuyuları

Heteroyapıların boyutunun değerine göre; kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum kutuları olarak adlandırılırlar. Bu sistemlerin en basiti GaAs katmanının her iki tarafına da GaAlAs eklenmesiyle elde edilen yapıdır. (Şekil3.2)



Şekil 3.3 GaAs-Ga<sub>0.3</sub>Al<sub>0.7</sub>As eklem örneği.

Bu malzemeler bir araya getirildiğinde iletkenlik ve valans bantlarında süreksizlikler meydana gelir. Bu durumda taşıyıcılar büyüme doğrultusunda GaAs katmanında kuşatılmış olurlar. Taşıyıcılar diğer iki boyutta serbestçe hareket edip büyüme doğrultusunda kuşatıldıkları için yapı artık iki boyutlu hale gelmiş olur. Bu nedenle kuantum kuyusu olarak adlandırılırlar. Kuantum etkileri yapının özelliklerini önemli ölçüde değiştirebilir. Örneğin GaAs katmanında oluşan kuantum kuyusunun soğurma eşik enerjisi GaAs külçesinin eşik enerjisinden büyüktür. (Şekil 3.3)



**Şekil 3.4** GaAs kuantum kuyusunun elektronik bant yapısı,  $E_g$  yasak bant aralıkları,  $E_{e1}$  iletkenlik bant sınırı.

İncelen yapıda Al konsantrasyonu %30-35 arasında alınırsa alaşımın direkt geçişlilik özelliği korunur. GaAs tabakasının kalınlığı 20-400Å arasında olması sağlanırsa (ortalama serbest yoldan küçük, GaAs kristalinin makroskopik özelliklerini gösterecek kadar büyük) GaAs katmanı külçe özelliklerini gösterir. Ve elektron bir çarpışma yapmadan kuyunun bir ucundan diğer ucuna gidebilir. Kuantum kuyusunda bulunan elektronun enerjisi;

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

eşitliği ile verilir. Kuantum kuyularında elektronların GaAs tabakasında kuşatılmalarının nedeni alabilecekleri minimum enerjinin bu katmanda olmasıdır.  $m^*$ , GaAs'ın en düşük iletkenlik bandındaki elektronun külçe etkin kütesidir.  $E_c$  iletkenlik bandı sınırındaki enerji değeridir.  $\vec{k}$  dalga vektörü ise  $E_c$  iletkenlik bandı sınırında sıfır değerini alır.

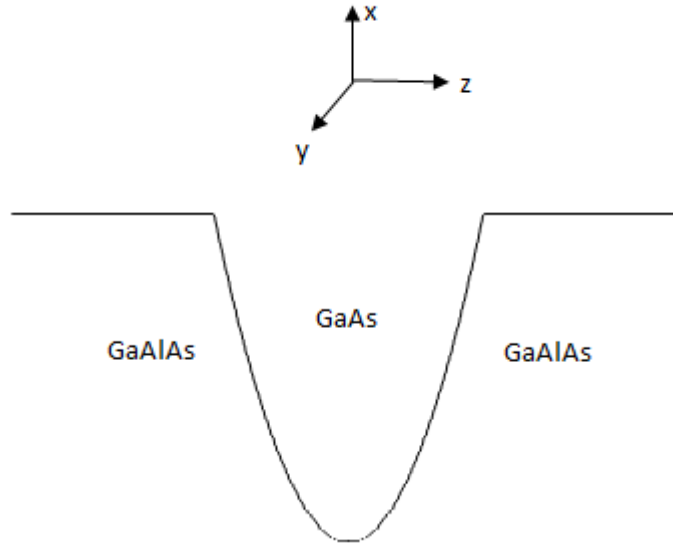
Kuşatmanın elektron üzerindeki etkisi sonucu ara yüzeye dik doğrultuda enerji spektrumu süreksizliği göstererek seviyeler ayrılır. Taban durum enerji seviyesinin etkin kütle değerinin azalması ile kuyunun üst kısmına çıkması beklenir. Burada; engel yüksekliği, etkin kütle ve kuyu genişliği küçüğe olsa yine de en az bir bağlı durum elde edilir.

Ara yüzeye paralel doğrultuda ise elektron hareketinin potansiyel kuyusunda etkilenmemesi ve dağınım bağıntısının makroskobik kristalle aynı olması beklenir.

Kuantum kuyularının oluşturulması taşıyıcıların yaşam sürelerinin büyük oranda artmasını sağlar. Üç boyutlu yapılarda enerji kaybının ve taşıyıcı yaşam sürelerinin kısa olmasının en önemli nedeni fonon saçılmalarıdır. Üç boyutlu yapılarda durum yoğunluğu fonksiyonu sürekli olduğundan  $\hbar\omega_0$ 'dan daha büyük enerjili elektronlar her zaman saçılmaya uğrayacakları bir seviye bulabilirler. Taşıyıcıların durulma zamanı 1-2 ps civarındadır. İki boyutlu sistemlerin değişimi basamak fonksiyonu şeklindedir. Bu davranış taşıyıcıların saçılma olasılıklarının külçe malzemeye göre daha azalacağını ve bunun sonucunda taşıyıcı yaşam sürelerinin artacağını gösterir. Nitekim 50-80 Å genişliğindeki bir kuantum kuyusunda taşıyıcıların durulma zamanı yaklaşık olarak 10 ps civarındadır. Bu süre ise kuantum kuyu lazerlerinin zamansal performanslarını etkileyen önemli bir etkidir [7].

#### 4. BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA DİK YÖNDE UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK BANT YAPISI

Çalışmamızda potansiyel profili Şekil 4.1 ile verilen GaAs/ Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>Asparabolik kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli ve alt bant yapısının x yönünde uygulanan manyetik alanın etkisi incelenecektir.



Şekil 4.1 Parabolik kuantum kuyusunun şematik gösterimi.

z doğrultusunda kuşatılmış parabolik kuantum kuyusu ve +x doğrultusunda uygulanan manyetik alan altındaki sistemin iletim bant durumunu inceleyeceğiz. İletim bandı için sistemin Hamiltonian'ı;

$$H = \frac{(\vec{p} + \frac{e\vec{A}}{c})^2}{2m^*} + V(z) \quad [4.1]$$

biçiminde verilir. Burada  $\vec{p}$  elektronun momentumunu, e ise elektronun yükünü göstermektedir.  $\vec{A} = (0, -Bz, 0)$  şeklinde tanımlı vektör potansiyelidir ve kuşatma potansiyelinin bölgelere göre gösterimi aşağıdaki gibidir [12].

$$V(z) = \begin{cases} \frac{4V_0 z^2}{L_z^2} ; & |z| \leq \frac{L}{2} \\ V_0 & ; \quad |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \quad [4.2]$$

Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri  $m^*=0.0665m_0$ , ortamın dielektrik katsayısı olan  $\epsilon=12.58 \epsilon_0$ , yapımızın iletkenlik bandı süreksizliği  $V_0=228$  meV olarak alınmıştır.

p operatörünün ve A vektörünün potansiyel değerleri denklem 4.1 de yazılırsa sistemin Hamiltonian'ı

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) \quad [4.3]$$

şeklinde elde edilir.

Hamiltonian'daki tüm uzunluklar Bohr yarıçapı ( $a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ ) ve tüm enerji terimleri Rydberg ( $R = \frac{m^* e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$ ) cinsinden yazılarak Hamiltonian boyutsuz hale getirilir.  $Ga_{1-x}Al_xAs$ /  $GaAs$  parabolik kuantum kuyusu için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}(z) = -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \frac{B e^2 \hbar^2}{4m^* c^2 R^2} \tilde{z}^2 + \tilde{V}(\tilde{z}) \quad [4.4]$$

$$\tilde{H}\Psi(\tilde{z}) = \tilde{E}\Psi(\tilde{z}) \quad [4.5]$$

biçiminde yazılabilir. Sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu, genişliği  $L_b = 2L$  olan sonsuz potansiyel kuyusunun öz fonksiyonlarından oluşan çözümleri baz alınarak oluşturulmuştur. Sözü edilen bazlar genel formda,

$$\varphi_n(\tilde{z}) = \sqrt{\frac{2}{L_b}} \cos\left[\frac{n\pi}{L_b} \tilde{z} - \delta_n\right] \quad [4.6]$$

şeklinindedir. Burada  $\delta_n$ ,  $L_b$  genişliğindeki sonsuz kuantum kuyusunun öz fonksiyonlarındaki tek ve çift özdeğerlere karşılık gelen faz farkı olmak üzere;

$$\delta_n = \begin{cases} 0 ; & n: \text{tek ise} \\ \frac{\pi}{2} ; & n: \text{çift ise} \end{cases} \quad [4.7]$$

değerlerini alır. Bu durumda sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu,

$$\Psi(\tilde{z}) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(\tilde{z}) \quad [4.8]$$

biçimindedir. Boyutsuz Hamiltonian'ın beklenen değeri,

$$\tilde{E} = \left\langle \Psi \left| -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + V(\tilde{z}, \alpha_0) \right| \Psi \right\rangle \quad [4.9]$$

biçiminde elde edilir. Yukarıda anlatılan yaklaşımlar sonucunda elde edilen ana denklemler bilgisayar programları yardımıyla çözülmüş ve  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  kuantum kuyusuna x doğrultusunda uygulanan manyetik alanın kuşatma potansiyelinin alt bant enerjisine etkisi incelenmiştir.

Çalışmamızda incelediğimiz parabolik kuantum kuyusuna manyetik alan uygulandığında potansiyel şeklinin değiştiği ve bunun sonucunda bağlı durum enerji seviyelerinin belirgin bir şekilde değiştiği görülmüştür.

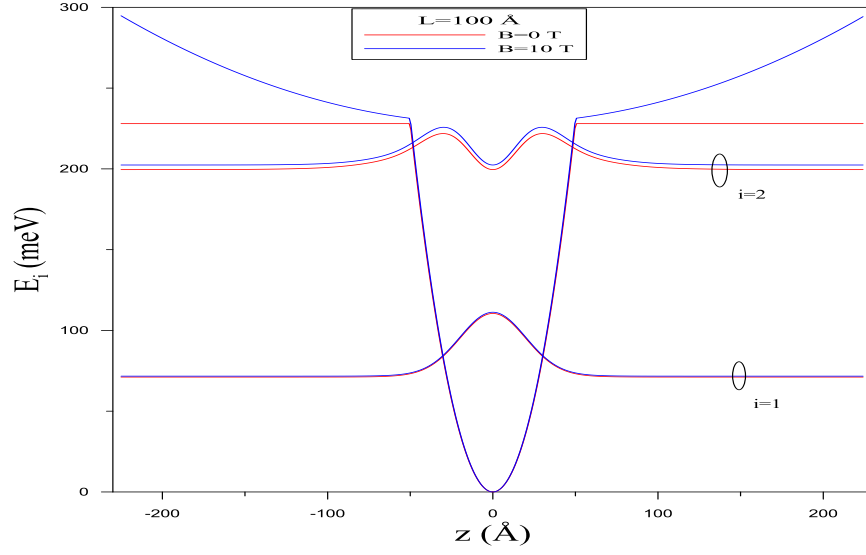
Şekil 4.2'de  $L=100\text{Å}$  ve  $B=0, 10T, 20T$  değerleri için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili ve alt bant enerji düzeylerinin değişimi verilmektedir.

Denklem 4.3'te görüldüğü gibi manyetik alan kuşatma potansiyeline ek bir terim getirmektedir. Bundan dolayı manyetik alan kuşatma potansiyelini arttıracaktır. Kuşatma potansiyelindeki bu artış enerji düzeylerinin maviye kaymasına neden olacaktır. Şekilde açıkça görüldüğü gibi manyetik alan etkisi birinci enerji düzeylerini fazla değiştirmemektedir.

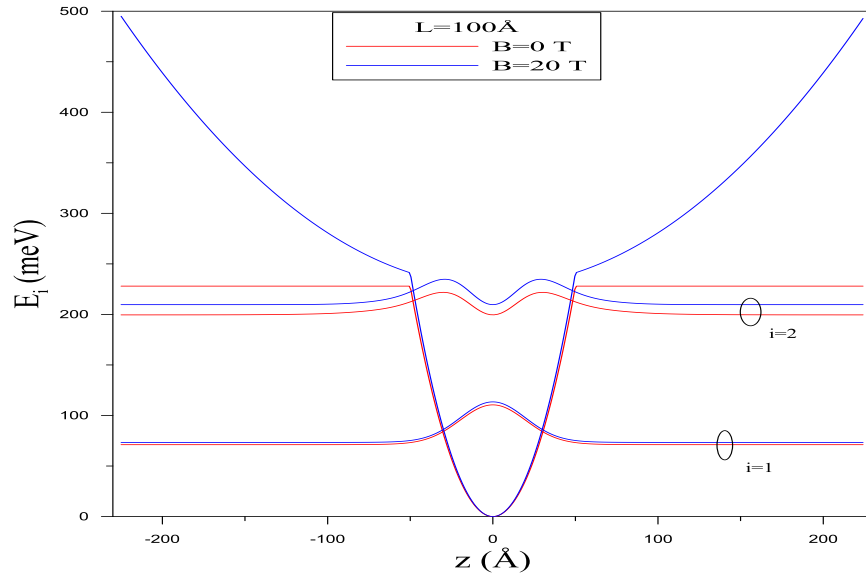
İkinci enerji düzeylerinde ise çok küçük değişimler meydana gelmektedir. Bunun nedeni ise kuşatma potansiyelinin parabolik bir şekilde olması ve küçük L değerlerinde kuşatma potansiyelinin daha baskın olmasından kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.3'te  $L=200\text{Å}$  ve  $B=0, 10T, 20T$  değerleri için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili ve alt bant enerji düzeylerinin değişimi verilmektedir.

Bu şekilde açıkça görüldüğü gibi B'nin kuşatma potansiyeli ve enerji düzeylerine etkisi daha belirgindir. Çünkü büyük L değerlerine gidildikçe kuşatma potansiyelinin etkisi azalacak ve B'nin etkisi artmaya başlayacaktır.



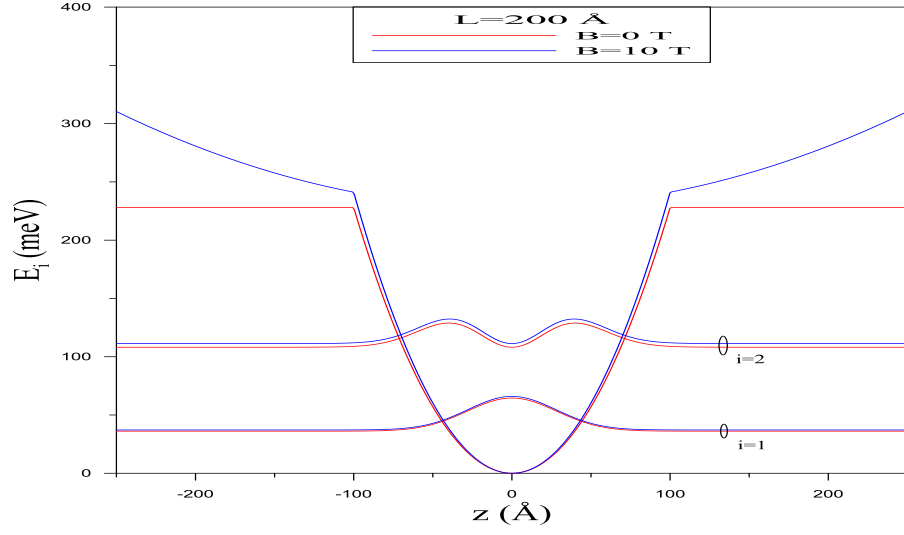
(a)



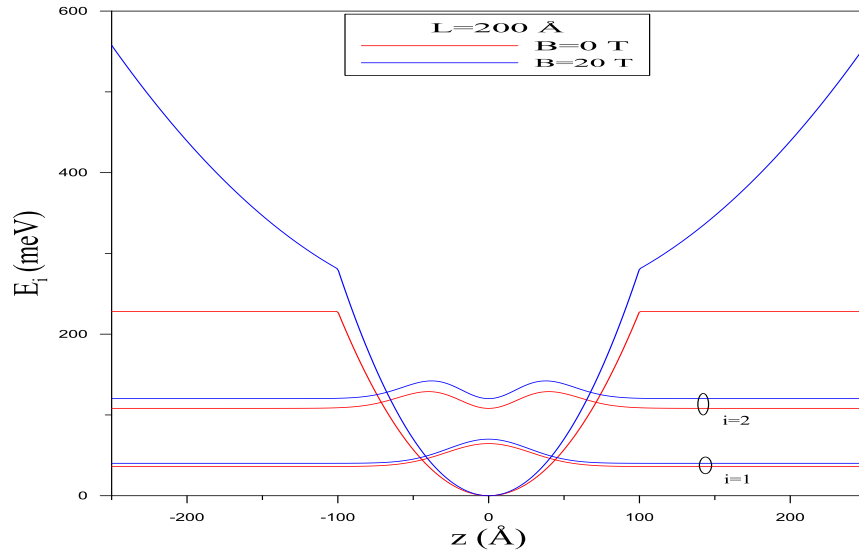
(b)

Şekil 4.2 (a)  $B = 0$  ile  $B = 10\text{T}$  ve  $L = 100\text{Å}$  için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili.

(b)  $B = 0$  ile  $B = 20\text{T}$  ve  $L = 100\text{Å}$  için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili.



(a)



(b)

Şekil 4.3 (a)  $B = 0$  ile  $B = 10\text{T}$  ve  $L = 200\text{Å}$  için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili.

(b)  $B = 0$  ile  $B = 20\text{T}$  ve  $L = 200\text{Å}$  için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili.

## 5. BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA DİK YÖNDE UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDAKİ SAFSIZLIK ATOMLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ

Çalışmamızda Şekil 4.1’de verilen  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusundaki, elektron ve safsızlık atomunun oluşturduğu yapının bağlanma enerjisinin +x yönünde uygulanan manyetik alana ve z doğrultusundaki parabolik kuantum kuyu genişliğine (L) bağlılığı, etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenmiştir.

z doğrultularında kuşatılmış ve +x yönünde uygulanan manyetik alan altındaki elektron-safsızlık sisteminin Hamiltonian’ı

$$H = \frac{\left(\vec{p} + \frac{e\vec{A}}{c}\right)^2}{2m^*} + V(z) + V_c \quad [5.1]$$

biçiminde verilir. Kuşatma potansiyelinin bölgelere göre büyüklükleri Denklem(4.2)’deki gibidir. Burada  $\vec{p}$  elektronun momentumu, e ise elektronun yükünü göstermektedir.  $\vec{A}=(0, Bz, 0)$  şeklinde tanımlı vektör potansiyeli ve

$$V_c = \frac{-e^2}{\epsilon\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}} \quad [5.2]$$

elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombik potansiyeldir. Burada  $(x_i, y_i, z_i)$  safsızlık atomunun konumu (x, y, z) ise elektronun konumunu göstermektedir. Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri  $m^* = 0,0665m_0$ , GaAs/Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As yapısının iletkenlik bandı süreksizliği  $V_0=228$  meV olarak alınmıştır. Burada  $m^*$ , GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As yapısındaki elektronun etkin kütlesi,  $\epsilon$  ise ortamın dielektrik sabitidir.

$\vec{p}$  operatörünün ve  $\vec{A}$  vektör potansiyelinin değerleri yerine yazılırsa sistemin Hamiltonian’ı;

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right\} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) - \frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} \quad [5.3]$$

şeklinde elde edilir.

$$x = \rho \cos \phi$$

$$y = \rho \sin \phi \quad [5.4]$$

$$z = z$$

koordinat dönüşümleri yapılırsa kutupsal koordinatlarda Hamiltonian ifadesi;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{d^2}{d\phi^2} + \frac{d^2}{z^2} \right\} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) - \frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} \quad [5.5]$$

olarak ifade edilir. Burada  $\rho$ ;

$$\rho = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \quad [5.6]$$

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

$$\tilde{H} = -\left( \frac{d^2}{d\tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{d}{d\tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{d^2}{d\tilde{\phi}^2} + \frac{d^2}{d\tilde{z}^2} \right) + \frac{e^2 B^2}{c^2} \tilde{z}^2 + \tilde{V}(\tilde{z}) - \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \quad [5.7]$$

biçiminde elde edilir. GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As parabolik kuantum kuyusundaki elektron-donor atomu için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) = \tilde{E}\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \quad [5.8]$$

biçiminde elde edilir. Burada;

$$\psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) = \varphi(\tilde{z})\phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \quad [5.9]$$

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

$$\Phi_{1s}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda_1) = N_1 e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_1}} \quad [5.10]$$

$$\Phi_{2s}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \beta, \lambda_2) = N_2 \left(1 - \beta \sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}\right) e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_2}} \quad [5.11]$$

$$\Phi_{2p_{\pm}}(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \phi, \lambda_3) = N_3 \tilde{\rho} e^{-\frac{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}}{\lambda_3}} e^{\pm i\phi} \quad [5.12]$$

şeklindedir. Burada  $N_1, N_2, N_3$  normalizasyon katsayıları,  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  varyasyon parametreleri ve  $\beta$ , 1s ve 2s deneme dalga fonksiyonlarının ortogonallik 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 Denklem (4.6)'da verildiği gibidir. Sonsuz kuantum kuyusunun özfonksiyonlarındaki tek ve çift çözümlere karşılık gelen faz farkı Denklem (4.7)'de verilmiştir. Bu durumda sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu Denklem (4.8)'deki gibi olur. Sistemin toplam enerjisi ise;

$$\tilde{E} = \min_{\lambda} \langle \psi | \tilde{H} | \psi \rangle \quad [5.13]$$

varyasyon teoreminde elde edilir. Bu eşitlik sayesinde  $\tilde{E}$  özdeğerini minimum yapan  $\lambda$  varyasyon parametreleri belirlenir. Taban durumda bulunan donör atomun bağlanma enerjisi boyutsuz olarak;

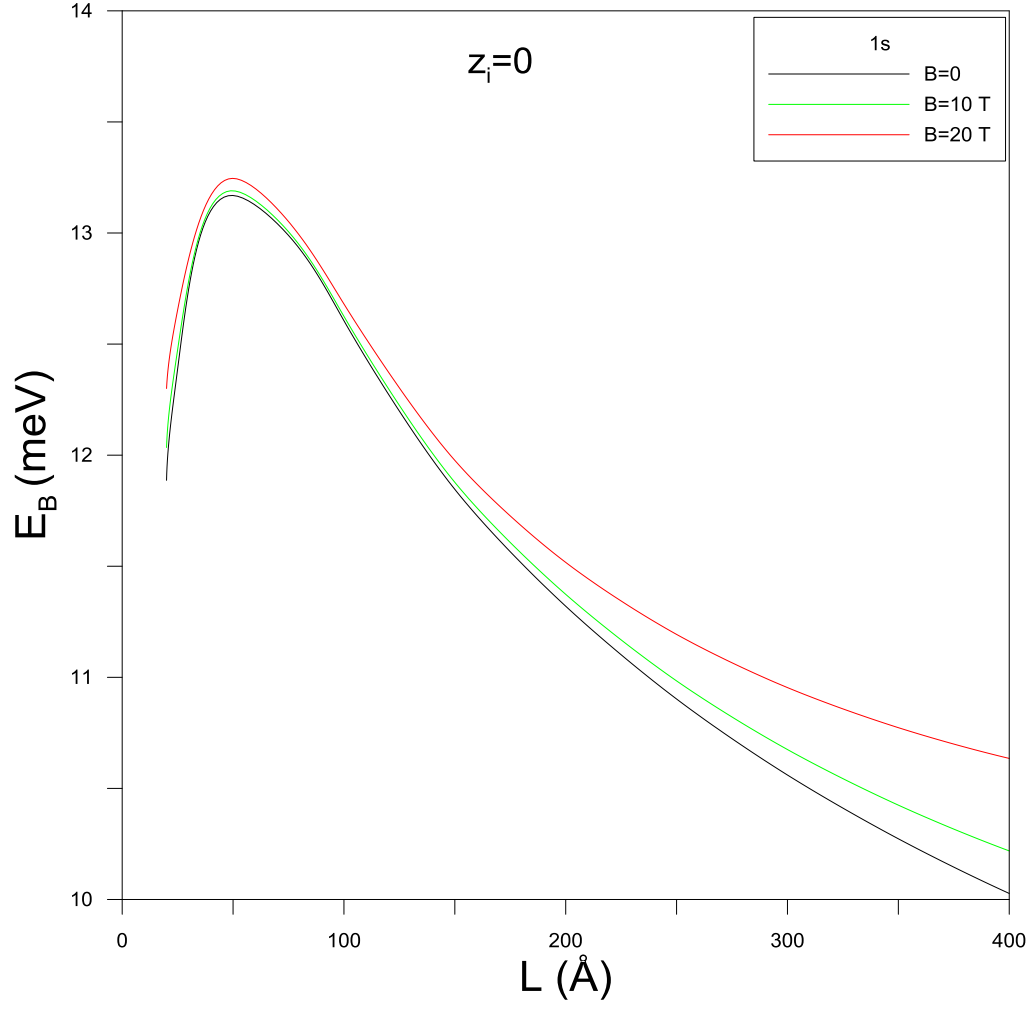
$$\tilde{E}_B = \tilde{E}_z - \langle \tilde{H} \rangle \quad [5.14]$$

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

Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'te sırasıyla 1s, 2s ve  $2p_{\pm}$  düzeyleri için bağlanma enerjilerinin kuyu genişliğine ve farklı manyetik alan değerlerine göre değişimleri verilmiştir. Yapılan hesaplamalarda donör atomunun konumu kuyu merkezinde ( $x_i=y_i = z_i = 0$ ) ve alüminyum konsantrasyonu  $x=0.3$  alınarak yapılmıştır. Şekilde açıkça görüldüğü gibi kuyu genişliği arttıkça bağlanma enerjisi bir maksimuma ulaşınca kadar artar ve sonra azalmaya başlar. Bunun nedeni şu şekilde açıklayabiliriz; bağlanma enerjisinin maksimum olduğu L değerleri için elektron safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılığı fazladır. Çok büyük L değerlerinde ise büyütme doğrultusundaki kuşatma azalır ve safsızlık atomunun bağlanma enerjisi üç boyutlu sistemdeki değerine yaklaşır. Bu nedenle geniş kuyularda bağlanma enerjisi azalır. Ayrıca bu şekillerde açıkça görüldüğü gibi manyetik alanın artması ile bağlanma enerjisi artmaktadır. Manyetik alan kuşatma potansiyeline ek bir kuşatma potansiyeli meydana getirerek elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombik etkileşimi arttıracak ve bu nedenle safsızlık atomunun bağlanma enerjisini arttıracaktır. Ayrıca bu şekillerde açıkça görüldüğü gibi büyük L değerlerindeki artış küçük L değerlerinden daha belirgindir. 4. Bölümde de açıklandığı gibi küçük L değerlerinde kuşatma potansiyeli büyük L değerlerine göre daha büyüktür. Manyetik alanda, kuşatma potansiyelinin zayıf olduğu büyük L değerlerinde daha baskın bir etki göstermektedir.

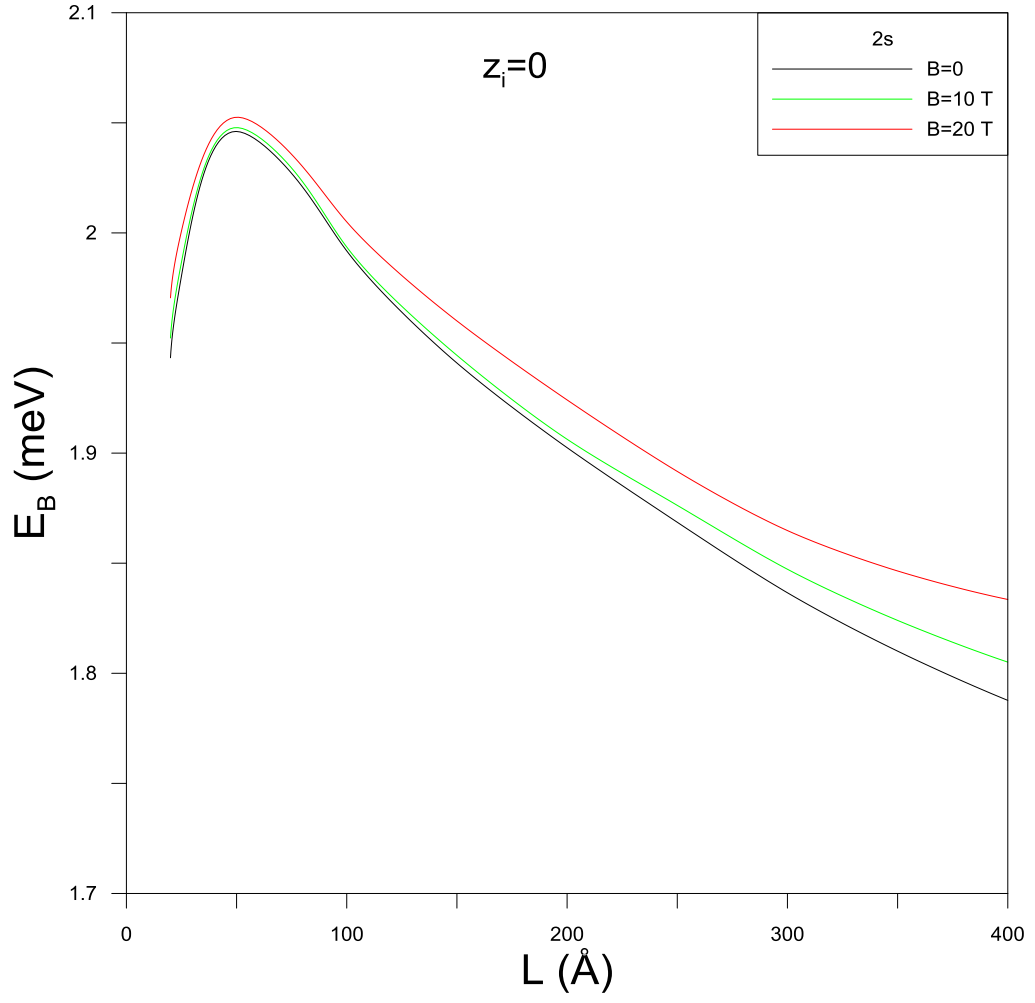
Beklenildiği gibi manyetik alandaki artış geometrik kuşatmanın zayıf olduğu durumlarda daha etkin olduğunu göstermek için Şekil 5.4'te  $L = 200 \text{ \AA}$ ,  $x = 0.3$  ve  $z_i=0$  durumunda farklı düzeylerdeki safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin manyetik alana göre değişimi verilmektedir. Bu şekillerde görüldüğü gibi safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin manyetik alan arttıkça belirgin bir şekilde artmaktadır.

Şekil 5.5'te  $B = 0$   $L = 200 \text{ \AA}$  ve  $x = 0.3$ 'teki safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin konuma göre değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi en büyük bağlanma enerjisi kuyu merkezinde olmaktadır. Kuyu merkezinde uzaklaştıkça bağlanma enerjisi azalmaktadır.  $z_i = 0$ 'da elektron ve safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılığı en büyük değerini alır. Bu durum bağlanma enerjisinin en büyük değerini almasına sebep olur.

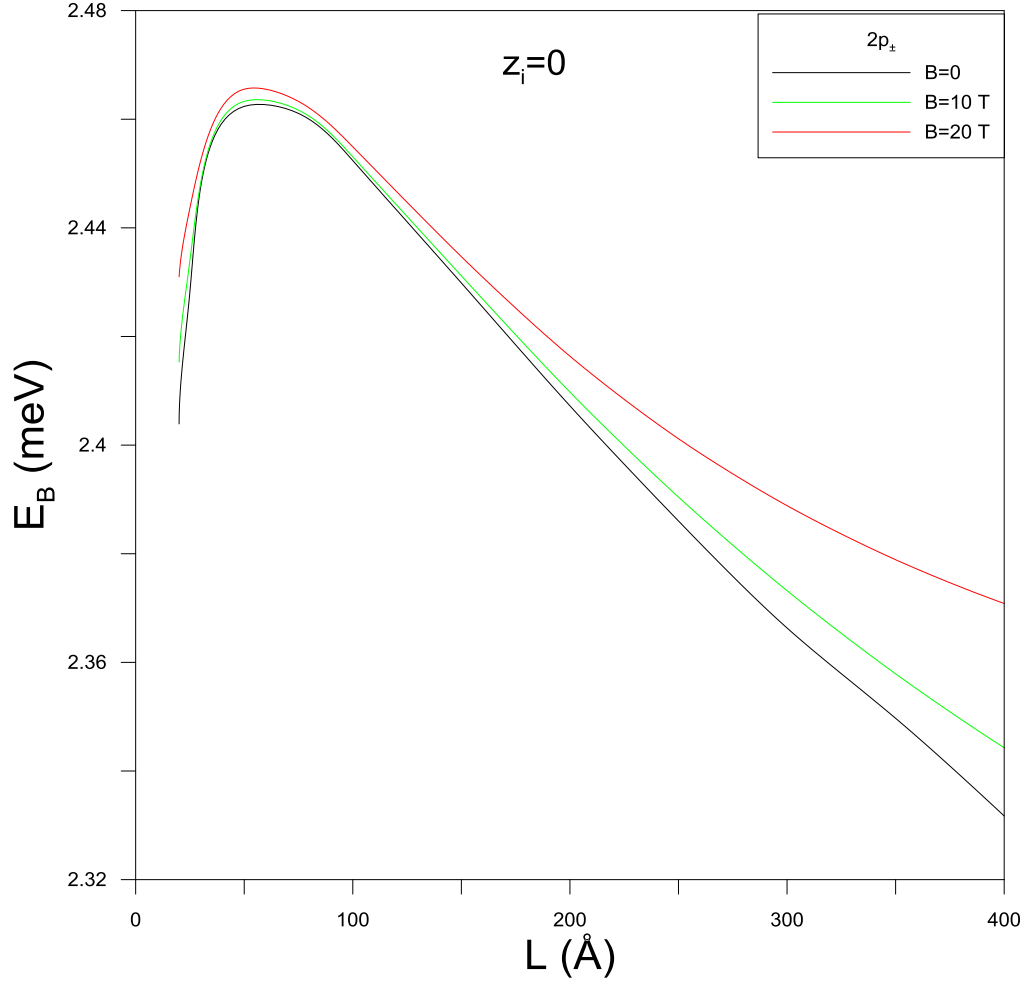


Şekil

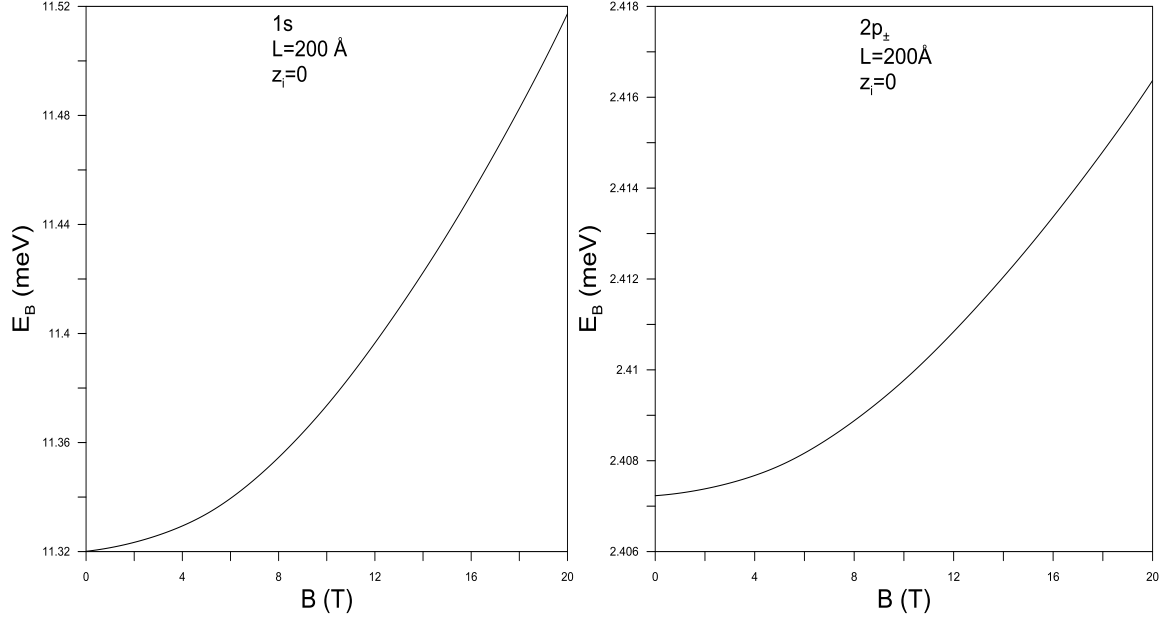
**5.1** 1s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi.



**Şekil 5.2** 2s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi.

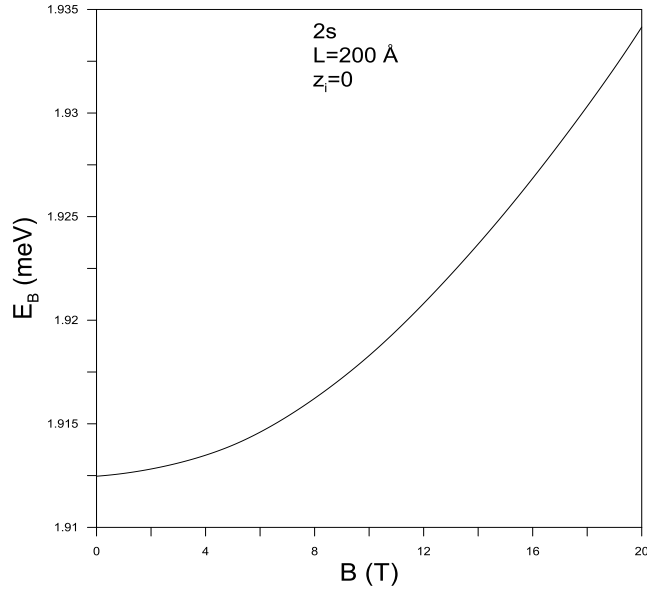


**Şekil 5.3**  $2p_{\pm}$  düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve manyetik alana göre değişimi.



(a)

(b)

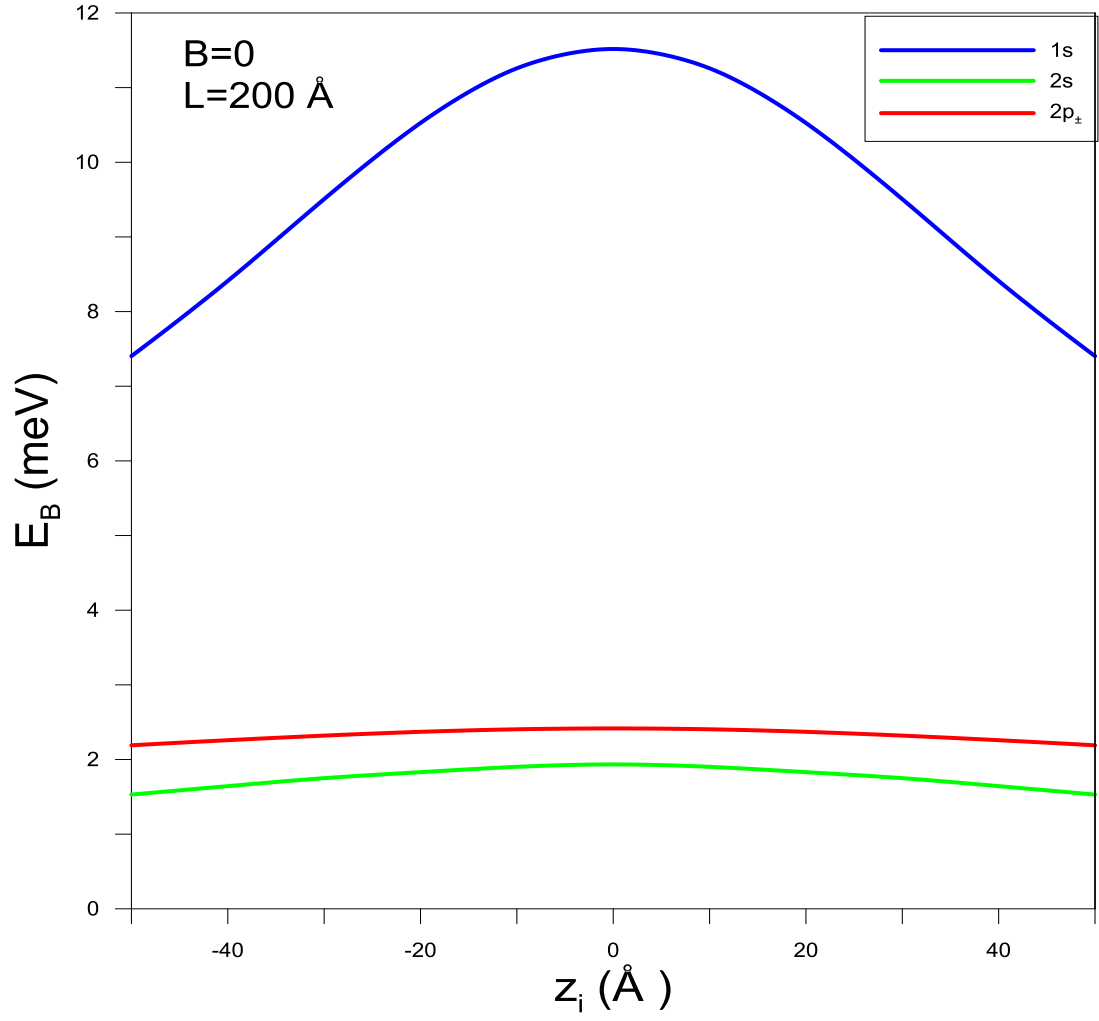


(c)

**Şekil 5.4 (a)** 1s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin manyetik alana göre değişimi.

**(b)**  $2p_{\pm}$  düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin manyetik alana göre değişimi.

**(c)** 2s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin manyetik alana göre değişimi.



Şekil 5.5 Safsızlık atomu 1s, 2s ve 2p<sub>±</sub> düzeyleri için bağlanma enerjisinin safsızlık konumuna göre değişimi.

## 6. BÜYÜTME DOĞRULTUSUNA PARALEL UYGULANAN MANYETİK ALAN ALTINDAKİ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As TEK PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDAKİ SAFSIZLIK ATOMLARININ BAĞLANMA ENERJİLERİ

Çalışmamızda Şekil 4.1’de verilen Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/GaAs parabolik kuantum kuyusundaki, elektron ve safsızlık atomunun oluşturduğu yapının bağlanma enerjisinin +z yönünde uygulanan manyetik alana ve z doğrultusundaki parabolik kuantum kuyu genişliğine (L) bağlılığı, etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenmiştir [13].

z doğrultularında kuşatılmış ve +z yönünde uygulanan manyetik alan altındaki elektron-safsızlık sisteminin Hamiltonian’ı Denklem (5.1)’deki gibidir. Hamiltonian’daki vektör potansiyelimiz  $\vec{A} = (-\frac{By}{2}, \frac{Bx}{2}, 0)$  şeklinde tanımlıdır [12].

Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri  $m^* = 0.0665m_0$ ,  $x = 0.3$ , Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As/GaAs yapısının iletkenlik bandı süreksizliği  $V_0 = 228\text{meV}$  olarak alınmıştır.

$\vec{p}$  operatörü ve  $\vec{A}$  vektör potansiyelinin değerleri Denklem (5.1)’de yerine yazılırsa sistemin Hamiltonian’ı;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right] - \frac{e\hbar BL_z}{2m^*c} + \frac{e^2 B^2 (x^2 + y^2)}{8m^*c^2} - \frac{e^2}{\epsilon \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} + V(z) \quad [6.1]$$

şeklinde elde edilir. Burada  $L_z$ , açısız momentum operatörünün  $\hbar = 1$  birimdeki z-bileşenidir.

$$x = \rho \cos\phi$$

$$y = \rho \sin\phi$$

dönüşümü yapılarak kutupsal koordinatlardaki Hamiltonian ifadesi;

$$H = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{d^2}{d\phi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{d^2}{dz^2} \right] - \frac{eBL_z}{2m^*c} + \frac{e^2 B^2 \rho^2}{8m^*c^2} - \frac{e^2}{\epsilon \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + V(z) \quad [6.2]$$

olarak elde edilir. Burada  $\rho = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$ , (x-y) düzlemindeki elektron-safsızlık arasındaki bağıl uzaklıktır. Hamiltonian'deki tüm uzunluklar Bohr yarıçapı ( $a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ ) ve tüm enerji terimleri Rydberg ( $R = \frac{m^* e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$ ) cinsinden yazılırsa Hamiltonian boyutsuz hale gelir. Boyutsuz Hamiltonian;

$$\tilde{H} = - \left[ \frac{d^2}{d\tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{d^2}{d\tilde{\phi}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{d}{d\tilde{\rho}} \right] - \tilde{Y} L_z + \frac{1}{4} \tilde{\gamma}^2 \tilde{\rho}^2 - \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \quad [6.3]$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\tilde{Y} = \frac{e\hbar^2 B}{2m^* c R}$  ile verilir ve birinci Landau düzeyi olarak adlandırılır. Elektron-safsızlık atomu sistemi için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}\Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = \tilde{E}\Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) \quad [6.4]$$

biçiminde yazılır.

$\Psi(\tilde{z})$ , elektronun z doğrultusundaki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonudur ve Schrödinger denkleminin çözümünde tam olarak bulunur. z eksenindeki hareket için her bölgede elektron dalga fonksiyonları ve dalga vektörleri sırasıyla Denklem (5.10), Denklem (5.11), Denklem (5.12) ve Denklem (5.13)'teki gibidir.

Sistemin toplam enerjisi (5.14) denklemi ile hesaplandı. Bu eşitlik sayesinde  $\tilde{E}$  özdeğerini minimum yapan  $\lambda$  varyasyon parametreleri belirlenir. 1s (m=0), 2s (m=0) ve  $2p_{\pm}$  (m =  $\pm 1$ ) durumunda bulunan safsızlık atomunun bağlanma enerjisi aşağıdaki denklem şeklinde verilir.

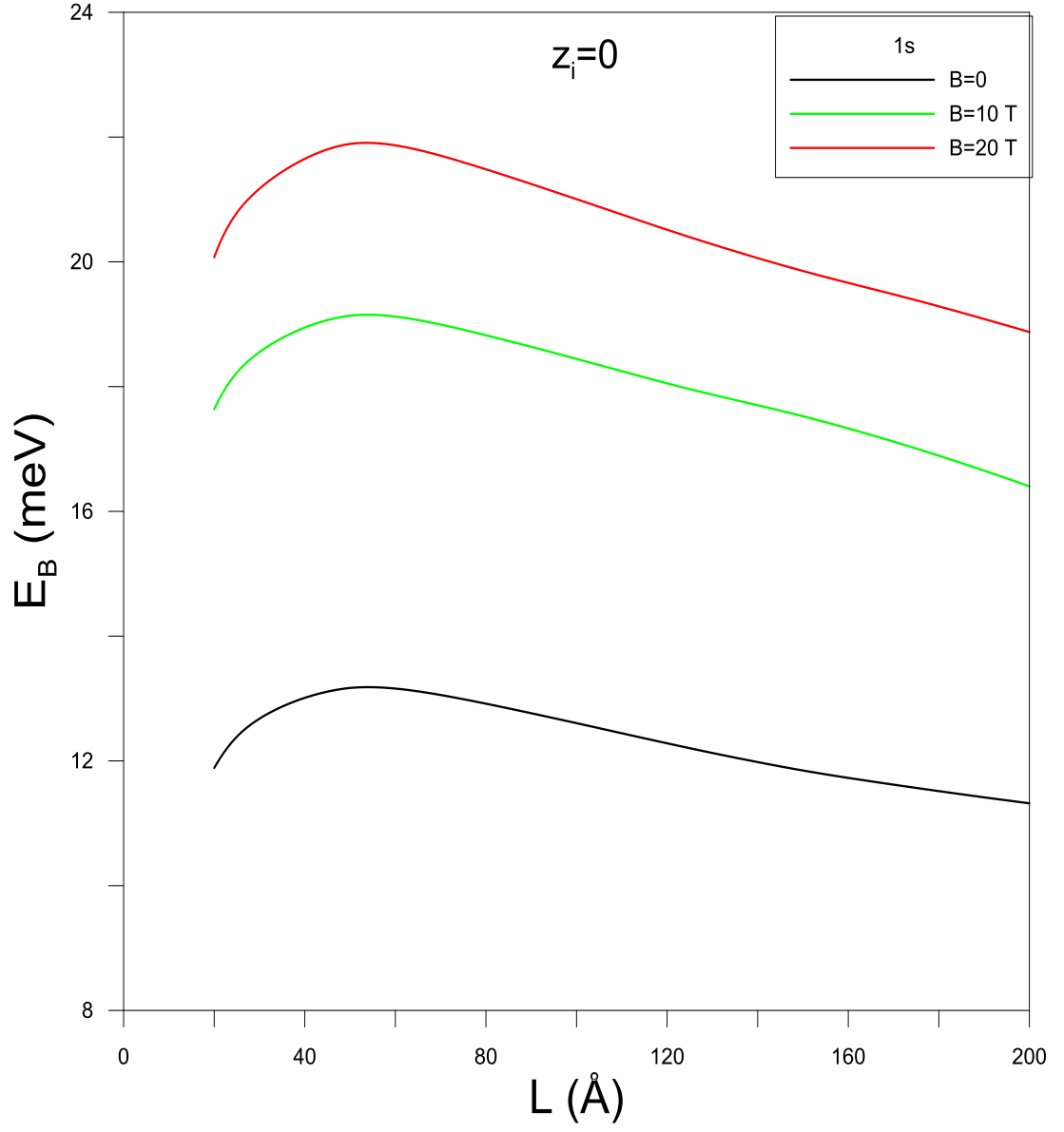
$$\tilde{E}_B = \tilde{E}_z + (m + |m| + 1)\tilde{Y} - \langle \tilde{H} \rangle \quad [6.5]$$

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

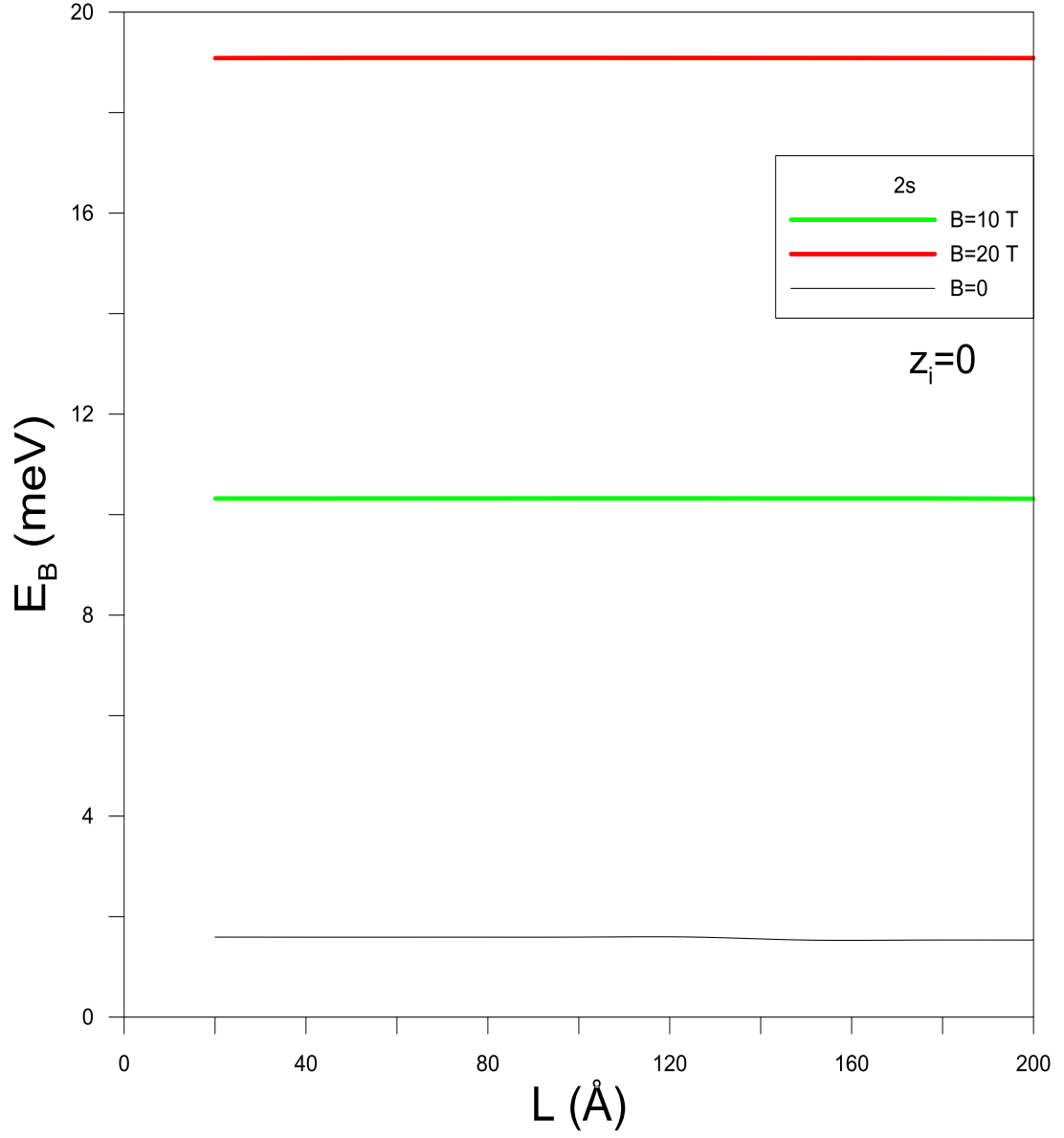
Çalışmamız da ilk olarak incelediğimiz sistemin ayarlanabilir parametrelerinden kuyu genişliği L ve manyetik alan şiddeti değiştirilerek Denklem-6.5'in yardımıyla hesaplanan merkezdeki safsızlık atomu ( $x_i = y_i = z_i = 0$ ) için bağlanma enerjisinin değişimi incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.1, Şekil 6.2 ve Şekil 6.3'te sırasıyla 1s, 2s ve  $2p_{\pm}$  düzeyleri için verilmiştir. Bu şekillerde görüldüğü gibi

bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi Bölüm-5 de anlatılan kuantum kuyusundaki safsızlık atomu için elde edilen değişime benzerdir. Bölüm-5 de yapılan açıklamalar burada da geçerlidir. Ayrıca bu şekillerden açıkça görüldüğü gibi manyetik alanın artması bağlanma enerjisini arttırmaktadır. Bu davranışı şu şekilde açıklayabiliriz; manyetik alan (x-y) düzleminde bir kuşatma meydana getirir. Elektronun (x-y) düzleminde kuşatılması, elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombik etkileşimi arttıracak ve bu nedenle safsızlık atomunun bağlanma enerjisini arttıracaktır.

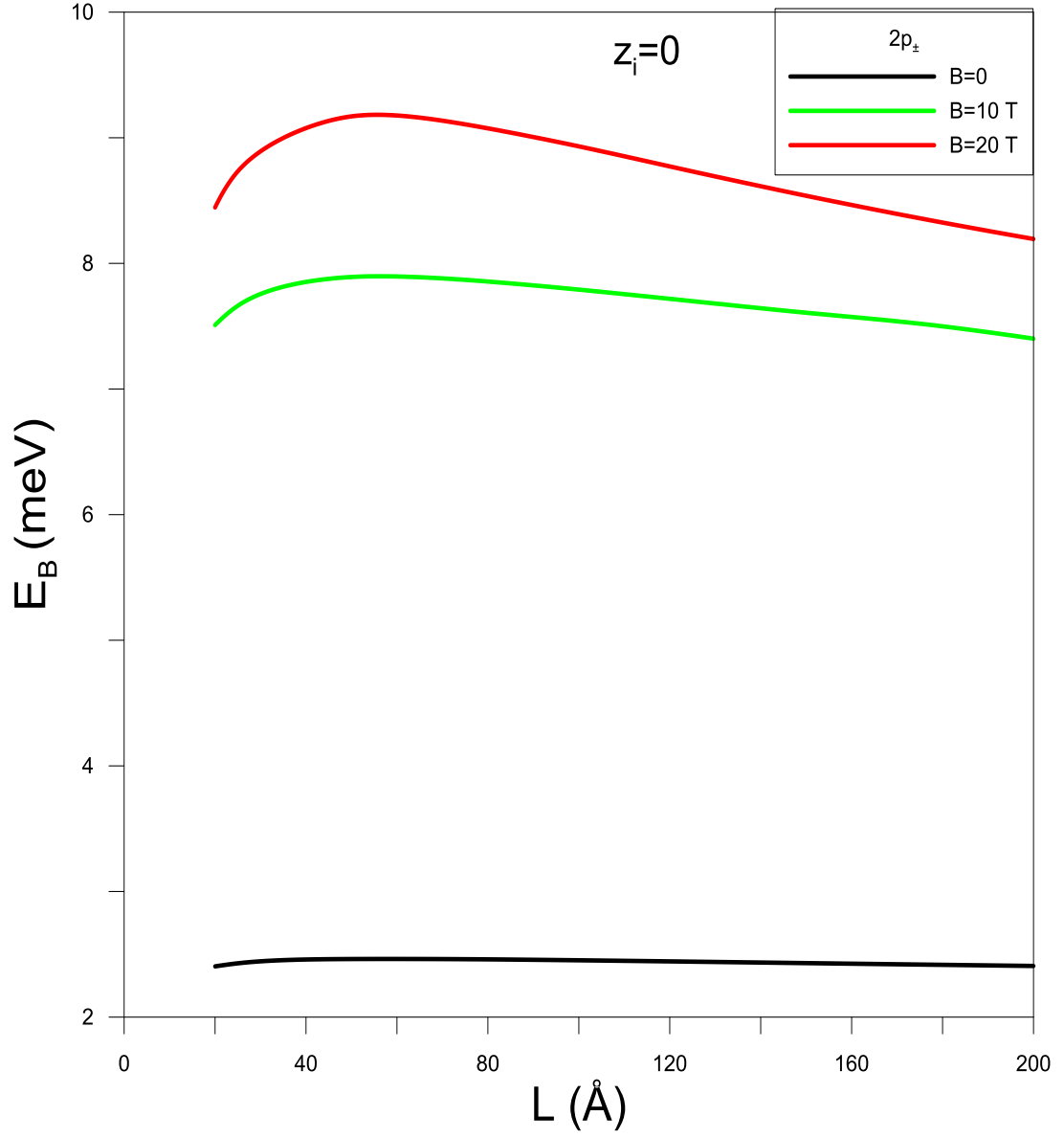
Olası kızıl ötesi geçişler  $\Delta n \neq 0$  olmak üzere,  $\Delta l = \pm 1$  ve  $\Delta m_l = 0, \pm 1$  koşulları sonucunda meydana gelir. İlgili iki bağlanma enerjisinin farkının mutlak değerinden elde edilir. Bu koşullara uyan  $1s-2p_+$  ve  $1s-2p_-$  geçiş enerjileri Şekil 6.4'te, sistemin merkezinde bulunan bir safsızlık atomu ( $x_i = y_i = z_i = 0$ ) için farklı manyetik alanlarda ve  $L = 100 \text{ \AA}$  ile  $L = 200 \text{ \AA}$  kuyu genişliklerinde gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi manyetik alan geçiş enerjileri üzerinde belirgin bir etki göstermektedir. Manyetik alan yok iken  $\gamma = 0$  olduğu için incelediğimiz iki geçiş enerjileri birbirine eşit çıkmaktadır. Ancak kuantum kuyusuna manyetik alan uygulandığında,  $\gamma \neq 0$  olduğu için incelediğimiz  $1s-2p_+$  ve  $1s-2p_-$  geçiş enerjileri farklılık göstermektedir. Bu şekilde açıkça görüldüğü gibi manyetik alan etkisi arttıkça,  $1s-2p_+$  geçiş enerjilerini artarken,  $1s-2p_-$  geçiş enerjileri ise azalmaktadır. Ayrıca büyük kuyu genişliklerine gidildikçe kuşatma potansiyeli azalacaktır. Bundan dolayı da kuyu genişliği arttıkça toplam enerjimiz azalmaktadır ve daha düşük seviyelerde geçiş enerjileri görülmektedir [19].



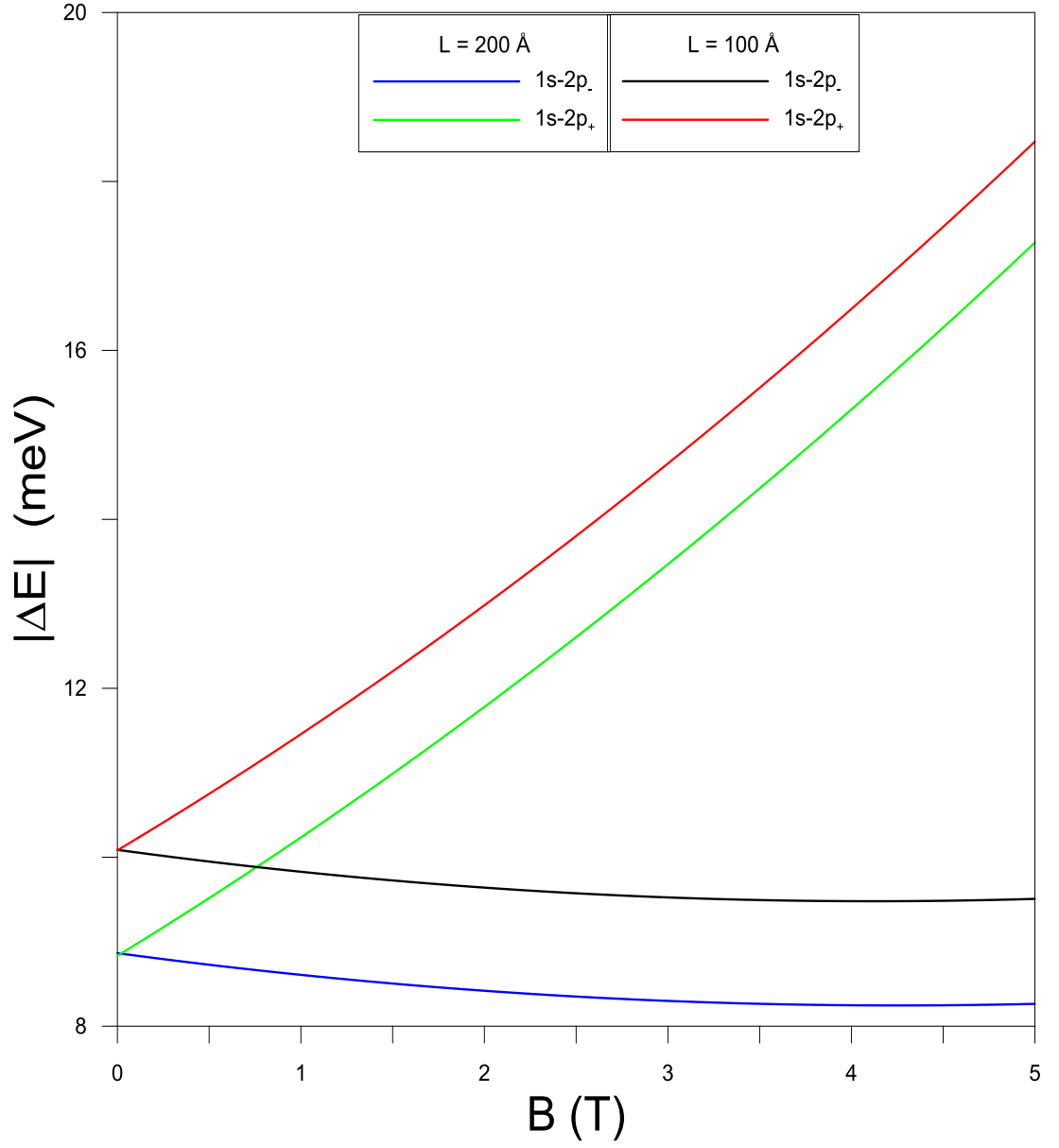
**Şekil 6.1** 1s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi.



**Şekil 6.2** 2s düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi.



**Şekil 6.3**  $2p_{\pm}$  düzeyindeki bir donörün bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine ve paralel uygulanan manyetik alana göre değişimi.



**Şekil 6.4** Sistemin merkezinde yer alan safsızlık atomu için  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  parabolik kuantum kuyusunun farklı kuyu genişliğinin bir fonksiyonu olarak geçiş enerjisinin ( $\Delta E$ ) manyetik alana göre değişimi.

## 7. SONUÇ

Bu çalışmada GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As parabolik kuantum kuyusunda elektronik yapı, hidrojenik donör düzeyleri ve donör düzeyleri arası geçiş enerjileri kuyu genişliği, dışarıdan uygulanan manyetik alanının büyüklüğü ve safsızlık atomunun konumuna göre etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel hesap tekniği ile incelenmiştir.

Çalışmamızın ilk aşamasında, büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As parabolik kuantum kuyusunun potansiyel profili ve alt-bant enerjileri incelenmiştir. Uygulanan manyetik alanı yapının kuşatma potansiyelini değiştirdiği ve bunun sonucu olarak bağlı durum enerji düzeylerinin belirgin bir şekilde değiştiği görülmüştür.

Çalışmamızın ikinci aşamasında, büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan manyetik alan altındaki GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As parabolik kuantum kuyusundaki safsızlık atomunun bağlanma enerjisi hesaplandı. Kuantum kuyusundaki safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine sıkı bir şekilde bağlı olduğu ve kuyu değerlerine göre yapının davranışının değiştiği görülmüştür. Uygulanan manyetik alanın artması ile bağlanma enerjisinin artmakta olduğu görülmektedir. Manyetik alanın etkisinin kuşatmanın az olduğu büyük kuyu genişliklerinde daha belirgin olduğu gözlenmiştir. Ayrıca safsızlık atomunun konumuna göre bağlanma enerjisinin değişimi de incelenmiştir. Elde edilen sonuçlara baktığımızda safsızlık atomu merkezden uzaklaştıkça bağlanma enerjisinin belirgin bir şekilde azalmakta olduğu görülmektedir.

Çalışmamızın üçüncü aşamasında, GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As parabolik kuantum kuyusundaki safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin büyütme doğrultusuna paralel yönde uygulanan manyetik alana ve kuyu genişliğine bağlılığı incelenmiştir. Büyütme doğrultusuna paralel yönde uygulanan manyetik alanın parçacıkların (x-y) düzlemindeki kuşatmasını artırdığı için, bağlanma enerjisinin belirgin bir şekilde manyetik alan ile arttığı gözlenmiştir. Ayrıca çalışmamızın bu kısmında 1s-2p<sub>+</sub> ve 1s-2p<sub>-</sub> düzeyleri arasındaki kızılötesi geçişleri incelenmiştir. Manyetik alanın artması ile 1s-2p<sub>+</sub> düzeylerindeki geçiş enerjileri artar iken 1s-2p<sub>-</sub> düzeylerindeki geçiş enerjileri azalma göstermiştir.

Çalışmamızda elde edilen sonuçlara göre ayarlanabilir parametreler değiştirilerek elektronik ve optoelektronik cihazların geliştirilmesi sağlanabilir. Özellikle ülkemizde de son yıllarda üzerinde yoğun çalışılan güneş pilleri, geniş dalga boyu aralığına sahip veri depolama üniteleri, dedektör, sensör ve diğer terahertz cihazların geliştirilmesinde katkı sağlayacağı düşünülebilir.

## KAYNAKÇA

1. **L. Esaki and R. Tsu**, (1969). ‘Superlattices and Negative Conductivity in Semiconductors IBM Res Note, RC-2414.
2. **R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry**, (1974). Phys.Lett. 33, 827.
3. **T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern**, (1982). Rev. Mod. Phys. 54,437.
4. **S. Mori, T. Ando**, (1980). Surface Science 98, 101.
5. **R. Dingle** in Fesköperprobleme XV (Advances in Solid State Physics), edited by H. J Quesser (Permagon,1975) P 21.
6. **L. Esaki and L. L. Chang**, (1976). Thin Solid Films 36, 285.
7. **Chang, L. L. , Esaki, L. and Tsu**, (1974). Apple. Phys. Lett. 24, 593.
8. **Jhon, W. and Ogl.**, (1976). Introduction to solid state physics, 5th ed., New York.
9. **H. Sarı**, (1993). GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As kuantum çukurlarında yük taşıyıcıları ve eksitonların alan altındaki davranışları. *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü* (Doktora Tezi) 117s, Sivas.
10. **Ü. Yeşilgül**, (2004). Magneto-donor sisteminin nanoyapılardaki elektronik ve optik özelliklerinin alan altındaki davranışı. *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü* (Yüksek Lisans Tezi) 59s, Sivas.
11. **E. B. Al**, (2014). GaInNAs/GaAs kuantum kuyularında hidrojenik düzeyler arasında kızılötesi geçişler. *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü* (Yüksek Lisans Tezi) 54s, Sivas.
12. **J. Cen and K. K. Bajaj**, (1993). Effects of electric and magnetic fields on Confined donor states in a dielectric quantum well. *Department of Physical Emory University, Atlanta, Georgia 30322*.
13. **S. Chaudhuri, K. K. Bajaj**, (1984). Effect of nonparabolicity on the energy levels of hydrogenic donors in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well structures. Physical review B volüme 29, number4.
14. **Ronald L. Greene and K. K. Bajaj**, (1983). Solid state commun 45, 825.
15. **A. Vanitha and A. J. Peter**, (2010) Effects of applied magnetic field on the infrared transitions between hydrogenic states in a corrugated quantum well. Eur. Phys. J. B. 73, 547-553.
16. **A. John Peter**, (2007). Effect of magnetic fields on binding enegy of impurity States in a semimagnetic parabolic quantum dot. International journal of Modern physics 3035-3044.

17. Akbař H. , Aktař ř. , Okan SE, Ulař M, Tomak M., (1998). Acceptor 1s-2p Transitions in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum wells; Effects of spatially Dependentscreening imder electric and magnetic fields, Phys. Stat sol (b) 205,537-542.
18. A. Latge and Others, (1995). Donor 1s-2p<sub>±</sub> transitions in doped GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-wells effects of electric and magnetic fields. Physical review. B. Condensed matter. 51(4) pp 2259-2263.
19. B. Aslan, (2013). Kuantum nokta ve kuantum sınırlı safsızlık atomlarının terahertz uygulamaları. *Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Eskişehir*. 26470.
20. Olshevskaya, J. S. , Ratushnyak, A. S. , Petrov, A. K. , Kozlov, A. S. , Zapara, T. A., (2008). Effect of terahertz electromagnetic waveson neuron systems, IEEE Recion sbircon 8, 210.
21. Clothier, R. H. , Bourne, N., (2003). Effect of Thz exposure on human primary keratinocyte differentiation and viability, J. Biol. Phys. 29, 179.



## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Cihat ÇOBAN
Doğum Yeri ve Tarihi	Bulanık, 19.08.1986
Medeni Hali	Bekar
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi Fizik Bölümü 58140 Sivas
E-posta	<a href="mailto:cihattcbn@gmail.com">cihattcbn@gmail.com</a>

### Eğitim ve Akademik Durumu,

Lise	İnegöl Lisesi (2005)
Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi (2012)
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi (2015)

### Projeler

Optik Pompalamalı Seyreltik Azotlu Yarıiletken Lazer