T.C.
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

HİDROSTATİK BASINÇ, ELEKTRİK ALAN VE MANYETİK ALANIN DÜŞÜK BOYUTLU YAPILARA ETKİSİ

Sema MİNEZ
DOKTORA TEZİ

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FİZİK ANABİLİM DALI
Danışman
1) Prof. Dr. Hasan AKBAŞ
2) Yrd. Doç. Dr. Cengiz DANE
EDİRNE-2012

T.C.

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

HİDROSTATİK BASINÇ, ELEKTRİK ALAN VE MANYETİK ALANIN DÜŞÜK BOYUTLU YAPILARA ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANA BİLİM DALI

Sema MİNEZ

Bu tez 25/06/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Hasan AKBAŞ
I. Danışman

Yrd. Doç. Dr. Cengiz DANE
II. Danışman

Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN
Üye

Yrd. Doç. Dr. Mehmet YILMAZ
Üye

Yrd. Doç. Dr. Okan AKANKAN
Üye

Doktora tezi
Hidrostatik Basınç, Elektrik Alan ve Manyetik Alanın Düşük Boyutlu Yapılara Etkisi
Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu tezde taban durum bağlanma enerjisi ve normalize edilmiş taban durum bağlanma enerjisi küresel kuantum noktasında çalışılmıştır. Hesaplamalarda etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntem kullanılmıştır. Taban durum bağlanma enerjisi ve normalize edilmiş taban durum bağlanma enerjisi z-doğrultusunda uygulanan düzgün, sabit elektrik alan, $\vec{B}(0,0,B)$ z-ekseni doğrultusunda düzgün manyetik alan ve hem elektrik hem manyetik alan etkisi altında $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktasında hesaplanmıştır. Burada küresel kuantum noktasının yarıçapındaki küçük değişimler seçilen yarıçap değerlerinde, elektrik alan ve manyetik alanla küresel kuantum noktasının merkezindeki bir yabancı atomun normalize edilmiş bağlanma enerjisinde büyük değişimler yapmaktadır. Hidrostatik basınçla birlikte elektrik alan etkileri sabit yarıçap değeri için $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktasında verilmiştir. Ayrıca bu küresel kuantum noktasına sıcaklığın etkisi de katılarak hesaplamalar yapılmıştır. Taban durum bağlanma enerjisi ve normalize edilmiş taban durum bağlanma enerjisi yabancı atom $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktasının merkezinin dışındayken hesaplandı. $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Küresel kuantum noktasında yabancı atom küre merkezinin dışındayken taban durum bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

PhD Thesis
Hydrostatic Pressure, Electric Field and Magnetic Field Effects On The Low-Dimensional Structures
Trakya University, Institute of Naturel Sciences, Department of Physics

SUMMARY

In this thesis, the ground state binding and the normalized ground state binding energies have been studied in a spherical quantum dot. A variational approach within the framework of effective mass approximation is used in the calculations. The ground state binding and the normalized ground state binding energies of a hydrogenic donor impurity in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot have been calculated under the effects of constant uniform electric field applied in the z-direction, homogeneous magnetic field $\vec{B}(0,0,B)$ directed along the z-axis, the both electric and magnetic fields. In these sections a proper choice of the dot radius, electric field and magnetic field can largely change the normalized binding energy of a centre shallow impurity in the spherical quantum dot, which may be used to feel the small change in the dot radius. A theoretical study of combined effects of the hydrostatic pressure and the electric field and combined effects of the temperature, the hydrostatic pressure and the electric field is presented in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot with fixed dot radius. The ground state binding and normalized ground state binding energy of a hydrogenic donor impurity of off-centre in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot have been calculated. The ground state binding energy has calculated of an off-centre hydrogenic donor impurity in a $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ spherical quantum dot.

TEŞEKKÜR

Danışmanlığımı üstlenen ve tüm doktora çalışma sürecim boyunca bilgi ve tecrübeleriyle bana her konuda yardımcı olan ve bana yön gösteren danışman hocalarım sayın Prof. Dr. Hasan AKBAŞ' a ve Yrd. Doç. Dr. Cengiz DANE' ye, en içten teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarım sırasında yardımcı olan çalışma arkadaşım Arş. Gör. Arzu GÜLEROĞLU' na teşekkür ederim.

Bu çalışma sürecim boyunca beni her zaman sabırla destekleyen ve teşvik eden sevgili eşim Berk MİNEZ' e, anneme, babama ve kardeşlerime, sıcacık bir gülümsemesiyle bana en büyük manevi desteği veren canım oğlum Mert MİNEZ' e çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET……...……...……...i

SUMMARY……...……...ii

TEŞEKKÜR……...……...……...……iii

İÇİNDEKİLER……...iv

SİMGELER DİZİNİ……vii

ŞEKİLLER DİZİNİ...……...……...viii

GİRİŞ……...……1

1. ZAMANDAN BAĞIMSIZ SCHRÖDİNGER DENKLEMİ, YAKLAŞIK ÇÖZÜM YÖNTEMLERİ, ETKİN KÜTLE YAKLAŞIMI, $GaAs$ **VE** $Al_xGa_{1-x}As$ **YARIİLETKENLERİ, PARABOLİK VE NON-PARABOLİK YAKLAŞIMLAR**

1.1 Zamandan Bağımsız Schrödinger Denklemi……...……3

1.2 Yaklaşık Çözüm Yöntemleri……..……5

1.2.1 Varyasyon Yöntemi……...……...…...5

1.3 Etkin Kütle Yaklaşımı……..……...6

2. YARI İLETKEN HETEROYAPILAR, DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

2.1 Yarı İletken Heteroyapılar…….....7

2.2 Düşük Boyutlu Yapılar……..…….……...10

2.2.a Kuantum Kuyuları…….……...……..……...……..……..10

2.2.b Kuantum Telleri…….……...……...……14

2.2.c Kuantum Noktaları…….……...……...……...18

3. KÜRESEL KUANTUM NOKTASI

3.1 Sonsuz Potansiyelli Küresel Kuantum Noktası……...……..25

3.2. Sonlu Potansiyelli Küresel Kuantum Noktası……..…29
3.3 Kuantum Noktasında Yabancı Atom Problemi……...……..32
3.4. $GaAs$ Yarı İletkeninde Parabolik Ve Non Parabolik Yaklaşımlar……..35

4. KÜRESEL KUANTUM NOKTASINA ELEKTRİK ALAN, MANYETİK ALAN, x Al MOL KESRİ, HİDROSTATİK BASINÇ VE SICAKLIK ETKİSİ

4.1 Küresel Kuantum Noktasına Elektrik Alan Etkisi…….37
4.2 Küresel Kuantum Noktasına Manyetik Alan Etkisi……..38
4.3 $GaAs$ ve $Al_xGa_{1-x}As$ Küresel Kuantum Noktasına x Al Mol Kesri, P Hidrostatik Basınç ve T Sıcaklığının Dielektrik Sabite ve Etkin Kütleye Etkisi……...40

5.SONSUZ POTANSİYELLİ GaAs/AlAs **KÜRESEL KUANTUM NOKTASI**

5.1. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktası……...……..43
5.1.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Taban Durum Subband Enerjisi……43
5.1.b GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasının Merkezinde Yer Alan Donor Yabancı Atomunun Bağlanma Enerjisi……..…...44
5.2. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Elektrik Alan Etkisi……47
5.2.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi……..……...47
5.2.b GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi……49
5.3. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Manyetik Alan Etkisi…….53
5.3.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Manyetik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi……..……...53
5.3.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Manyetik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi……..……..54
5.4. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Elektrik Alan ve Manyetik Alan Etkisi..58
5.4.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan ve Manyetik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi……..……58
5.4.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan ve Manyetik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi……61

5.5. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi……66

5.5.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi……...66

5.5.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi……..69

5.6. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Sıcaklık, Hidrostatik Basınç ve Elektrik Alan Etkisi……..…….74

5.6.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Sıcaklık, Hidrostatik Basınç ve Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi……..74

5.6.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Sıcaklık, Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi……...78

6. SONSUZ POTANSİYELLİ GaAs/AlAs **KÜRESEL KUANTUM NOKTASINDA YABANCI ATOM KONUMU**

6.1 GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden $\vec{r}_0$ Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Donor Yabancı Atomun Bağlanma Enerjisi **(**$\vec{r}_0 < a$**)**……...85

6.2. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden $\vec{r}_0$ Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Donor Yabancı Atoma Elektrik Alan Etkisi……...……..90

7. SONLU KÜRESEL KUANTUM NOKTASINDA YABANCI ATOM KONUMU

7.1.Sonlu Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden $\vec{r}_0$ Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Donor Yabancı Atomun Bağlama Enerjisi **(**$\vec{r}_0 < a$**)**…….95

SONUÇLAR VE TARTIŞMA……...……...……99

KAYNAKLAR……...……..101

ÖZGEÇMİŞ……...…….…….108

SİMGELER DİZİNİ

m_0	Serbest elektron kütlesi
$m*$	Elektronun etkin kütlesi
$a*$	Etkin Bohr yarıçapı
$R*$	Etkin Rydberg enerjisi
ψ	Dalga fonksiyonu
N	Normalizasyon sabiti
H	Hamiltonyen
E	Enerji
E_b	Bağlanma enerjisi
NE_b	Normalize edilmiş bağlanma enerjisi
α, λ, β	Varyasyonel parametre
ε	Dielektrik sabit
F	Elektrik alan büyüklüğü
γ	Manyetik alan büyüklüğü
$V(r)$	Hapsedici potansiyel enerji
J_0	Birinci tür Bessel fonksiyonu
Q_C	İletkenlik bant oranı
E_g	Yasak enerji aralığı
e	Elektron yükü
$\vec{A}$	Manyetik alanın vektör potansiyeli
∇^2	Laplasyen

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.1. (a) Farklı ve ayrı iki yarı iletkenin **(b)** Bu iki yarı iletkenin oluşturduğu heteroyapının iletkenlik bant enerji yapısı…….7

Şekil 2.1.2. $GaAs$ yarı iletkeni ile $Al_xGa_{1-x}As$ yarı iletkeninin oluşturduğu heteroyapı……..8

Şekil 2.2.3. (a) $Al_xGa_{1-x}As$ / $GaAs$ / $Al_xGa_{1-x}As$ Kuantum kuyusu $0 \le x \le 1$ için **(b)** $x \cong 1$ için……..……...11

Şekil 2.2.4. Sonsuz Potansiyelli Kuantum Kuyusu…….12

Şekil 2.2.5. (a) İki boyutta **(b)** Üç boyutta kare kesitli kuantum teli……..15

Şekil 2.2.6. Kübik kuantum noktası……...…….19

Şekil 2.2.7. Silindirik kuantum noktası……...22

Şekil 5.1.1. $E_i(R^*)$ taban durum impurity enerjisinin GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının $a(a^*)$ yarıçapına bağlı olarak değişim grafiği……...45

Şekil 5.1.2. GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında $E_{ib}(R^*)$ bağlanma enerjisinin $a(a^*)$ kuantum nokta yarıçapına bağlı olarak değişim grafiği……...46

Şekil 5.2.1. Taban durum enerjisi $E_{10F}(R^*)$ 'nin $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği…….48

Şekil 5.2.2. Beş farklı nokta yarıçapı için taban durum enerjisi $E_{10F}(R^*)$ 'nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği…….....48

Şekil 5.2.3. F_0 elektrik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği…….49

Şekil 5.2.4. Beş farklı nokta yarıçapı için impurity enerjisi $E_{0F}(R^*)$ 'nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği……...51

Şekil 5.2.5. Beş farklı nokta yarıçapı için Normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_b 'nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği……..52

Şekil 5.3.1. Altı farklı kuantum nokta yarıçapı için taban durum subband enerjisi $E_{10B}(R^*)$ 'nin manyetik alan büyüklüğü γ ' ya göre değişim grafiği……..54

Şekil 5.3.2. Altı farklı kuantum nokta yarıçapı için taban durum impurity enerjisi $E_{0B}(R^*)$ 'nin γ manyetik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği…….56

Şekil 5.3.3. γ_0 Manyetik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ nokta yarıçapına göre değişim grafiği.....56

Şekil 5.3.4. Altı farklı nokta yarıçapı için Normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bB}'nin γ manyetik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği……..58

Şekil 5.4.1. Dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için $E_{SFB}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği……..60

Şekil 5.4.2. Dört farklı manyetik alan büyüklüğü için F_0 elektrik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ nokta yarıçapına göre değişim grafiği…….61

Şekil 5.4.3. İmpurity enerjisi $E_{İFB}(R^*)$ 'nin $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği..……...63

Şekil 5.4.4. Dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için $E_{İFB}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği……..63

Şekil 5.4.5. Dört farklı manyetik alan parametresi γ ve kuantum nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ için normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bFB} 'nin elektrik alan büyüklüğü F' ye göre değişim grafiği…….65

Şekil 5.4.6. Beş farklı yarıçap ve üç farklı manyetik alan için yarı logaritmik ölçekte pozitif normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği……...65

Şekil 5.5.1. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı değeri için subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..68

Şekil 5.5.2. Subband enerjisini sıfır yapan F_{STJ} elektrik alan büyüklüğünün hidrostatik basınca göre değişim grafiği……69

Şekil 5.5.3. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı değeri için impurity enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..71

Şekil 5.5.4. Elektrik alan büyüklüğünün üç farklı değeri için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..72

Şekil 5.5.5. Elektrik alan büyüklüğünün dört farklı değeri için normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……...73

Şekil 5.6.1. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği……..76

Şekil 5.6.2. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..77

Şekil 5.6.3. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği……77

Şekil 5.6.4. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için impurity enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği……..80

Şekil 5.6.5. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için impurity enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..80

Şekil 5.6.6. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için impurity enerjisinin sıcaklığa göre değişimi grafiği……...81

Şekil 5.6.7. Üç farklı sıcaklık değeri için bağlanma enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği……...83

Şekil 5.6.8. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……..83

Şekil 5.6.9. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için bağlanma enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği……84

Şekil 5.6.10. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği……...84

Şekil 6.1.1. Yabancı atomun enerjisinin küre kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği…….88

Şekil 6.1.2. $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin üç farklı yabancı atom konumu için yarıçap ile değişim grafiği……...…….89

Şekil 6.1.3. $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin üç farklı yarıçap değeri için yabancı atom konumuna bağlı olarak değişim grafiği……...89

Şekil 6.2.1. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için yabancı atom taban durum enerjisinin F elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği…….91

Şekil 6.2.2. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için yabancı atomun bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği……...92

Şekil 6.2.3. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği…….93

Şekil 7.1.1. Yabancı atomun bağlanma enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği…….98

GİRİŞ

Günümüz teknolojisindeki hızlı gelişmelerle nanometre ölçekli iki boyutlu (kuantum kuyuları), tek boyutlu (kuantum telleri) ve sıfır boyutlu (kuantum noktaları) kuantum mekaniksel sistemlerin üretilmesi mümkün olmuştur. Düşük boyutlu yapılar olarak adlandırılan bu sistemlerde kuantum etkileri yeni devre tasarımlarına olanak tanımaktadır. Gelişen elektronik ve iletişim teknolojisi daha hızlı çalışan ve daha küçük elektronik devre elemanlarına ihtiyaç duyduğundan düşük boyutlu yapılarla ilgili hem deneysel hem de teorik pek çok çalışma yapılmaktadır.

Elektron hareketinin tüm boyutlarda sınırlandırıldığı kuantum nokta yapıların şekilleri, boyutları, enerji seviyeleri ve sınırlandırdıkları elektron sayıları kontrol edilebilir. Bu nedenle teknolojik açıdan oldukça ilgi çekmektedir. Kuantum nokta yapılar tek elektronlu transistörler, kızıl ötesi foto dedektörler ve hafıza elemanları gibi pek çok yerde kullanılmaktadır. Kuantum nokta yapıların fiziksel özellikleri incelenirken çeşitli hesaplama yöntemleri kullanılmıştır. Bunlar pertürbasyon metodu ve varyasyonel yöntemidir. Küresel kuantum noktasında yabancı atom küre merkezinin dışındayken bağlanma enerjisi pertürbasyon metoduyla Bose ve Sarkar tarafından hesaplanmıştır (Bose ve Sarkar, 1998). Küresel kuantum noktasında yabancı atom küre merkezinde ve merkezin dışındayken bağlanma enerjisi pertürbasyon metoduyla ve varyasyonel yöntemle hesaplanmış ve iki yöntem arasındaki fark Mikhail ve Ismail tarafından gösterilmiştir (Mikhail ve Ismail, 2010). $GaAs-(Ga,Al)As$ Küresel kuantum noktalarında yabancı atom küre merkezindeyken taban durum enerjisi ve bağlanma enerjisi etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntemle Zhu vd. tarafından hesaplanmıştır (Zhu vd. , 1990, Montenegro ve Merchancano, 1992, Chuu vd. , 1992, Varshni, 1999). Parabolik potansiyel altındaki küresel kuantum noktasının merkezinin dışındaki bir yabancı atomun taban durum bağlanma enerjisi etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntemle Xiao vd. tarafından hesaplanmıştır (Xiao vd. , 1996). Manyetik alan altındaki küresel kuantum noktasının merkezinde ve merkezinin dışındaki yabancı atomun taban durum bağlanma enerjisi etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntemle Xiao vd. tarafından hesaplanmıştır (Xiao vd. , 1996, Corella-Madueno vd. , 2001). Elektrik alan altındaki küresel kuantum noktasının merkezindeki yabancı atomun enerji

durumları etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntemle Sadeghi tarafından hesaplanmıştır (Sadeghi, 2009). $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ Küresel kuantum noktasının merkezindeki yabancı atomun bağlanma enerjisine hidrostatik basınç etkisi, elektrik alan ve hidrostatik basıncın etkisi etkin kütle yaklaşımıyla varyasyonel yöntemle Peter, Jayam ve Navaneethakrishnan tarafından hesaplanmıştır(Peter, 2005, Jayam ve Navaneethakrishnan, 2003).

Bu çalışmanın birinci bölümünde zamandan bağımsız Schrödinger denklemi, yaklaşık çözüm yöntemleri ve etkin kütle yaklaşımı genel olarak tanımlanmıştır.

İkinci bölümde yarı iletken heteroyapılar ve düşük boyutlu yapılar hakkında genel bilgiler verilmiştir.

Üçüncü bölümde ilk olarak sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasının taban durum radyal dalga fonksiyonu ve taban durum subband enerjisi, sonlu potansiyelli küresel kuantum noktasının dalga fonksiyonu ve enerjisi ve yabancı atom durumu için dalga fonksiyonu ve enerjisi verilmiştir. Daha sonra $GaAs$ yarı iletkeninde parabolik ve non parabolik yaklaşımlara değinilmiştir.

Dördüncü bölümde küresel kuantum noktasında elektrik alan ve manyetik alan etkisi altında taban durum subband enerjisi hesaplanmıştır. Daha sonra $GaAs$ ve $Al_xGa_{1-x}As$ Küresel kuantum noktasına x Al mol kesri, P hidrostatik basınç ve T sıcaklığının dielektrik sabite ve etkin kütleye etkisine değinilmiştir.

Beşinci bölümde sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında elektrik alan, manyetik alan, elektrik ve manyetik alan, hidrostatik basınç ve elektrik alan, sıcaklıkla birlikte hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altında taban durum subband, taban durum bağlanma ve normalize edilmiş taban durum bağlanma enerjileri hesaplanmıştır.

Altıncı bölümde GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında küre merkezinin dışında bir yabancı atomun bağlanma enerjisi ve elektrik alan etkisinde bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

Yedinci bölümde ise sonlu potansiyelli küresel kuantum noktasında küre merkezinin dışında bir yabancı atomun bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

1. ZAMANDAN BAĞIMSIZ SCHRÖDİNGER DENKLEMİ, YAKLAŞIK ÇÖZÜM YÖNTEMLERİ, ETKİN KÜTLE YAKLAŞIMI

1.1 Zamandan Bağımsız Schrödinger Denklemi

$V_g(\vec{r},t)$ potansiyeli altında hareket eden bir elektronun E toplam enerjisi

$$E = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V_g(\vec{r},t) \tag{1.1.1}$$

dır ve $\frac{\vec{p}^2}{2m}$ de kinetik enerjisidir. En genel anlamda E enerjisine sahip elektronun sağladığı Schrödinger denklemi

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + V_g(\vec{r},t)\Psi \tag{1.1.2}$$

olur. Bu denklem zamana bağlı Schrödinger denklemi olup, $V_g(\vec{r},t)$ potansiyeli altında bulunan m kütleli bir elektronun hareket denklemidir. $\Psi(\vec{r},t)$ elektrona ait öz fonksiyon veya dalga fonksiyonudur. Elektrona etkiyen potansiyelin t zamanına bağlı olmaması halinde $\Psi(\vec{r},t)$ öz fonksiyonu

$$\Psi(\vec{r},t) = \psi(\vec{r})\,f(t) \tag{1.1.3}$$

şeklinde ifade edilebilir. $\Psi(\vec{r},t)$ ' nin bu yeni ifadesi (1.1.2) denkleminde yerine yazılırsa

$$\frac{i\hbar}{f}\frac{df}{dt} = \frac{1}{\psi}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V(\vec{r})\psi\right) \tag{1.1.4}$$

elde edilir. Denklem (1.1.4)' ün sol tarafı yalnız t zamana sağ tarafı da yalnız $\vec{r}$ konuma bağlıdır. Bu nedenle denklemin her iki tarafının da bir sabite eşit olma mecburiyeti vardır. Bu sabit E elektronun toplam enerjisi olarak seçilirse

$$f(t) = Ce^{-\frac{iE}{\hbar}t} \tag{1.1.5}$$

olur. Burada C zamandan ve konumdan bağımsız bir sabittir. Denklem (1.1.4)' ün zamana bağlı olmayan kısmı

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r})\right]\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \tag{1.1.6}$$

olur ve bu da zamandan bağımsız Schrödinger denklemidir. Buna göre denklem (1.1.2)' yi sağlayan $\Psi(\vec{r},t)$ dalga fonksiyonu

$$\Psi(\vec{r},t) = \psi(\vec{r})e^{-\frac{iE}{\hbar}t} \tag{1.1.7}$$

olur (Schıff, 1949). Bu çalışmada elektronu etkileyen $V(\vec{r})$ potansiyeli zamandan bağımsız olduğundan elektrona ait öz fonksiyon ve öz değer zamandan bağımsız Schrödinger denklemi (1.1.6) dan hesaplanacaktır.

1.2 Yaklaşık Çözüm Yöntemleri

Schrödinger denkleminin tam, analitik olarak çözülebildiği fiziksel problemlerin sayısı sınırlıdır. Bu yüzden yaklaşık çözümler kuantum mekaniği uygulamalarında büyük önem taşırlar. Pertürbasyon (tedirginme) teorisi denilen bir yaklaşımda, çözümler bir seri olarak verilir. Katlı durumlar olup olmadığına göre bu seri çözümleri farklı olur. Diğer bir yaklaşım çözümde olan Varyasyon yöntemidir ve bu yöntemde özdeğer minimize edilerek bulunur. Bu çalışmada tam olarak çözülemeyen zamandan bağımsız Schrödinger denklemi yaklaşık yöntemlerden varyasyonel yöntemle çözülecektir.

1.2.1. Varyasyon Yöntemi

Bu yöntemde tahmini (deneme) bir dalga fonksiyonu seçilir. Dalga fonksiyonu pozitif ve reel λ parametresine bağlı olup λ sonlu değerler alır. Sistemin Hamiltonyeni H olmak üzere, zamandan bağımsız Schrödinger denklemini sağlayan E enerjisinin beklenen değeri $\psi(\vec{r},\lambda)$ dalga fonksiyonu olmak üzere

$$E = \frac{\int \psi(\vec{r},\lambda)^* \hat{H} \psi(\vec{r},\lambda)\, d\tau}{\int \psi(\vec{r},\lambda)^* \psi(\vec{r},\lambda)\, d\tau} \qquad (1.2.1)$$

olur. Her λ için bir E enerjisi nümerik olarak hesaplanır, ancak bir tek λ ve bu λ' ya karşılık gelen bir tek E enerjisi Schrödinger denkleminin çözümü olacaktır. Bunlar cevap λ_{cevap} ve cevap E_{cevap} olarak gösterilirse

$$E_{cevap} = \min_{\lambda} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \qquad (1.2.2)$$

olur. E_{cevap} enerjisi her farklı λ değeri için hesaplanan enerjiler içinde en küçük olanıdır.

1.3 Etkin Kütle Yaklaşımı

Periyodik bir potansiyelde elektrik veya manyetik alanda bir elektronun kristal örgüye göre ivmelenmesi, elektronun serbest elektron kütlesinden çok farklıdır. Bu kütle

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}} \tag{1.3.1}$$

ile tanımlanan etkin kütleye eşitmiş gibidir, burada E elektronun enerjisidir ve k dalga vektör büyüklüğüdür. Yerine göre etkin kütle pozitif, negatif veya sonsuz da olabilir (Kittel, 1996).

Buna göre denklem (1.1.6) ile verilen zamandan bağımsız Schrödinger denklemi etkin kütleye bağlı olarak

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 + V(\vec{r})\right]\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \tag{1.3.2}$$

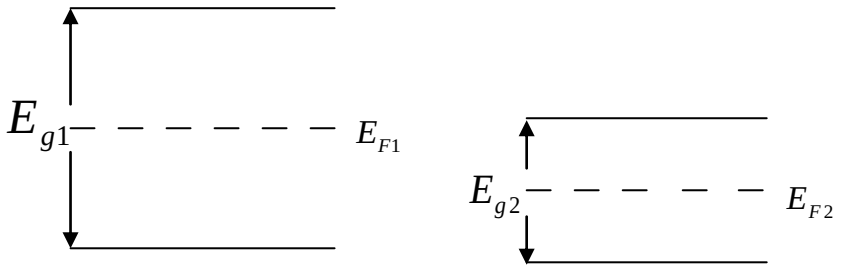
denklemine dönüşür.

2. YARI İLETKEN HETEROYAPILAR, DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

2.1 Yarı İletken Heteroyapılar

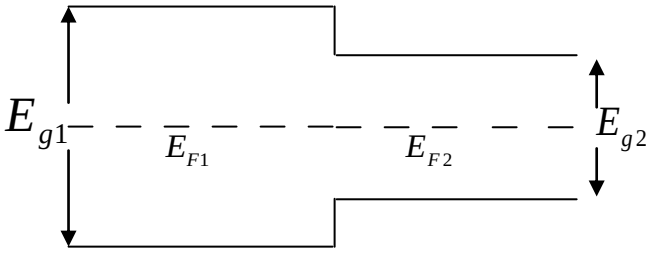
Yasak enerji aralıkları farklı A ve B yarı iletken kristallerinin enerji bant yapıları Şekilde 2.1.1 (a) da verilmiştir. Kristallerin Fermi enerji düzeyleri düşük sıcaklıklarda yasak enerji aralıklarının ortasındadır. Bu iki yarı iletken A ve B, birbiri üzerine büyütülürse enerji bant yapıları, Fermi enerji düzeyleri aynı hizaya gelecek şekilde bir enerji bant yapısı oluştururlar Şekil 2.1.1. (b). Şekilden de görüldüğü gibi yarı iletkenlerin birleşme yüzeyinde valans ve iletkenlik bantları arasında bir potansiyel enerji engeli oluşur (Jaros, 1989).

Örnek olarak $GaAs$ yarı iletken kristali ile $Al_xGa_{1-x}As$ yarı iletken kristallerinin oluşturduğu heteroyapıya ait enerji bant yapısı şematik olarak Şekil 2.1.2. deki gibidir.



A yarı iletkeni B yarı iletkeni

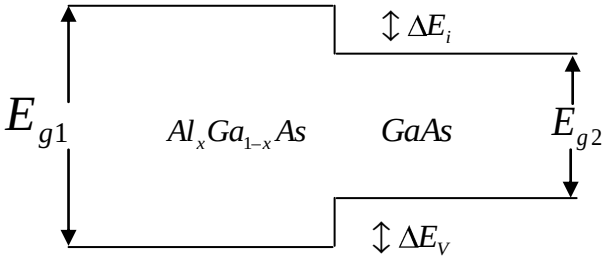
(a)



Heteroyapı

(b)

Şekil 2.1.1 (a) Farklı ve ayrı iki yarı iletkenin **(b)** Bu iki yarı iletkenin oluşturduğu heteroyapının iletkenlik bant enerji yapısı



Şekil 2.1.2 $GaAs$ yarı iletkeni ile $Al_xGa_{1-x}As$ yarı iletkeninin oluşturduğu heteroyapı

Burada ΔE_i iletkenlik bantlarının oluşturduğu engel potansiyeli $\Delta E_i = V_0$ dır. Burada

$$V_0 = Q_C \Delta E_g \tag{2.1.1}$$

dır. Burada Q_C iletkenlik bant oranıdır.Valans bantlarının oluşturduğu engel potansiyeli de $\Delta E_V = V_h$ dır ve

$$V_h = Q_V \Delta E_g \tag{2.1.2}$$

şeklindedir. Burada Q_V valans bant oranıdır. Bu iletkenlik bant oranı ve valans bant oranı değerleri farlı değerler alıyor. Örneğin $Q_C = 0.6$ $Q_V = 0.4$ (Yeşilgül vd. , 2010, Elabsy 1992); $Q_C = 0.658$ $Q_V = 0.342$ (Radhakrishnan ve John Peter, 2009). Eşitlik (1.1.1) ve (1.1.2)'de ki ΔE_g

$$\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2} \tag{2.1.3}$$

şeklindedir ve ΔE_g 'nin Alüminyum mol kesri x'e bağlı ifadesi ise

$$\Delta E_g = 1.155x + 0.37x^2 \tag{2.1.4}$$

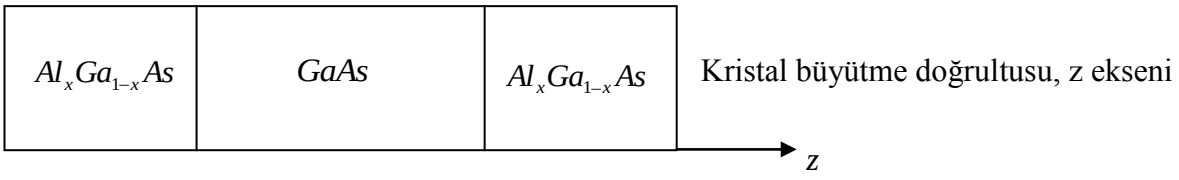
dir (Elabsy, 1992, Karki vd. , 2011, Adachi, 1985). Burada $0 \le x \le 1$ dır.

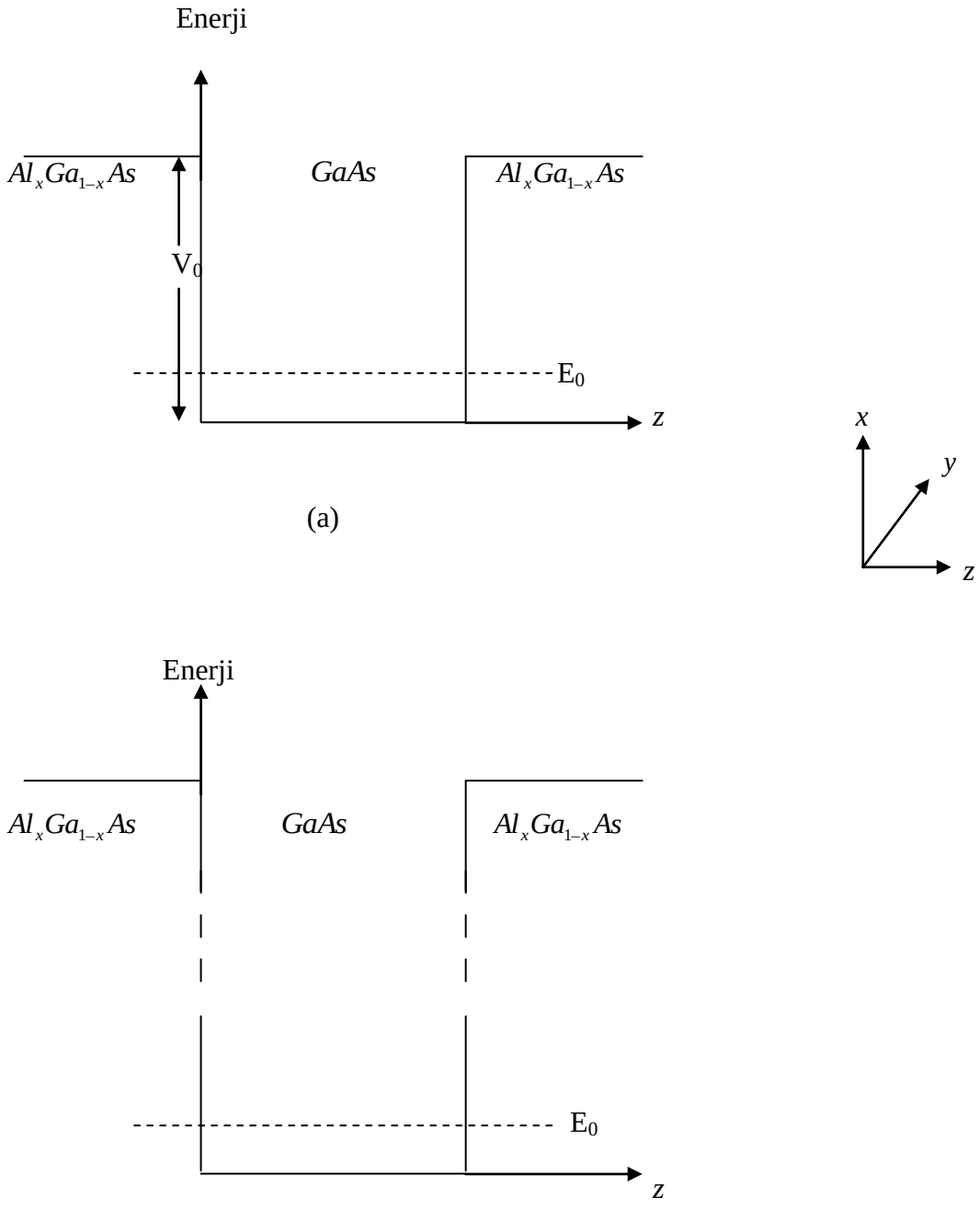
2.2 DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

Boyut sayısına bağlı olarak yük taşıyıcının(elektron) hareketlerinin sınırlandırıldığı düşük boyutlu yapılar kuantum kuyuları, kuantum telleri, kuantum noktaları olmak üzere üç ayrı grupta sınıflandırılabilir.

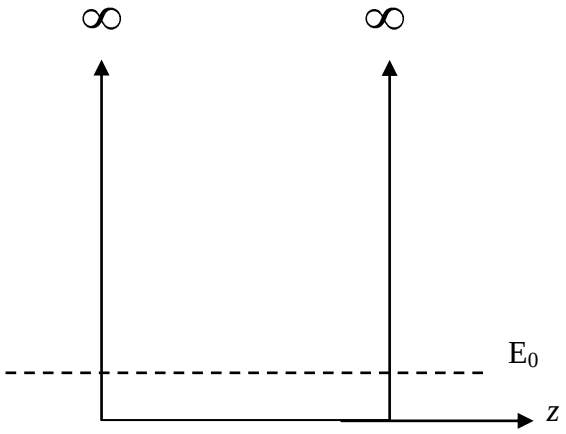
2.2.a Kuantum Kuyuları

Bu yapılar, kuantum kuyuları A yarı iletken kristalin üzerine B yarı iletken kristalinin ve B'nin üzerine de tekrar A yarı iletken kristalinin büyütülmesi ile yapılır. A kristalinin yasak enerji aralığı B kristalinin yasak enerji aralığına göre küçüktür. Başka bir deyişle kuantum kuyusunun bant yapısı iki engel potansiyelinden oluşur. Örneğin A yarı iletkeni olarak $Al_xGa_{1-x}As$ ve B yarı iletkeni olarak da $GaAs$ yarı iletkeni seçilirse yapının iletkenlik enerji bant yapısı Şekil 2.2.3 (a)' da ki gibi olur. Burada x alüminyum mol kesri olup $0 \le x \le 1$ dır ve E_0 da taban durum subband enerjisidir. Şekil 2.2.3 (b)' de gösterildiği gibi, $x \cong 1$ için kuantum kuyusu engel potansiyeli V_0, kuantum kuyusu subband enerjisi E_0 ' a göre çok büyüktür, $V_0(x \cong 1) >> E_0$. Bu durumda $V_0 \cong \infty$ seçilebilir ve sonsuz kuantum kuyusu da bu şekilde tanımlanmış olur. Sonsuz kuantum kuyusunun enerji bant modeli Şekil 2.2.4 de verilmiştir.





Şekil 2.2.3. (a) $Al_xGa_{1-x}As$ / $GaAs$ / $Al_xGa_{1-x}As$ Kuantum kuyusu $0 \le x \le 1$ için **(b)** $x \cong 1$ için



Şekil 2.2.4. Sonsuz Potansiyelli Kuantum Kuyusu

Kuantum kuyusuna hapsedilen bir elektronun z doğrultusunda yani engel potansiyeline dik doğrultudaki hareketi sınırlanmış olup, xy düzlemindeki hareketi serbesttir. Başka bir deyişle elektronun z doğrultusundaki enerjisi kuantalanmıştır. Bu nedenle kuantum kuyusuna hapsedilen elektronun enerjisi için zamandan bağımsız bir boyutlu Schrödinger denklemini çözmek yeterli olacaktır. Buna göre etkin kütlesi $m*$ olan bir elektron z doğrultusunda gördüğü potansiyel $V(z)$ olmak üzere, kuantum kuyusu içinde hapsedilmişse bu elektron için zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m*}\frac{d^2}{dz^2}+V(z)\right)\psi_n(z)=E_n\psi_n(z) \qquad (2.2.1)$$

olur. Burada $-\frac{\hbar^2}{2m*}\frac{d^2}{dz^2}$ kinetik enerji operatörüdür ve E_n de elektron için müsaade edilmiş enerji değeridir. Sonsuz kuantum kuyusu için $V(z)$ potansiyel enerjisi

$$V(z)=\begin{cases}0 & |z|<\dfrac{L}{2}\\ \infty & |z|>\dfrac{L}{2}\end{cases} \qquad (2.2.2)$$

dır ve böyle bir kuantum kuyusu için denklem (2.2.1)

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\frac{d^2\psi_n(z)}{dz^2}=E_n\psi_n(z) \qquad (2.2.3)$$

olur. Denklem (2.2.3)' den taban durum ve birinci uyarılmış durum için dalga fonksiyonu ve enerjiler sırasıyla

$$\psi_t(z)=\sqrt{\frac{2}{L}}\cos\frac{\pi}{L}z \qquad E_t=\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \qquad (2.2.4)$$

ve

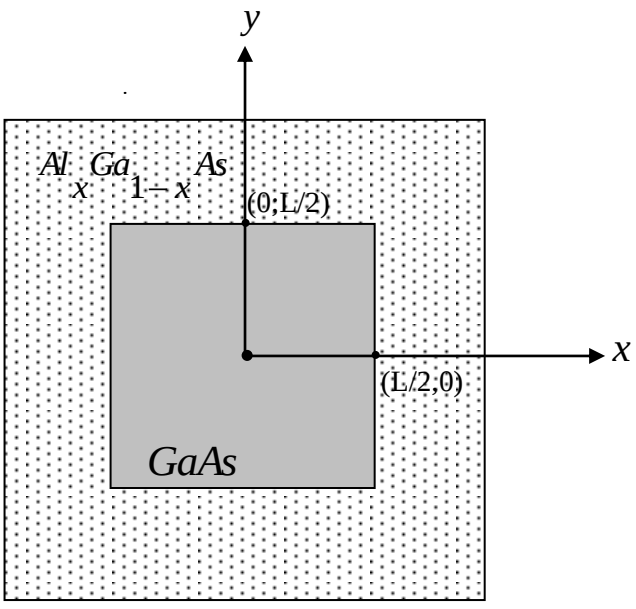
$$\psi_u(z)=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\frac{2\pi}{L}z \qquad E_u=\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \qquad (2.2.5)$$

olur. Literatürde sonsuz ve sonlu kuantum kuyularında subband enerjileri ile ilgili çok sayıda çalışma vardır (Aktaş vd. , 2001, Akbaş vd. , 2011, Aktaş vd. , 2000, Erdoğan vd. , 2006, Ulaş vd. , 1996, Bastard 1980, Sukumar ve Navaneethakrishnan, 1990, Tangarife ve Duque, 2010, Rajashabala ve Navaneethakrishnan, 2008).

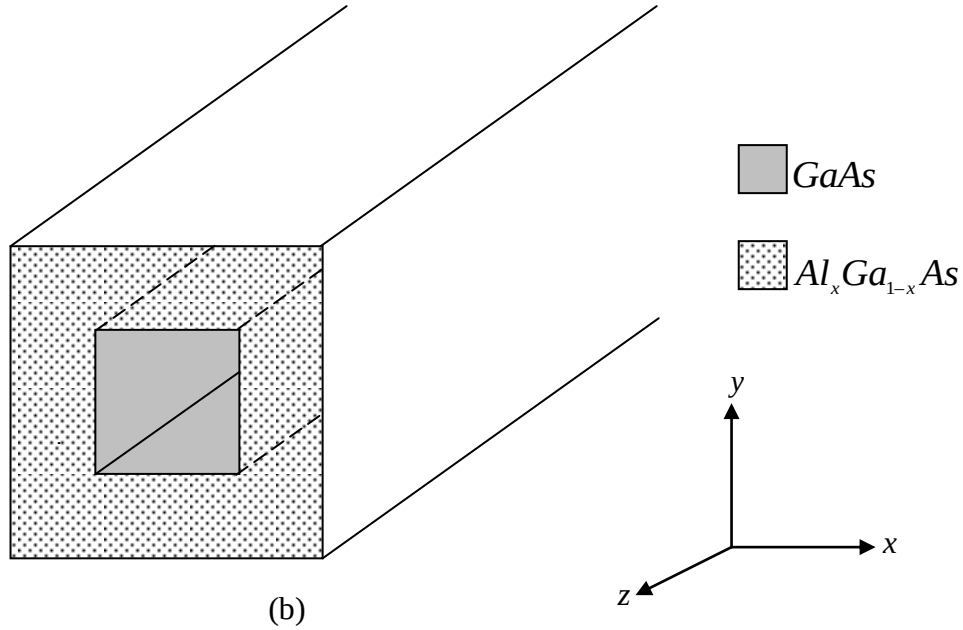
2.2.b Kuantum Telleri

Elektron hareketinin iki boyutta sınırlı, tek boyutta serbest olduğu sistemlere kuantum telleri denir. Böyle bir sistemde elektronlar hareketlerinin sınırlandığı iki boyutta kuantum etkisi görülür. Şekil 2.2.5' de x ve y doğrultusunda sınırlandırmanın olduğu bir kuantum telinin şematik gösterimi verilmiştir. Böyle bir sistem içindeki elektron, tek serbestlik derecesiyle karakterize edilir. Başka bir deyişle kuantum teli içinde hapsedilmiş bir elektronun enerjisi x ve y doğrultularında kuantalanmıştır. Bir tek elektronun kuantalanmış enerjilerini bulmak için zamandan bağımsız iki boyutlu (x, y) Schrödinger denklemini çözmek gerekir:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_n(x,y)+V(x,y)\psi_n(x,y)=E_n\psi_n(x,y) \qquad (2.2.6)$$



(a)



(b)

Şekil 2.2.5. (a) İki boyutta **(b)** Üç boyutta kare kesitli kuantum teli

Şekildeki gibi kare dik kesitli bir kuantum telinde *Al* mol kesri, $x \cong 1$ durumunda denklem (2.2.6) da ki $V(x,y)$ potansiyel enerjisi

$$V(z) = \begin{cases} 0 & |x| \le \frac{L}{2} \;\; ; |y| \le \frac{L}{2} \\ \infty & |x| > \frac{L}{2} \;\; ; |y| > \frac{L}{2} \end{cases} \qquad (2.2.7)$$

dır ve böyle bir kuantum teli için denklem (2.2.6)

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_n(x,y) = E_n\psi_n(x,y) \qquad (2.2.8)$$

olur. Burada $\psi_n(x,y)$ dalga fonksiyonu $\psi_n(x)$ ve $\psi_n(y)$ nin çarpımı

$$\psi_n(x,y) = \psi_n(x)\psi_n(y) \tag{2.2.9}$$

olarak seçilir ve elektronun enerjisi

$$E_n = E_{nx} + E_{ny} \tag{2.2.10}$$

dır. Bu durumda (2.2.8) denkleminden sırası ile

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi_n(x)}{\partial x^2} = E_{nx}\psi_n(x) \tag{2.2.11}$$

ve

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi_n(y)}{\partial y^2} = E_{ny}\psi_n(y) \tag{2.2.12}$$

iki denklem elde edilir. Bu denklemlerin çözümleri kuantum kuyusundaki gibidir (bkz. Bölüm 2.2.a). Taban durum dalga fonksiyonları

$$\psi_n(x) = A\cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right) \tag{2.2.13}$$

$$\psi_n(y) = B\cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \tag{2.2.14}$$

olur. Bu dalga fonksiyonları denklem (2.2.9) da yazılırsa, böyle bir tel içinde hapsedilmiş elektronun taban durum dalga fonksiyonu

$$\psi_n(x,y) = N\cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \tag{2.2.15}$$

olur. Burada N normalizasyon sabitidir. Her bir kuyudan elde edilen taban durum enerjileri de

$$E_{nx} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{L_x}\right)^2 \tag{2.2.16}$$

$$E_{ny} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{L_y}\right)^2 \tag{2.2.17}$$

olur. Denklem (2.2.10) dan kuantum telinde hapsedilmiş elektronun taban durum subband enerjisi

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\left(\frac{\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y}\right)^2\right] \tag{2.2.18}$$

olur. Literatürde sonsuz ve sonlu kuantum tellerinde subband enerjileri ile ilgili çok sayıda çalışma vardır (Akankan vd. , 2007, Erdoğan vd. , 2006, Akankan vd. , 2005, Okan vd. , 2004, Okan vd. , 2000, Aktaş vd. , 2001, Garnett Bryant , 1985).

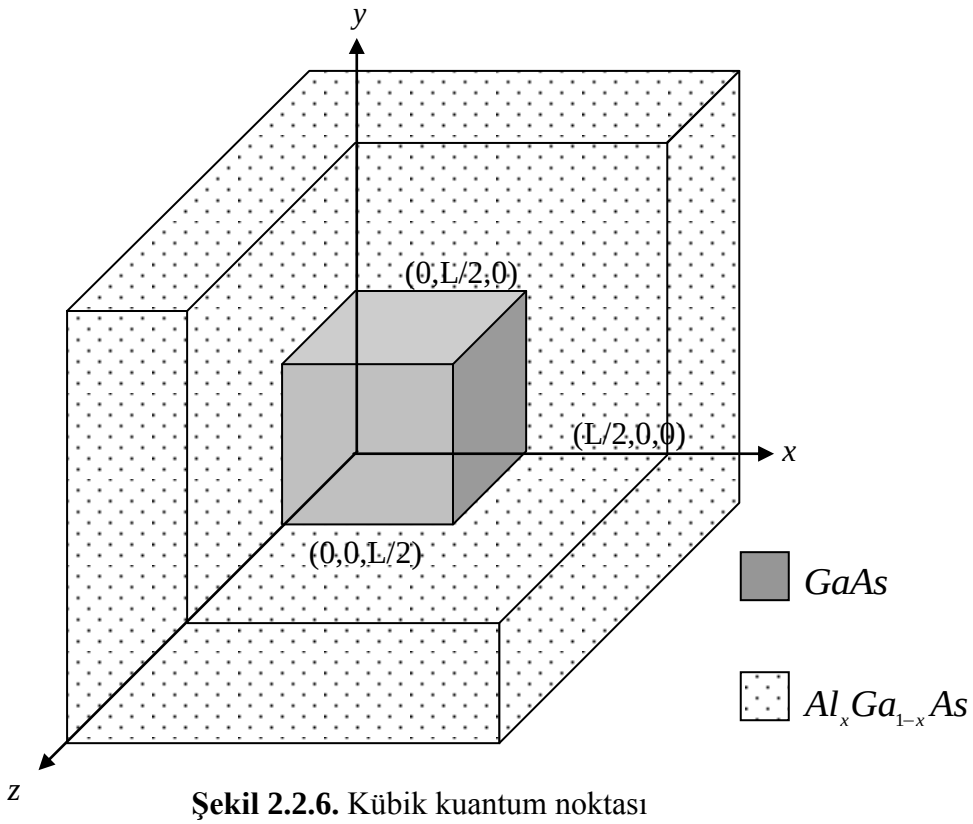
2.2.c Kuantum Noktaları

Elektron hareketinin üç boyutta (tüm boyutlarda) sınırlandığı yapılara kuantum nokta yapıları denir. Kübik kuantum noktası, silindirik kuantum noktası ve küresel kuantum noktası en çok çalışılan kuantum noktalarıdır.

Kübik kuantum noktası

Şekil 2.2.6'da bir kübik kuantum nokta yapısı gösterilmiştir. Böyle bir sistemde her üç boyutta da kuantum etkisi görülür. Kuantum noktası içinde hapsedilmiş bir tek elektronun kuantalanmış enerjilerini bulmak için zamandan bağımsız üç boyutlu (x, y, z) Schrödinger denklemini çözmek gerekir:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi_n(x,y,z)+V(x,y,z)\psi_n(x,y,z)=E_{x,y,z}\psi_n(x,y,z) \tag{2.2.19}$$



Şekil 2.2.6. Kübik kuantum noktası

Şekildeki gibi kübik kuantum noktasında Al mol kesri, $x \cong 1$ durumunda denklem (2.2.19) de ki $V(x,y,z)$ potansiyel enerjisi

$$V(z)=\begin{cases} 0 & |x| \le \frac{L}{2} \;\; ; |y| \le \frac{L}{2}; \;\; |z| \le \frac{L}{2} \\ \infty & |x| > \frac{L}{2} \;\; ; |y| > \frac{L}{2} \; ; \;\; |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \qquad (2.2.20)$$

dır. Böyle bir kuantum noktası için denklem (2.2.19)

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi_n(x,y,z)=E_n\psi_n(x,y,z) \qquad (2.2.21)$$

olur. Burada $\psi_n(x,y,z)$ dalga fonksiyonu $\psi_n(x)$, $\psi_n(y)$ ve $\psi_n(z)$ nin çarpımı olarak seçilirse

$$\psi_n(x,y,z)=\psi_n(x)\psi_n(y)\psi_n(z) \qquad (2.2.22)$$

olur ve elektronun taban durum subband enerjisi

$$E_n=E_{nx}+E_{ny}+E_{nz} \qquad (2.2.23)$$

olur. Bu durumda (2.2.21) denkleminden sırası ile

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi_n(x)}{\partial x^2}=E_{nx}\psi_n(x) \qquad (2.2.24)$$

ve

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi_n(y)}{\partial y^2}=E_{ny}\psi_n(y) \qquad (2.2.25)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi_n(z)}{\partial z^2}=E_{nz}\psi_n(z) \qquad (2.2.26)$$

üç denklem elde edilir. Bu denklemlerin çözümleri kuantum kuyusundaki gibidir (bkz. Bölüm 2.2.a). Elde edilen taban durum dalga fonksiyonları denklem (2.2.22)' de, taban durum subband enerjileri de denklem (2.2.23)' de yazılırsa böyle bir kuantum noktası içine hapsedilmiş bir elektronun taban durum dalga fonksiyonu ve taban durum subband enerjisi sırasıyla

$$\psi_n(x,y,z) = N\cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{L_z}\right) \tag{2.2.27}$$

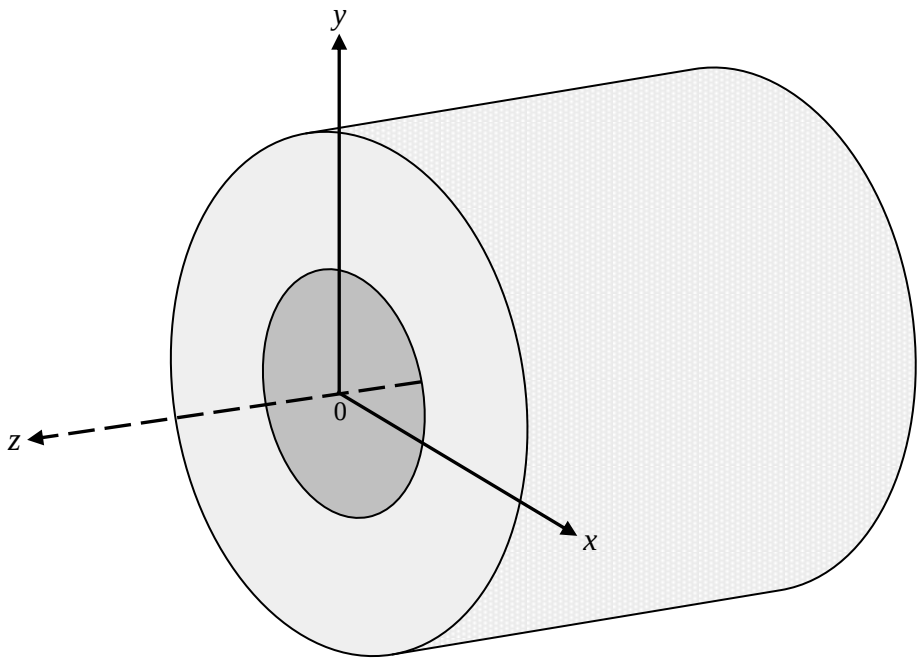
$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m*}\left[\left(\frac{\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_z}\right)^2\right] \tag{2.2.28}$$

olarak elde edilir. Burada N normalizasyon sabitidir. Literatürde sonsuz ve sonlu kuantum noktalarında subband enerjileri ile ilgili çok sayıda çalışma vardır (Akbaş vd. , 2008, Dane vd. , 2008, Akbaş vd. , 2009, Radhakrishnan ve John Peter, 2009, Yeşilgül vd. , 2010, Elabsy, 1992).

Silindirik Kuantum noktası

Şekil 2.2.7'de bir $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ silindirik kuantum nokta yapısı gösterilmiştir. Silindirik kuantum noktası içinde hapsedilmiş bir tek elektronun kuantalanmış enerjilerini bulmak için zamandan bağımsız üç boyutlu (ρ,ϕ,z) Schrödinger denklemini çözmek gerekir. Burada Schrödinger denklemi silindirik koordinatlarda yazılır:

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi_n(\rho,\phi,z)+V(\rho,\phi,z)\psi_n(\rho,\phi,z)=E_{x,y,z}\psi_n(\rho,\phi,z) \tag{2.2.29}$$



Şekil 2.2.7. Silindirik kuantum noktası

$GaAs$

$Al_xGa_{1-x}As$

Şekildeki gibi silindirik kuantum noktasında Al mol kesri, $x \cong 1$ durumunda denklem (2.2.29) de ki $V(\rho,\phi,z)$ hapsedici potansiyel enerjisi

$$V(\rho,\phi,z)=\begin{cases}0 & \rho<R, \quad |z|<\dfrac{L}{2}\\ \infty & \rho\geq R, \quad |z|\geq\dfrac{L}{2}\end{cases} \tag{2.2.30}$$

dır. Burada R silindirin yarıçapıdır. Böyle bir kuantum noktası için denklem (2.2.29)

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi_n(\rho,\phi,z)=E_{x,y,z}\psi_n(\rho,\phi,z) \tag{2.2.31}$$

olur. Burada $\psi_n(\rho,\phi,z)$ dalga fonksiyonu $\psi_n(\rho)$, ve $\psi_n(\phi,z)$ nin çarpımı olarak seçilir.

$$\psi_n(\rho,\phi,z)=\psi_n(\rho)\psi_n(\phi,z) \tag{2.2.32}$$

Bu denklemin çözümünden böyle silindirik kuantum noktası içine hapsedilmiş bir elektronun taban durum dalga fonksiyonu

$$\psi_n(\rho,\phi,z)=N\,J_0(\alpha_{10}\rho)\cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \tag{2.2.33}$$

olur (Li vd. , 1997, Sucu vd. , 2008). Burada J_0 birinci tür Bessel fonksiyonu, α_{10} bu Bessel fonksiyonunun kökü ve N normalizasyon sabitidir. Sınır şartlarından $\rho=R$

$$\psi_n(\rho,\phi,z)=0 \tag{2.2.34}$$

olmalı veya

$$N\,J_0(\alpha_{10}\rho)\cos\left(\frac{\pi z}{L}\right)=0 \tag{2.2.35}$$

ve

$$J_0(\alpha_{10}\rho)=0 \tag{2.2.36}$$

olur. J_0 birinci tür Bessel fonksiyonunu sıfır yapan değer $\alpha_{10} = 2.4048$ dir (Arfken , 1970). Bu durumda $\alpha_{10}R = 2.4048$ ve $\alpha_{10} = \frac{2.4048}{R}$ bulunur. Bunun gibi sonsuz potansiyelli silindirik kuantum noktası için taban durum subband enerjisi de

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{2.4048}{R}\right)^2\right] \qquad (2.2.37)$$

olarak elde edilir. Literatürde silindirik kuantum noktalarında subband enerjileri ile ilgili çok sayıda çalışma vardır (Ning li vd. , 2012, Xia vd. , 2007, Li vd. , 1997, Schıllak ve Czajkowskı, 2009)

Küresel Kuantum noktası

Küresel kuantum noktası ise bir sonraki bölümde ayrıntılı bir şekilde incelenecektir.

3. KÜRESEL KUANTUM NOKTASI

3.1 Sonsuz Potansiyelli Küresel Kuantum Noktası

$GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Küresel kuantum noktasına hapsedilmiş $m*$ etkin kütleli bir tek elektronun kuantalanmış enerjilerini bulmak için zamandan bağımsız üç boyutlu Schrödinger denklemini çözmek gerekir. Küresel koordinatlarda Schrödinger denklemi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\nabla^2\psi(r,\theta,\phi)+V(r)\psi(r,\theta,\phi)=E\psi(r,\theta,\phi)\,, \qquad (3.1.1)$$

dır. Burada E elektron için müsaade edilmiş enerji ve $V(r)$ de hapsedici potansiyel enerjidir. $\psi(r,\theta,\phi)$ de elektrona ait dalga fonksiyonudur. Denklem (3.1.1)'in açık ifadesi

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial}{\partial\phi^2}\right]\psi(r,\theta,\phi)+V(r)\psi(r,\theta,\phi)=E\psi(r,\theta,\phi) \qquad (3.1.2)$$

olur (Schiff, 1949). Dalga fonksiyonuna değişken ayrımı yöntemi uygulamak için

$$\psi(r,\theta,\phi)=R_l(r)Y_{l,m}(\theta,\phi)\,, \qquad (3.1.3)$$

seçilir. Burada $Y_{l,m}(\theta,\phi)$ küresel harmonikler olup çözüm l, m ile verilen yörünge açısal momentum kuantum sayısı ve manyetik kuantum sayılarına bağlıdır. $R_l(r)$ ise dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır. (3.1.2) denkleminde denklem (3.1.3) kullanılırsa

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR_l(r)}{dr}\right)+\frac{2m*r^2}{\hbar^2}\left[E-V(r)\right]R_l(r)-\lambda R_l(r)=0 \qquad (3.1.4)$$

ve

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y_{l,m}(\theta,\phi)}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y_{l,m}(\theta,\phi)}{\partial\phi^2}+\lambda Y_{l,m}(\theta,\phi)=0 \tag{3.1.5}$$

denklemleri elde edilir. Denklem (3.1.5)' e

$$L^2=-\hbar^2\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y_{l,m}(\theta,\phi)}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y_{l,m}(\theta,\phi)}{\partial\phi^2}\right] \tag{3.1.6}$$

eşitliği kullanılırsa

$$L^2Y_{l,m}(\theta,\phi)=\lambda\hbar^2Y_{l,m}(\theta,\phi) \tag{3.1.7}$$

olur.

Bulunacak $Y_{l,m}(\theta,\phi)$ fonksiyonları L açısal momentum operatörünün öz fonksiyonları olacaktır. Tekrar değişken ayırma tekniğini kullanmak için

$$Y_{l,m}(\theta,\phi)=\Theta_{l,m}(\theta)\Phi_m(\phi) \tag{3.1.8}$$

seçilir. Bu denklemi denklem (3.1.7) de kullanılırsa sırası ile

$$\frac{d^2\Phi_m(\phi)}{d\phi^2}+m^2\Phi_m(\phi)=0 \tag{3.1.9}$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\Theta_{l,m}(\theta)}{d\theta}\right)+\left(\lambda-\frac{m^2}{\sin^2\theta}\right)\Theta_{l,m}(\theta)=0 \tag{3.1.10}$$

denklemleri elde edilir. Denklem (3.1.10) $\mu=\cos\theta$ değişkeni cinsinden yazılırsa

$$(1-\mu^2)\frac{d^2\Theta_{l,m}(\mu)}{d\mu^2}-2\mu\frac{d\Theta_{l,m}(\mu)}{d\mu}+\left(\lambda-\frac{m^2}{1-\mu^2}\right)\Theta_{l,m}(\mu)=0 \tag{3.1.11}$$

denklemi elde edilir. Bu denklem $m=0$ için Legendre diferansiyel denklemi olur. Böyle bir Legendre diferansiyel denkleminin çözümünden

$$\lambda = l(l+1) \tag{3.1.12}$$

elde edilir. $\lambda = l(l+1)$ eşitliği radyal denklemde, denklem (3.1.4)' te kullanılırsa

$$\frac{d}{dr}\left(r^2 \frac{dR_l(r)}{dr}\right) + \frac{2m^* r^2}{\hbar^2}\left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m^* r^2}\right] R_l(r) = 0 \tag{3.1.13}$$

elde edilir.

Radyal denklemi denklem (3.1.13)' ü sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası için çözelim. Böyle bir yapıda elektron için hapsedici potansiyel enerji

$$V(r) = \begin{cases} 0 & r \le a \\ \infty & r > a \end{cases}, \tag{3.1.14}$$

dır. Hapsedilen elektron için zamandan bağımsız $R_l(r)$ radyal denklemi

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2 \frac{dR_l(r)}{dr}\right) + \left[\frac{2m^* E}{\hbar^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] R_l(r) = 0, \tag{3.1.15}$$

olur. Burada,

$$k_{l0} = \sqrt{\frac{2m^* E}{\hbar^2}} \tag{3.1.16}$$

olmak üzere

$$\rho = k_{l0} r, \tag{3.1.17}$$

dönüşümü yapılırsa

$$\frac{d^2R_{n,l}(\rho)}{d\rho^2}+\frac{2}{\rho}\frac{dR_{n,l}(\rho)}{dr}+\left[1-\frac{l(l+1)}{\rho^2}\right]=0, \tag{3.1.18}$$

Bessel diferansiyel denklemi elde edilir. Bu tür bir denklemin genel çözümü

$$R_l(\rho)=A\,j_l(\rho)+B\,n_l(\rho), \tag{3.1.19}$$

olur. Zamandan bağımsız Schrödinger denklemini sağlayan $R_l(\rho)$ radyal dalga fonksiyonlarının her yerde sonlu değer alma zorunluluğu vardır. Burada $j_l(\rho)$ ve $n_l(\rho)$ fonksiyonları sırasıyla küresel Bessel ve küresel Neumann fonksiyonlarıdır (Abromowitz ve Stegun 1970, Arfken , 1970). $r=0$ için Neumann fonksiyonları ıraksak olduğundan $B=0$ olur. Böylece küresel kuantum noktası içindeki bir elektronun l yörünge açısal momentum kuantum sayısına bağlı $R_l(\rho)$ dalga fonksiyonu

$$R_l(\rho)=A\,j_l(\rho) \tag{3.1.20}$$

olur. $l=0$ taban durumu için radyal dalga fonksiyonu

$$R_0(k_{00}r)=A\frac{\sin(k_{00}r)}{k_{00}r} \tag{3.1.21}$$

olur. Özet olarak seçilen yapı için taban durum radyal dalga fonksiyonu

$$R_0(k_{00}r)=\begin{cases}A\dfrac{\sin(k_{00}r)}{k_{00}r} & r<a\\ 0 & r\geq a\end{cases} \tag{3.1.22}$$

dır. $r=a$ için $R_0(k_{00}a)=0$ sınır şartından

$$k_{00} = \frac{\pi}{a} \tag{3.1.23}$$

bulunur. $k_{00} = \frac{\pi}{a}$ denklem (3.1.16) da kullanılırsa sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktası içinde hapsedilen bir tek elektronun taban durum subband enerjisi için

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{a}\right)^2, \tag{3.1.24}$$

elde edilir.

3.2. Sonlu Potansiyelli Küresel Kuantum Noktası

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Küresel kuantum noktasına hapsedilmiş m^* etkin kütleli bir tek elektronun subband enerjilerini hesaplamak için zamandan bağımsız üç boyutlu Schrödinger denklemini çözmek gerekir. Küresel koordinatlarda Schrödinger denklemi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2\psi(r,\theta,\phi) + V(r)\psi(r,\theta,\phi) = E\psi(r,\theta,\phi), \tag{3.2.1}$$

dır. Burada E elektron için müsaade edilmiş enerji, $\psi(r,\theta,\phi)$ elektrona ait dalga fonksiyonu ve $V(r)$ de hapsedici potansiyel enerjidir ve $V(r)$

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \ r \le a \\ V_0 & , \ r > a \end{cases} \tag{3.2.2}$$

şeklindedir. Bu durum için radyal denklem

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR_l(r)}{dr}\right)+\frac{2m^*r^2}{\hbar^2}\left[E-V(r)-\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m^*r^2}\right]R_l(r)=0 \qquad (3.2.3)$$

şeklinde olur. Hapsedilen elektronun taban durum subband enerjisi, 1s, $l=0$ için denklem (3.2.3) den hesaplanır. $r \le a$ ve $r \ge a$ için bu denklemi sağlayan radyal dalga fonksiyonu sırası ile

$$\psi_1(r)=N_1\frac{\sin kr}{r} \qquad r \le a \qquad (3.2.4)$$

ve

$$\psi_2(r)=N_2\frac{\sin ka}{a}e^{-\mathrm{K}r} \qquad r \ge a \qquad (3.2.5)$$

olur.

$$\psi_1(r)\big|_{r=a}-\psi_2(r)\big|_{r=a}=0, \qquad (3.2.6)$$

sınır şartından $\psi_2(r)$ dalga fonksiyonu

$$\psi_2(r)=N_1\frac{\sin ka}{a}e^{\mathrm{K}(a-r)} \qquad (3.2.7)$$

olarak yazılabilir. Buna göre $\psi_0(r)$ subband taban durum dalga fonksiyonu küre içinde ve dışında

$$\psi_0(r)=\begin{cases}\psi_1(r)=N_1\dfrac{\sin kr}{r}, & r \le a\\ \psi_2(r)=N_1\dfrac{\sin ka}{a}e^{\mathrm{K}(a-r)}, & r \ge a\end{cases} \qquad (3.2.8)$$

dır. Burada k ve K

$$k = \left(\frac{2m^* E}{\hbar^2} \right)^{1/2} \qquad \text{ve} \qquad \mathrm{K} = \left[\frac{2m^*}{\hbar^2} (V_0 - E) \right]^{1/2} \tag{3.2.9}$$

olarak tanımlanmıştır.

$$\left. \frac{d\psi_1(r)}{dr} \right|_{r=a} - \left. \frac{d\psi_2(r)}{dr} \right|_{r=a} = 0 \,, \tag{3.2.10}$$

sınır şartından

$$-k = \mathrm{K} \tan(ka) \tag{3.2.11}$$

veya

$$-\left[\frac{V_0}{E} - 1 \right]^{1/2} = \tan(ka) \tag{3.2.12}$$

elde edilir (Porras-Montenegro ve Perez –Merchancano, 1992). Burada V_0 hapsedici potansiyel enerjisi

$$V_0 = Q_C \Delta E_g \tag{3.2.13}$$

şeklindedir. Q_C iletkenlik bant oranı olup Q_C değeri için literatürde farklı yaklaşımlar vardır: $Q_C = 0.6$ (Yeşilgül vd. , 2010, Elabsy, 1992); $Q_C = 0.658$ (Radhakrishnan ve John Peter, 2009, Elabsy, 1993). ΔE_g 'nin Alüminyum mol kesrine x, bağlı ifadesi

$$\Delta E_g = 1.155x + 0.37x^2 \tag{3.2.14}$$

dır (Elabsy, 1992, Elabsy, 1993, Karki, 2011, Adachi, 1985). Yapının taban durum subband enerjisi denklem (3.2.12)'den nümerik olarak elde edilir.

3.3 Kuantum Noktasında Yabancı Atom Problemi

Etkin kütle yaklaşımında bir kuantum noktası içinde bulunan donor iyonu ve elektronu için Hamiltonyen

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon|\vec{r}-\vec{r}_i|} + V(r), \qquad (3.3.1)$$

şeklinde yazılır(Harrison, 1999). Burada ε_0 vakum permittivity, ε ortamın dielektrik sabiti, $\vec{r}$ yabancı atoma ait elektronun küre merkezine olan mesafesidir ve $\vec{r}_i$ de yabancı atomun küre merkezine göre konumunu göstermektedir. $V(r)$ hapsedici potansiyel enerjidir. Yabancı atoma ait elektronun enerjisini hesaplamak için Schrödinger denklemini yazarsak

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon|\vec{r}-\vec{r}_i|} + V(r)\right)\psi_i(r,\theta,\phi) = E\psi_i(r,\theta,\phi), \qquad (3.3.2)$$

olur. Burada elektron iyon uzaklığı

$$|\vec{r}-\vec{r}_i| = \sqrt{r^2 + {r_i}^2 - 2rr_i\cos(\vec{r}_i,\vec{r})}, \qquad (3.3.3)$$

şeklindedir. Koordinat sisteminde z ekseni yabancı atomdan geçecek şekilde seçilirse $\cos(\vec{r}_i,\vec{r}) = \cos\theta$ olur. Burada θ küresel koordinatlardaki polar açıdır. Bu durumda denklem (3.3.3)

$$\left|\vec{r}-\vec{r}_i\right| = \sqrt{r^2 + z_i{}^2 - 2rz_i\cos\theta}\,, \tag{3.3.4}$$

şeklinde yazılır.

Sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası için hapsedici potansiyel enerji

$$V(r) = \begin{cases} 0 & r \le a \\ \infty & r > a \end{cases}, \tag{3.3.5}$$

şeklindedir. a*, R* birim sisteminde $\frac{\hbar^2}{2m^*} = 1$ olduğundan bu birim sisteminde denklem (3.3.2)

$$\left(-\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{\left|\vec{r}-\vec{r}_i\right|} + V(r)\right)\psi(r,\theta,\phi) = E\psi(r,\theta,\phi)\,, \tag{3.3.6}$$

olur. Bu denklemin analitik çözümü yoktur. Denklem yaklaşık çözüm yöntemlerinden varyasyonel yöntemle veya pertürbasyon yöntemiyle çözülebilir. Biz çalışmamızda varyasyonel yöntemi kullandık. Varyasyonel çözümle $\psi_i(r,\theta,\phi)$ yabancı atoma ait elektronun deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_i(r,\theta,\phi) = N\psi_0(r,\theta,\phi)\exp(-\lambda\left|\vec{r}-\vec{r}_i\right|)\,, \tag{3.3.7}$$

olarak seçilir. Burada N normalizasyon sabiti, λ reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. Taban durum için $k_{00} = \frac{\pi}{a}$ ve $\psi_0(r,\theta,\phi)$ taban durum deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_0(r,\theta,\phi) = N_0\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)}{r}, \tag{3.3.8}$$

dır. Sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasındaki yabancı atoma ait elektronun enerjisi

$$E_i = \min_{\lambda} \frac{\langle \psi_i(r,\theta,\phi)|H_i|\psi_i(r,\theta,\phi)\rangle}{\langle \psi_i(r,\theta,\phi)|\psi_i(r,\theta,\phi)\rangle}, \tag{3.3.9}$$

veya

$$E_i = \frac{\int_{\phi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{r=0}^{a} r^2 \sin\theta \psi_i^{*}(r,\theta,\phi) H_i \psi_i(r,\theta,\phi) dr d\theta d\phi}{\int_{\phi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{r=0}^{a} r^2 \sin\theta \psi^{*}{}_i(r,\theta,\phi) \psi_i(r,\theta,\phi) dr d\theta d\phi}, \tag{3.3.10}$$

denkleminden hesaplanır(Dane vd. , 2008, Akbaş vd. , 2009). Burada $\psi_i(r,\theta,\phi)$ ve H_i sırasıyla

$$\psi_i(r,\theta,\phi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)}{r} \exp\left(-\lambda\sqrt{r^2 + z_i{}^2 - 2rz_i\cos\theta}\right), \tag{3.3.11}$$

$$H_i = -\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial}{\partial\phi^2}\right] - \frac{2}{\sqrt{r^2 + z_i{}^2 - 2rz_i\cos\theta}} \tag{3.3.12}$$

şeklindedir.

3.4. *GaAs* YARI İLETKENİNDE PARABOLİK VE NON PARABOLİK YAKLAŞIMLAR

GaAs iletkenlik bandındaki elektronun parabolik yaklaşımda etkin kütlesi

$$m_p^* = 0.067\, m_0 \tag{3.4.1}$$

olup, burada m_0 serbest elektron kütlesidir. Bu yaklaşımda elektronun etkin kütlesinin E enerjisine bağlılığı yoktur. Başka bir deyişle

$$\frac{dm_p^*}{dE} = 0 \tag{3.4.2}$$

dır. Non-parabolik yaklaşımda ise *GaAs* iletkenlik bandındaki elektronun etkin kütlesi m_{np}^*, E elektron enerjisine bağlı olarak

$$\frac{m_{np}^*}{m_0} = 0.067\left(1 + \frac{0.0436\,E + 0.236\,E^2 - 0.147\,E^3}{0.067}\right) \tag{3.4.3}$$

bağıntısıyla verilmiştir (Aktaş vd. , 2000, Sivakami vd. , 2010, Khordad, 2010). Burada E enerjisi eV birimindedir. Özet olarak non-parabolik yaklaşımda iletkenlik bandındaki elektronun etkin kütlesinin E enerjisine bağlılığı vardır. Yani

$$\frac{dm_p^*}{dE} \neq 0 \tag{3.4.4}$$

dır. Sonsuz potansiyelli *GaAs* / *AlAs* küresel kuantum noktası için küre yarıçapına bağlı olarak non-parabolik yaklaşımda taban durum subband enerjisi ve etkin kütle değerleri A. Sivakami vd tarafından hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge–5.1. de verilmiştir (Sivakami vd. , 2010).

Çizelge–5.1. $GaAs/AlAs$ Küresel kuantum nokta yarıçapına göre taban durum subband enerjisi ve non-parabolik yaklaşımdaki etkin kütle(Sivakami vd. , 2010).

Nokta Yarıçapı (A^0)	$E_{1s}(meV)$	m^*_{np}
30	161.62	$0.0796m_0$
35	152.60	$0.0787m_0$
40	137.75	$0.077m_0$
50	108.54	$0.074m_0$
100	39.31	$0.069m_0$
150	19.66	$0.067m_0$
200	11.73	$0.067m_0$

Çizelgeden görüldüğü gibi 100 A^0'dan küçük yarıçap değerlerinde m^*_p ve m^*_{np} değerleri birbirinden farklıdır. 100 A^0'dan büyük yarıçap değerlerinde ise $m_p \cong m_{np}$ dir. Bu tez çalışmamızda yarıçap değerleri $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası için $100A^0 \le R \le 200A^0$ arasında seçilmiştir. Bu yarıçap aralığında non-parabolik ve parabolik yaklaşım arasındaki fark ihmal edilebilecek büyüklüktedir. Bu nedenle işlem kolaylığı açısından parabolik yaklaşım kullanılmıştır.

4. KÜRESEL KUANTUM NOKTASINA ELEKTRİK ALAN, MANYETİK ALAN, x Al MOL KESRİ, HİDROSTATİK BASINÇ VE SICAKLIK ETKİSİ

4.1 Küresel Kuantum Noktasına Elektrik Alan Etkisi

Sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasında pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alan uygulandığında sistemin Hamiltonyenine elektrik alandan gelen katkı

$$H_0 = eFr\cos\theta \tag{4.1.1}$$

dır. Bu durumda Hamiltonyen

$$H_{10F} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2_{r,\theta,\phi} + eFr\cos\theta + V(r), \tag{4.1.2}$$

olur. Uzunluk birimi olarak $a^* = \varepsilon\hbar^2/m_0^* e^2$, enerji birimi olarak $R^* = e^2/2\varepsilon a^*$ birim sisteminde Hamiltonyen

$$H_{10F} = -\nabla^2_{r,\theta,\phi} + \eta r\cos\theta + V(r), \tag{4.1.3}$$

şeklindedir (Chuu vd. , 1992). Burada $\eta = eF$ dir. $a*$, $R*$ birim sisteminde $\eta = \dfrac{10^{-2}F(kV/cm)a*}{R*}$ dır. Schrödinger denklemini yazarsak

$$\left(-\nabla^2_{r,\theta,\phi} + \eta r\cos\theta + V(r)\right)\psi_{10F}(r,\theta,\phi) = E_{10F}\psi_{10F}(r,\theta,\phi), \tag{4.1.4}$$

olur. Burada $V(r)$ hapsedici potansiyel enerjidir ve şöyle tanımlanır;

$$V(r)=\begin{cases}0 & r\le a\\ \infty & r>a\end{cases}, \tag{4.1.5}$$

Literatürde (4.1.4) gibi olan Schrödinger denklemleri çoğunlukla yaklaşık yöntemlerden varyasyonel yöntemle çözülür. Buna göre varyasyonel çözüm için ψ_{10F} taban durum deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{10F}(r,\theta)=N_{10F}\frac{\sin(\frac{\pi}{a}r)}{r}e^{-\beta r\cos\theta}, \tag{4.1.6}$$

olarak seçilir. Burada N_{10F} normalizasyon sabiti β pozitif değerli varyasyonel parametredir. Düzgün elektrik alan altında, sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktası içine hapsedilmiş m^* etkin kütleli bir elektronun taban durum subband enerjisi F elektrik alan büyüklüğüne bağlı olarak

$$E_{10F}=\min_{\beta}\frac{\langle\psi_{10F}|H_{10F}|\psi_{10F}\rangle}{\langle\psi_{10F}|\psi_{10F}\rangle}, \tag{4.1.7}$$

denkleminden hesaplanabilir.

4.2 Küresel Kuantum Noktasına Manyetik Alan Etkisi

Sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasında pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{B}$ manyetik alanı uygulandığında sistemin Hamiltonyeni, manyetik alanın vektör potansiyeli $\vec{A}(\vec{r})$;

$$\vec{A}(\vec{r})=\frac{1}{2}\left|\vec{B}\times\vec{r}\right| \tag{4.2.1}$$

olmak üzere

$$H = \frac{1}{2m*}\left[\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A}\right]^2 + V(r) \qquad (4.2.2)$$

dır. Burada $\vec{P}$ momentumdur. Denklem (4.2.2) deki Hamiltonyenin küresel koordinatlardaki ifadesi

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m*}\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} + \frac{e^2B^2}{8m*c^2}r^2\sin^2\theta + V(r) \qquad (4.2.3)$$

dır. Burada $\gamma = \frac{\hbar eB}{2m*cR*}$ olmak üzere Hamiltonyen

$$H_{10B} = -\frac{\hbar^2}{2m*}\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} + \frac{\gamma^2}{4}r^2\sin^2\theta + V(r), \qquad (4.2.4)$$

olur. Uzunluk birimi olarak $a^* = \varepsilon\hbar^2/m^*e^2$, enerji birimi olarak $R^* = e^2/2\varepsilon a^*$ dir. $GaAs$ için $m* = 0.067\,m_0$, $\varepsilon = 13.1$, $B = 6.14852\ T$, $R* = 5.31meV$ ve $a* = 103.43\ \overset{0}{A}$ olmak üzere manyetik alan büyüklüğü $\gamma = 1$ olur. $a*$, $R*$ birim sisteminde Hamiltonyen

$$H_{10B} = -\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} + \frac{\gamma^2}{4}r^2\sin^2\theta + V(r), \qquad (4.2.5)$$

şeklindedir. Schrödinger denklemini yazarsak

$$\left(-\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} + \frac{\gamma^2}{4}r^2\sin^2\theta + V(r)\right)\psi_{10B}(r,\theta,\phi) = E_{10B}\psi_{10B}(r,\theta,\phi), \qquad (4.2.6)$$

olur. Burada $V(r)$ hapsedici potansiyel enerjidir ve şöyle tanımlanır;

$$V(r) = \begin{cases} 0 & r \le a \\ \infty & r > a \end{cases}, \qquad (4.2.7)$$

Literatürde (4.2.6) gibi olan Schrödinger denklemleri çoğunlukla yaklaşık yöntemlerden varyasyonel yöntemle çözülür. Buna göre ψ_{10B} taban durum deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{10B}(r) = N_{10B} \frac{\sin(\frac{\pi}{a} r)}{r} e^{-\lambda r^2}, \qquad (4.2.8)$$

olarak seçilir. Burada N_{10B} normalizasyon sabiti λ pozitif değerli varyasyonel parametredir. Düzgün manyetik alan altında, sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktası içine hapsedilmiş $m*$ etkin kütleli bir elektronun taban durum subband enerjisi γ manyetik alan büyüklüğüne bağlı olarak

$$E_{10B} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \gamma, \qquad (4.2.9)$$

şeklinde elde edilir (Akbaş vd. , 2009).

4.3 *GaAs* ve $Al_xGa_{1-x}As$ Küresel Kuantum Noktasına x *Al* Mol Kesri, P Hidrostatik Basınç ve T Sıcaklığının Dielektrik Sabit ve Etkin Kütleye Etkisi

Dielektrik sabiti ε ve etkin kütle m_0^* , *GaAs* ve $Al_xGa_{1-x}As$ yarı iletkenlerindeki yabancı atoma ait elektronun enerjisini hesaplamak için kullanılır. Fakat dielektrik sabitinin belirlenmesi oldukça zordur. *GaAs* için dielektrik sabiti $\varepsilon = 13{,}18$ (Samara, 1983) ve $Al_xGa_{1-x}As$ için dielektrik sabiti $\varepsilon = 13{,}18 - 3{,}12x$ olarak hesaplanmıştır (Adachi, 1985). Burada x , *Al* mol kesrini göstermektedir. Dielektrik sabitinin konuma bağlılığı (uzaya bağımlı fonksiyon)

$$\varepsilon_r^{-1} = \varepsilon^{-1} + (1 - \varepsilon^{-1}) \exp(-r/\beta), \qquad (4.3.1)$$

şeklindedir (Akbaş vd. , 1998). ε_r nin konuma bağlılığı özellikle büyük yarıçaplı kuantum noktalarında önemsiz olduğundan $a > 1a*$ yarıçaplı kuantum noktaları için ε_r sabit seçilebilir.

$GaAs$ Yarı iletkenin deki bir elektronun etkin kütlesi

$$m_0^* = 0.067\, m_0 , \qquad (4.3.2)$$

dır. Burada m_0 serbest elektron kütlesidir. $Al_xGa_{1-x}As$ Yarıiletkenindeki bir elektronun etkin kütlesi ise x, Al mol kesrine bağlı olarak

$$m_0^* = (0.067 + 0.083x)\, m_0 , \qquad (4.3.3)$$

şeklindedir(Adachi, 1985).

$Al_xGa_{1-x}As$ için yasak enerji aralığının x, Al mol kesrine bağlı ifadesi ise

$$E_g = \begin{cases} 1.424 + 1.427x & (0 \le x \le 0.45) \\ 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 & (0.45 \le x \le 1) \end{cases} , \qquad (4.3.4)$$

şeklindedir (Adachi, 1985).

Dielektrik sabitinin ve etkin kütlenin hidrostatik basınca bağlılığı sırasıyla, P basıncı kbar biriminde olmak üzere,

$$\varepsilon(P) = \varepsilon(0) - 0.88P , \qquad (4.3.5)$$

$$m^*(P) = m_0^* e^{0.078P} , \qquad (4.3.6)$$

şeklindedir (Erdogan vd. 2009, John. Peter. 2005). Ayrıca dielektrik sabitinin ve etkin kütlenin hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağlı ifadeleri ise sırasıyla

$$\varepsilon(P,T)=\begin{cases}12.74\exp(-1.73\times10^{-3}P)\exp[9.4\times10^{-5}(T-75.6)] & T\le 200K\\ 13.18\exp(-1.73\times10^{-3}P)\exp[20.4\times10^{-5}(T-300)] & T\ge 200K\end{cases}, \quad (4.3.7)$$

$$m^*(P,T)=\frac{m_0}{1+7.51\left(\frac{2}{E_g^{\Gamma}(P,T)}+\frac{1}{E_g^{\Gamma}(P,T)+0.341}\right)}, \quad (4.3.8)$$

şeklindedir (Yeşilgül vd. , 2010, John Peter ve Navaneethakrishnan, 2008). Buradaki $E_g^{\Gamma}(P,T)$ *GaAs* için hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığıdır ve

$$E_g^{\Gamma}(P,T)=1.519eV+\alpha\frac{T^2}{T+204K}+bP+cP^2, \quad (4.3.9)$$

şeklindedir. Burada $\alpha=-5.405\times10^{-4}$ eV/K, $b=1.26\times10^{-2}$ eV/kbar, $c=-3.77*10^{-5}$ eV/kbar^2 dır (John Peter vd. , 2008).

5.SONSUZ POTANSİYELLİ *GaAs / AlAs* KÜRESEL KUANTUM NOKTASI

5.1. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktası

5.1.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Taban Durum Subband Enerjisi

Küresel kuantum noktasının $V(r)$ hapsedici potansiyel enerjisi

$$V(r)=\begin{cases}0 & r\le a\\ \infty & r>a\end{cases} \qquad (5.1.1)$$

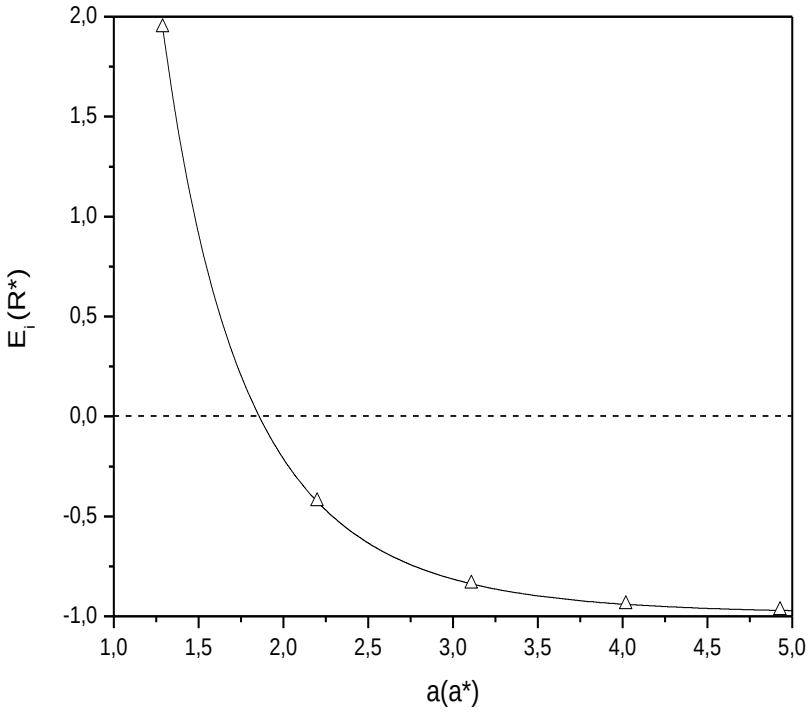
olup, böyle bir kuantum küresi içine hapsedilen elektronun taban durum subband enerjisi denklem (3.1.15)' ten denklem (3.1.21) deki taban durum dalga fonksiyonu kullanılarak a*, R* birim sisteminde denklem (3.1.24) ile

$$E_0=\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \qquad (5.1.2)$$

olarak verilmişti. Taban durum subband enerjisinin artan a yarıçapı ile azaldığı ve $a\to\infty$ için sıfıra gittiği görülmektedir. $a\to\infty$ için $E_0\to 0$ gitmesi hapsedici potansiyelin olmamasındandır.

5.1.b GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasının Merkezinde Yer Alan Donor Yabancı Atomunun Bağlanma Enerjisi

Küresel kuantum noktasının merkezinde bulunan bir donor yabancı atomunun taban durum enerjisi, denklem (3.3.11) ile verilen deneme dalga fonksiyonu ve denklem (3.3.12) ile verilen Hamiltonyeni kullanılarak denklem (3.3.9) den $z_i = 0$ için hesaplanmıştır. a*, R* birim sisteminde yazdığımız fortran programı ile nümerik olarak hesaplanan $E_i(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin $a(a^*)$ küre kuantum nokta yarıçapına bağlı değişim grafiği Şekil5.1.1. de verilmiştir. $E_i(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin sıfır olduğu değer $a_0 = 1.852\ a^*$ dır. Nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$'dan daha büyük olduğunda, $E_i(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi negatif olur. $E_i(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin pozitiften negatife değiştiği nokta yarıçapının bu değeri "dönüm noktası (turning point)" olarak bilinir (Chuu vd. ,1992). Dönüm noktası sonlu küresel kuantum noktası için $a_0 = 1.852\ a^*$ değerinden farklıdır.

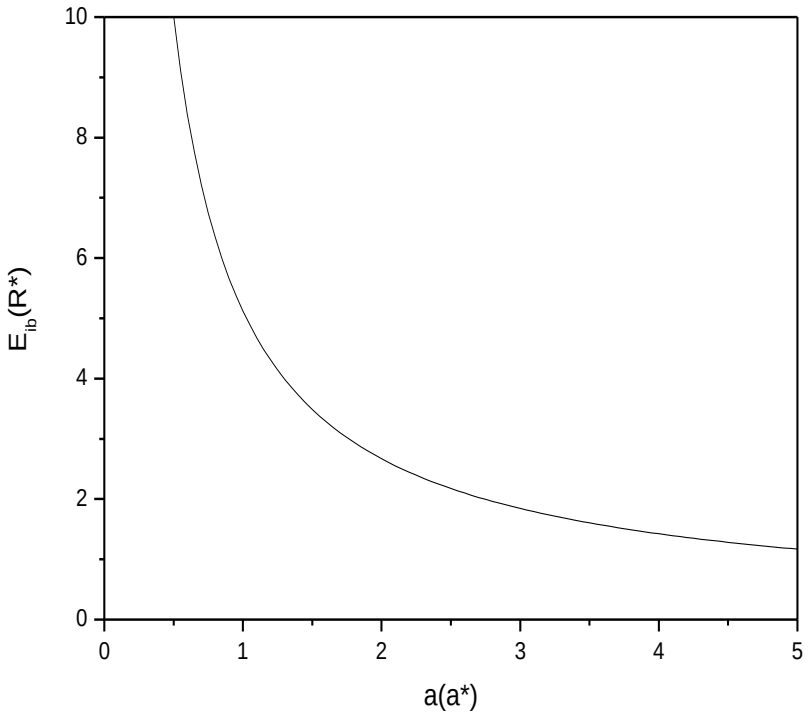


Şekil 5.1.1. $E_i(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının $a(a^*)$ yarıçapına bağlı olarak değişim grafiği

Bağlanma enerjisi yabancı atom yokken ki enerji (subband enerjisi) ile yabancı atom varken ki enerji farkı olarak tanımlanır (Montenegro ve Merchancano,1992, Corella-Madueno vd. , 2001). Buna göre bağlanma enerjisi

$$E_{ib} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - E_i \qquad (5.1.4)$$

şeklindedir. $E_{ib}(R^*)$ Yabancı atomun taban durum bağlanma enerjisinin $a(a^*)$ kuantum nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.1.2 de verilmiştir. Kuantum noktasının yarıçapı arttıkça $E_{ib}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisi azalmaktadır.

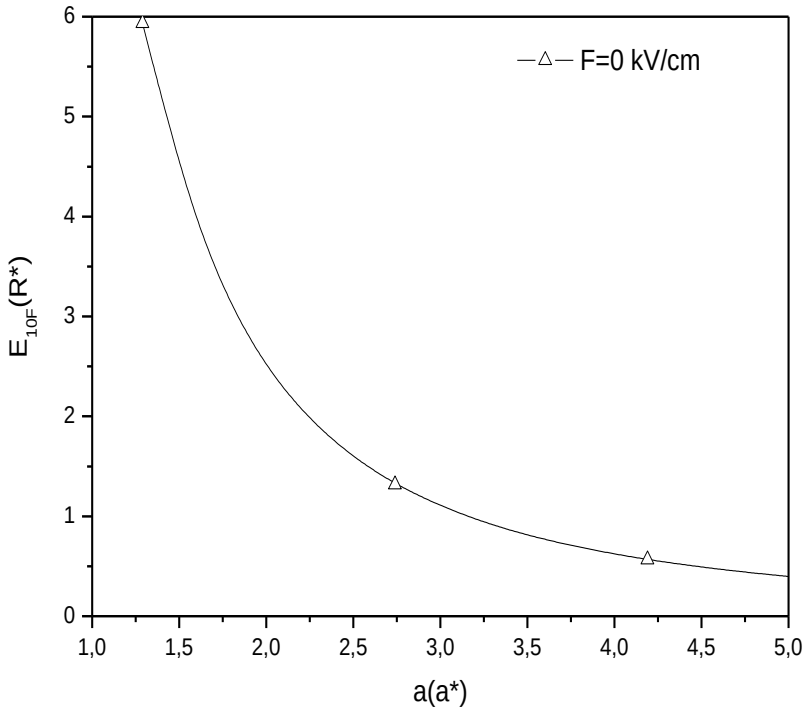


Şekil 5.1.2. GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında $E_{ib}(R^*)$ bağlanma enerjisinin $a(a^*)$ kuantum nokta yarıçapına bağlı olarak değişim grafiği

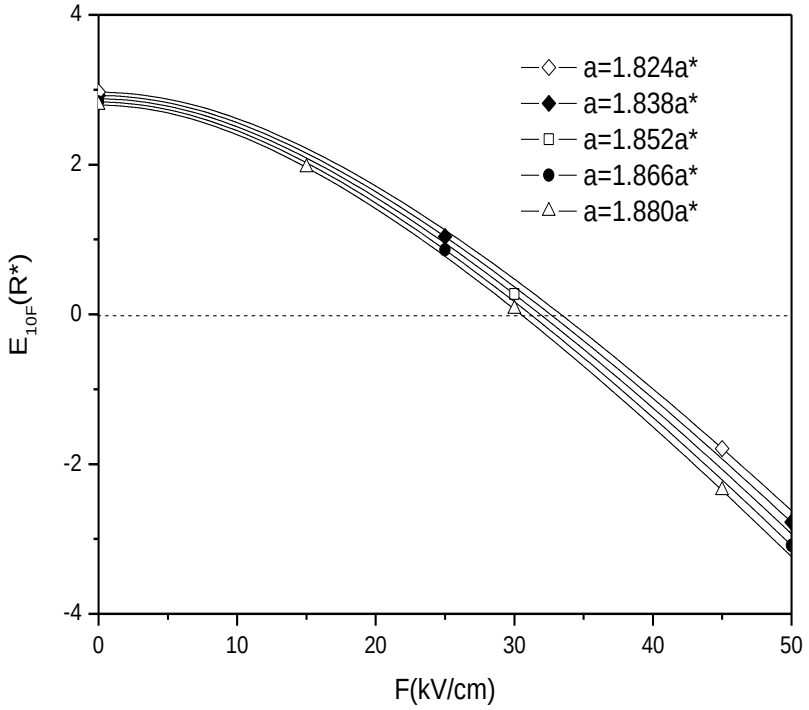
5.2. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Elektrik Alan Etkisi

5.2.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi

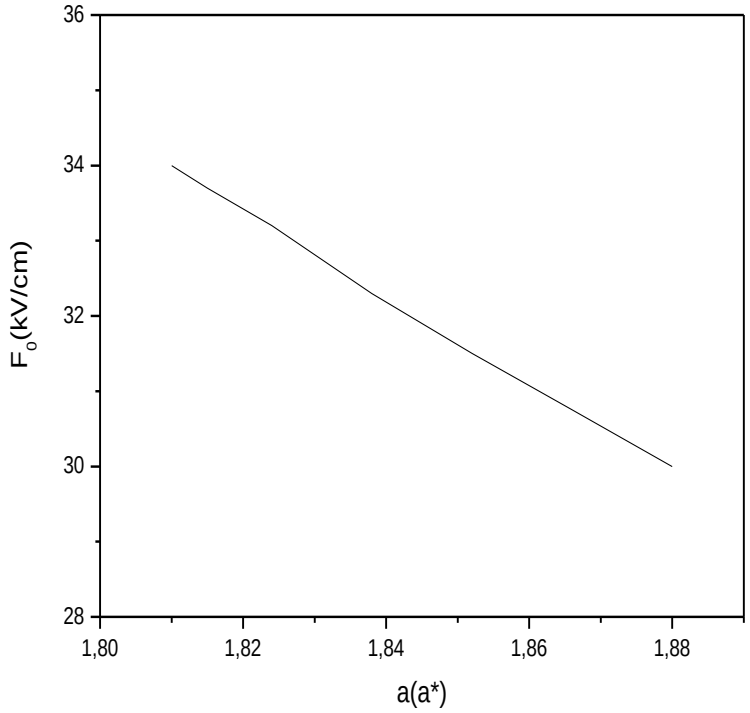
Pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için taban durum subband enerjisi, denklem (4.1.3) ile verilen Hamiltonyen ve denklem (4.1.6) ile verilen deneme dalga fonksiyonu kullanılarak denklem (4.1.7) den hesaplanmıştır. GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için $E_{10F}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin $a(a^*)$ küresel kuantum nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil. 5.2.1. deki gibidir. $E_{10F}(R^*)$ için elde edilen sonuç literatürdeki Y. P. Varshni ile uyumludur(Varshni, 1999). Dönüm noktası yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ dan çok az küçük ve çok az büyük iki yarıçap değeri $a = 1.824a^*$, $a = 1.836a^*$, $a = 1.852a^*$, $a = 1.866a^*$, $a = 1.880a^*$ için $E_{10F}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil. 5.2.2. deki gibidir. Bu grafikten $E_{10F}(R^*)$ enerjisinin elektrik alan büyüklüğü artarken azaldığını kolayca görebiliriz. Ayrıca $E_{10F}(R^*)$ taban durum enerjisini sıfır yapan F_0 elektrik alan büyüklüğünün nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil. 5.2.3. deki gibidir. F_0 'ın azalan nokta yarıçapı ile bir artış gösterdiği açıkça görülür.



Şekil 5.2.1. Taban durum enerjisi $E_{10F}(R^*)$'nin $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 5.2.2. Beş farklı nokta yarıçapı için taban durum enerjisi $E_{10F}(R^*)$'nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği



Şekil 5.2.3. F_0 elektrik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği

5.2.b GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi

Elektrik alan etkisi altında sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının merkezine yerleştirilmiş donor elektronu için denklem (4.1.3) ve denklem (3.3.4) 'ten Hamiltonyen

$$H_{0F} = -\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{r} + \eta r\cos\theta \qquad (5.2.1)$$

şeklinde yazılır ve böyle bir sistem için Schrödinger denklemi

$$\left(-\nabla^2(r,\theta,\phi)-\frac{2}{r}+\eta r\cos\theta\right)\psi_{0F}(r,\theta,\phi)=E_{0F}\psi_{0F}(r,\theta,\phi) \qquad (5.2.2)$$

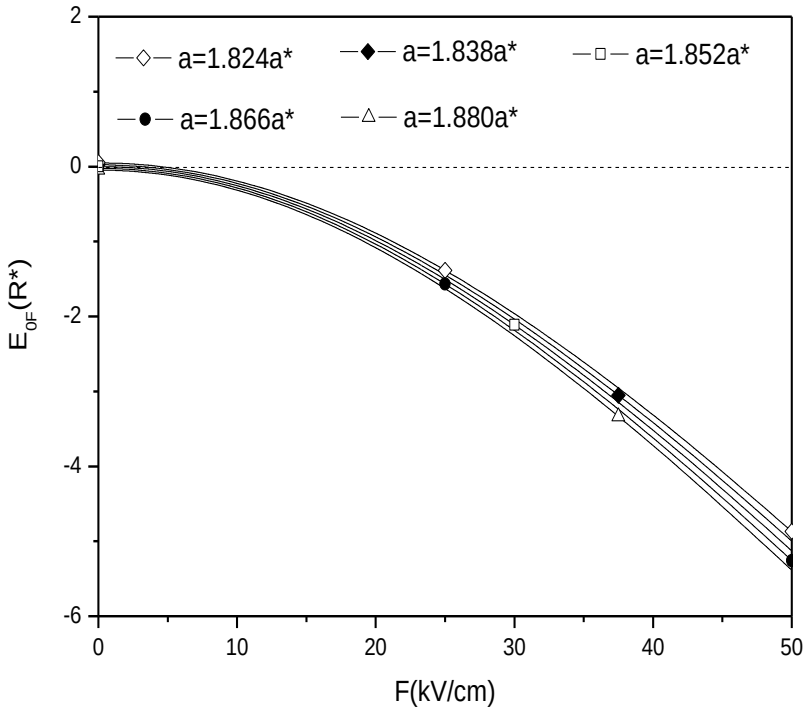
olur. Bu denklemi varyasyonel yöntemle çözmek için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{0F}(r,\theta,\phi)=N_{0F}\frac{\sin(\frac{\pi}{a}r)}{r}e^{-\alpha r}e^{-\beta r\cos\theta} \qquad (5.2.3)$$

olarak seçilir. Burada α ve β reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. Küresel kuantum noktasındaki donor yabancı atomunun $E_{0F}(R^*)$ taban durum enerjisi

$$E_{0F}=\min_{\alpha,\beta}\frac{\langle\psi_{0F}|H_{0F}|\psi_{0F}\rangle}{\langle\psi_{0F}|\psi_{0F}\rangle} \qquad (5.2.4)$$

denkleminden hesaplanmıştır. Dönüm noktası yarıçapı $a_0=1.852\ a^*$ dan çok az küçük ve çok az büyük iki yarıçap değeri için $E_{0F}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin F elektrik alan büyüklüğüne bağlı olarak hesaplanmıştır. Bu beş farklı kuantum nokta yarıçapı için $E_{0F}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 5.2.4 deki gibidir. Bu grafikten $E_{0F}(R^*)$ enerjisinin artan elektrik alan büyüklüğü ile azaldığı görülmektedir.



Şekil 5.2.4. Beş farklı nokta yarıçapı için yabancı atom enerjisi $E_{0F}(R^*)$ ' nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği

Bu durumda bağlanma enerjisi elektrik alan büyüklüğüne bağlı olarak

$$E_{bF} = E_{10F} - E_{0F} \tag{5.2.5}$$

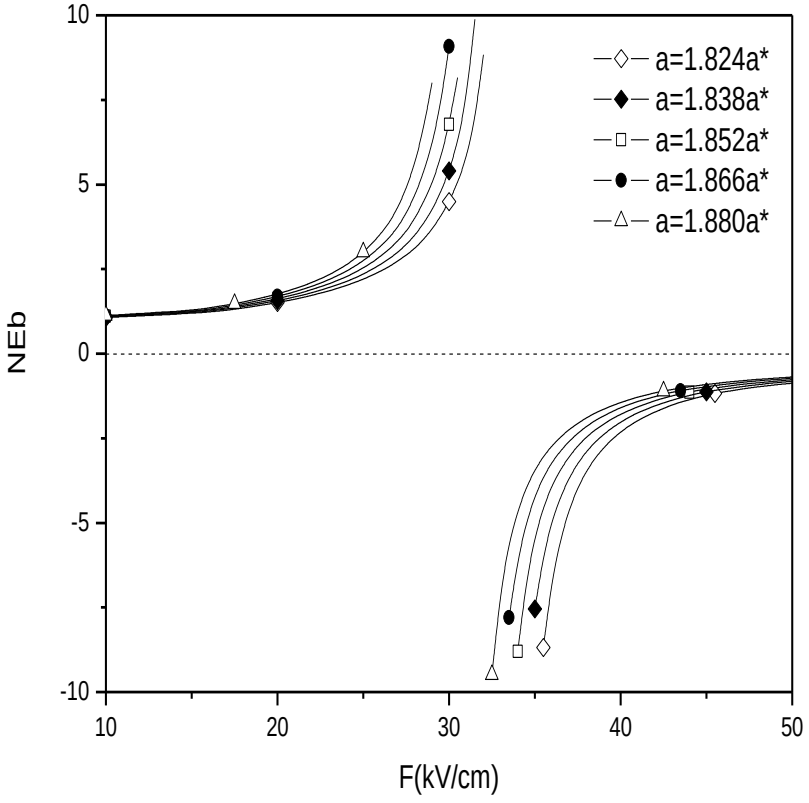
şeklindedir (Montenegro ve Merchancano, 1992).

Dönüm noktası civarında elektrik alan altında bir donorlu sonsuz küresel kuantum noktasında elektrik alan büyüklüğünün donor enerjisine etkisini daha çok görmek için bu çalışmadan önce literatürde bulunmayan ve ilk defa bizim tarafımızdan önerilen Normalize edilmiş bağlanma enerjisi

$$NE_b = \frac{E_{bF}}{E_{10F}} = \frac{E_{10F} - E_{0F}}{E_{10F}} = 1 - \frac{E_{0F}}{E_{10F}} \tag{5.2.6}$$

şeklinde tanımlanmıştır. (Dane, vd. , 2008).

Şekil 5.2.2 deki beş kuantum küresi için $a = 1.824a^*$, $a = 1.836a^*$, $a = 1.852a^*$, $a = 1.866a^*$, $a = 1.880a^*$ Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği Şekil 5.2.5. deki gibidir. NE_b Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, artan F elektrik alan büyüklüğü ile arttığı görülmektedir. NE_b Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, $E_{10F}(R^*)$ taban durum enerjisini sıfır yapan F_0 elektrik alan değeri için asimptotik olarak arttığı görülmektedir. NE_b Normalize edilmiş bağlanma enerjisi $F < F_0$ için pozitif ve $F > F_0$ için negatif olmaktadır. F_0 elektrik alan değerinden küçük ve büyük elektrik alanlarda NE_b ' nin seçilen küre yarıçaplarına bağlılığı görülmemektedir.

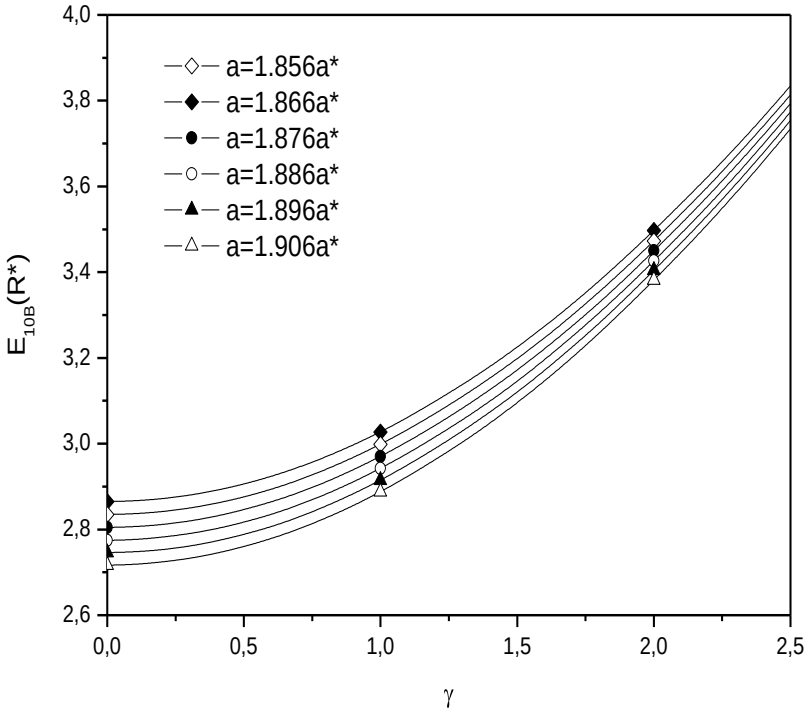


Şekil 5.2.5. Beş farklı nokta yarıçapı için Normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_b 'nin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği

5.3. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Manyetik Alan Etkisi

5.3.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Manyetik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi

Pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{B}$ manyetik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için taban durum subband enerjisi, denklem (4.2.5) ile verilen Hamiltonyen ve denklem (4.2.8) ile verilen deneme dalga fonksiyonu kullanılarak denklem (4.2.9)' dan nümerik olarak yazılan fortran programıyla hesaplanmıştır. Dönüm noktası yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ dan çok az büyük altı farklı kuantum nokta yarıçapı $a = 1.856a^*$, $a = 1.866a^*$, $a = 1.876a^*$, $a = 1.886a^*$, $a = 1.896a^*$, $a = 1.906a^*$ için $E_{10B}(R^*)$ taban durum subband enerjisi nümerik olarak hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 5.3.1. de gösterilmiştir. Bu grafikten $E_{10B}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin manyetik alan büyüklüğü artarken arttığı görülmektedir.



Şekil 5.3.1. Altı farklı kuantum nokta yarıçapı için taban durum subband enerjisi $E_{10B}(R^*)$'nin manyetik alan büyüklüğü γ' ya göre değişim grafiği

5.3.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Manyetik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi

Manyetik alan etkisi altında sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının merkezine yerleştirilmiş donor elektronu için denklem (4.2.5) ve denklem (3.3.4)'ten Hamiltonyen

$$H_{0B} = -\nabla^2{}_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{r} + \frac{\gamma^2}{4} r^2 \sin^2\theta \qquad (5.3.1)$$

şeklinde yazılır ve böyle bir sistem için Schrödinger denklemi

$$\left(-\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{r} + \frac{\gamma^2}{4} r^2 \sin^2\theta\right)\psi_{0B}(r,\theta,\phi) = E_{0B}\psi_{0B}(r,\theta,\phi) \qquad (5.3.2)$$

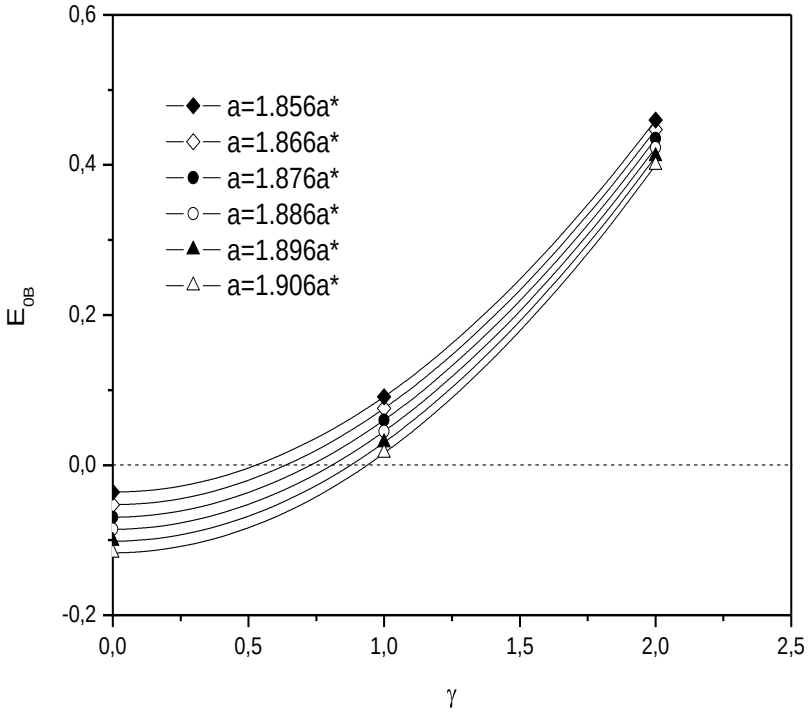
olur. Bu denklemi varyasyonel yöntemle çözmek için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{0B}(r) = N_{0B}\frac{\sin(\frac{\pi}{a}r)}{r} e^{-\alpha r} e^{-\lambda r^2} \qquad (5.3.3)$$

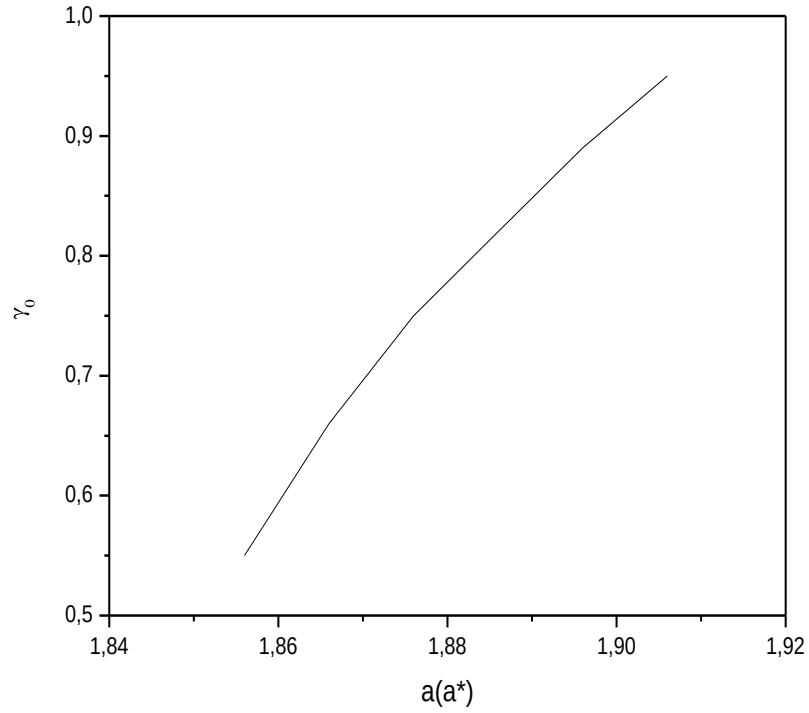
olarak seçilir. Burada α ve λ reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. Küresel kuantum noktasındaki donor yabancı atomunun $E_{0B}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi

$$E_{0B} = \min_{\alpha,\lambda} \frac{\langle \psi_{0B} | H_{0B} | \psi_{0B} \rangle}{\langle \psi_{0B} | \psi_{0B} \rangle} \qquad (5.3.4)$$

şeklindedir. Şekil 5.3.1. deki altı farklı kuantum nokta yarıçapı için $E_{0B}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin manyetik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 5.3.2. deki gibidir. Bu grafikten $E_{0B}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin manyetik alan büyüklüğü artarken arttığı görülmektedir. Ayrıca $E_{0B}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisini sıfır yapan γ_0 manyetik alan büyüklüğünün kuantum nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.3.3. deki gibidir. γ_0'ın artan kuantum nokta yarıçapı ile arttığı görülmektedir.



Şekil 5.3.2. Altı farklı kuantum nokta yarıçapı için taban durum yabancı atom enerjisi $E_{0B}(R^*)$'nin γ manyetik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği



Şekil 5.3.3. γ_0 Manyetik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ nokta yarıçapına göre değişim grafiği

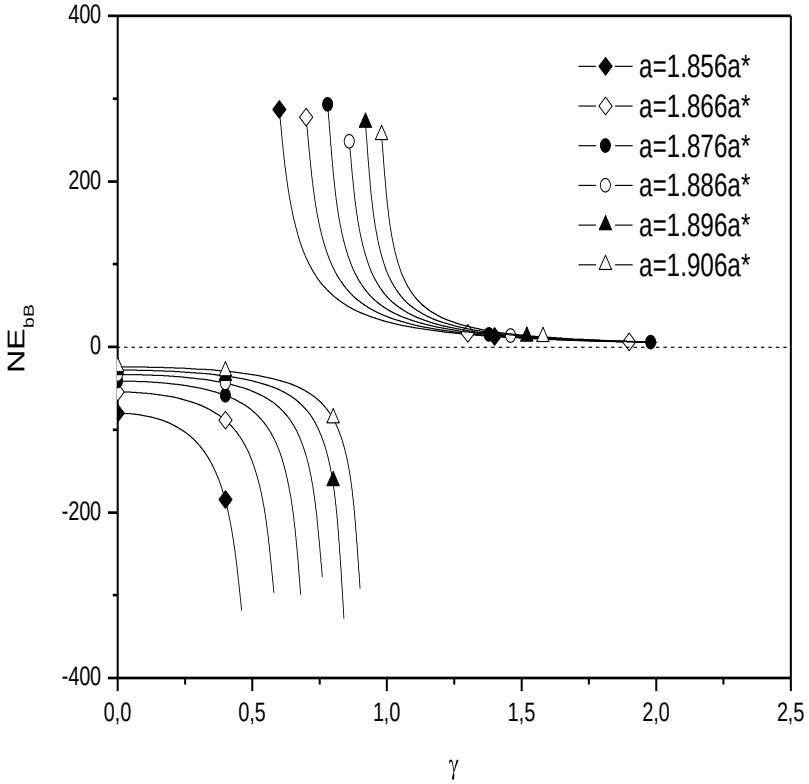
Bu durumda bağlanma enerjisi manyetik alan büyüklüğüne bağlı olarak

$$E_b = E_{10B} - E_{0B} \tag{5.3.5}$$

şeklindedir. Burada Normalize edilmiş bağlanma enerjisi denklem (5.2.6) gibi elde edilir. Denklem (5.2.6) Normalize edilmiş bağlanma enerjisi, bağlanma enerjisi subband enerjisine bölünerek elde edilmişti. Fakat burada Normalize edilmiş bağlanma enerjisi, bağlanma enerjisi yabancı atom enerjisine bölünerek elde edilmiştir.

$$NE_{bB} = \frac{E_b}{E_{0B}} = \frac{E_{10B} - E_{0B}}{E_{0B}} = \frac{E_{10B}}{E_{0B}} - 1 \tag{5.3.6}$$

olarak tanımlanmıştır (Akbaş vd. , 2009). Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin altı farklı kuantum nokta yarıçapı için manyetik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği Şekil 5.3.4. deki gibidir. NE_{bB} Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, γ manyetik alan büyüklüğü artarken azaldığı görülür. NE_{bB} Normalize edilmiş bağlanma enerjisi $\gamma < \gamma_0$ için negatif , $\gamma > \gamma_0$ için pozitif ve $\gamma = \gamma_0$ için sonsuz olmaktadır.



Şekil 5.3.4. Altı farklı nokta yarıçapı için Normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bB}'nin γ manyetik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği

5.4. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Elektrik ve Manyetik Alan Etkisi

5.4.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik ve Manyetik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi

Pozitif z-ekseni yönünde birbirine paralel ve aynı yönlü düzgün, sabit $\vec{E}$ elektrik alanı ve $\vec{B}$ manyetik alanı varlığında sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için Hamiltonyen

$$H_{SFB} = \frac{1}{2m^*}\left(\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}\right)^2 + e\vec{F}\cdot\vec{r} + V(r) \qquad (5.4.1)$$

şeklindedir. Burada m^* etkin kütle, $\vec{A}$ manyetik alanın vektör potansiyelidir. $\vec{B} = \vec{\nabla}\times\vec{A}$ dır. Ayrıca e elektron yükü ve $\vec{r}$ yer vektörüdür. Buradaki $V(r)$ hapsedici potansiyel enerji

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \quad r \le a \\ \infty & , \quad r > a \end{cases} \qquad (5.4.2)$$

şeklindedir. Kürenin merkezi sistemin orijini olarak seçilir. z -ekseni doğrultusunda düzgün bir manyetik alanı $\vec{B}(0,0,B)$ uygulandığında vektör potansiyeli $\vec{A} = (\vec{B}\times\vec{r})/2$ olarak seçilir. Aynı zamanda z -ekseni doğrultusunda düzgün bir elektrik alanı uygulanır. Taban durumu için küresel koordinatlarda Hamiltonyen

$$H_{SFB} = -\nabla^2_{r,\theta,\phi} + \eta r\cos\theta + \frac{\gamma^2}{4}r^2\sin^2\theta + V(r) \qquad (5.4.3)$$

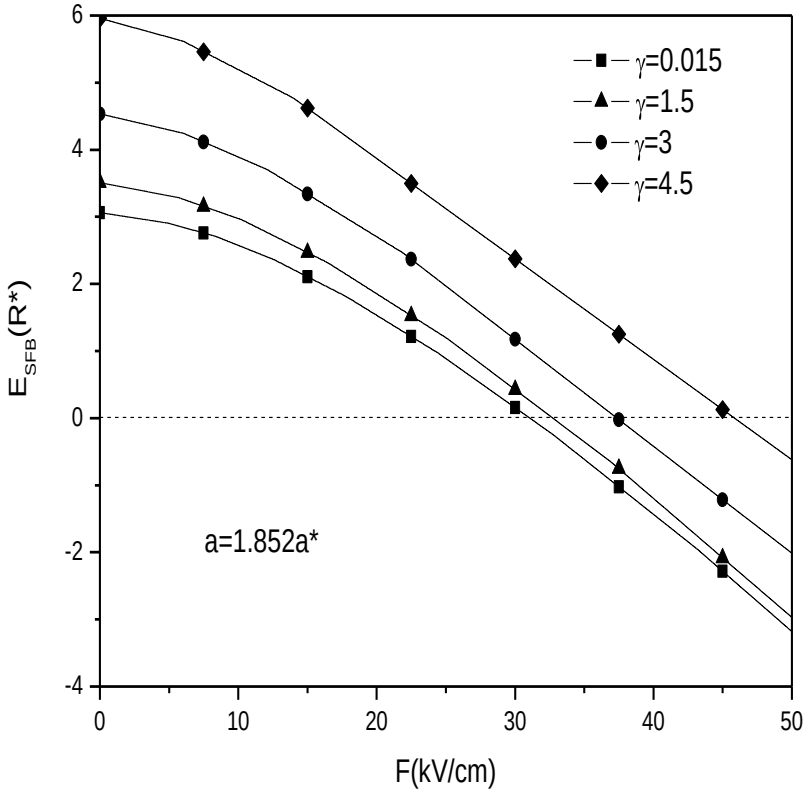
olarak ifade edilir. Burada etkin birimleri kullanırız. Uzunluk birimi olarak $a^* = \varepsilon\hbar^2/m^*e^2$, enerji birimi olarak $R^* = e^2/2\varepsilon a^*$ etkin Rydberg kullanıldığında $\eta = \dfrac{10^{-2}F(kV/cm)a^*}{R^*}$ elektrik alanın boyutsuz birimi ve $\gamma = \hbar\omega_c/2R^*$, $\omega_c = eB/m^*c$ manyetik alanın boyutsuz birimidir. Taban durum subband enerjisi $E_{SFB}(R^*)$ 'nin hesaplanması için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{SFB}(r,\theta,\phi) = N_{SFB}\frac{\sin\left(\dfrac{\pi r}{a}\right)}{r}e^{-\lambda r\cos\theta}e^{-\beta r^2} \qquad (5.4.4)$$

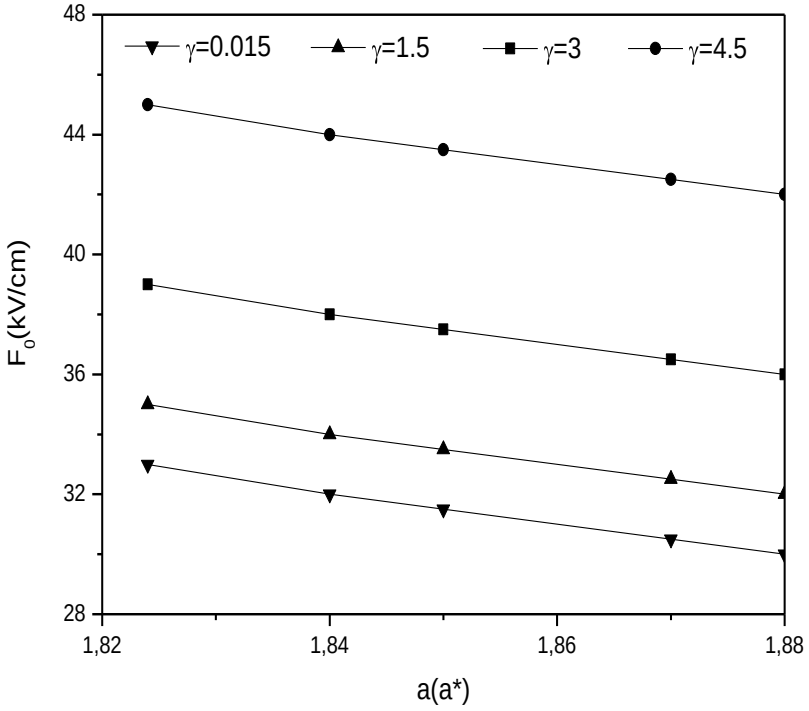
olarak seçilir. Burada λ ve β reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. Taban durum subband enerjisi

$$E_{SFB} = \min_{\lambda,\beta}\left[\frac{\langle\psi_{SFB}|\, H_{SFB}\,|\psi_{SFB}\rangle}{\langle\psi_{SFB}|\psi_{SFB}\rangle}\right] \qquad (5.4.5)$$

şeklindedir. Elektrik alan ve manyetik alan varlığında dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için subband taban durum enerjisi $E_{SFB}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 5.4.1. deki gibidir. Bu grafikten elektrik alan büyüklüğü artarken veya manyetik alan büyüklüğü azalırken $E_{SFB}(R^*)$ ' nin azaldığı görülmektedir. Yine bu grafikten manyetik alanın artmasıyla enerji seviyelerinin değiştiği görülür. Dört farklı manyetik alan büyüklüğü için $E_{SFB}(R^*)$ taban durum enerjisini sıfır yapan F_0 elektrik alan büyüklüğünün nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.4.2. deki gibidir.



Şekil 5.4.1. Dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için $E_{SFB}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği



Şekil 5.4.2. Dört farklı manyetik alan büyüklüğü için F_0 elektrik alan büyüklüğünün $a(a^*)$ nokta yarıçapına göre değişim grafiği

5.4.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Elektrik ve Manyetik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi

Sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında küre merkezine yerleştirilmiş donor elektronu için, pozitif z-ekseni yönünde birbirine paralel ve aynı yönlü düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı ve $\vec{B}$ manyetik alanı varlığında Hamiltonyen

$$H_{IFB} = -\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{r} + \eta r\cos\theta + \frac{\gamma^2}{4} r^2 \sin^2\theta \qquad (5.4.6)$$

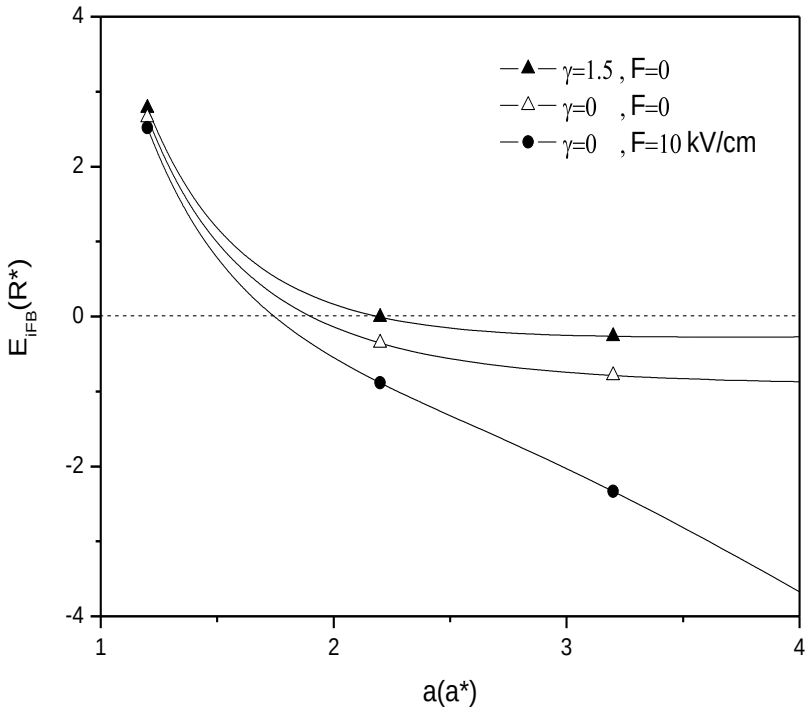
şeklindedir. Elektrik alan ve manyetik alan varlığında $E_{İFB}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi aşağıdaki deneme dalga fonksiyonu kullanılarak varyasyonel yöntemle elde edilebilir.

$$\psi_{İFB}(r,\theta,\phi) = N_{İFB}\frac{\sin\left(\frac{\pi r}{a}\right)}{r}e^{-\alpha r}e^{-\lambda r\cos\theta}e^{-\beta r^2} \qquad (5.4.7)$$

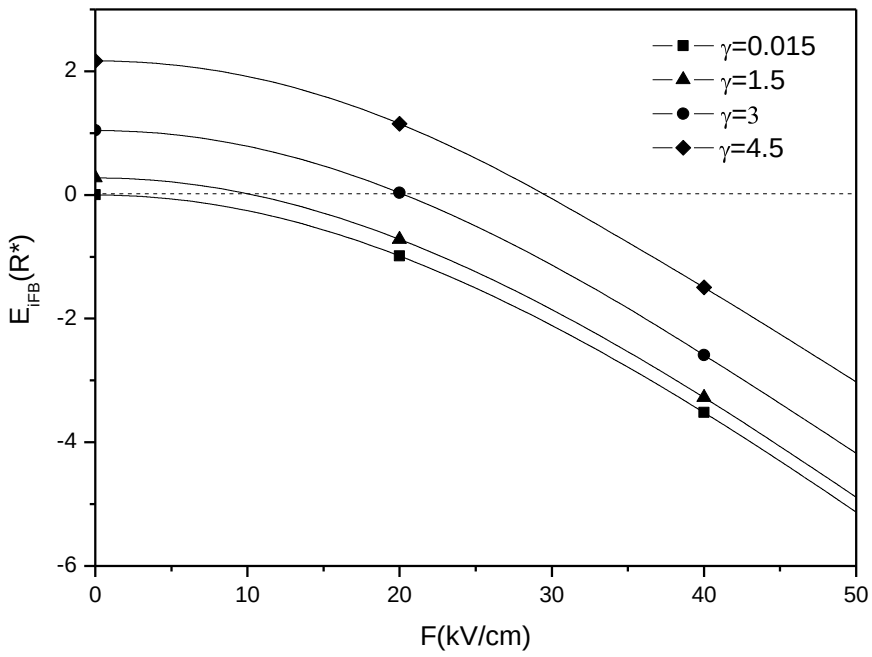
Burada α , λ , β belirlenecek varyasyonel parametrelerdir. $E_{İFB}(R^*)$ Enerjisi

$$E_{İFB} = \min_{\alpha,\lambda,\beta}\left[\frac{\langle\psi_{İFB}|H_{İFB}|\psi_{İFB}\rangle}{\langle\psi_{İFB}|\psi_{İFB}\rangle}\right] \qquad (5.4.8)$$

olarak elde edilir. Farklı elektrik alan ve manyetik alan büyüklükleri için $E_{İFB}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin $a(a^*)$ nokta yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.4.3. deki gibidir. Bu grafikte $F = 0kV/cm$ ve $\gamma = 0$ için $E_{İFB}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin sıfır olduğu değer $a_0 = 1.852\ a^*$ dır. Nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ 'dan daha büyük olduğunda, $E_{İFB}(R^*)$ negatif olur. Şekil5.4.3. de manyetik alanın yabancı atom enerjisini arttırdığı, elektrik alanın ise yabancı atom enerjisini azalttığı görülmektedir. Dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için $E_{İFB}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 5.4.4. deki gibidir. Bu grafikten $E_{İFB}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin elektrik alan büyüklüğü artarken azaldığı görülmektedir.



Şekil 5.4.3. Yabancı atom enerjisi $E_{İFB}(R^*)$ 'nin $a(a^*)$ küresel nokta yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 5.4.4. Dört farklı γ değeri ve $a_0 = 1.852\ a^*$ için $E_{İFB}(R^*)$ ' nin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği

Bağlanma enerjisi

$$E_{bFB} = E_{SFB} - E_{İFB} \tag{5.4.9}$$

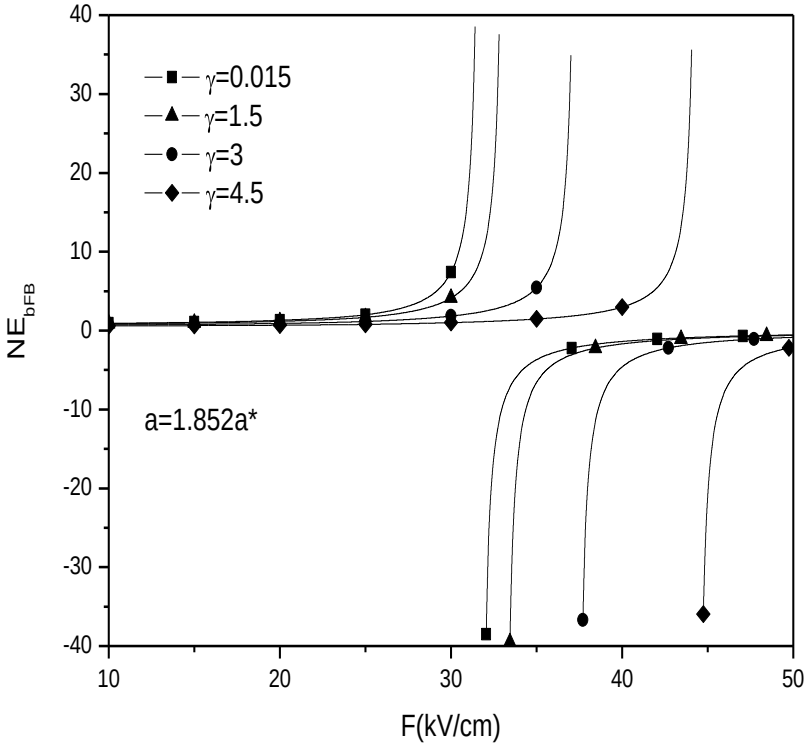
şeklinde tanımlanır. Daha önceki çalışmalarımızda elektrik alan varlığında normalize edilmiş bağlanma enerjisi

$$NE_{bF} = \left.\frac{E_{bFB}}{E_{SFB}}\right|_{B=0} \tag{5.4.10}$$

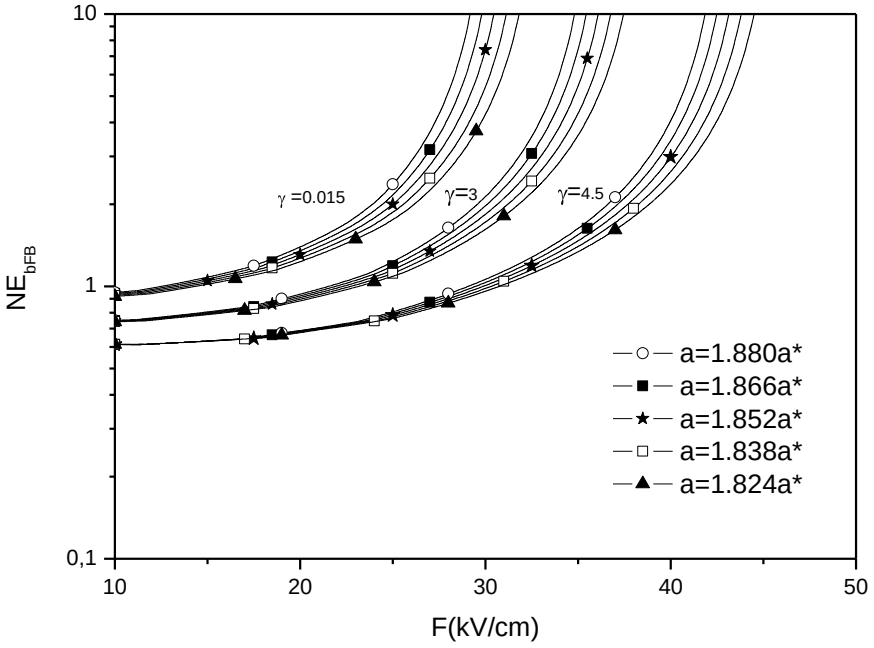
şeklinde manyetik alan varlığında ise normalize edilmiş bağlanma enerjisi

$$NE_{bB} = \left.\frac{E_{bFB}}{E_{İFB}}\right|_{F=0} \tag{5.4.11}$$

şeklinde tanımlanmıştır (Dane vd. , 2008, Akbaş vd. , 2009). Dört farklı manyetik alan parametresi γ ve kuantum nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\, a^*$ için normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bFB}' nin elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği Şekil 5.4.5. deki gibidir. $F = F_0(1.852a^*, \gamma)$ için normalize edilmiş bağlanma enerjisi sonsuzdur. $F \le F_0(1.852a^*, \gamma)$ için NE_{bFB} enerjileri pozitiftir. Dönüm noktası yarıçapı $a_0 = 1.852\, a^*$ dan çok az küçük iki yarıçap ve çok az büyük iki yarıçap değeri $a = 1.824a^*$, $a = 1.836a^*$, $a = 1.852a^*$, $a = 1.866a^*$, $a = 1.880a^*$ ve üç farklı manyetik alan için yarı logaritmik ölçekte pozitif normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği Şekil 5.4.6. da ki gibidir. Bu grafikten pozitif normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bFB} artan elektrik alanla artarken artan manyetik alanla azalmaktadır.



Şekil 5.4.5. Dört farklı manyetik alan parametresi γ ve kuantum nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ için normalize edilmiş bağlanma enerjisi NE_{bFB} 'nin elektrik alan büyüklüğü F' ye göre değişim grafiği



Şekil 5.4.6. Beş farklı yarıçap ve üç farklı manyetik alan için yarı logaritmik ölçekte pozitif normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği

5.5. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi

5.5.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi

P hidrostatik basıncı ve pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için Hamiltonyen

$$H_{sPF} = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P)}\nabla^2_{r,\theta,\phi} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + V(r) \qquad (5.5.1)$$

şeklindedir. Burada $m^*(P)$ elektronun etkin kütlesidir ve hidrostatik basıncın fonksiyonu olarak denklem (4.3.6) da ki gibidir. Ayrıca e elektron yükü ve $\vec{r}$ yer vektörüdür. Buradaki $V(r)$ hapsedici potansiyel enerji

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \quad r \le a(P) \\ \infty & , \quad r > a(P) \end{cases} \qquad (5.5.2)$$

şeklindedir. Burada P hidrostatik basıncı kbar birimindedir. Küresel kuantum noktasının yarıçapı, dış etki yokken a_0 ile gösterilir ve P hidrostatik basınç etkisi altındayken

$$a(P) = a_0\left(-1.5082\times10^{-3}\,P\right) \quad , \qquad (5.5.3)$$

şeklinde hidrostatik basıncın bir fonksiyonudur(Erdogan vd. , 2009, John Peter, 2005). Denklem (5.5.1)' de uzunluk birimi olarak $a^* = \varepsilon(0)\hbar^2/m_0^* e^2$, enerji birimi olarak $R^* = e^2/2\varepsilon(0)a^*$ etkin Rydberg kullanılmaktadır ve $\varepsilon(0) = 13.13$ dır.

$\eta = \dfrac{10^{-2} F(kV/cm) a^*}{R^*}$ elektrik alanın boyutsuz birimi olmak üzere taban durumu için küresel koordinatlarda Hamiltonyen

$$H_{sPF} = -\frac{1}{\exp(-0.078 P)} \nabla^2_{r,\theta,\phi} + \eta r \cos\theta \qquad (5.5.4)$$

şeklindedir. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın varlığında taban durum subband enerjisi $E_{sPF}(R^*)$ 'nin hesaplanması için deneme dalga fonksiyonu

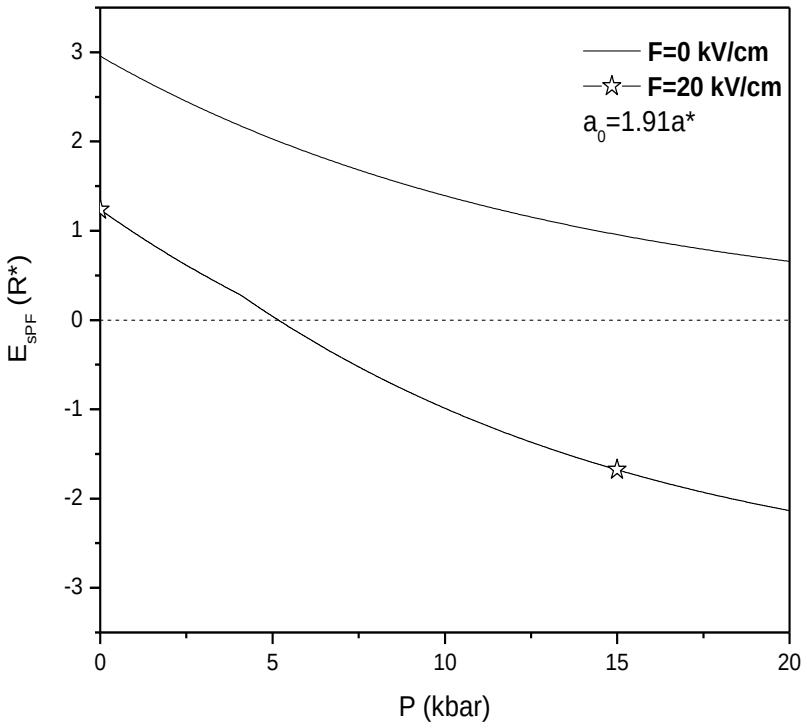
$$\psi_{sPF}(r,\theta,\phi) = N_{sPF} \frac{\sin\left(\dfrac{\pi}{a(P)} r\right)}{r} e^{-\lambda r \cos\theta} \qquad (5.5.5)$$

olarak seçilir. Burada N_{sPF} normalizasyon sabitidir ve λ reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. $E_{sPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisi,

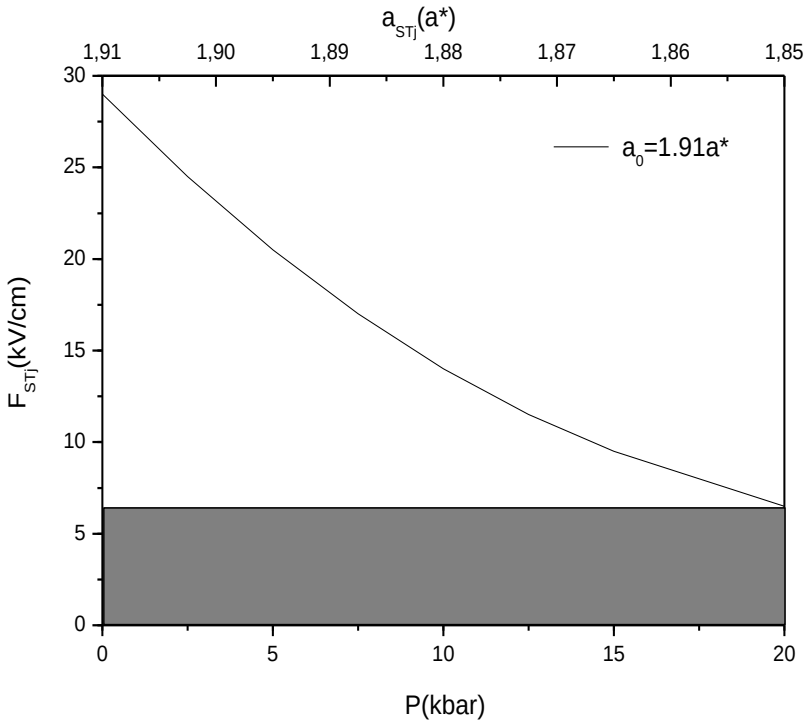
$$E_{sPF} = \min_{\lambda} \left[\frac{\langle \psi_{sPF} | H_{sPF} | \psi_{sPF} \rangle}{\langle \psi_{sPF} | \psi_{sPF} \rangle} \right] \qquad (5.5.6)$$

ifadesinden elde edilir. Bu çalışmada bir seri hesaplamalarla GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında hidrostatik basınç ve elektrik alan varlığında hidrojenik yabancı atomun bağlanma enerjileri incelenmiştir. Dış etki yokken kuantum noktasının yarıçapı $a_0 = 1.91\, a^*$ alınmıştır. Bağlanma enerjileri hidrostatik basınç (0–30)kbar, elektrik alan büyüklüğü (0–50)kV/cm aralığında incelenmiştir. Hesaplarımızda $m_0^* = 0.067\, m_0$, $\varepsilon(0) = 13.13$ için $R^* = 5.31\,\text{meV}$, $a^* = 103.43\,\text{Å}$ kullanılmıştır. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı değeri için $E_{sPF}(R^*)$ subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.5.1' de gösterilmektedir. $E_{sPF}(R^*)$ subband enerjisi artan hidrostatik basınçla azalmaktadır. Büyük basınçlarda elektrik alanın taban durum subband enerjisine etkisi daha fazladır. Elektrik alan yokken $E_{sPF}(R^*)$ subband enerjisi

pozitifken elektrik alan varken pozitif değerlerden negatif değerlere geçmektedir. Bu nedenle çalışmamızda hidrostatik basınç ile elektrik alanı birlikte çalıştık. $E_{sPF}(R^*)$ subband enerjisini sıfır yapan değerler dönüm noktalarıdır. Hidrostatik basınca bağlı olarak tanımlanan dönüm noktası P_{STJ}, yarıçapa bağlı olarak tanımlanan dönüm noktası a_{STJ} ve elektrik alan büyüklüğüne bağlı olarak tanımlanan dönüm noktası F_{STJ} ile gösterilmiştir. $E_{sPF}(R^*)$ subband enerjisini sıfır yapan F_{STJ} elektrik alan büyüklüğünün, hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.5.2'de gösterilmektedir. F_{STJ} elektrik alan büyüklüğünün, hidrostatik basınç artarken azaldığı görülmektedir. Burada en küçük F_{STJ} elektrik alan büyüklüğü $6.5 kV/cm$ dır. $0 \le F < 6.5$ kV/cm için F_{STJ} tanımsızdır. Yani bu bölge yasak bölgedir.



Şekil 5.5.1. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı değeri için subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği



Şekil 5.5.2. Subband enerjisini sıfır yapan F_{STJ} elektrik alan büyüklüğünün hidrostatik basınca göre değişim grafiği

5.5.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi

P hidrostatik basıncı ve pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının merkezine yerleştirilmiş donorun H_{iPF} Hamiltonyeni

$$H_{iPF} = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P)}\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{e^2}{\varepsilon(P)\,r} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + V(r), \qquad (5.5.7)$$

şeklindedir. Burada $m^*(P)$ elektronun etkin kütlesi, $\varepsilon(P)$ küresel kuantum noktasının içerisindeki ortamın dielektrik sabitidir ve her ikisi de hidrostatik basıncın fonksiyonu

olmak üzere denklem (4.3.5) ve denklem (4.3.6) da ki gibidir. a^*, R^* birim sisteminde Hamiltonyen

$$H_{iPF} = -\frac{1}{\exp(-0.078P)}\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{\left(1-\frac{0.088P}{\varepsilon(P)}\right)r} + \eta r\cos\theta \quad , \qquad (5.5.8)$$

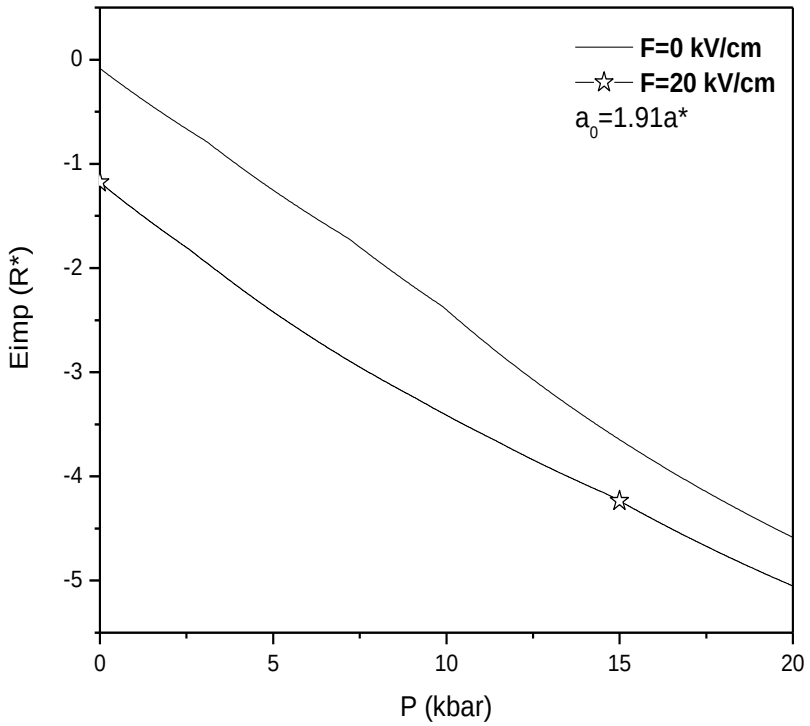
olarak ifade edilir. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın varlığında küresel koordinatlarda zamandan bağımsız Schrödinger denklemi yaklaşık yöntemlerden varyasyonel yöntemle çözülecektir. Bu durum için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{iPF}(r,\theta,\phi) = N_{iPF}\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a(P)}r\right)}{r}e^{-\alpha r}e^{-\beta r\cos\theta}, \qquad (5.5.9)$$

olarak seçilir. Burada N_{iPF} normalizasyon sabitidir. α ve β reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. $E_{iPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi

$$E_{iPF} = \min_{\alpha,\beta}\left[\frac{\langle\psi_{iPF}|H_{iPF}|\psi_{iPF}\rangle}{\langle\psi_{iPF}|\psi_{iPF}\rangle}\right] \qquad (5.5.10)$$

ifadesinden elde edilir. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı sabit değeri için $E_{iPF}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.5.3' de gösterilmektedir. Büyük basınçlarda elektrik alanın taban durum yabancı atom enerjisine etkisi daha azdır. Hem artan hidrostatik basınç hem de artan elektrik alan ile $E_{iPF}(R^*)$ yabancı atom enerjisinin azaldığı görülmektedir.



Şekil 5.5.3. Elektrik alan büyüklüğünün iki farklı değeri için yabancı atom enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği

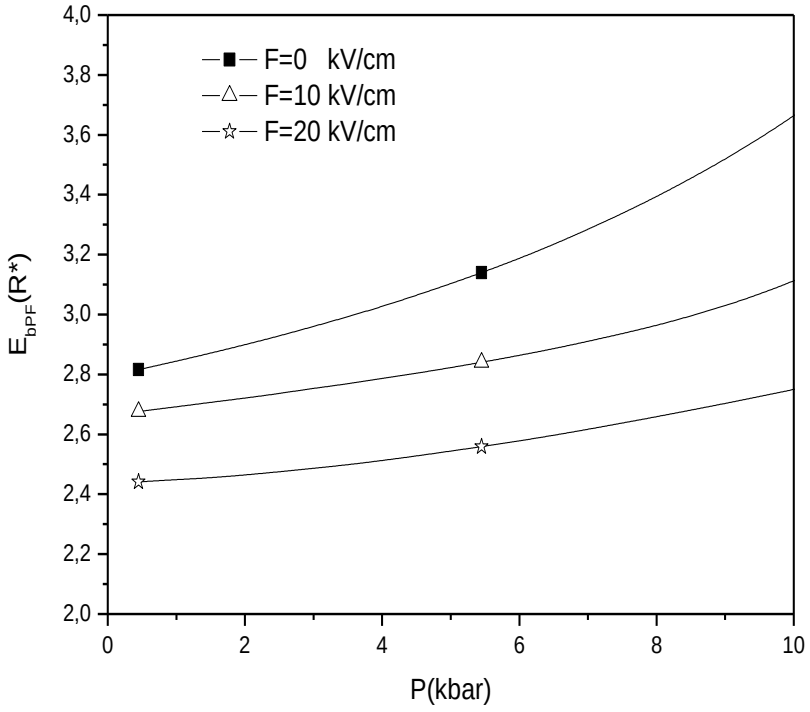
Taban durum bağlanma enerjisi ve normalize edilmiş bağlanma enerjisi sırasıyla

$$E_{bPF} = E_{sPF} - E_{iPF} \tag{5.5.11}$$

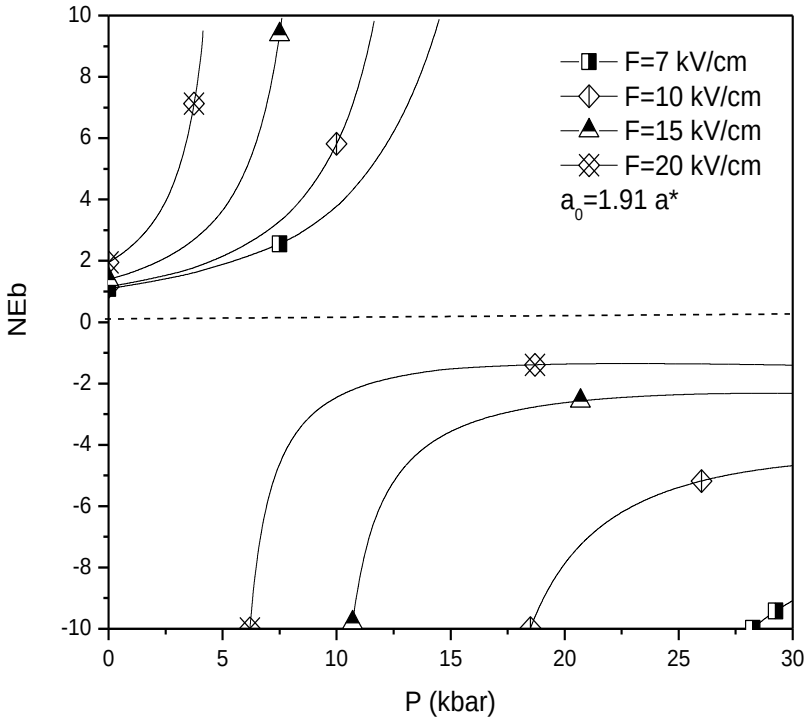
$$NE_{bPF} = 1 - \frac{E_{iPF}}{E_{sPF}}, \tag{5.5.12}$$

şeklinde tanımlanır (Dane vd. , 2008, Akbaş vd. , 2009, Dane vd. , 2010). Elektrik alan büyüklüğünün üç farklı değeri için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.5.4.' de görülmektedir. Bağlanma enerjisinin artan hidrostatik basınçla arttığı, artan elektrik alanla azaldığı görülmektedir. Elektrik alan büyüklüğünün dört farklı değeri için NE_{bPF} normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.5.5.' de görülmektedir. NE_{bPF} Normalize edilmiş bağlanma

enerjisinin, P hidrostatik basınç artarken arttığı ve E_{sPF} subband enerjisini sıfır yapan P_T hidrostatik basınç değeri için de asimptotik olarak arttığı görülmektedir. $F = 10$ kV/cm'lik elektrik alan büyüklüğüne karşılık $P_T = 14.55$ kbar olup NE_{bPF} normalize edilmiş bağlanma enerjisi $P < P_T$ için pozitif ve $P > P_T$ için negatif olmaktadır. Bu özellik diğer eğrilerde de vardır. Artan elektrik alan büyüklüğü, dönüm noktalarını daha küçük hidrostatik basınç değerlerine kaydırmaktadır.



Şekil 5.5.4. Elektrik alan büyüklüğünün üç farklı değeri için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği



Şekil 5.5.5. Elektrik alan büyüklüğünün dört farklı değeri için normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği

5.6. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Sıcaklık, Hidrostatik Basınç ve Elektrik Alan Etkisi

5.6.a GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasına Sıcaklık, Hidrostatik Basınç ve Elektrik Alan Etkisi Altında Taban Durum Subband Enerjisi

T sıcaklık, P Hidrostatik basınç ve pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için Hamiltonyen

$$H_{sTPF} = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P,T)}\nabla^2_{r,\theta,\phi} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + V(r) \qquad (5.6.1)$$

şeklindedir. Burada $m^*(P,T)$ etkin kütledir. Sıcaklık ve hidrostatik basıncın fonksiyonu olarak etkin kütle denklem (4.3.8) de ki gibidir. Burada T sıcaklığı Kelvin, P hidrostatik basıncı kbar birimindedir. Ayrıca e elektron yükü ve $\vec{r}$ yer vektörüdür. Buradaki $V(r)$ hapsedici potansiyel enerji

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \quad r \le a(P) \\ \infty & , \quad r > a(P) \end{cases} \qquad (5.6.2)$$

şeklindedir. Küresel kuantum noktasının yarıçapı, dış etki yokken a_0 ile gösterilir ve P hidrostatik basınç etkisi altındayken

$$a(P) = a_0\left(-1.5082\times10^{-3}\,P\right) \quad , \qquad (5.6.3)$$

şeklinde hidrostatik basıncın bir fonksiyonudur(Erdogan vd. , 2009, John Peter, 2005). Denklem (5.6.1)' de uzunluk birimi olarak $a^* = \varepsilon(0)\hbar^2/m_0^* e^2$, enerji birimi olarak $R^* = e^2/2\varepsilon(0)a^*$ etkin Rydberg kullanılmaktadır ve $\varepsilon(0) = 13.13$ dır.

$\eta = \dfrac{10^{-2} F(kV/cm) a^*}{R^*}$ elektrik alanın boyutsuz birimi olmak üzere taban durumu için küresel koordinatlarda Hamiltonyen

$$H_{sTPF} = -0.067\left[1 + 7.51\left(\frac{2}{E_g^{\Gamma}(P,T)} + \frac{1}{E_g^{\Gamma}(P,T) + 0.341}\right)\right]\nabla_{r,\theta,\phi}{}^2 + \eta r\cos\theta \tag{5.6.4}$$

şeklindedir. Buradaki $E_g^{\Gamma}(P,T)$, $GaAs$ için hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığıdır ve denklem (4.3.9) da ki gibidir. Sıcaklık, Hidrostatik basınç ve elektrik alanın varlığında taban durum subband enerjisi $E_{sTPF}(R^*)$ 'nin hesaplanması için deneme dalga fonksiyonu

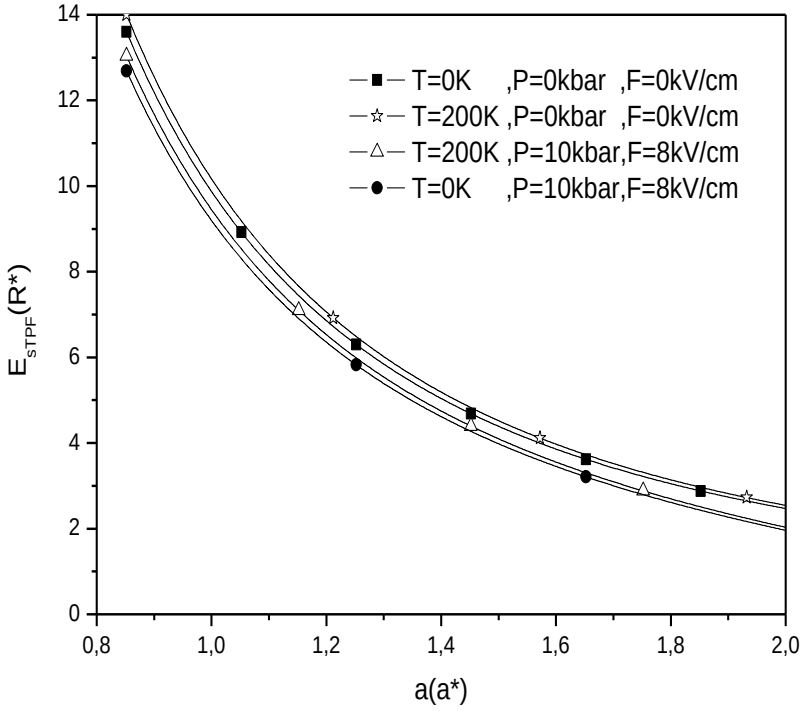
$$\psi_{sTPF}(r,\theta,\phi) = N_{sTPF}\frac{\sin\left(\dfrac{\pi}{a(P)}r\right)}{r}e^{-\beta_s r\cos\theta} \tag{5.6.5}$$

olarak seçilir. Burada N_{sTPF} normalizasyon sabitidir. β_s varyasyonel parametredir. $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisi,

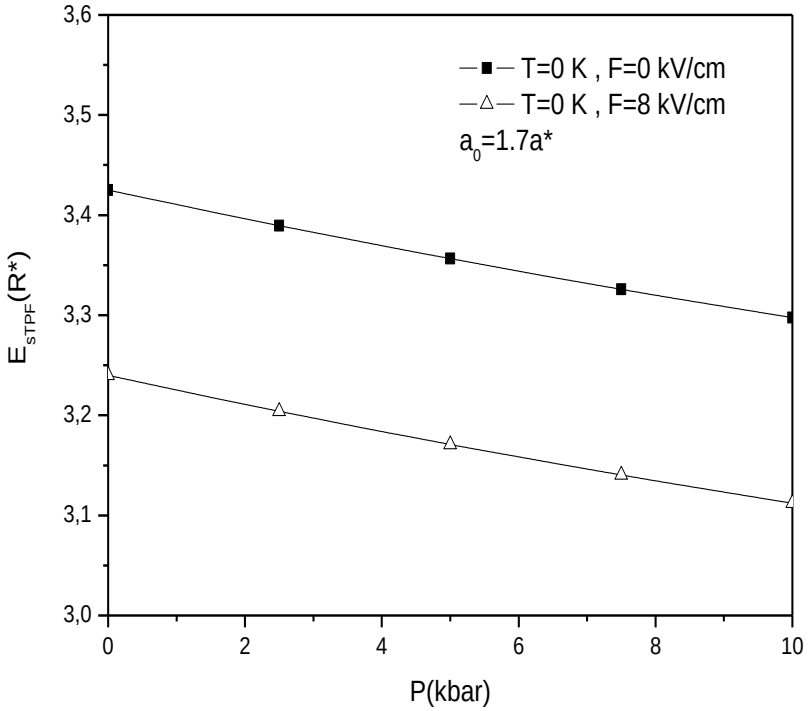
$$E_{sTPF} = \min_{\beta_s}\left[\frac{\langle\psi_{sTPF}|\, H_{sTPF}\,|\psi_{sTPF}\rangle}{\langle\psi_{sTPF}|\psi_{sTPF}\rangle}\right] \tag{5.6.6}$$

ifadesinden elde edilir. Bu çalışmada bir seri hesaplamalarla GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında hidrostatik basınç ve elektrik alan varlığında hidrojenik impuritinin bağlanma enerjileri incelenmiştir. Dış etki yokken kuantum noktasının yarıçapı $a_0 = 1.7\, a^*$ alınmıştır. Bağlanma enerjileri sıcaklık (0–200)K, hidrostatik basınç (0–30)kbar, elektrik alan büyüklüğü (0–8)kV/cm aralığında incelenmiştir. Hesaplarımızda $m_0^* = 0.067\, m_0$, $\varepsilon = 13.13$ için $R^* = 5.31\,\text{meV}$, $a^* = 103.43\,\text{Å}$ kullanılmıştır. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği Şekil

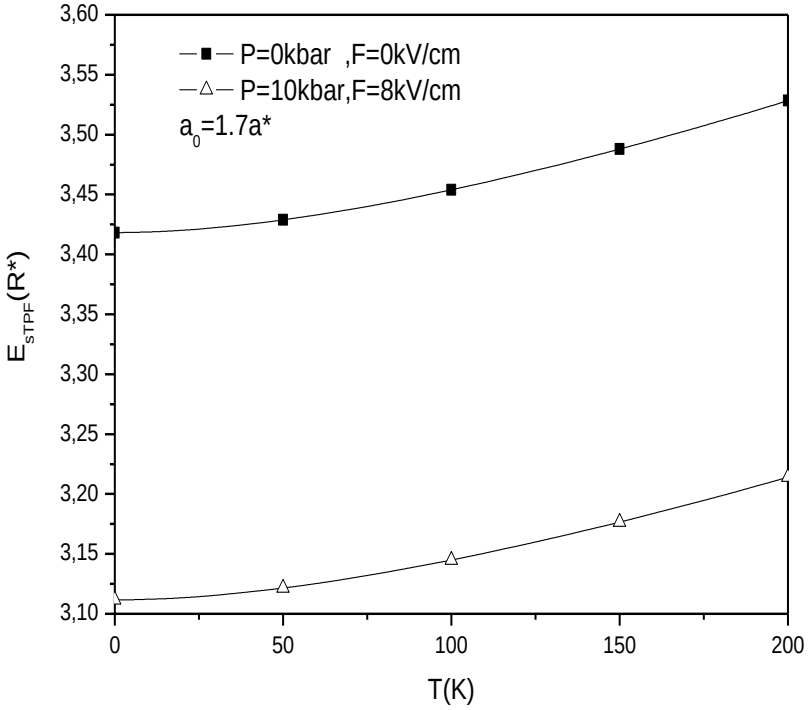
5.6.1. de gösterilmektedir. Kuantum noktasının yarıçapı arttıkça $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisi azalmaktadır. Ayrıca grafikten sıcaklık arttığında $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin arttığı görülmektedir. Bu sonuç literatürle uyumludur (John Peter ve Navaneethakrishnan, 2008). Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.6.2. de gösterilmektedir. $E_{sTPF}(R^*)$ subband enerjisi artan hidrostatik basınçla azalmaktadır. Bu sonuç daha önceki çalışmamızla uyumludur (bkz. Şekil 5.5.1.). Elektrik alan varlığında $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin azaldığı görülmektedir. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği Şekil 5.6.3. de gösterilmektedir. Artan sıcaklıkla $E_{sTPF}(R^*)$ taban durum subband enerjisi artmaktadır.



Şekil 5.6.1. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 5.6.2. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği



Şekil 5.6.3. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için subband enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği

5.6.b. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Sıcaklık, Hidrostatik Basınç Ve Elektrik Alan Etkisi Altında Donor Yabancı Atomu ve Bağlanma Enerjisi

T Sıcaklık, P hidrostatik basınç ve pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasının merkezine yerleştirilmiş donorun H_{iTPF} Hamiltonyeni

$$H_{iTPF} = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P,T)}\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{e^2}{\varepsilon(P,T)r} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + V(r) \qquad (5.6.7)$$

şeklindedir. Burada $m^*(P,T)$ etkin kütle, $\varepsilon(P,T)$ küresel kuantum noktasının içerisindeki ortamın dielektrik sabitini göstermektedir ve her ikisi de sıcaklık ve hidrostatik basıncın fonksiyonu olmak üzere denklem (4.3.7) ve denklem (4.3.8) da ki gibidir. a^*, R^* birim sisteminde Hamiltonyen

$$H_{iTPF} = -0.067\left[1+7.51\left(\frac{2}{E_g^{\Gamma}(P,T)}+\frac{1}{E_g^{\Gamma}(P,T)+0.341}\right)\right]\nabla_{r,\theta,\phi}{}^2 - \frac{2}{(\exp(-1.73\times10^{-3}\,kbar^{-1}P)\exp[9.4\times10^{-5}(K^{-1}T-75.6)])r} + \eta r\cos\theta \qquad (5.6.8)$$

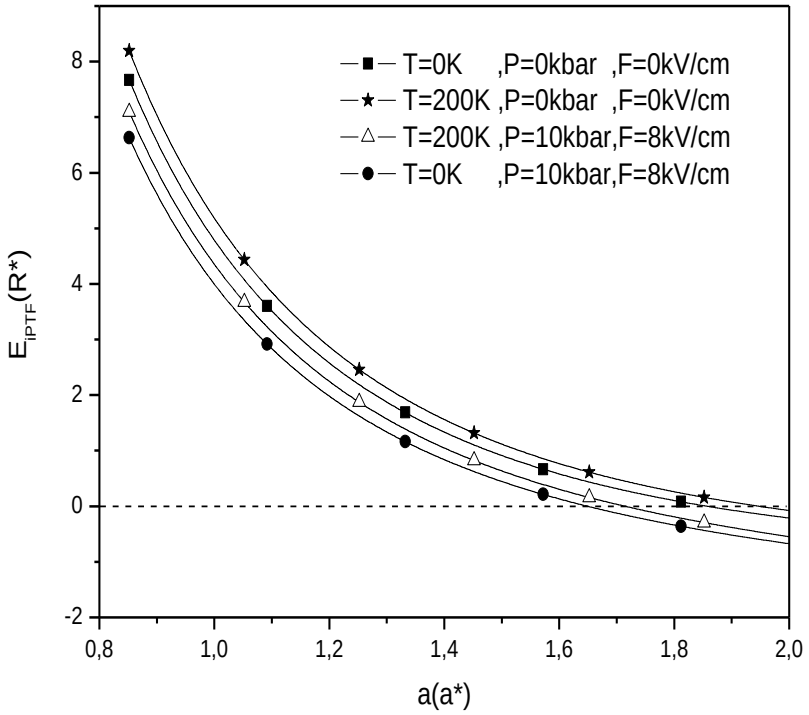
olarak ifade edilir. Buradaki $E_g^{\Gamma}(P,T)$ denklem (4.3.9) da ki gibidir. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın varlığında küresel koordinatlarda zamandan bağımsız Schrödinger denklemi yaklaşık yöntemlerden varyasyonel yöntemle çözülecektir. Bu durum için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{iTPF}(r,\theta,\phi) = N_{iTPF}\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a(P)}r\right)}{r}e^{-\lambda r}e^{-\beta_i\, r\cos\theta} \qquad (5.6.9)$$

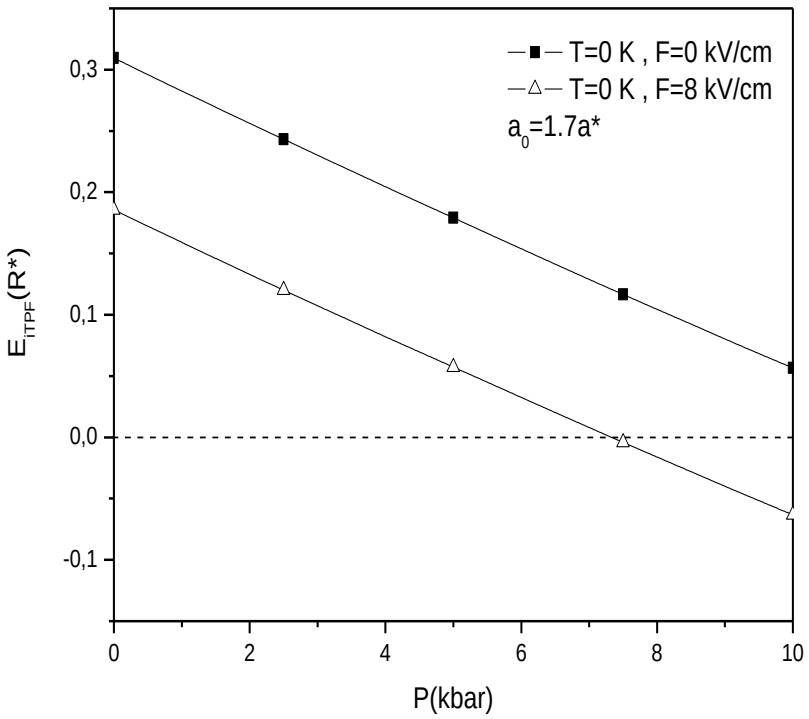
olarak seçilir. Burada N_{iTPF} normalizasyon sabiti, λ ve β_i reel pozitif değer alan varyasyonel parametredir. $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi

$$E_{iTPF} = \min_{\lambda,\beta_i} \frac{\langle \psi_{iTPF} | H_{iTPF} | \psi_{iTPF} \rangle}{\langle \psi_{iTPF} | \psi_{iTPF} \rangle} \qquad (5.6.10)$$

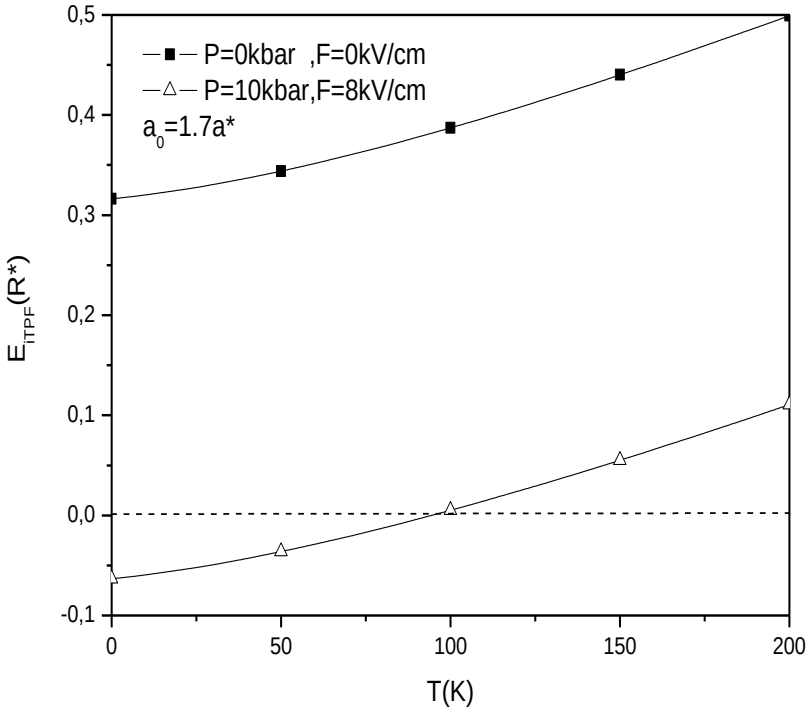
ifadesinden elde edilir. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.6.4. de gösterilmektedir. Kuantum noktasının yarıçapı arttıkça $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi azalmaktadır. Herhangi bir dış etki yokken $T = 0K$, $P = 0\,kbar$, $F = 0\,\text{kV/cm}$ için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin pozitif değerlerden negatif değerlere geçtiği kuantum nokta yarıçapı $a_0 = 1.852\ a^*$ dır. Ayrıca grafikten sıcaklık arttığında $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin arttığı görülmektedir(Peter ve Navaneethakrishnan, 2008). $P = 0\,kbar$, $F = 0\,\text{kV/cm}$ $T = 200K$ için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi pozitifken diğer üç durum için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi pozitiften negatife geçmektedir. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.6.5. de gösterilmektedir. Hidrostatik basınç arttıkça $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi azalmaktadır. Elektrik alan varlığında $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin pozitif değerlerden negatif değerlere geçtiği görülmektedir. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği Şekil 5.6.6. de gösterilmektedir. Sıcaklık arttıkça $E_{iTPF}(R^*)$ taban durum yabancı atom enerjisi artmaktadır.



Şekil 5.6.4. Sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için yabancı atom enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 5.6.5. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için yabancı atom enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği



Şekil 5.6.6. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için yabancı atom enerjisinin sıcaklığa göre değişimi grafiği

Taban durum bağlanma enerjisi

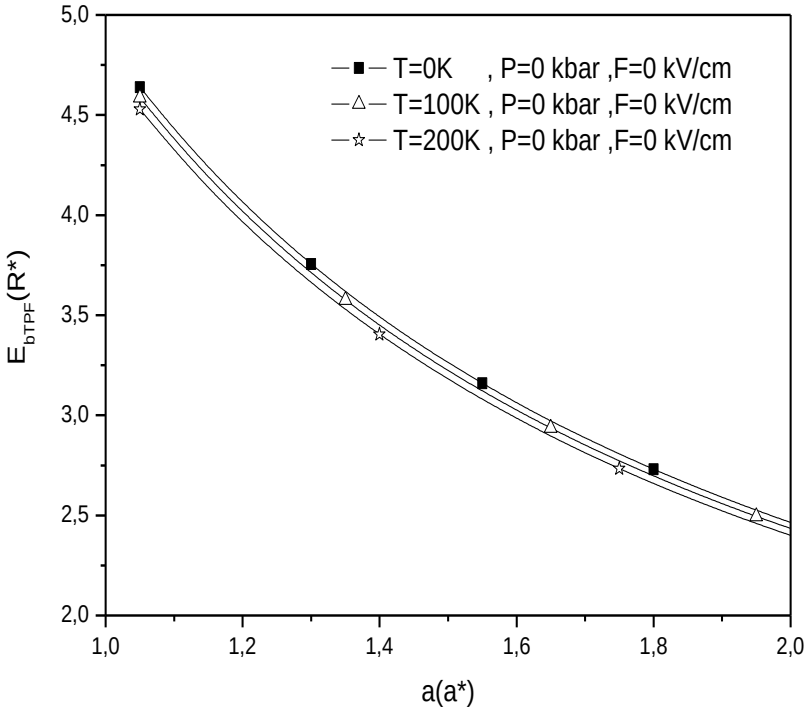
$$E_{bTPF} = E_{sTPF} - E_{iTPF} \tag{5.6.11}$$

ve normalize edilmiş bağlanma enerjisi

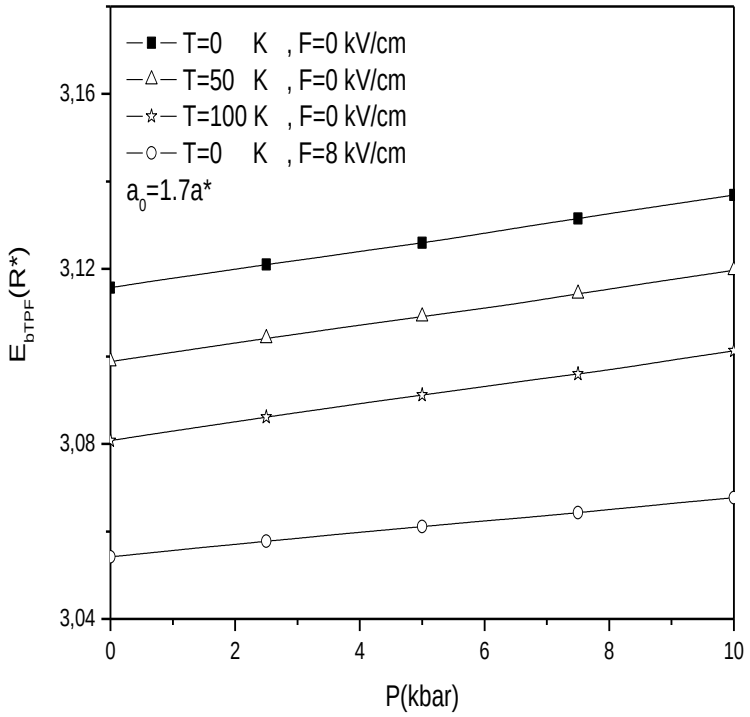
$$NE_{bTPF} = \frac{E_{sTPF}}{E_{iTPF}} - 1, \tag{5.6.12}$$

şeklinde tanımlanır (Dane vd. , 2008, Akbas vd. , 2009, Dane vd. 2010, Dane vd. , 2011). Hidrostatik basınç ve elektrik alan yokken farklı sabit sıcaklık değerleri için $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 5.6.7. de gösterilmektedir. Kuantum noktasının yarıçapı arttıkça

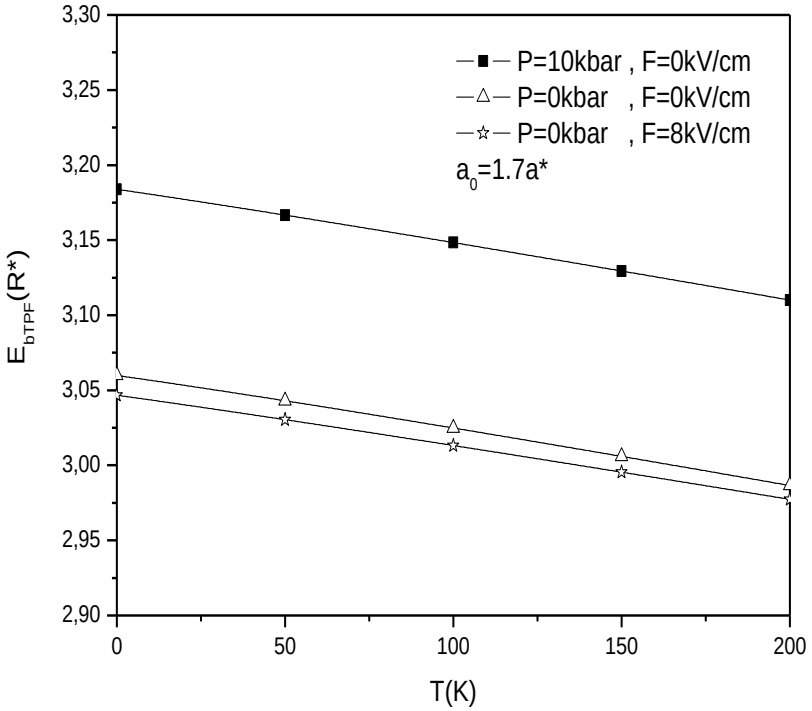
$E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisi azalmaktadır. Ayrıca grafikten sıcaklık arttığında $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisinin azaldığı görülmektedir. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.6.8. de gösterilmektedir. Hidrostatik basınç arttıkça $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisi artmaktadır (Rezaei vd. , 2012). Bu grafikten sıcaklık arttıkça ve elektrik alan varlığında $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisinin azaldığı fakat elektrik alan varlığında azalmanın daha büyük olduğu görülmektedir. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği Şekil 5.6.9. de gösterilmektedir. Sıcaklık arttıkça $E_{bTPF}(R^*)$ taban durum bağlanma enerjisi azalmaktadır. Sabit elektrik alan, üç farklı sıcaklık değeri ve $a_0 = 1.7\, a^*$ yarıçaplı bir kuantum noktası için NE_{bTPF} normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği Şekil 5.6.10.'da gösterilmektedir. P hidrostatik basıncı (0–30) aralığında incelenmektedir. NE_{bTPF} normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, P hidrostatik basınç artarken arttığı ve $E_{sTPF}(R^*)$ subband enerjisini sıfır yapan P_0 hidrostatik basınç değeri için asimptotik olarak arttığı görülmektedir. NE_{bTPF} normalize edilmiş bağlanma enerjisi $P < P_0$ için pozitif ve $P > P_0$ için negatif olmaktadır. Artan sıcaklık, dönüm noktalarını daha büyük hidrostatik basınç değerlerine kaydırmaktadır.



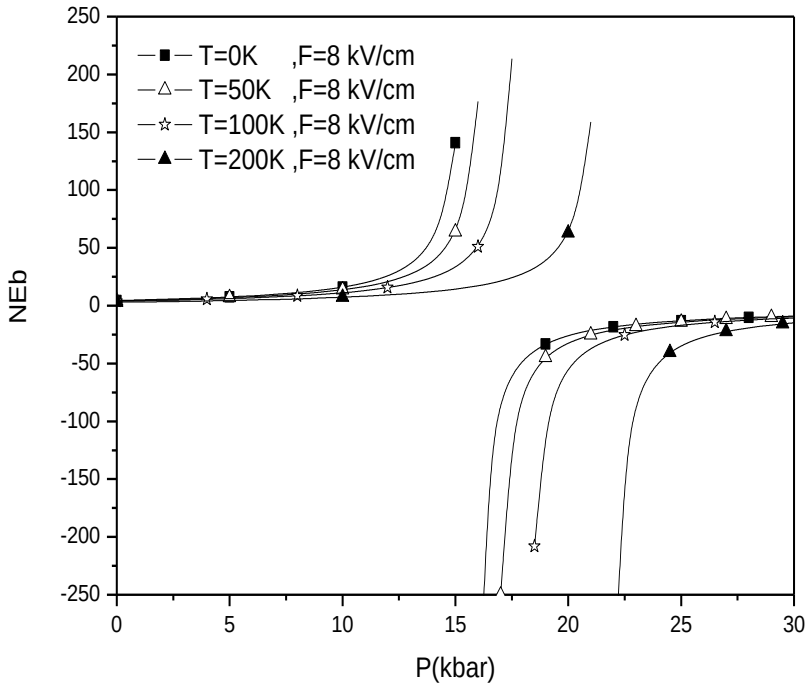
Şekil 5.6.7. Üç farklı sıcaklık değeri için bağlanma enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 5.6.8. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği



Şekil 5.6.9. Hidrostatik basınç ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için bağlanma enerjisinin sıcaklığa göre değişim grafiği



Şekil 5.6.10. Sıcaklık ve elektrik alanın farklı sabit değerleri için Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin hidrostatik basınca göre değişim grafiği

6. GaAs/AlAs KÜRESEL KUANTUM NOKTASINDA YABANCI ATOM KONUMU

6.1. GaAs/AlAs Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden $\vec{r}_0$ Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Yabancı Atomun Bağlanma Enerjisi ($\vec{r}_0 < a$)

Sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasında küre merkezinden $\vec{r}_0$ kadar uzağa yerleştirilmiş yabancı atomun Hamiltonyeni aşağıdaki gibidir.

$$H = \frac{p^2}{2m^*} - \frac{e^2}{\varepsilon|\vec{r} - \vec{r}_0|} + V(r) \qquad (6.1.1)$$

Burada m^* elektronun etkin kütlesi, ε kuantum noktasının malzemesinin dielektrik sabitidir, $V(r)$ ise hapsedici potansiyel enerjidir ve şöyle tanımlanır;

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \ r \le a \\ \infty & , \ r > a \end{cases} \qquad (6.1.2)$$

Burada a kuantum noktasının yarıçapıdır. Yabancı atom yokken özfonksiyon ve enerji taban durumundayken şu şekildedir.

$$\phi(r) = \begin{cases} N\dfrac{\sin kr}{r} & , \ r \le a \\ 0 & , \ r \ge a \end{cases} \qquad (6.1.3)$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad ; \quad k = \frac{\pi}{a} \qquad (6.1.4)$$

Merkezin dışına yerleştirilmiş yabancı atomun varlığında deneme dalga fonksiyonu

$$\psi(r) = N\frac{\sin(kr)}{r}e^{-\lambda|\vec{r}-\vec{r}_0|} \quad ; \qquad 0 < r < a \tag{6.1.5}$$

şeklindedir. Burada λ varyasyonel parametredir. Yabancı atomu pozitif z ekseni üzerinde ve $z_0 < a$ olacak şekilde seçersek, $r_0 = z_0$ olur ve

$$\left|\vec{r}-\vec{r}_0\right| = \sqrt{r^2 + {z_0}^2 - 2rz_0\cos\theta} \tag{6.1.6}$$

şeklindedir. Burada $r = (r,\theta,\phi)$ ve z_0 kuantum noktası merkezi ile yabancı atom arasındaki mesafedir. (6.1.5)' teki dalga fonksiyonunu bire boylandırdığımızda normalizasyon sabiti

$$N^{-2} = \frac{\pi}{\lambda z_0}A \tag{6.1.7}$$

olarak bulunur. Uzun ara işlemler sonucunda

$$A = -\left(z_0 + \frac{1}{2\lambda}\right)e^{-2\lambda z_0}J(-z_0) + \left(\frac{1}{2\lambda} - z_0\right)e^{2\lambda z_0}J(z_0) + \frac{k\sin(2kz_0)}{2(\lambda^2+k^2)} - \frac{e^{-2\lambda a}\sinh(2\lambda z_0)}{2\lambda(\lambda^2+k^2)}F(k) \tag{6.1.8}$$

$$F(k) = \lambda^2 + k^2 - \lambda^2\cos(2ka) + \lambda k\sin(2ka) \tag{6.1.9}$$

ifadeleri bulundu. Burada $J(z_0) = \int_{z_0}^{a}\frac{e^{-2\lambda r}\sin^2(kr)}{r}dr$ dir. (6.1.9)' da $k = \frac{\pi}{a}$ yazılırsa

$$F(k) = k^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \tag{6.1.10}$$

elde edilir. Hesaplamalar sonucunda taban durumunda enerjinin beklenen öz değeri

$$E(a,z_0) = \langle\psi|H|\psi\rangle = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k^2+\lambda^2) - \frac{2e^2}{\varepsilon}\left(\frac{B}{A}\right) \tag{6.1.11}$$

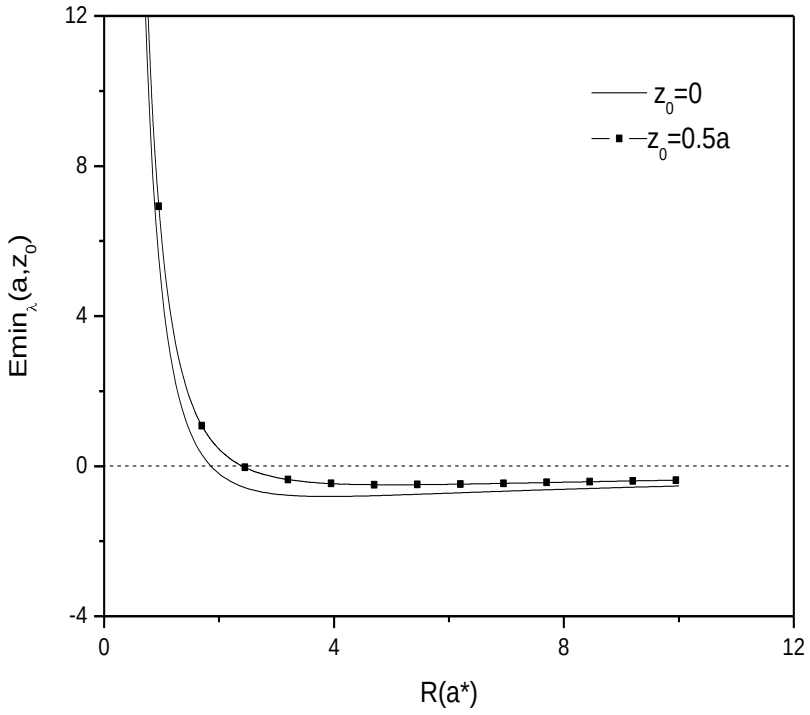
olarak bulundu. Burada B

$$B = e^{-2\lambda z_0} \int_0^{z_0} \frac{\sin^2(kr)}{r} \sinh(2\lambda r) dr + J(z_0) \sinh(2\lambda z_0) \qquad (6.1.12)$$

şeklindedir. N normalizasyon katsayısı (6.1.7) ve $E(a, z_0)$ taban durum enerjisi için bulunan değerler (Mikhail ve Ismail, 2007) deki değerler ile aynıdır. Varyasyonel parametre λ, $E(a, z_0)$ enerjisinin minimizasyonundan elde edilir. Yabancı atomun bağlanma enerjisi de

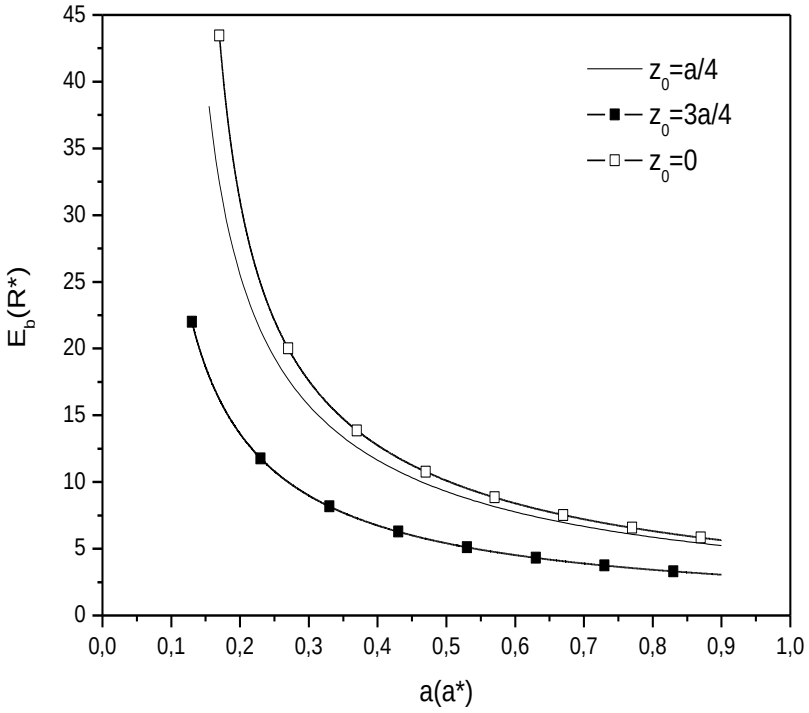
$$E_b(a, z_0) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E \min_{\lambda}(a, z_0) \qquad (6.1.13)$$

olur. Burada $E \min_{\lambda}(a, z_0)$, $E(a, z_0)$'nin minimum değeridir ve minimizasyonla nümerik olarak bulunur. Yabancı atomu pozitif z ekseni üzerinde ve $z_0 < a$ olacak şekilde seçersek, $r_0 = z_0$ olur. $E \min_{\lambda}(a, z_0)$ enerjisinin yabancı atomun z_0=0 ve z_0=0.5a konumlarındaki a(a*) yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 6.1.1. deki gibi hesaplanmıştır.

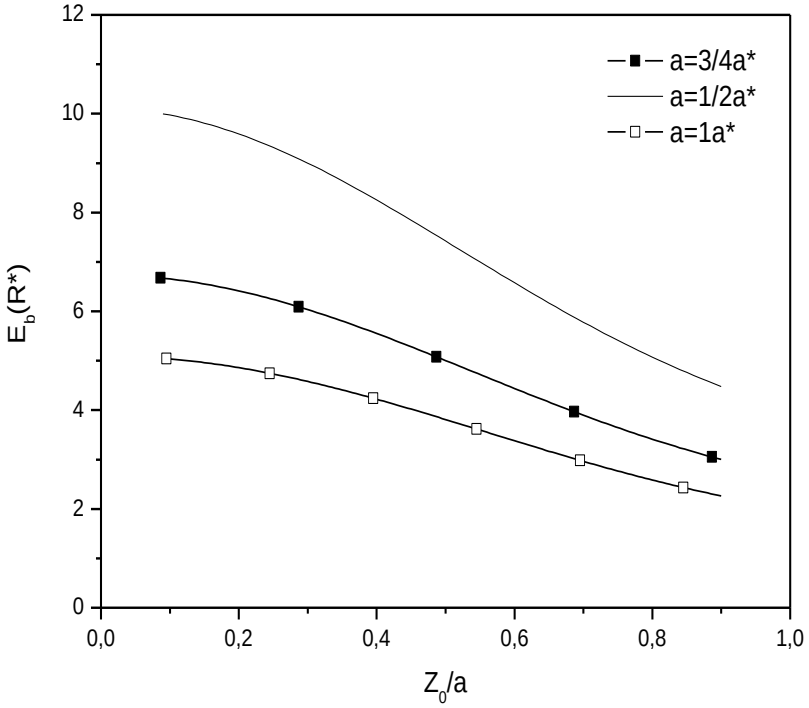


Şekil 6.1.1. Yabancı atomun enerjisinin küre kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği

Yabancı atomun $z_0 = 0$, $z_0 = a/4$, $z_0 = a/2$ ve $z_0 = 3a/4$ konumlarındaki $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin a(a*) yarıçapa göre değişim grafiği Şekil 6.1.2 de gösterilmektedir. Bu şekilden de görüldüğü gibi yabancı atom merkezin dışında bir yerde olduğunda bağlanma enerjisi merkezdeki yabancı atom durumuna göre daha azdır. $a = 1a^*$, $a = 3/4\, a^*$ ve $a = 1/2\, a^*$ yarıçap değerleri için $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin z_0 / a ye göre değişim grafiği Şekil 6.1.3 de gösterilmektedir.



Şekil 6.1.2. $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin üç farklı yabancı atom konumu için yarıçap ile değişim grafiği



Şekil 6.1.3. $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin üç farklı yarıçap değeri için yabancı atom konumuna bağlı olarak değişim grafiği

6.2. GaAs/AlAs **Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden** $\vec{r}_0$ **Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Donor Yabancı Atoma Elektrik Alan Etkisi**

Pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktasında küre merkezinden $\vec{r}_0$ kadar uzağa yerleştirilmiş donorun a^*, R^* birim sisteminde Hamiltonyeni ve deneme dalga fonksiyonu

$$H_{iF} = -\nabla^2_{r,\theta,\phi} - \frac{2}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} + \eta r\cos\theta + V(r) \tag{6.2.1}$$

ve

$$\psi_{iF}(r,\theta,\phi) = N_{iF}\,\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)}{r} e^{-\alpha|\vec{r}-\vec{r}_0|}\, e^{-\lambda r\cos\theta} \tag{6.2.2}$$

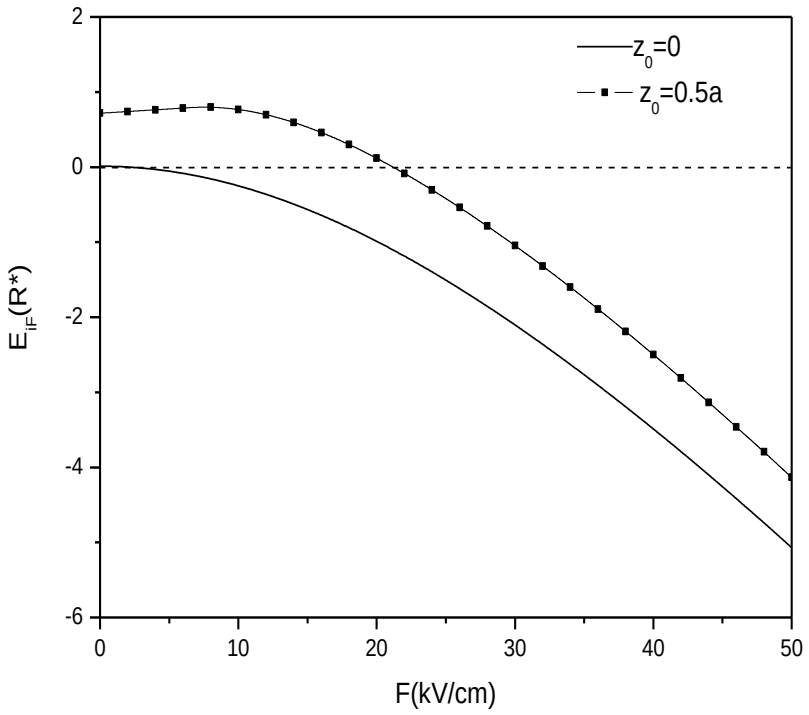
şeklindedir. Burada α ve λ varyasyonel parametredir. $V(r)$ ise hapsedici potansiyel enerjidir ve şöyle tanımlanır;

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \; r \le a \\ \infty & , \; r > a \end{cases} \tag{6.2.3}$$

Burada a kuantum noktasının yarıçapıdır. Elektrik alan varlığında taban durum yabancı atom enerjisi

$$E_{iF} = \min_{\alpha,\lambda} \frac{\langle \psi_{iF}(r,\theta) | H_{iF} | \psi_{iF}(r,\theta) \rangle}{\langle \psi_{iF}(r,\theta) | \psi_{iF}(r,\theta) \rangle} \tag{6.2.4}$$

olur. Yabancı atomun $E_{iF}(R^*)$ taban durum enerjisinin z_0=0, z_0=0.5a konumlarında elektrik alan büyüklüğü ile değişimi Şekil 6.2.1 de gösterilmektedir.



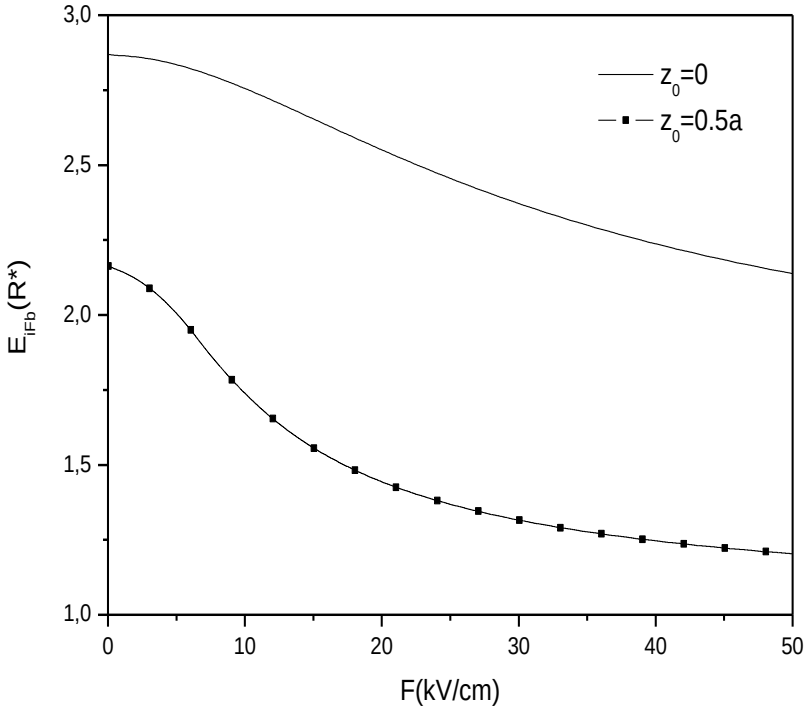
Şekil 6.2.1. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için yabancı atom taban durum enerjisinin F elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği

Daha önceki çalışmamızda yabancı atom z_0=0 konumunda ve elektrik alan varlığında taban durum yabancı atom enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 6.2.4. de ki gibidir. $z_0 = 0$ için hesaplanan $E_{iF}(R^*)$ enerjisinin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği daha önceki çalışmamızdaki enerji değerleri ile aynıdır (Dane vd. , 2008).

Pozitif z-ekseni yönünde düzgün, sabit $\vec{F}$ elektrik alanı varlığında, sonsuz potansiyelli GaAs/AlAs küresel kuantum noktası için taban durum subband enerjisi, denklem (4.1.3) ile verilen Hamiltonyen ve denklem (4.1.6) ile verilen deneme dalga fonksiyonu kullanılarak denklem (4.1.7) den hesaplanmıştır. Bu durumda bağlanma enerjisi

$$E_{iFb} = E_{10F} - E_{iF} \tag{6.2.9}$$

dır. a=1.852a* yarıçaplı kuantum küresinde yabancı atomun z_0=0, z_0=0.5a konumlarındaki bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 6.2.2. deki gibi hesaplanmıştır. Bu grafikten de görüldüğü gibi yabancı atom merkezin dışında bir yerde olduğunda bağlanma enerjisi merkezdeki yabancı atom durumuna göre daha azdır ve elektrik alan bağlanma enerjisini azaltır.



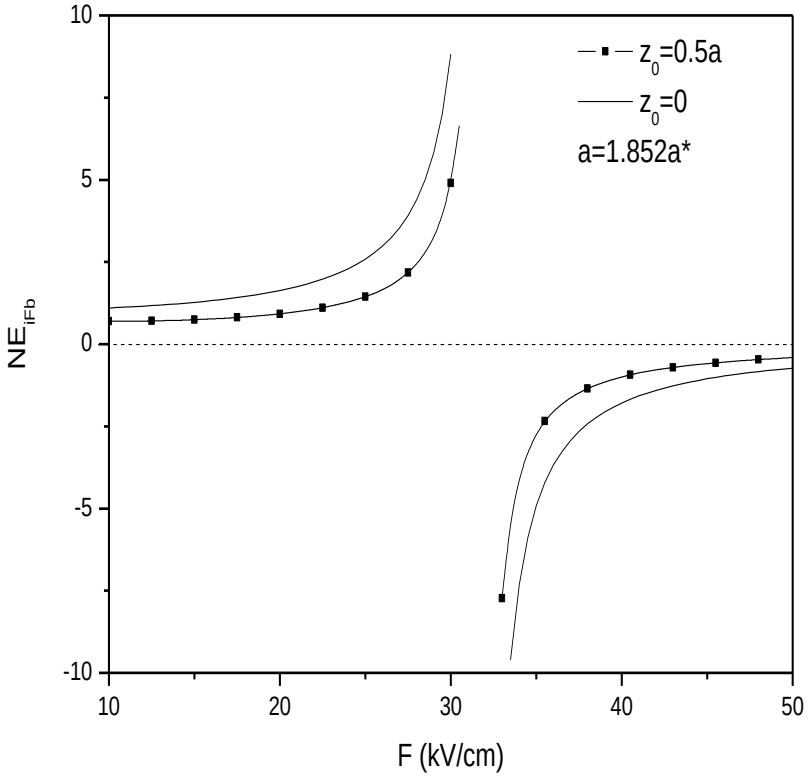
Şekil 6.2.2. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için yabancı atomun bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği

Daha önceki çalışmamızda normalize edilmiş bağlanma enerjisini yabancı atom merkezdeyken elektrik alan varlığında incelemiştik (Dane vd. , 2008). Bu çalışmamızda ise normalize edilmiş bağlanma enerjisini yabancı atom merkezin dışındayken elektrik alan varlığında inceledik. Bağlanma enerjisi (6.2.9) da ki gibidir. Normalize edilmiş

bağlanma enerjisi de (6.2.9) eşitliğinin her iki tarafı subband enerjisi E_{10F} ' ye bölünerek

$$NE_{iFb} = 1 - \frac{E_{iF}}{E_{10F}} \qquad (6.2.10)$$

elde edildi. Yabancı atomun z_0=0, z_0=0.5a konumlarındaki normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 6.2.3. da görüldüğü gibi elde edilmiştir. Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin yabancı atom merkezin dışında olduğunda merkezdekine göre daha azaldığı grafikten görülmektedir.



Şekil 6.2.3. $a_0 = 1.852\ a^*$ yarıçaplı küre kuantum noktasında iki farklı yabancı atom konumu için normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği

Daha önceki çalışmamızda yabancı atom z_0=0 konumunda ve elektrik alan varlığında normalize edilmiş bağlanma enerjisinin elektrik alan büyüklüğü ile değişim grafiği Şekil 5.2.5. de ki gibidir. Şekil 6.2.3. de z_0=0 için hesaplanan NE_{iFb} normalize edilmiş bağlanma enerjisinin F elektrik alan büyüklüğüne göre değişim grafiği daha önceki çalışmamızdaki enerji değerleri ile aynıdır (Dane vd. , 2008).

7. Sonlu Küresel Kuantum Noktasında Yabancı Atom Konumu

7.1. Sonlu Küresel Kuantum Noktasında Küre Merkezinden $\vec{r}_0$ Kadar Uzağa Yerleştirilmiş Donor Yabancı Atomun Bağlama Enerjisi ($\vec{r}_0 < a$)

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Küresel noktasında küre merkezinden $\vec{r}_0$ kadar uzağa yerleştirilmiş yabancı atomun Hamiltonyeni

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{\varepsilon|\vec{r}-\vec{r}_0|} + V(r) \tag{7.1.1}$$

şeklindedir. Burada m^* etkin kütle, ε kuantum noktasının malzemesinin dielektrik sabitidir ve $\vec{r}$ yabancı atoma bağlı elektronun, $\vec{r}_0$ da yabancı atomun küre merkezine olan uzaklığıdır, yabancı atom z ekseni üzerinde seçilirse $0 < r_0 = z_0 < a$ olur ve

$$|\vec{r}-\vec{r}_0| = \sqrt{r^2 + {z_0}^2 - 2rz_0\cos\theta} \tag{7.1.2}$$

şeklindedir. (7.1.1) denklemindeki $V(r)$ hapsedici potansiyel enerjidir ve

$$V(r) = \begin{cases} 0 & , \ 0 \le r \le a \\ V_0 & , \ r > a \end{cases} \tag{7.1.3}$$

şeklindedir. Bu durumda deneme dalga fonksiyonu denklem (3.2.8) göz önüne alınarak

$$\psi(r)=\begin{cases} N\dfrac{\sin kr}{r}e^{-\lambda|\vec{r}-\vec{r}_0|}, & 0\le r\le a \\ N\dfrac{\sin ka}{r}e^{K(a-r)}e^{-\lambda|\vec{r}-\vec{r}_0|}, & r\ge a \end{cases} \qquad (7.1.4)$$

şeklindedir ve burada k ve K denklem (3.2.9) da ki gibidir. İki bölgedeki dalga fonksiyonlarının $r=a$ de sürekli olmasından

$$\tan(ka)=-\frac{k}{K} \qquad (7.1.6)$$

elde edilir. Denklem (7.1.4)' deki N normalizasyon sabitidir ve denklem deneme dalga fonksiyonunu bire boylandırdığımızda

$$N^{-2}=\frac{\pi}{\lambda z_0}A \qquad (7.1.7)$$

elde edilir. Burada $A=A_e+A_y$ olmak üzere

$$\begin{aligned} A_e=&-\left(z_0+\frac{1}{2\lambda}\right)e^{-2\lambda z_0}J(-z_0)+\left(\frac{1}{2\lambda}-z_0\right)e^{2\lambda z_0}J(z_0) \\ &+\frac{k\sin(2kz_0)}{2(\lambda^2+k^2)}-\frac{e^{-2\lambda R}\sinh(2\lambda z_0)}{2\lambda(\lambda^2+k^2)}F(k) \end{aligned} \qquad (7.1.8)$$

$$A_y=\sin^2(ka)\left\{Q+\frac{I}{\lambda}\left[\sinh(2\lambda z_0)-2\lambda z_0\cosh(2\lambda z_0)\right]\right\} \qquad (7.1.9)$$

dır. Burada

$$F(k)=\lambda^2+k^2-\lambda^2\cos(2ka)+\lambda k\sin(2ka)\ , \qquad (7.1.10)$$

$$J(z)=\int_z^a\frac{e^{-2\lambda r}\sin^2(kr)}{r}dr \qquad , \qquad (7.1.11)$$

$$Q = \frac{e^{-2\lambda a}\sinh(2\lambda z_0)}{\lambda + \mathrm{K}} \quad , \tag{7.1.12}$$

$$I = e^{2\mathrm{K}a}\int_a^{\infty}\frac{e^{-2(\mathrm{K}+\lambda)r}}{r}dr \tag{7.1.13}$$

şeklindedir. Hesaplamalar sonucunda taban durum enerjisini aşağıdaki gibi elde edilir.

$$E(a,z_0) = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k^2+\lambda^2) - \frac{2e^2}{\varepsilon}\left(\frac{B}{A}\right) \tag{7.1.14}$$

Burada $B = B_e + B_y$ olmak üzere

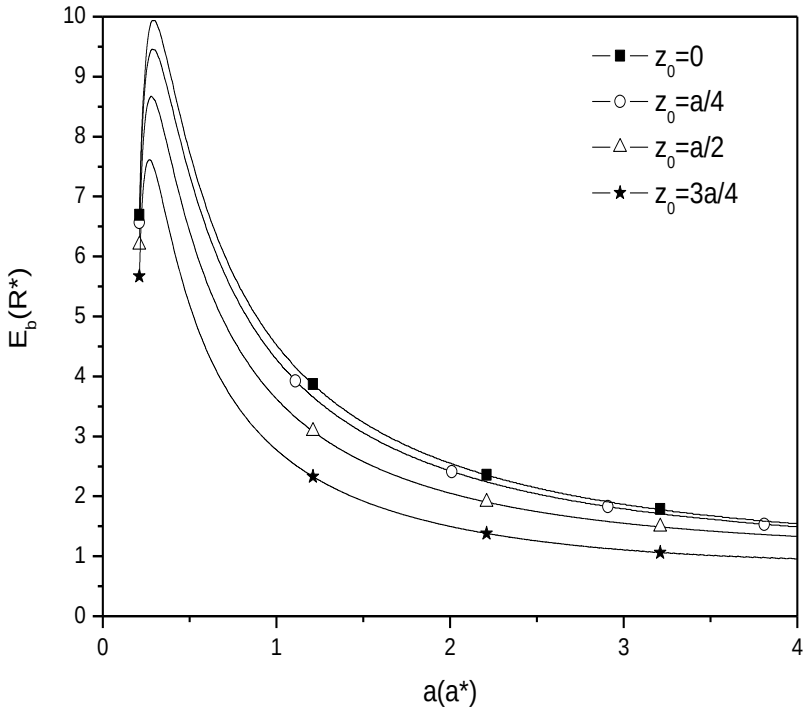
$$B_e = e^{-2\lambda z_0}\int_0^{z_0}\frac{\sin^2(kr)}{r}\sinh(2\lambda r)dr + J(z_0)\sinh(2\lambda z_0) \quad , \tag{7.1.15}$$

$$B_y = I\sin^2(ka)\sinh(2\lambda z_0) \tag{7.1.16}$$

dır. Bağlanma enerjisi yabancı atom yokken ki enerji (subband enerjisi) ile yabancı atom varken ki enerji farkı olarak tanımlanır (Dane vd. , 2008).

$$E_b(a,z_0) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m*} - E\min_{\lambda}(a,z_0) \tag{7.1.17}$$

Bu çalışmada $V_0 = 0.7482\,x(eV)$ 'den $V_0 = 58.8eV$ olarak alınmıştır. Yabancı atomun z_0=0, z_0=a/4, z_0=a/2, z_0=3a/4 konumlarındaki $E_b(R^*)$ bağlanma enerjisinin $a(a^*)$ yarıçapına göre değişim grafiği Şekil 7.1.1 de gösterilmektedir. Bu şekilden de görüldüğü gibi yabancı atom merkezin dışında bir yerde olduğunda bağlanma enerjisi merkezdeki yabancı atom durumuna göre daha azdır. Bu sonuçlar literatür ile uyumludur (Mikhail ve Ismail, 2007).



Şekil 7.1.1. Yabancı atomun bağlanma enerjisinin kuantum noktasının yarıçapına göre değişim grafiği

SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında küresel kuantum noktasına hapsedilmiş m^* etkin kütleli bir tek elektronun taban durum subband, yabancı atom, bağlanma ve normalize edilmiş bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Kuantum noktası elektrik alan, manyetik alan, hidrostatik basınç ve sıcaklık etkisi altındayken elektronun taban durum subband, yabancı atom, bağlanma ve normalize edilmiş bağlanma enerjilerinin nasıl değiştiğine bakılmıştır. Yabancı atom konumuna göre sonsuz potansiyelli ve sonlu potansiyelli kuantum noktasındaki elektronun bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Fortran programı kullanılmıştır.

Bu hesaplamalar sonucunda sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası elektrik alan etkisi altındayken, taban durum subband ve taban durum yabancı atom enerjilerinin artan elektrik alan büyüklüğü ile azaldığı görülmüştür. Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, artan elektrik alan büyüklüğü ile arttığı ve Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, taban durum subband enerjisini sıfır yapan F_0 elektrik alan değeri için asimptotik olarak arttığı görülmüştür. Ayrıca küresel kuantum noktasının yarıçapındaki küçük değişimler seçilen yarıçap değerlerinde elektrik alanla küresel kuantum noktasının merkezindeki bir yabancı atomun normalize edilmiş bağlanma enerjisinde büyük değişimler yapmaktadır.

Sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası manyetik alan etkisi altındayken, taban durum subband ve taban durum yabancı atom enerjilerinin artan manyetik alan büyüklüğü ile arttığı görülmüştür. Normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, manyetik alan büyüklüğü artarken azaldığı görülmüştür.

Sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası elektrik alan ve manyetik alan etkisi altındayken, manyetik alanın taban durum subband ve taban durum yabancı atom enerjilerini arttırdığı, elektrik alanın ise azalttığı görülmüştür. Ayrıca farklı manyetik alan için yarı logaritmik ölçekte pozitif normalize edilmiş bağlanma enerjisi artan elektrik alanla artarken artan manyetik alanla azalmaktadır.

Sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındayken, artan hidrostatik basınçla taban durum subband ve taban durum yabancı atom enerjilerinin azaldığı görülmüştür. Bağlanma enerjisinin ise artan hidrostatik basınçla artarken, artan elektrik alanla azalmaktadır. Ayrıca normalize edilmiş bağlanma enerjisinin, hidrostatik basınç artarken arttığı ve subband enerjisini sıfır yapan P_T hidrostatik basınç değeri için de asimptotik olarak arttığı gözlenmiştir.

Sonsuz potansiyelli $GaAs/AlAs$ küresel kuantum noktası sıcaklık, hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındayken, artan sıcaklıkla taban durum subband ve taban durum yabancı atom enerjilerinin arttığı, bağlanma enerjisinin ise azaldığı görülmüştür. Artan sıcaklık, dönüm noktalarını daha büyük hidrostatik basınç değerlerine kaydırmaktadır.

Sonlu potansiyelli ve sonsuz potansiyelli küresel kuantum noktasında yabancı atom merkezin dışında bir yerde olduğunda bağlanma enerjisi merkezdeki yabancı atom durumuna göre daha azdır.

Sonuç olarak küresel kuantum noktasına dışarıdan uygulanan elektrik alan, manyetik alan, hidrostatik basınç ve sıcaklık gibi etkiler bu küresel kuantum noktasına hapsedilmiş elektronun enerjilerini oldukça değiştirmektedir. Ayrıca bizim öngörmüş olduğumuz Normalize edilmiş bağlanma enerjisi de bu etkileri daha iyi gözlememizi sağlamıştır.

KAYNAKLAR

Abramowitz, M. and Stegun I. , 1970, "Handbook mathematical Functions", DoverPublications Inc. New York

Adachi S. , 1985, "GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and decive applications", Journal Of Applied Physics., 58, 3, p R1-R29

Akankan O. , Okan S. E. , Akbaş H., 2005, "Spatial electric field effect in $GaAs-AlAs$ quantum wires", Physica E, 25, p 535-538

Akankan O. , Okan S. E. , Akbaş H., 2007, "Spatial electric and axial magnetic fields effect in $GaAs-AlAs$ quantum wires", Physica E,36, p 119-122

Akbaş H. , Aktaş Ş. , Okan S. E. , Ulaş M., Tomak M., 1998, "Acceptor $1s-2p_{\pm}$ transitions in $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ quantum wells: Effects of spatially dependent screening under electric and magnetic fields", Phys. Stat. Sol. (b), 205, p 537–542

Akbas H. , Dane C. , Kaspoğlu K. ,Talip N. , 2008, "Spatial electric field effect in a $GaAs/AlAs$ tetragonal quantum dot", Physica E, 40, p.627–632

Akbas H. , Dane C. , Guleroglu A., Minez S.,2009, "The effect of magnetic field in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot with a hydrogenic impurity", Physica E, 41 , p.605–608

Akbas H. , Erdoğan İ., Akankan O. , 2011, "Hydrostatic pressure effects on impurity states in $GaAs/AlAs$ quantum wells", Süperlattices and Microstructures, 50, p 80-89

Aktaş Ş. , Okan S. E. , Erdoğan İ. , Akbaş H. , Tomak M., 2000, "Donor binding energies in GaAs quantum wells considering the band nonparabolicity effects and the wavefunction elongation", Süperlattices and Microstructures, 28, 3, p 165-169

Aktaş Ş. , Okan S. E. , Akbaş H. , 2001, “Electric field effect on the binding enrgy of a hydrogenic impurity in coaxial $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ quantum well-wires”, Süperlattices and Microstructures, 30, 3, p 129–134

Arfken G. , 1970, “Mathematical Methods for Physicists” Second Edition. Academic Pres Inc. , New York, London

Bastard G. , 1980, “Hydrogenic impurity states in a quantum well: A simple model”, Physical Review B,24,8, p 4714-4722

Bryant G. W. , 1985, “Hydrogenic impurity states in quantum well wires: Shape effects”, Physical Review B, 31, 12, p 7812–7818

Bose C. , Sarkar C. K. , 1998, “Pertürbation calculation of donor states in a spherical quantum dot”, Solid–State Electronics, 42, 9, p 1661–1663

Chuu D. S. , Hsiao C. M. , Mei W. N. , 1992, “Hydrogenic impurity states in quantum dots and quantum wires”, Physical Review B, 46, 7, p 3898-3905

Corella-Madueno A. , Rosas R. , Marin J. L., Riera R. , 2001, “Hydrogenic impurities in spherical quantum dots in a magnetic field”, Journal Of Applied Physics, 90, 5, p 2333–2337

Dane C. , Akbas H., Minez S., Guleroglu A., 2008, “Electric field effect in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot”, Physica E ,41 p.278–281

Dane C. , Akbas H. , Minez S. , Guleroglu A. , 2010 ,“Simultaneous effect of electric and magnetic field in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot with a hydrogenic impurity”, Physica E 42 p.1901–1904

Dane C., Akbas H., Guleroglu A., Minez S., Kaspoğlu K., 2011, “The hydrostatic pressure and electric field effects on the normalized binding energy of hydrogenic impurity in a $GaAs/AlAs$ spherical quantum dot”, Physica E, 44, p 186-189

Elabsy A. M., 1992, “Temperature dependence of shallow donor states in $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ Compositional Süperlattice”, Physica Scripta, 46, p 473-475

Elabsy A. M., 1993, “Hydrostatic pressure dependence of binding Energies for donors in quantum well Heterostructures”, Physica Scripta, 48, p 376-378

Erdogan I. ,Akankan O. , Akbaş H. , 2006, “Electric and magnetic field effects on the self-polarization in $GaAs/AlAs$ cylindrical quantum well-wires”, Physica E, 33, p 83–87

Erdogan I. ,Akankan O. , Akbaş H. , 2009, “Effects of hydrostatic pressure on the self-polarization in $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wells under the electric field”, Physica E, 42, p 136–140

Harrison P. , 1999, “Quantum wells, wires and dots: Theoretical and computational physics”, John Wiley&Sons, Inc. , New York

Jayam S. G. , Navaneethakrishnan, 2003, “Effect of electric field and hydrostatic pressure on donor binding energies in a spherical quantum dot”, Solid–State Communications, 126, p 681-685

Jaros M. , 1989, “Physics and Applications of Semiconductor Microstructures”, Clarendon Pres , Oxford

Karki H. D. , Elagöz S. , Baser P. , 2011, “The high hydrostatic pressure effect on shallow donor binding energies in GaAs-(Ga, Al)As cylindrical quantum well wires at selected temperatures”, 406, 11, p 2116–2120

Khordad R. , 2010, “Diamagnetic susceptibility of hydrogenic donor impurity in a V-groove $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wire”, Eur. Phys. J. B, 78, p 399–403

Kıttel C. , 1996, “Katıhal Fiziğine giriş ”, 6. Basım, 224, Bilgitek yayıncılık, İstanbul

Mikhail I. F. I. , Ismail I. M. M., 2007, “Binding energy of an off-centre hydrogenic donor impurity in a spherical quantum dot”, Phys. Stat. Sol. (b), 244, 10, p 3647–3659

Mikhail I. F. I. , Ismail I. M. M., 2010, “Hydrogenic impurity in a quantum dot: comparison between the variational and strong pertürbation methods”, Süperlattices and Microstructures, 48, p 388-400

Mikhail I. F. I. , El Sayed S. B. A. , 2011, “Exact and variational calculations of a hydrogenic impurity binding energy in a multilayered spherical quantum dot”, Physica E, 43, p 1371–1378

Nasri D. , Sekkal N. , 2010, “General properties of confined hydrogenic impurities in spherical quantum dots”, Physica E, 42, p 2257–2263

Ning Li, Kang-Xian Guo, Shuai Shao, 2012, “Polaron effects on the optical absorptions in cylindrical quantum dots with parabolic potential”, Optics Communications, 285, 10, p 2734–2738

Okan S. E. , Akbaş H. , Aktaş Ş. , Tomak M., 2000, “Binding energies of helium-like impurities in parabolic quantum wells under an applied electric field”, Süperlattices and Microstructures, 28, 3, p 171-176

Okan S. E. , Erdogan İ. , Akbaş H. , 2004, “Anomalous polarization in an electric field and self-polarization in $GaAs/AlAs$ quantum wells and quantum well wires”, Physica E, 21, p 91–95

Peter A. J. , 2005, “The effect of hydrostatic pressure on binding energy of impurity states in spherical quantum dots”, Physica E, 28, p 225–229

Peter A. J. , Navaneethakrishnan K. , 2008, “Simultaneous effects of pressure and temperature on donors in a GaAlAs/ GaAs quantum well”, Süperlattices and Microstructures, 43, p 63–71

Porras-Montenegro N. , Perez-Merchancano S. T. , 1992,"Hydrogenic impurities in GaAs-(Ga, Al)As quantum dots", Physical Review B, 46, 15, p 9780–9783

Radhakrishnan N. , A. John Peter, 2009, "Effect of magnetic field on diamagnetic susceptibility of two interacting electrons in a quantum dot", İnternational Journal of Quantum Chemistry, p 1–7

Rajashabala S. , Navaneethakrishnan K., 2008, "Pressure effects on the spin-orbit interactions in low-dimensional quantum well systems", Physica E, 40, p 843-848

Rezaei G. , Doostimotlagh N. A. , Vaseghi B. , 2011, "Conduction band non-parabolicity effect on the binding energy and the diamagnetic susceptibility of an on-center hydrogenic impurity in spherical quantum dots", Physica E, 43, p 1087-1090

Rezaei G. , Doostimotlagh N. A. , 2012, "External electric field, hydrostatic pressure and conduction band non-parabolicity effects on the binding energy and the diamagnetic susceptibility of a hydrogenic impurity quantum dot", Physica E, 44, p 833-838

Rezaei G. , Taghizadeh S. F. , Enshaeian A. A. , 2012, "External electric field, hydrostatic pressure and temperature effects on the binding energy of an off-center hydrogenic impurity confined in a spherical Gaussian quantum dot", Physica E, *In Press, Corrected Proof*

Sadeghi E. , 2009, "Impurity binding energy of excited states in spherical quantum dot", Physica E, 41, p 1319–1322

Samara G. A. , 1983, "Temperature and pressure dependences of the dielectric constants of semiconductors", Physical Review B, 27, 6, 3494-3505

Schiff L. I. , 1949, "Quantum mechanics",Mcgraw-Hıll book company, New York London

Schıllak P. , Czajkowskı G., 2009, "Electrooptical properties of cylindrical quantum dots", Acta Physica Polonica A, 116, p 871-873

Sivakami A. , Mahendran M., 2010, “Hydrostatic pressure and conduction band non-parabolicity effects on the impurity binding energy in a spherical quantum dot”, Physica B, 405, p 1403-1407

Sivakami A. , Mahendran M., 2010, “Hydrostatic pressure and temperature dependence of correlation enrgy in a spherical quantum dot”, Süperlattices and Microstructures, 47, p 530-537

Sucu S. , Mese A. I. , Okan S. E. 2008, “The role of confinement and shape on the binding energy of an electron in a quantum dot”, Physica E, 40, p 2698–2702

Sukumar B. , Navaneethakrishnan K. ,1990, “Diamagnetic susceptibility of a donor in a $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum well heterostructure and its pressure dependence”, Phys. Stat. Sol. (b), 158, p 193–199

Tangarife E. , Duque C. A. , 2010, “Shallow-donor impurity in coupled $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ quantum well wires: hydrostatic pressure and applied electric field effects”, Phys. Stat. Sol. B, 247, 7, p 1778–1785

Ulaş M., Akbaş H. , Tomak M, 1996, “Shallow donors in a quantum well wire: Electric field and geometrical effects”, Tr. J. Of Physics 22, p 369–375

Yesilgul U. , Kasapoglu E. , Sari H. , Sökmen I. , 2010, “The effects of temperature and hydrostatic pressure on the photoionization cross- section and binding energy of shallow donor impurities in quantum dots”, Süperlattices and Microstructures, 48, p 509–516

Varshni Y. P. , 1999, “Accurate wavefunctions for hydrogenic donors in GaAs-(Ga, Al)As quantum dot”, Physics Letters A, 252, p 248–250

Wai-Sang Li , Chuan-Yu Chen , 1997, “Electron-phonon interaction in a cylindrical quantum dot”, Physica B, 229, p 375-382

Xiao Z. , Zhu J. , He F. , 1996, “Effect of the parabolic potential on the binding energy of a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot”, Süperlattices and Microstructures, 19, 2, p 137–149

Xiao Z. , Zhu J. , He F. , 1996, “Magnetic field dependence of the binding energy of a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot”, Journal Of Applied Physics. ,p 79, 12

Xia C. X. , Wei S. Y. , Zhao X. , 2007, “Built-in electric field effect on hydrogenic impurity in wurtzite $GaN/AlGaN$ quantum dot”, Applied Surface Science, 253, p 5345–5348

Zhu J. L. , Xiong J.-J. , Gu B.-L., 1990, “Confined electron and hydrogenic donor states in a spherical quantum dot of GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$”, Physical Review B, 41, 9, p 6001-6007

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Edirne' de doğdum. İlköğrenimimi Hamdi Helvacıoğlu ilköğretim okulunda, ortaöğrenimimi Merkez ortaokulunda, lise öğrenimimi Atatürk lisesi Süper lise kısmında tamamladım. 1998 yılında Trakya Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümünde eğitimime başladım ve 2002 yılında mezun oldum. Aynı yıl yüksek lisans eğitimime başladım. 2006 yılında mezun oldum ve doktora eğitimime başladım. 2004 yılından beri Trakya Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktayım.