

**LAZER ALANLARI ALTINDA  
KUANTUM KUYUSU İÇİNDEKİ  
YABANCI ATOMUN İNCELENMESİ**

**Bahadır BEKAR  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
Danışman: Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ  
Edirne-2010**

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

**LAZER ALANLARI ALTINDA  
KUANTUM KUYUSU İÇİNDEKİ  
YABANCI ATOMUN İNCELENMESİ**

**Bahadır BEKAR**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
Danışman: Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ  
EDİRNE-2010**


T.C.  
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LAZER ALANLARI ALTINDA KUANTUM KUYUSU İÇİNDEKİ  
YABANCI ATOMUN İNCELENMESİ

Bahadır BEKAR


YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 04/01/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından kabul edilmiştir.



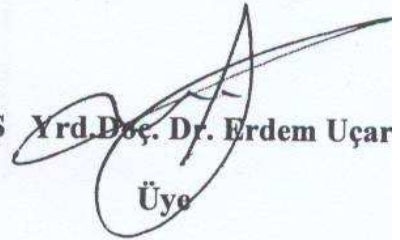
Prof. Dr. Hasan AKBAŞ

Jüri Başkanı



Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ

Danışman



Yrd. Doç. Dr. Erdem Uçar

Üye

## TEŞEKKÜR

Tez yöneticiliğimi üstlenerek çalışmalarımda yol gösteren, gerekli olan tüm çalışma ortamını ve imkânlarını sağlayan ve yardımlarını esirgemeyen hocam Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda bu aşamaya kadar desteklerini ve aydınlatıcı bilgilerini esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Figen Boz'a, ayrıca Arş. Gör. A.İhsan Meşe ve Arş. Gör. Engin Çiçek'e, çalışmalarım sırasında aynı ortamı paylaştığım Olcay Yaman'a, burada ismini saymadığım bütün herkese teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bu tez Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Müdürlüğü tarafından TÜBAP-2009/35 nolu projeyle desteklenmiştir. Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Müdürlüğü'ne katkılarından dolayı teşekkür ederiz.

Çalışmalarım sırasında beni her türlü destekleyen aileme teşekkürlerimi sunuyorum.

**Semboller Dizini**

$\nabla$  : Laplesyen

$m^*$  : Elektronun etkin kütlesi

$a^*$  : Etkin Bohr yarıçapı

$R^*$  : Etkin Rydberg enerjisi

$\epsilon$  : Dielektrik sabiti

$\lambda$ : Varyasyonel parametre

$\psi$  : Dalga fonksiyonu

$x_i$  : Yabancı atomun konumu

$y_i$  : Yabancı atomun konumu

$\alpha$  : Lazerin genliği

$V_{DC}$ : Lazer giydirilmiş potansiyel

$V_C$ : Coulomb potansiyeli

E : Enerji

## Şekiller Listesi

<b>Şekil.1</b> Kuantum kuyusunun oluşturulması .....	<b>2</b>
<b>Şekil.2</b> Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusu.....	<b>4</b>
<b>Şekil.3</b> Farklar Tablosu .....	<b>9</b>
<b>Şekil.4</b> Sonlu Farklar Yönteminde Noktaların Gösterimi.....	<b>10</b>
<b>Şekil.5</b> Sonlu Farklar Yönteminin Kuantum Noktalarına .....	<b>11</b>
<b>Şekil.6</b> Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusunda Taban Durum ve Birinci Uyarılmış Durum .....	<b>13</b>
<b>Şekil.7</b> Sonlu simetrik kuantum kuyusunda taban durum enerji öz değerinin sonlu farklar ile analitik çözümünün karşılaştırılması.....	<b>14</b>
<b>Şekil.8</b> Sisteme yabancı atom katkısı .....	<b>15</b>
<b>Şekil.9</b> Lazer alanı altında yabancı atom .....	<b>20</b>
<b>Şekil.10</b> Lazerin sonlu simetrik kuantum kuyusu üzerine etkisi .....	<b>25</b>
<b>Şekil.11</b> Dalga fonksiyonunun farklı lazer genliklerine göre değişimi.....	<b>26</b>
<b>Şekil.12</b> Lazerin genliğine göre bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları göre değişimi ( $L=1a^*$ için).....	<b>27</b>
<b>Şekil.13</b> Lazerin genliğine göre bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları göre değişimi ( $L=2a^*$ için).....	<b>27</b>
<b>Şekil.14</b> Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi ( $L=1a^*$ için).....	<b>28</b>
<b>Şekil.15</b> Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi( $L=2a^*$ için). <b>28</b>	
<b>Şekil.16</b> Bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi .....	<b>30</b>

- Şekil.17**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.05a^*$  lazer genlikleri için ters V şeklindeki kuantum kuyusunun durumu ( $z_i=0a^*$ ) .....**32**
- Şekil.18**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için ters V şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).....**32**
- Şekil.19** Ters V kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazerin genliğine göre bağlanma enerjisi değişimi .....**33**
- Şekil.20**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için ters parabol şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).....**35**
- Şekil.21** Parabol kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazer genliğine bağlı bağlanma enerji değişimi .....**35**
- Şekil.22**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$ lazer genlikleri için V şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).....**36**
- Şekil.23** V şeklideki kuantum kuyusunu merkezinde yer alan yabancı aatomun lazerin genliğine bağlı bağlanma enerjisi değişimi.....**36**
- Şekil.24**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için çift kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).....**38**
- Şekil.25** Çift kuantum kuyusunun merkezindeyer alan yabancı atomun lazerin genliğine bağlı bağlanma enerjisi değişim.....**38**

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
SUMMARY.....	ii
TESEKKÜR.....	iii
SEMBOLLER DİZİNİ.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	v
İÇİNDEKİLER .....	vii
<b>BÖLÜM 1: GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>1.1) Sonlu Kuantum Kuyu.....</b>	<b>2</b>
1.a) Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusunun Analitik Çözümü.....	2
1.b) Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusunun Nümerik Çözümü .....	9
<b>1.2) Yabancı Atom Katkısı.....</b>	<b>14</b>
<b>1.3) <math>\lambda</math> Varyasyon Parametresinin Belirlenmesi.....</b>	<b>16</b>
<b>BÖLÜM 2:</b>	
<b>2.1) Lazerin Kuantum Kuyusu Üzerindeki Etkisi .....</b>	<b>18</b>
<b>2.2) Lazer Alanı Altında Yabancı Atom.....</b>	<b>20</b>
<b>BÖLÜM 3: SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....</b>	<b>23</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>39</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>41</b>



## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Son yıllarda teknolojinin ilerlemesiyle birçok yeni teknolojik cihazlar geliştirilmiştir. Özellikle opto elektronik alanında veri kaydı, veri okuma ve optik iletişim konuları üzerine durulmuştur. Bakır kablolarla verilerin bir yerden bir yere aktarılması uzun zaman almaktadır. Bunun yerine optik liflerin kullanılması verilerin bir yerden bir yere daha kısa zamanda gitmesine olanak sağlamıştır. Yükselen bu veri trafiği kapasitede ve kullanımda sürekli talepler yaratmaktadır. Buna bağlı olarak optik teknoloji birçok alanda tercih edilir duruma gelmiştir ve ışık kaynağı olarak lazerler seçilmiştir.

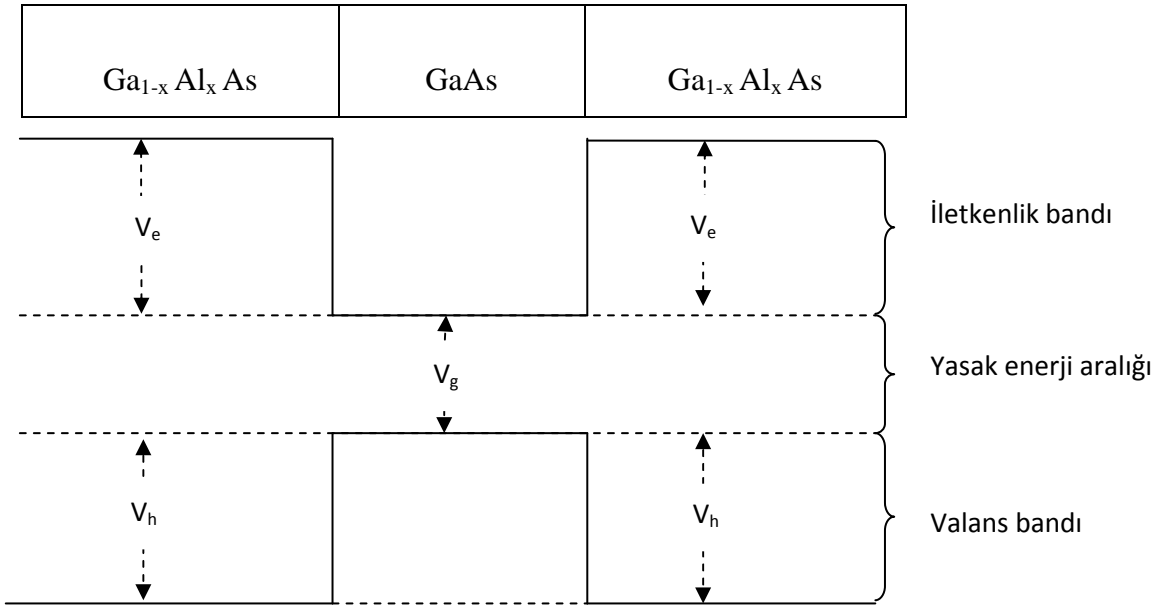
Son yıllarda düşük boyutlu yapıların laboratuvar ortamında yapılabilmesi ve elektronik araç yapımında kullanılması, bu yapılar üzerine çalışmaları arttırmıştır. Düşük boyutlu yapılara dışarıdan uygulanan lazer etkisi üzerine birçok araştırmalar yapılmıştır. Lazer etkisi hem tanımlı potansiyele hem de Coulomb potansiyeli üzerine etkisi, kuantum teli ve kuantum noktalarında hesaba katılmıştır [ 4]. Lazer alanlı yarı iletkenler sistemlere etkin kütle yaklaşıklığı kullanılarak giydirilmiş atom yaklaşıklığı genişletilmiştir [1]. Daha sonraları sonsuz potansiyel altında küresel koordinatlarda merkezde bulunan yabancı atomun taban durum ve ikinci uyarılmış durumları lazer alanları altında incelenmiştir [17]. GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As hetero yapılar için güçlü radyasyon alanların bu yapılarda bağlanma enerjisini önemli ölçüde etkilediği görülmüştür. Lazer genliğinin artması ile düşük boyutlu sistemlerde bağlanma enerjisinin azaldığı görüldü [13]. Dışarıdan uygulanan elektrik alan altında kuantum kuyusunda lazer alanına bağlı olarak bağlanma enerjisi ve polarizasyon üzerine çalışıldı. Biz bu çalışmamızda lazer alanının kuantum kuyuları üzerindeki etkileri, Hamiltonyen'e nasıl ekleneceği, bağlanma enerjisi üzerine olan etkileri araştırıldı.

## 1.1) SONLU KUANTUM KUYUSU

Bu bölümde kuantum kuyusunun analitik ve nümerik çözümleri verilmiştir. Nümerik çözümde sonlu farklar yöntemi kullanılmıştır. Sonlu kuantum kuyusu için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

### 1.a) Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusunun Analitik Çözümü

$Ga_{1-x}Al_xAs$  ve  $GaAs$  malzemeleriyle bir yapı oluşturulduğunda, oluşan yapının “z” yönündeki potansiyel değişimi aşağıdaki gibi olur. Buradaki “x” malzemede bulunan alüminyum konsantrasyonunu belirler.



**Şekil.1** Kuantum kuyusunun oluşturulması

Kuantum kuyusundaki bir elektronun davranışını incelemek için Schrödinger denklemini çözeriz. Elektronun hapsedildiği kuantum kuyusunun potansiyel duvarlarının yüksekliğine göre sonlu veya sonsuz kuantum kuyusu oluşmaktadır.

Kararlı elektron yörüngelerinin yarıçapları [15]

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1.1.1)$$

şeklindedir.  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik geçirgenlik katsayısıdır. En iç yörüngenin yarıçapı genel olarak, hidrojen atomunun Bohr yarıçapı denir ve  $a_b$  sembolüyle gösterilir. Yukarıdaki eşitlikten Bohr yarıçapı[15]

$$a_b = r_1 = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{m} = 0,53 \text{Å}^0$$

olur.

Bizim çalıştığımız malzeme için, Bohr yarıçapı formülünde serbest elektron kütlesi ( $m$ ) yerine, GaAs için etkin kütle  $m^* = 0,067m$  ve  $\epsilon = 12,5$  kullanılarak,

$$100 \text{Å}^0 = 1a^*$$

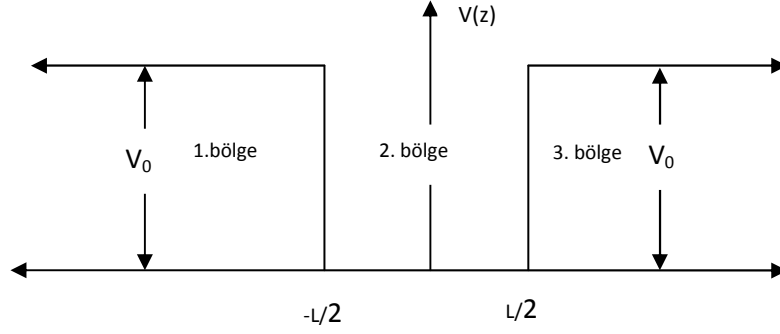
bulunur.  $a^*$  ya da etkin Bohr yarıçapı olarak ifade edilir. Sonlu kuantum kuyusu içindeki bir elektron için Schrödinger denklemi.

$$H_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \quad (1.1.2)$$

olarak verilir. Bu kuantum kuyusunun her yerinde etkin kütle ve dielektrik sabitini eşit alıyoruz.  $1R^* = 5,71 \text{meV}$  ve  $1a^* = 100 \text{Å}^0$  ve  $\frac{\hbar^2}{2m^*} = R^* a^{*2}$  alınmıştır. Yukarıdaki Hamiltonyeni Rydberg birim sisteminde düzenleyip yazarsak

$$\left[ -\frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi(z) = E_z \psi(z) \quad (1.1.3)$$

şeklinde olur.



**Şekil.2** Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusu

Yukarıdaki şekildeki gibi sonlu kuantum kuyusun içindeki elektron aşağıdaki gibi potansiyel duvarları ile sınırlandırılmış olsun.

$$V(z) = \begin{cases} 0 & -L/2 < z < +L/2 \\ V_0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (1.1.4)$$

Denklem (1.1.3) Schrödinger denkleminin düzenleniş hali aşağıdaki gibi olur.

$$-\frac{d^2}{dz^2}\psi(z) + V(z)\psi(z) - E_z\psi(z) = 0 \quad (1.1.5)$$

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - V(z)\psi(z) + E_z\psi(z) = 0 \quad (1.1.6)$$

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} - (V(z) - E_z) \right] \psi(z) = 0 \quad (1.1.7)$$

Burada ya köşeli parantezin içi sıfır olmalıdır ya da  $\psi(z)$  fonksiyonu sıfır olmalıdır.  $\psi(z)$  fonksiyonu sıfır olamayacağından parantez içi sıfır olmalıdır.

$$\frac{d^2}{dz^2} - (V(z) - E_z) = 0 \quad (1.1.8)$$

$V_0 > E_z$  olduğunda; burada  $(V(z) - E_z)$  pozitif olmalıdır.

1. Bölge için;

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - (V_0 - E_z)\psi(z) = 0 \quad (1.1.9)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} = (V_0 - E_z) \quad (1.1.10)$$

$(V_0 - E_z) = k_z^2$  ve  $D^2 = \frac{d^2}{dz^2}$  dönüşümü yapılırsa

$$D_{1,2} = \pm k_z \quad (1.1.11)$$

$$\psi_{1(z)} = Ae^{k_z z} + Be^{-k_z z} \quad (1.1.12)$$

$-\infty$  sonsuzda  $Be^{-k_z z}$  ifadesi sonsuza gider, bu yüzden  $B=0$  olmalıdır.

1. Bölge dalga fonksiyonu

$$\psi_1(z) = Ae^{k_z z} \quad (1.1.13)$$

şeklinde olmalıdır. Burada  $k_z = \sqrt{V_0 - E_z}$  olarak alınmıştır.

2.bölge için;

$$\frac{d^2}{dz^2} - (V(z) - E_z) = 0 \quad (1.1.14)$$

$-L/2 < z < L/2$  aralığında potansiyel  $V(z)=0$  olduğundan

$$\frac{d^2}{dz^2} + E_z = 0 \quad (1.1.15)$$

Burada  $\frac{d^2}{dz^2} = D^2$  ve  $E_z = \alpha_z^2$  dönüşümleri yapılırsa

$$D_{1,2} = \pm i \alpha_z \quad (1.1.16)$$

2. Bölge için çözümler;

$$\psi_2(z) = C' e^{-i\alpha_z z} + D' e^{i\alpha_z z} \quad (1.1.17)$$

$$\psi_2(z) = C \cos(\alpha_z z) + D \sin(\alpha_z z) \quad (1.1.18)$$

şeklindedir. Burada  $\alpha_z$  ifadesi  $\alpha_z = \sqrt{E_z}$  eşitliği kullanılmıştır.

3. Bölge;

1. Bölge ile 3. Bölgedeki potansiyel duvarlarının değerleri aynı olduğu için 3. bölgenin çözümü ile 1. bölgenin çözümleri benzerdir.

$$\psi_{3(z)} = E e^{k_z z} + F e^{-k_z z} \quad (1.1.19)$$

şeklinde yazılabilir. Yalnız burada  $z \rightarrow \infty$  giderken  $E e^{k_z z}$  ifadesi patlar çünkü bize  $\infty$  giderken azalan bir dalga fonksiyonu bizim çözümümüz olacağından  $E=0$  olur.

3. bölge için dalga fonksiyonu;

$$\psi_{3(z)} = F e^{-k_z z} \quad (1.1.20)$$

şeklindedir. Burada  $k_z = \sqrt{V_0 - E_z}$  olarak alınmıştır.

Üç bölge için bulduğumuz dalga denklemlerini yazacak olursak;

$$\psi(z) = \begin{cases} \psi_1(z) = A e^{k_z z} & 1.\text{bölge} \\ \psi_2(z) = C \cos(\alpha_z z) + D \sin(\alpha_z z) & 2.\text{bölge} \\ \psi_3(z) = F e^{-k_z z} & 3.\text{bölge} \end{cases} \quad (1.1.21)$$

şeklinde olur. Kuyu sınırlarında süreklilik şartlarını uygulayacak olursak

$$\psi_1(z) = \psi_2(z)$$

$$\psi_2(z) = \psi_3(z)$$

$$\psi'_1(z) = \psi'_2(z)$$

$$\psi'_2(z) = \psi'_3(z)$$

$$\alpha_z = \sqrt{E_z} \quad (1.1.22)$$

$$k_z = \sqrt{V_0 - E_z} \quad (1.1.23)$$

$$\alpha_z^2 + k_z^2 = V_0 \quad (1.1.24)$$

Bu eşitliklerden dört bilinmeyenli dört denklem elde edilir. Bilinmeyen sayısı denklem sayısına eşit olduğundan çözümü vardır.

$$\alpha_z^2 + k_z^2 = V_0 \quad (1.1.25)$$

$$\alpha_z \tan\left(\frac{\alpha_z L}{2}\right) = k_z \quad n = 1,3,5.. \text{tek pariteler} \quad (1.1.26)$$

$$\sqrt{E_z} \tan\left(\frac{\sqrt{E_z} L}{2}\right) = \sqrt{V_0 - E_z} \quad (1.1.27)$$

$$\alpha_z^2 + k_z^2 = V_0 \quad (1.1.28)$$

$$-\alpha_z \cot\left(\frac{\alpha_z L}{2}\right) = k_z \quad n = 2,4,6.. \text{çift pariteler} \quad (1.1.29)$$

$$-\sqrt{E_z} \cot\left(\frac{\sqrt{E_z} L}{2}\right) = \sqrt{V_0 - E_z} \quad (1.1.30)$$

buradan  $E_z$ 'nin değeri bulunur.

Burada  $\psi$ ;  $\psi_{çift}$  ve  $\psi_{tek}$  gibi düşünülür. Bu durumda

$$\psi_{çift} = \begin{cases} C \cos\left(\alpha_z \frac{L}{2}\right) e^{k_z \frac{L}{2}} e^{k_z z} & 1.\text{bölge} \\ C \cos(\alpha_z z) & 2.\text{bölge} \\ C \cos\left(\alpha_z \frac{L}{2}\right) e^{k_z \frac{L}{2}} e^{-k_z z} & 3.\text{bölge} \end{cases} \quad (1.1.31)$$

$$\psi_{tek} = \begin{cases} -C \sin\left(\alpha_z \frac{L}{2}\right) e^{k_z \frac{L}{2}} e^{k_z z} & 1.\text{bölge} \\ C \sin(\alpha_z z) & 2.\text{bölge} \\ C \sin\left(\alpha_z \frac{L}{2}\right) e^{k_z \frac{L}{2}} e^{-k_z z} & 3.\text{bölge} \end{cases} \quad (1.1.32)$$

Şeklinde dir. Burada  $C$  normalizasyon katsayısı yapılan işlemler sonucunda

$\psi_{çift}$  için ;

$$C = \sqrt{\frac{1}{\left[ \frac{1}{k_z} (1 + \cos(\alpha_z L)) + L + \frac{\sin(\alpha_z L)}{\alpha_z} \right]}} \quad (1.1.33)$$

$\psi_{tek}$  için ;

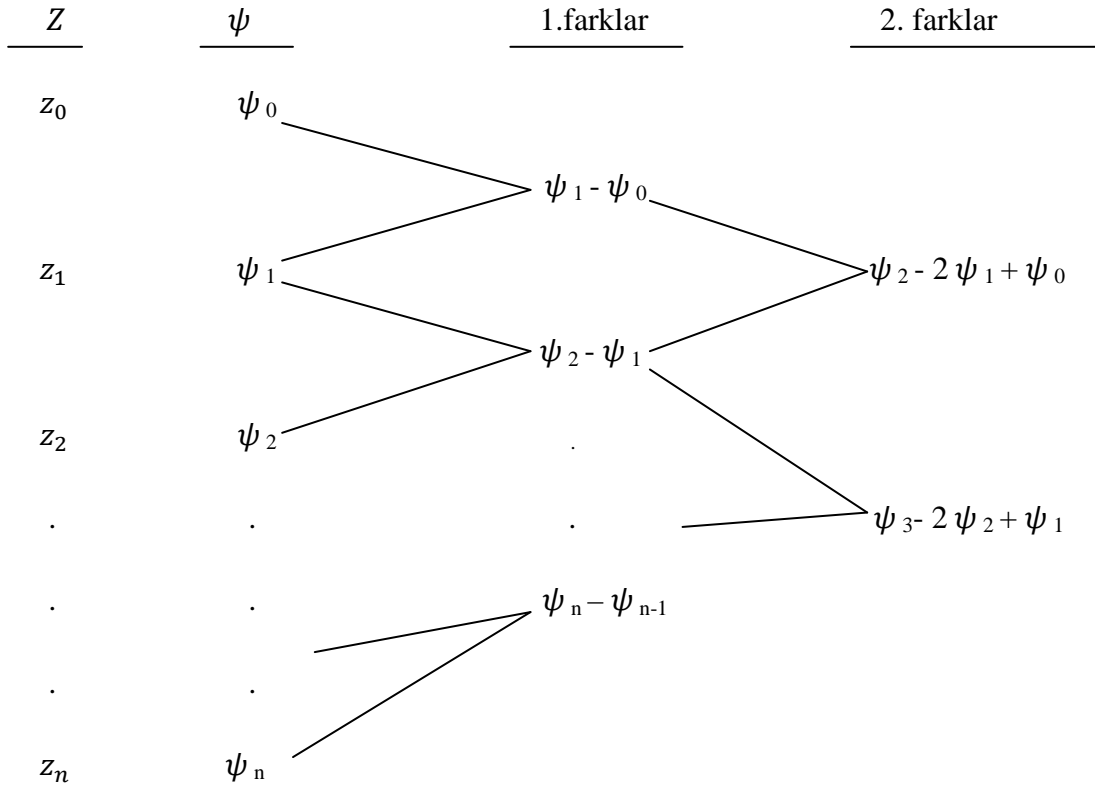
$$C = \sqrt{\frac{1}{\left[ \frac{1}{k_z} (1 - \cos(\alpha_z L)) + L - \frac{\sin(\alpha_z L)}{\alpha_z} \right]}} \quad (1.1.34)$$

olduğu görülür.

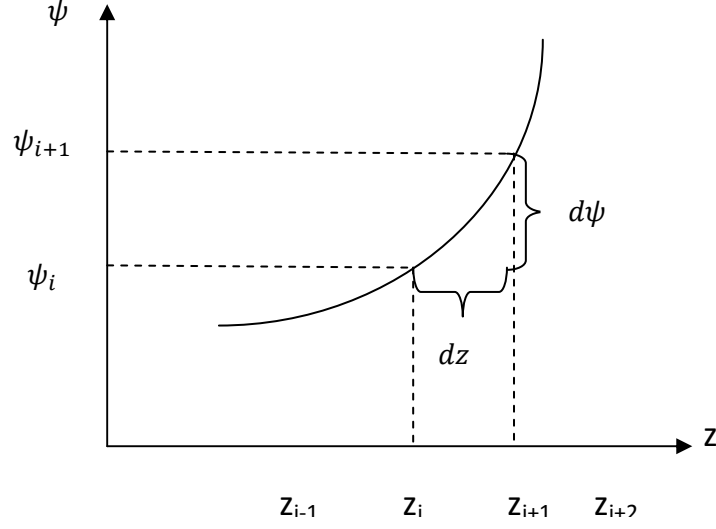


### 1.b) Sonlu Simetrik Kuantum Kuyusunun Nümerik Çözümü

Sonlu farklar yöntemi kuantum kuyularına uygularsak, farklı noktalara kullanılarak birinci ve ikinci türevlerin yazılması aşağıdaki gibi olur [12].



**Şekil.3** Farklar tablosu



**Şekil.4** Sonlu farklar yönteminde noktaların gösterimi

$$\frac{d\psi}{dz} \approx \frac{\Delta\psi}{\Delta z} = \frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{z_{i+1} - z_i} + \dots \quad (1.2.1)$$

Bu ifadeyi başka bir noktayı ele alarak yazarsak,

$$\frac{d\psi}{dz} \approx \frac{\Delta\psi}{\Delta z} = \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} + \dots \quad (1.2.2)$$

şeklinde olur. Bu eşitlikleri ikinci dereceden yazarsak,

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} \approx \frac{d}{dz} \left( \frac{d\psi}{dz} \right) \approx \frac{\Delta}{\Delta z} \left( \frac{d\psi}{dz} \right) \quad (1.2.3)$$

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} \approx \frac{\psi_{i-1} - 2\psi_i + \psi_{i+1}}{\Delta z^2} \quad (1.2.4)$$

şeklinde olur. Bunu Schrödinger denkleminde uygularsak

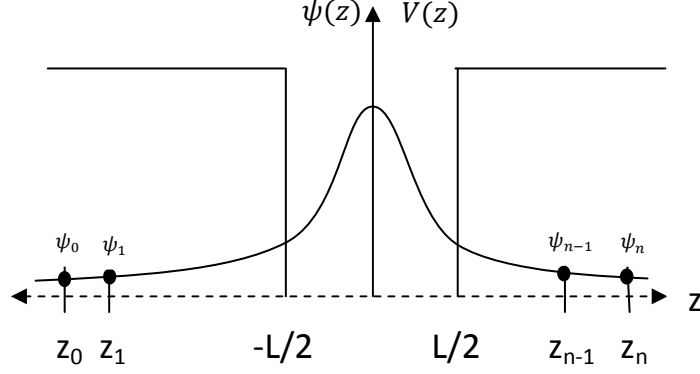
$$\underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2}}_{R^* a^{*2}} + (V(z) - E_z)\psi(z) = 0 \quad (1.2.5)$$

şekline dönüşür.

$$-\frac{d^2}{dz^2}\psi(z) + V(z)\psi(z) - E_z\psi(z) = 0 \quad (1.2.6)$$

i. noktadaki durumu için,

$$-\frac{\psi_{i-1}-2\psi_i+\psi_{i+1}}{dz^2} + (V(z_i) - E_z)\psi_i(z) = 0 \quad (1.2.7)$$



**Şekil.5** Sonlu farklar yönteminin kuantum noktasına uygulanışı

(1.2.7) nolu denklemi her nokta için yazabiliriz. Başlangıç koşullarından dolayı  $z_0$  ile  $\psi_0$  bilinmektedir. ( $\psi_0 = 0$ )

i=1 için

$$-\frac{1}{dz^2}[\psi_0 - 2\psi_1 + \psi_2] + [V(z_1) - E_z]\psi_1 = 0 \quad (1.2.8)$$

$$-\frac{1}{dz^2}[(-2 - V(z_1)dz^2)\psi_1 + \psi_2] = E_z\psi_1 \quad (1.2.9)$$

olur.

i=2 için

$$-\frac{1}{dz^2}[\psi_1 - 2\psi_2 + \psi_3] + [V(z_2) - E_z]\psi_2 = 0 \quad (1.2.10)$$

$$-\frac{1}{dz^2}[\psi_1 + (-2 - V(z_2)dz^2)\psi_2 + \psi_3] = E_z\psi_2 \quad (1.2.11)$$

i=3 için

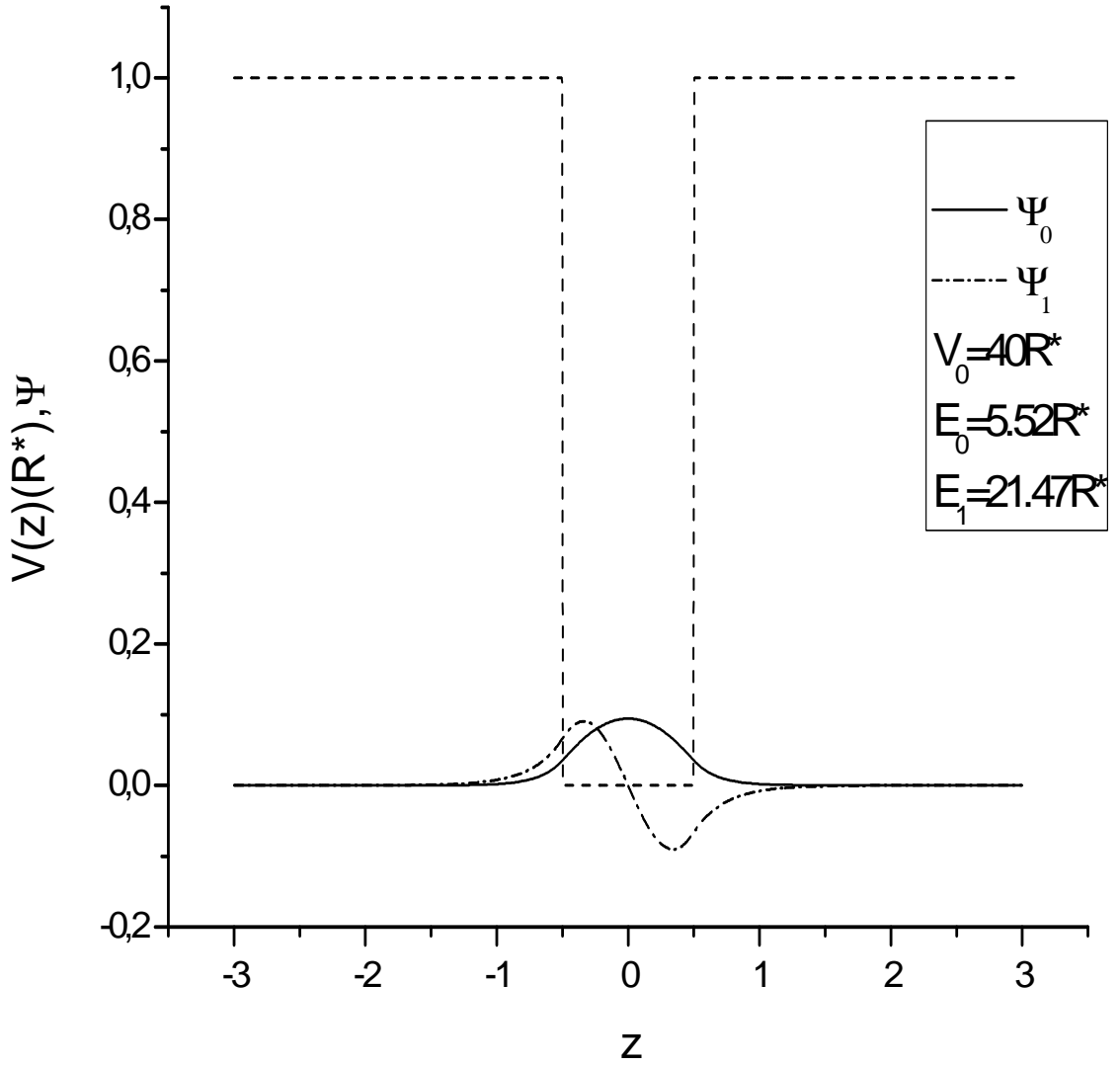
$$-\frac{1}{dz^2}[\psi_2 + (-2 - V(z_3)dz^2)\psi_3 + \psi_4] = E_z\psi_3 \quad (1.2.12)$$

olur. N tane nokta için N tane denklem yazılabilir. Bu denklemleri matris formunda yazarsak,

$$-\frac{1}{dz^2} \begin{bmatrix} -2 - v(z_1)dz^2 & 1 & 0 & 0 & \dots & \dots \\ 1 & -2 - v(z_1)dz^2 & 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 1 & -2 - v(z_1)dz^2 & 0 & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_n \end{bmatrix} = E_z \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_n \end{bmatrix}$$

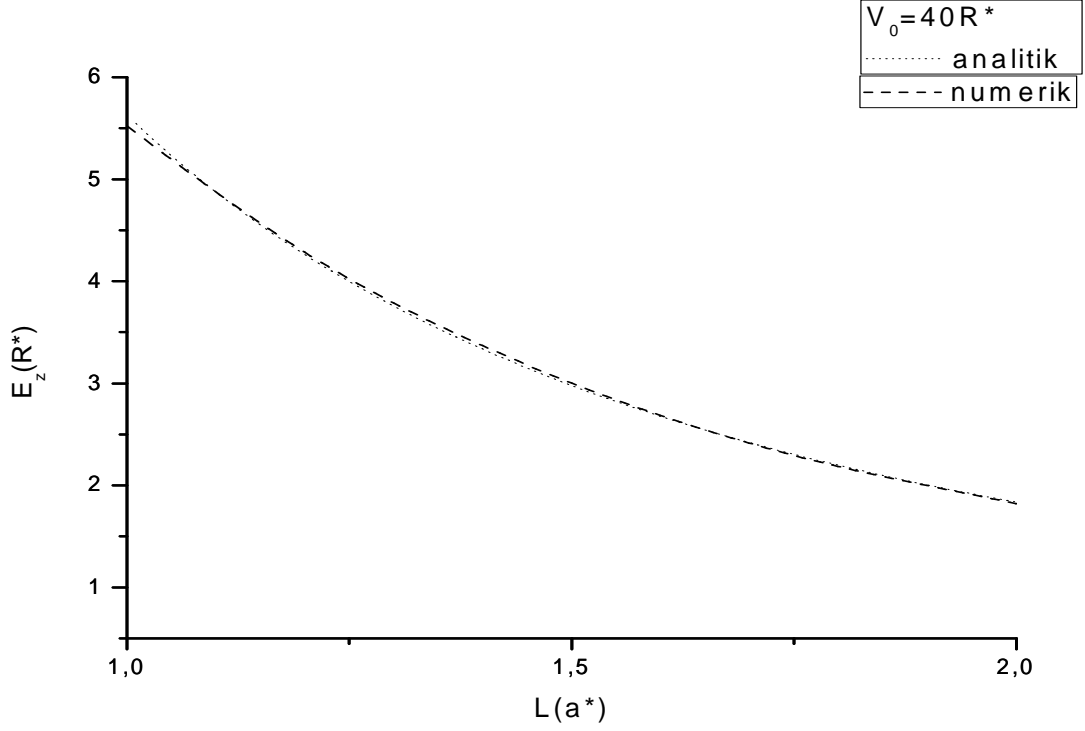
biliniyor
bilinmeyenler

olur. Bu metodu kullanarak, yazdığımız Fortran programıyla sonlu simetrik kuantum kuyusundaki bir elektronun taban ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları ve enerjileri şekil 6' da gösterilmiştir.



Şekil.6 Sonlu simetrik kuyuda taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonu

Sonlu simetrik kuantum kuyusundaki bir elektronun kuyu genişliği ile taban durum enerji değişimini şekilde inceledik. Bu şekilde taban durum enerjisi analitik ve sonlu farklar yöntemi çözümleri karşılaştırılarak verildi. Sonuçların uyumlu olduğu görüldü.



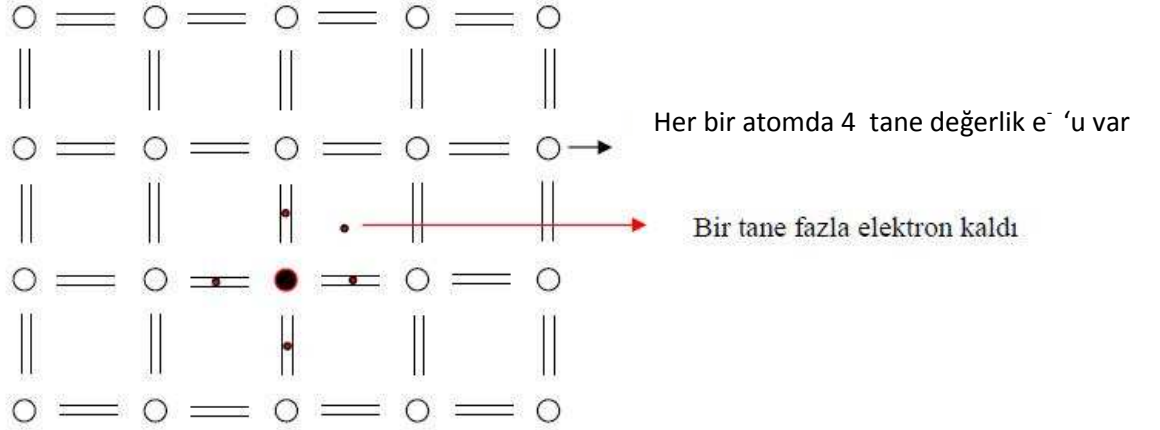
**Şekil.7** Sonlu simetrik kuantum kuyusunda taban durum enerji öz değerinin sonlu farklar ile analitik çözümünün karşılaştırılması

Sonlu simetrik kuantum kuyusu için	Taban durum	1.uyarılmış durum
Sonlu farklar yöntemi	5.52R*	21.47R*
Analitik çözüm	5.52R*	21.50R*

## 1.2) YABANCI ATOM

Dört değerlik elektronu bulunan atomlardan oluşan bir kristal örgüden bir atom çıkarılıp yerine 5 değerlik elektronu bulunan bir atom eklersek bir elektron boşa kalır.

Bu boşta kalan elektron hidrojen atomu gibi davranış gösterir.



**Şekil.8** Sisteme yabancı atom katkısı

Bu sistem için Schrödinger denklemini yazacak olursak (yabancı atom merkezde iken);

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(x) + V(y) + V(z) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \right] \psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z) \quad (1.3.1)$$

olur.

Burada  $\epsilon$  ortamın dielektrik sabitidir,  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik geçirgenlik sabitidir. alınır. Burada atomlar birbirlerinin etkilerini perdelerler bu yüzden Coulomb etkileşmesi de perdelenir. Buradaki  $m^*$  etkin küttedir. Burada GaAs için  $m^*=0.067m$  ve  $\epsilon=12.5$  olur.

Yukarıdaki şekle bakacak olursak, beş değerlikli atomun dört elektronu bağ yaparken bir elektronu ise boşta kalır. Bu yapı aynı hidrojen atomuna benzemektedir. Öyleyse çözümünde hidrojen atomuna benzemesi gerekir. İlk olarak sistemde yabancı atomun olmadığı gibi düşünülür ve ona göre çözüm yapılır.

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi(z) = E_z\psi(z) \quad (1.3.2)$$

Biz bu sistemin çözümünü zaten biliyoruz. Önceki bölümde çözmüştük. Şimdi ikinci aşamada sisteme yabancı atomu katıyoruz. Bunun çözümünde hidrojen atomuna benzemesi gerektiğini biliyoruz. Bu yüzden bir çözüm önerisinde bulunuyoruz.

$$\psi(x, y, z) = \psi(z)e^{(-\lambda r)} \quad (1.3.3)$$

Buradaki  $\lambda$  varyasyon parametresidir.  $\psi(z)$  yabancı atom yok iken taban durum dalga fonksiyonudur.  $e^{(-\lambda r)}$  ise yabancı atomdan gelen katkıdır. Burada  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  'dir. Eğer  $\lambda$  hesaplanabilirse problem çözülmüş olur.

### 1.3) $\lambda$ Varyasyon Parametresinin Belirlenmesi

Sistemler devamlı kararlı durumda bulunmak isterler. Bunun içinde enerjilerinin minimum olması gerekir. Buradan yola çıkarsak; bizim sistemimizde minimum enerjili durumda bulunmak isteyecektir. Sistemin minimum enerjili durumda olmasını sağlayacak olan  $\lambda$  ' yı belirleyebiliriz.

$$E_{imp} = \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \Big|_{\lambda_{min}} \quad (1.4.1)$$

$$\psi(x, y, z) = \psi(z)e^{-\lambda\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \quad (1.4.2)$$

$$H_{imp} = -\nabla^2 + V(z) - \frac{2}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \quad (1.4.3)$$

$$E_{imp} = \frac{\left\langle \psi(x, y, z) \left| -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + V(z) - \frac{2}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \right| \psi(x, y, z) \right\rangle}{\langle \psi(x, y, z) | \psi(x, y, z) \rangle} \quad (1.4.4)$$

$$E_{imp} = \frac{\left\langle \psi(x, y, z) \left| -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + V(z) \right| \psi(x, y, z) \right\rangle}{\langle \psi(x, y, z) | \psi(x, y, z) \rangle} + \frac{\left\langle \psi(x, y, z) \left| -\frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right| \psi(x, y, z) \right\rangle}{\langle \psi(x, y, z) | \psi(x, y, z) \rangle} \quad (1.4.6)$$



Hesap kolaylığı için kartezyen koordinatlardan silindirik koordinatlara geçelim.

$$\begin{aligned}
 E_{imp} = & \frac{\langle \psi(x, y, z) | -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) | \psi(x, y, z) \rangle}{\langle \psi(x, y, z) | \psi(x, y, z) \rangle} + \frac{\langle \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} | -\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2}\right) | \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} \rangle}{\langle \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} | \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} \rangle} \\
 & + \frac{\langle \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{x^2+y^2+z^2}} | -\frac{2}{\sqrt{\rho^2+z^2}} | \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} \rangle}{\langle \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} | \psi_{(z)} e^{-\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} \rangle} \quad (1.4.8)
 \end{aligned}$$

$$E_{imp} =$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \left(-\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)\right) \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz}{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz} + \frac{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \left(-\frac{\partial^2}{\partial \rho^2}\right) \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz}{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz} \\
 & + \frac{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \left(-\frac{2}{\sqrt{\rho^2+z^2}}\right) \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz}{\int_0^\infty \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty \psi_{(z)}^2 e^{-2\lambda\sqrt{\rho^2+z^2}} dz} \quad (1.4.9)
 \end{aligned}$$

Yukarıdaki denklemi Fortran dilinde kodlayıp çözdürdükten sonra bağlanma enerjisi  $E_b$  aşağıdaki eşitlikten hesaplayabiliriz.

$$E_b = E - E_{imp} \quad (1.4.10)$$

Burada E yabancı atom yokken ki taban durum enerjisidir.

## BÖLÜM 2

### 2-1) Lazerin Kuantum Kuyusu Üzerindeki Etkisi

Kuantum kuyuları üzerinde elektrik alan, manyetik alan gibi çeşitli kuvvet alanları uygulanmış ve bunların sistem üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Bu dışarıdan uygulanan elektrik alanlardan biride lazer alanıdır. Yalnız, lazer bildiğimiz elektrik alanlardan biraz farklıdır. Sebebine gelince normal elektrik alan konumun bir fonksiyonuydu. Fakat lazer hem konumun hem de zamanın bir fonksiyondur. Lazer alan altındaki bir elektronun zamana ve konuma bağlı Schrödinger denklemi

$$\left[ \frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} + V(z) \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.1.1)$$

olarak verilir. Burada  $e$  elektron yükü,  $\vec{A}$  vektör potansiyelini,  $m^*$  elektron etkin kütesini göstermektedir. Biz bu çalışmada vektör potansiyelini  $\vec{A}=(0, 0, A(t))$  olarak aldık.  $A(t) = A_0 \sin(\omega t)$  eşittir. Burada  $A_0$  lazerin genliğini göstermektedir.

$$\left[ \frac{p^2 + \vec{p}\vec{A} + \vec{A}\vec{p} + e^2 A^2}{2m^*} \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.1.2)$$

$$2\vec{p}\vec{A} = \vec{p}\vec{A} + \vec{A}\vec{p} \quad (2.1.3)$$

Yukarıdaki ifadeyi kullanarak (2.1.1) denklemin son hali

$$\left[ \frac{p^2}{2m^*} + \frac{e\vec{A}\vec{p}}{m^*} + \frac{e^2 A^2}{2m^*} \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.1.4)$$

olur. Burada  $\psi(r, t) \xrightarrow{U} \tilde{\psi}(r, t)$  dönüşümü yapalım[16]. Bu dönüşümü yapmamızdaki amaç lazerin katkısı potansiyelin içine atabilmek içindir.

$$\psi(r, t) = S \tilde{\psi}(r, t) \quad (2.1.5)$$

Buradaki  $S$  dönüşüm operatörü;

$$S = \exp \left( i \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t dt' A(t') \cdot \frac{\partial}{\partial z} - i \frac{e^2}{2\hbar m} \int_{-\infty}^t dt' A^2(t') \right) \quad (2.1.6)$$

$$S^{-1} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right) S \equiv i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H' \quad (2.1.7)$$

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + V(r + \alpha_0 \cos(\omega t)) \quad (2.1.8)$$

gibidir. Burada ki  $V(r + \alpha_0 \cos(\omega t))$  artık lazer etkisinin potansiyel üzerine eklenmiş halidir. Denklem (2.1.8) lazer alan altındaki bir elektronun genel Hamiltonyen'idir.

Bizim seçtiğimiz problemde lazer z doğrultusunda(kuantum kuyusunun büyütme doğrultusu ) uygulandığından dolayı denklem (2.1.8) aşağıdaki forma dönüşür.

$$H'_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z + \alpha_0 \cos(\omega t)) \quad (2.1.9)$$

Burada lazerin genliği  $\alpha_0 = \frac{eA_0}{m^*\omega}$  'dır. Burada  $\omega$ ; lazerin açısal frekansıdır. Bu denklemde zaman bağımlılığından kurtulmak için aşağıdaki dönüşümü yaparız.

$$\alpha_0 \cos(\omega t) = \alpha(t) \quad (2.1.10)$$

Lazer potansiyeli periyodik bir potansiyel olduğuna göre; denklem (2.1.9) daki potansiyel ifadesinin zaman ortalamalı potansiyeli aşağıdaki gibidir [9, 10].

$$V_{DC}(z, \alpha_0) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} V(z + \alpha(t)) dt \quad (2.1.11)$$

Denklemin son hali

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{DC}(z, \alpha_0) \right] \tilde{\psi}(z) = E \tilde{\psi}(z) \quad (2.1.12)$$

olur. Eğer  $L$  genişliğinde  $V_0$  derinliğinde simetrik kare kuantum kuyusu seçildiğinde (2.1.11) denklemi teorik olarak çözülebilir. Sonucu aşağıdaki gibidir.

$$V_{DC}(z, \alpha_0) = \frac{V_0}{\pi} \arccos \frac{L/2 - |z|}{\alpha_0} \quad (2.1.13)$$

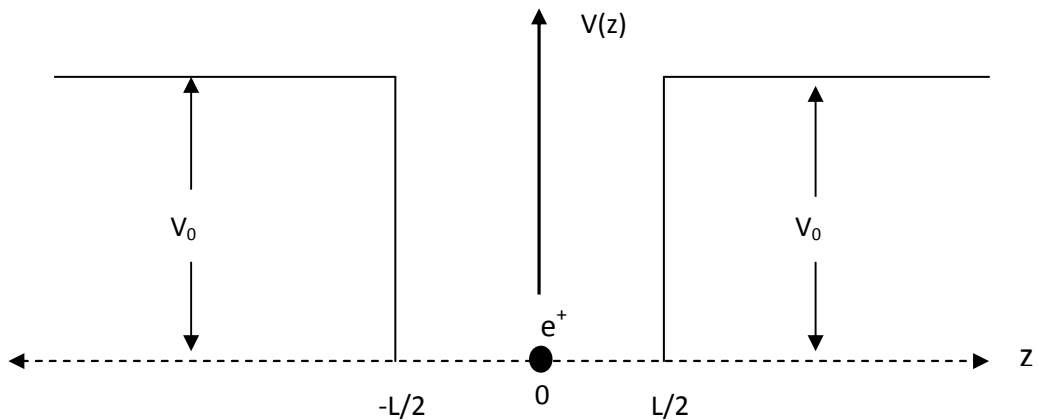
Yukarıdaki denklemi (2.1.12) denkleminde yerine yazıldığında sonlu farklar yöntemi kullanılarak taban durum enerjisi  $E$  ve taban durum dalga fonksiyonu  $\tilde{\psi}(z)$  hesaplanır.

Farklı tanımlanmış kuyular için denklem (2.1.11) tanımlanan lazerin potansiyel üzerindeki katlısı her defasında çözülmelidir. Biz çalışmamızda farklı potansiyeller biçimleri için bu eşitliği analitik çözmektense nümerik olarak çözümlenerek hesaplarımıza kattık. Yukarıdaki (2.1.10) nolu denklemde  $wt=u$  deyip, (2.1.11) denklemini düzenlersek;

$$V_{DC}(z, \alpha_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(z + \alpha \cos(u)) du \quad (2.1.14)$$

elde ederiz. Bu denklemi nümerik olarak kodlayıp hesaplarımızda kullandık. Bu da bize istediğimiz şekildeki kuyuların üzerine lazer etkisi uygulamamıza olanak verdi.

## 2-2) Lazer Alanı Altında Yabancı Atom



Şekil.9 Lazer alanı altında yabancı atom

Şekildeki z-eksenine paralel yönde bir lazer alanı altındaki sonlu simetrik kuantum kuyusundaki yabancı atoma bağlı elektronun Hamiltonyen'i

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{DC}(z, \alpha_0) + V_c(\rho, z, \alpha_0) \quad (2.2.1)$$

olur. Burada  $V_c(\rho, z, \alpha_0)$  lazer giydirilmiş Coulomb potansiyelidir.

$$V_c(\rho, z, \alpha_0) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - zi + \alpha_0)^2}} + \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - zi - \alpha_0)^2}} \right] \quad (2.2.2)$$

$z_i$  yabancı atomun kuantum kuyusundaki konumunu göstermektedir.

Denklem (2.2.1) aşağıdaki deneme dalga fonksiyonu seçilerek[9] varyasyon metoduyla çözülmüştür.

$$\psi(\rho, z) = \tilde{\psi}(z) \exp \left[ -\frac{\lambda}{2} (|\vec{r}_1| + |\vec{r}_2|) \right] \quad (2.2.4)$$

Bu deneme dalga fonksiyonundaki  $\tilde{\psi}(z)$  taban durum dalga fonksiyonunu,  $\lambda$  varyasyon parametresini,

$$|\vec{r}_1| = \sqrt{\rho^2 + (z - zi + \alpha_0)^2} \quad (2.2.5)$$

ve

$$|\vec{r}_2| = \sqrt{\rho^2 + (z - zi - \alpha_0)^2} \quad (2.2.6)$$

göstermektedir.

Yabancı atom bağlanma enerjisi

$$E_b(z_i, \alpha_0) = E - \min_{\lambda} \frac{\langle \psi(\rho, z) | H | \psi(\rho, z) \rangle}{\langle \psi(\rho, z) | \psi(\rho, z) \rangle} \quad (2.2.3)$$

olarak hesaplanır. Burada  $E$  yabancı atom yokken ki taban durum enerjisidir.

## BÖLÜM 3

### Sonuçlar ve Tartışma

Bu bölümde, bölüm 2’de anlatılan analitik ve nümerik yöntemler kullanılarak, değişik şekillerdeki kuantum kuyularında lazer alanının etkisi lazer genliklerine ve yabancı atomun konumuna bağlı olarak bağlanma enerjilerinin tespiti ile ilgili hesaplara ve yorumlara yer verilmiştir.

#### 3.1) Sonlu Simetrik Kare Kuantum Kuyusunda Lazerin Etkisi

Sonlu simetrik kare kuantum kuyusundaki bir elektronun Hamiltonyen’i

$$H_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \quad (3.1.1)$$

olur. Burada

$$V(z) = \begin{cases} 0 & -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2} \\ V_0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.1.2)$$

olarak tanımlanır. Efektif kütle yaklaşımı altında, Rydberg birim sisteminde  $z$  boyunca uzanan lazerin etkisi altındaki sonlu kuantum kuyusundaki elektron için Hamiltonyen,

$$H'_z = -\nabla^2 + V_{DC}(z, \alpha_0) \quad (3.1.3)$$

olur. Burada  $V_{DC}$  lazerin etkisi altındaki potansiyeldir.

$$V_{DC}(z, \alpha_0) = \frac{V_0}{\pi} \arccos \frac{L/2 - |z|}{\alpha_0} \quad (3.1.4)$$

Denklem (3.1.3)’deki Hamiltonyen’i sonlu farklar yöntemi ile çözdüğümüzde taban durum enerjisi  $E$  ve taban durum dalga fonksiyonu  $\tilde{\psi}(z)$  hesaplanır. Şekil. 10 ve Şekil.11’de değişik lazer genlikleri için kuyu potansiyel profili ve taban durum dalga fonksiyonları gösterilmiştir. Şekil.10 ‘da uygulanan lazer alanının kuyu profilinin şeklini değiştirdiği görülmüştür.

Kuantum kuyusuna yabancı atom kattığımızda Hamiltonyen’imiz;

$$H = -\nabla^2 + V_{DC}(z, \alpha_0) + V_c(\rho, z, \alpha_0) \quad (3.1.5)$$

olur. Burada  $V_c(\rho, z, \alpha_0)$  lazer giydirilmiş Coulomb potansiyelidir.

$$V_c(\rho, z, \alpha_0) = - \left[ \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - zi + \alpha_0)^2}} + \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - zi - \alpha_0)^2}} \right] \quad (3.1.6)$$

Denklem (3.1.5) aşağıdaki deneme dalga fonksiyonu seçilerek[7] varyasyon metoduyla çözölmüřtür.

$$\psi(\rho, z) = \tilde{\psi}(z) \exp \left[ -\frac{\lambda}{2} (|\vec{r}_1| + |\vec{r}_2|) \right] \quad (3.1.7)$$

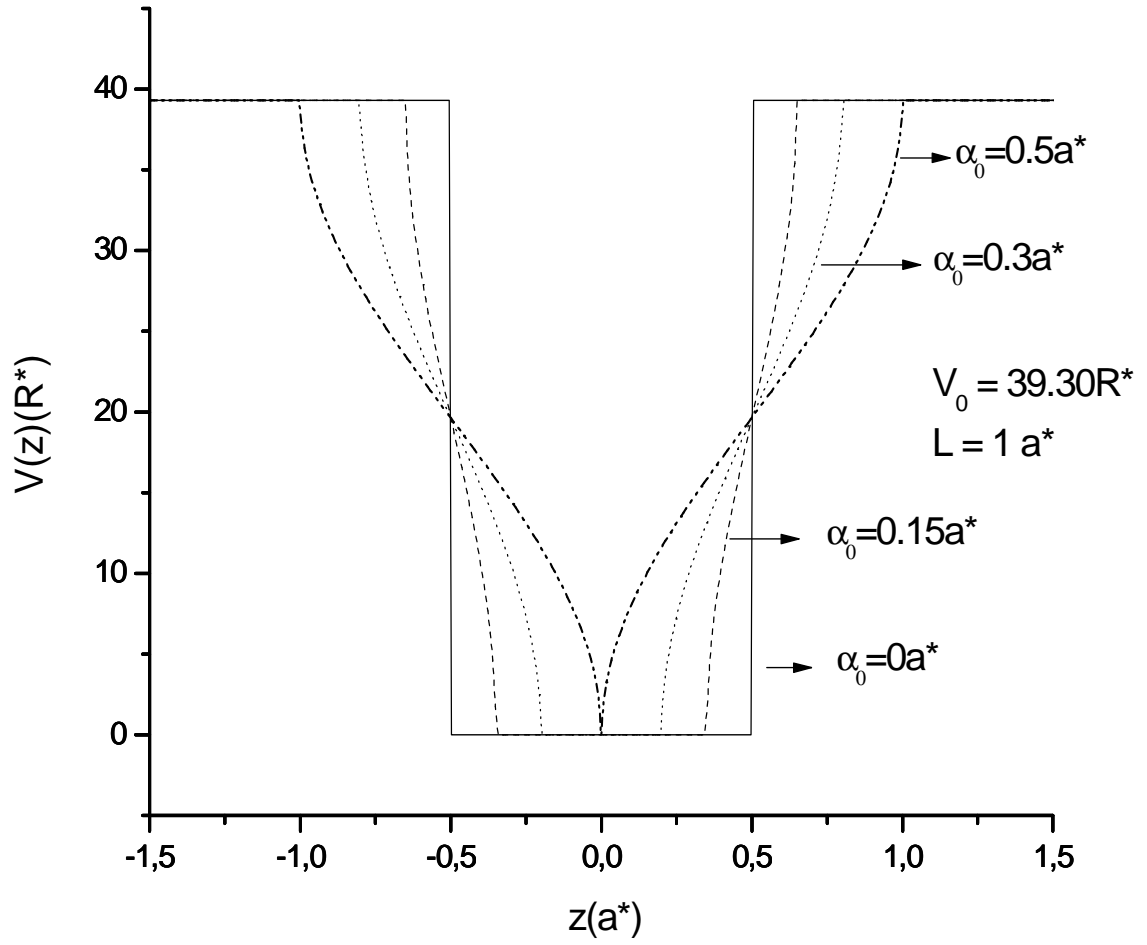
Bu deneme dalga fonksiyonundaki  $\tilde{\psi}(z)$  taban durum dalga fonksiyonunu,  $\lambda$  varyasyon parametresidir.

Yabancı atom bağlanma enerjisi

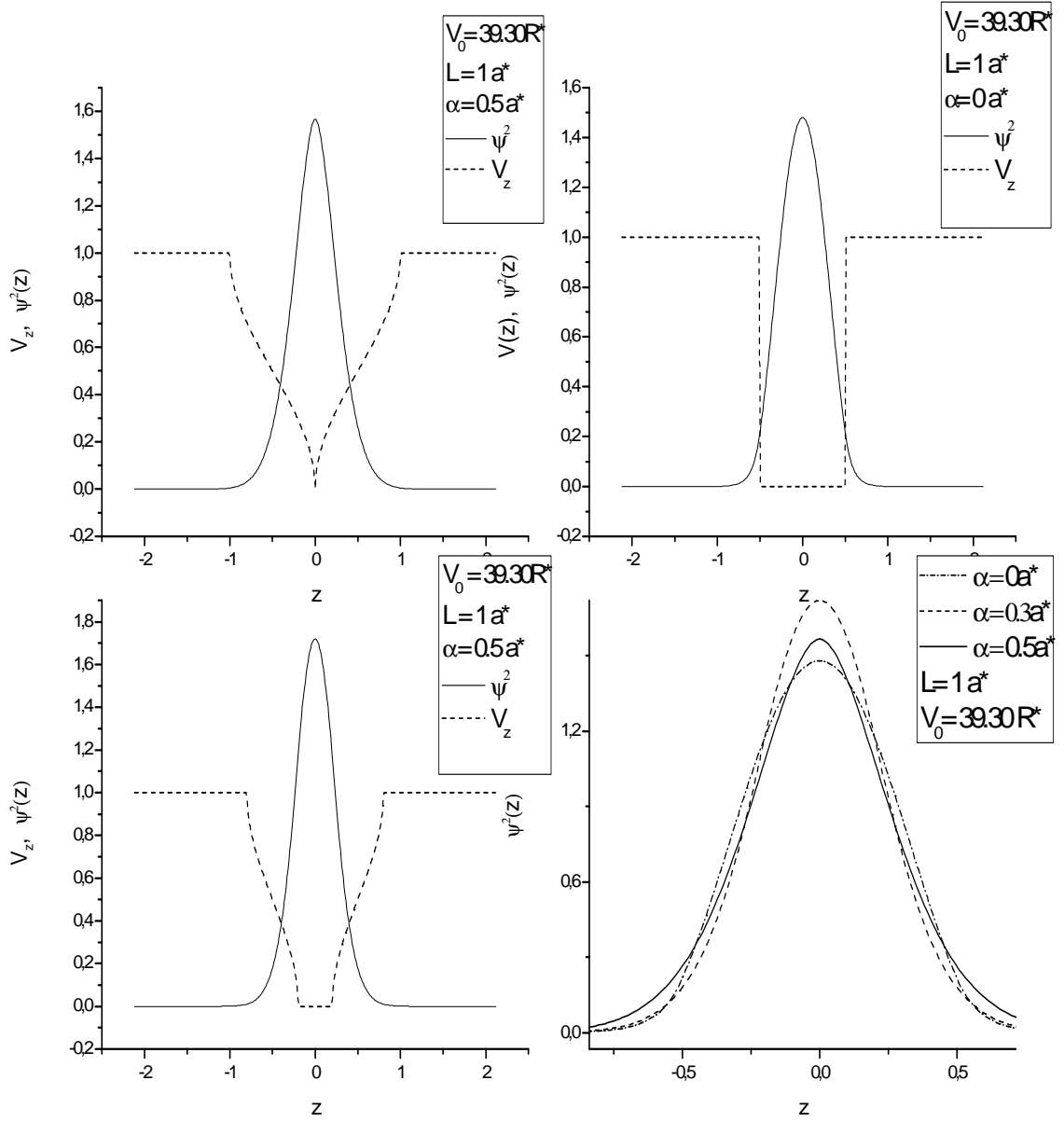
$$E_b = E - \min_{\lambda} \frac{\langle \psi(\rho, z) | H | \psi(\rho, z) \rangle}{\langle \psi(\rho, z) | \psi(\rho, z) \rangle} \quad (3.1.8)$$

olarak hesaplanır. Burada  $E$  yabancı atom yokken ki taban durum enerjisidir.

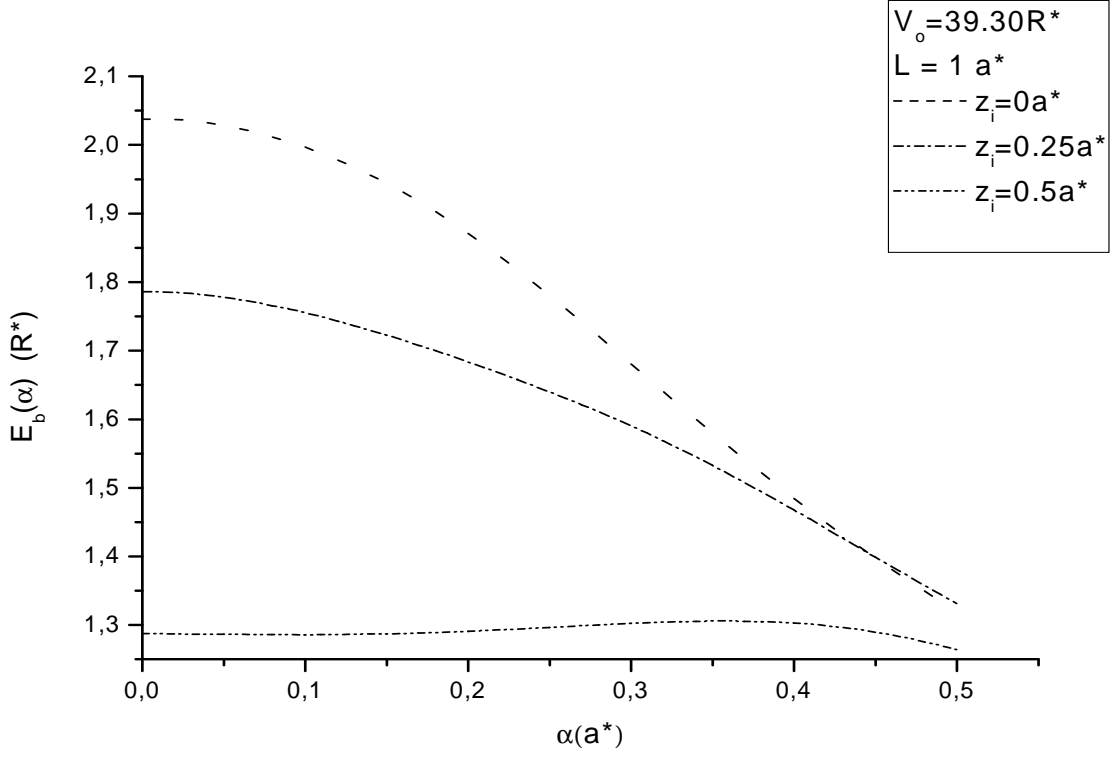




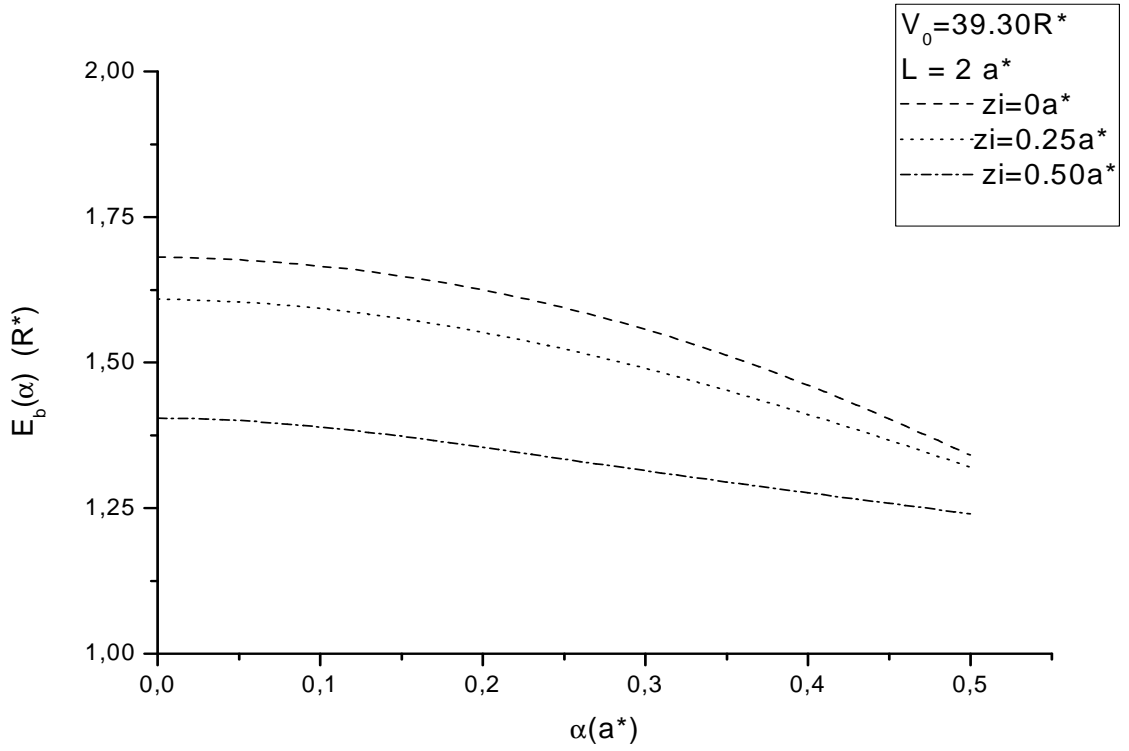
Şekil.10 Lazerin sonlu simetrik kuantum kuyusu üzerine etkisi



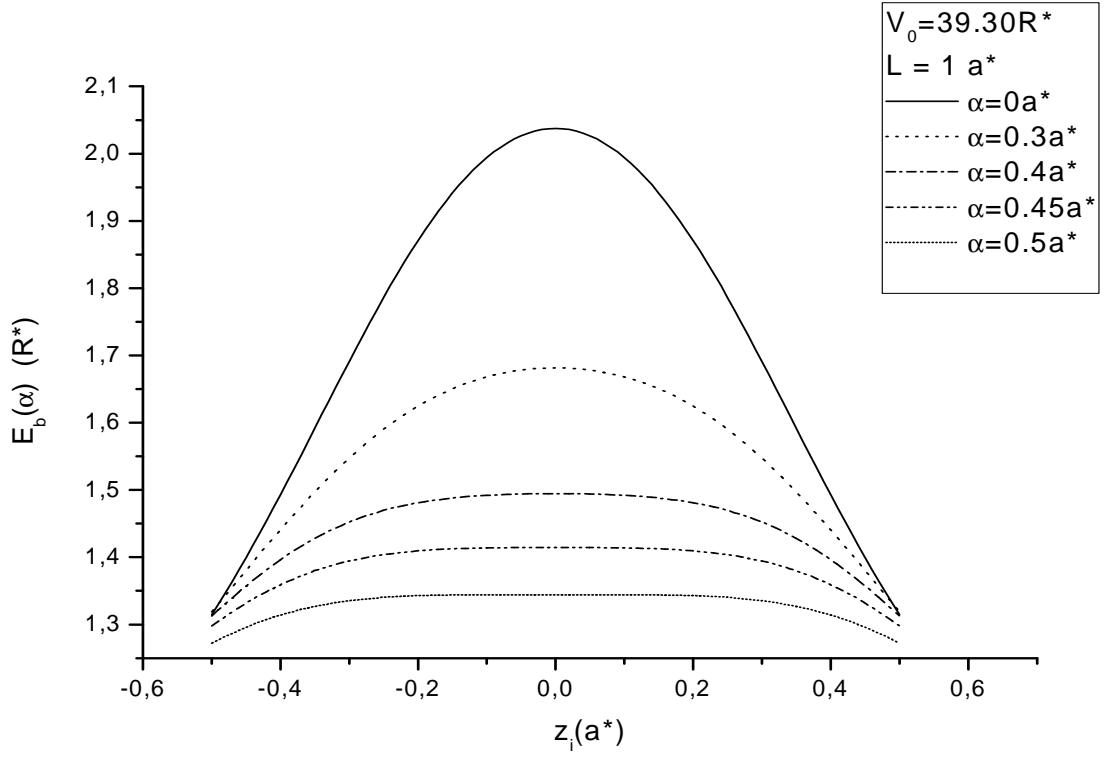
**Şekil.11** Dalga fonksiyonunun farklı lazer genliklerine göre değişimi.



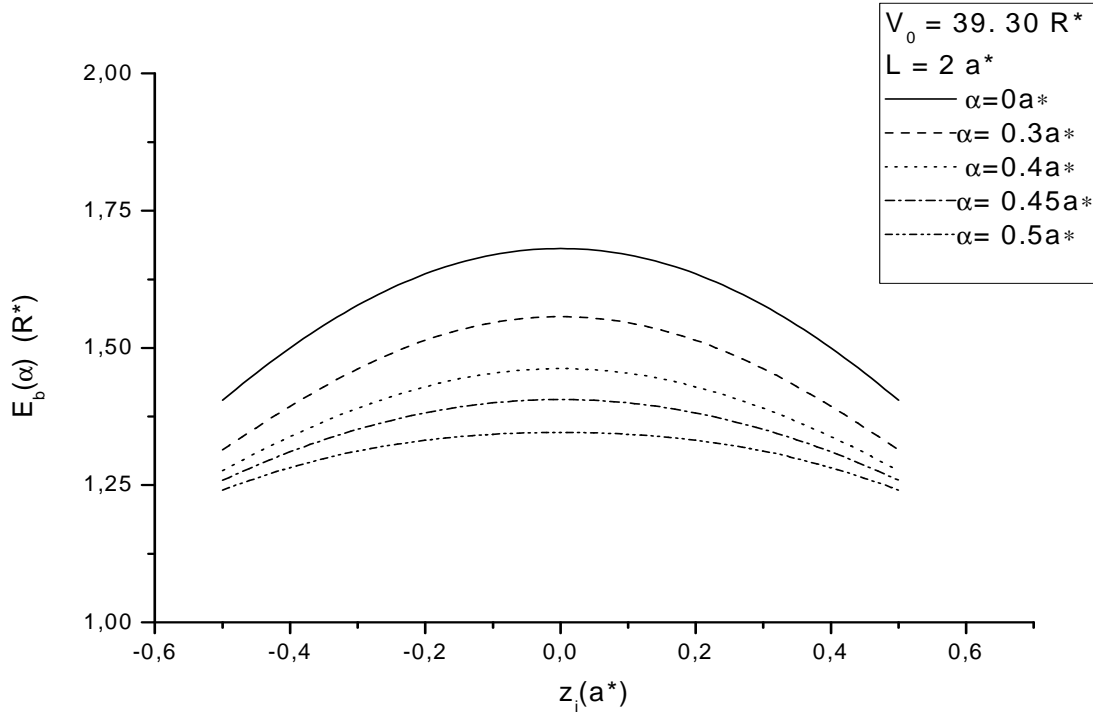
**Şekil.12** Lazerin genliğine göre bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları göre değişimi ( $L=1a^*$  için)



**Şekil.13** Lazerin genliğine göre bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları göre değişimi ( $L=2a^*$  için).



Şekil.14 Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi ( $L=1a^*$  için).

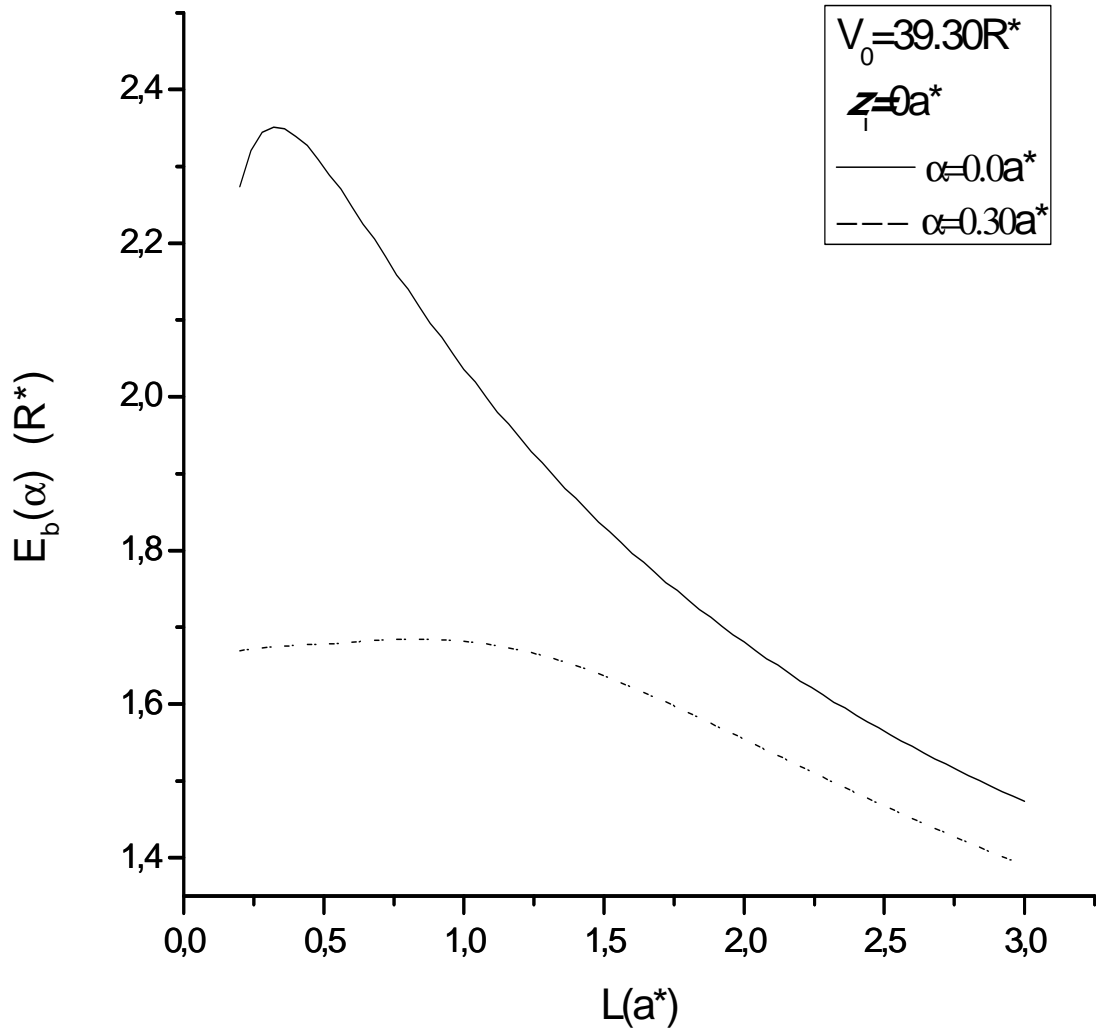


Şekil.15 Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi ( $L=2a^*$  için).

Şekil 12’te farkı yabancı atom konumlarına göre lazerin genliğine bağlı olarak bağlanma enerjisi değişimi incelendi. Bu şekilden yabancı atom merkezden uzak noktalara doğru yerleştirildiğinde bağlanma enerjisi düşüş gösterir. Aynı özellikteki şekil 13’teki grafikte kuyu genişliği  $2a^*$  alınarak yapıldı. Büyük kuyu genişlikleri için bağlanma enerjisindeki değişiklik daha az olduğu görüldü. Dar kuyularda bağlanma enerjisine lazer alanın etkisi daha fazladır.

Şekil 14 ve şekil 15 de sırasıyla  $1a^*$  ve  $2a^*$  genişliğindeki kuyularda yabancı atomun konumuna göre bağlanma enerjisi değişimi incelenmiştir. Niculescu E.C ‘nun sonuçları [9] ile uyumlu olduğu görülmüştür. Bu grafiklerde lazer alanının etkisi bağlanma enerjisini azalttığı görülmüştür.

Lazer alanının etkisini görmek için önce kuyu genişliğine bağlı olarak lazer alan etkisi yokken ve varken bağlanma enerjisinin değişimi şekil 16 da incelendi. Lazerin bağlanma enerjisini düşürdüğü görüldü. Bu grafikteki sonuçlar H. Sarı ve arkadaşlarının[13] manyetik alan yokken ki sonuçlarıyla uyum içindedir.

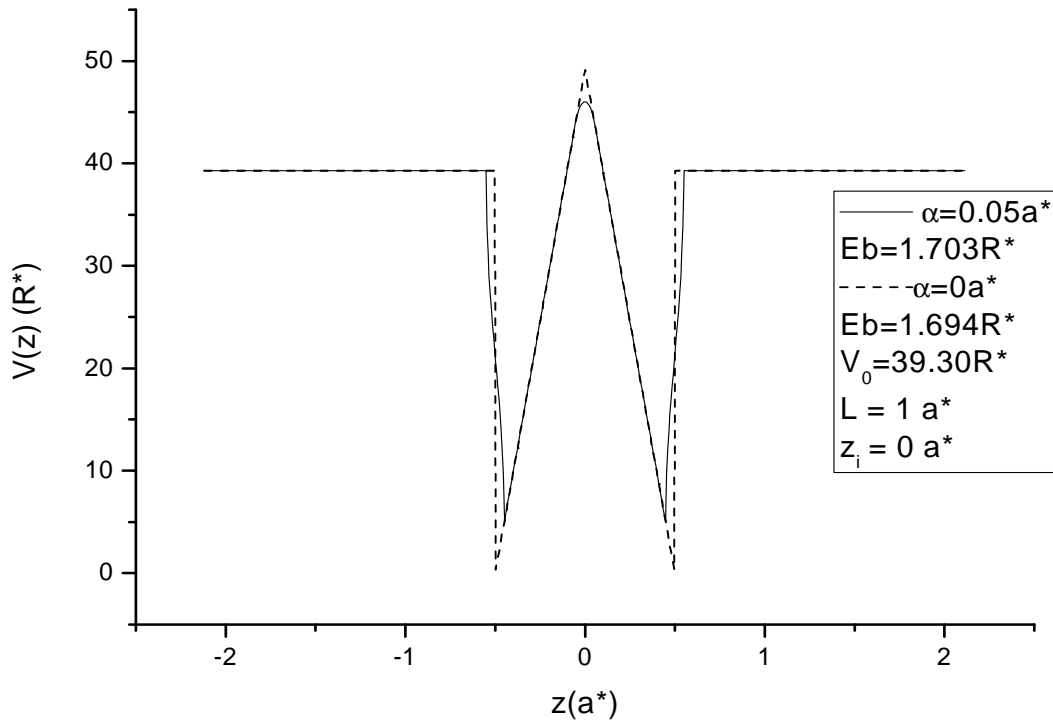


Şekil.16 Bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi

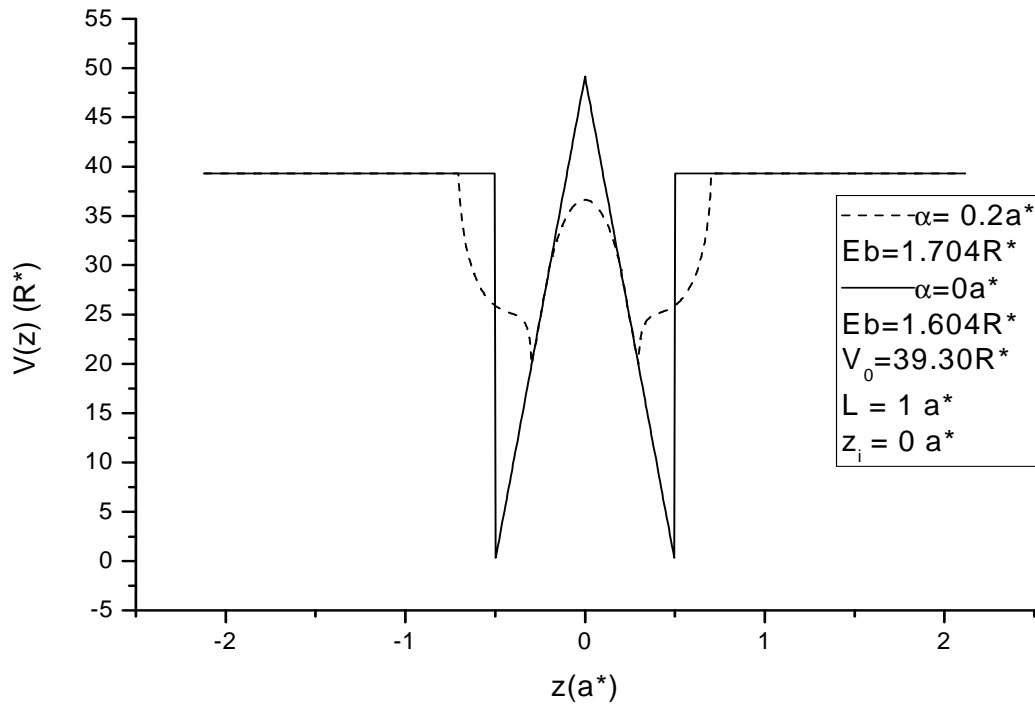
### 3.2) Ters V Kuantum Kuyusunda Lazerin Etkisi

$$V(z) = \begin{cases} V_0 * \{1 - (|z|/(L/2))\} & -L/2 < z < L/2 \\ V_0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.2.1)$$

Yukarıdaki potansiyele sahip ters V kuantum kuyusunu çalıştık. Bu potansiyelde  $V_0=39.30R^*$  alınmıştır. Programızda bu potansiyeli tanımlayarak bölüm 3.1'deki çözüm aşamalarını takip ettik. Burada lazer giydirilmiş potansiyel nümerik olarak çözülmüştür. Bu ters V kuantum kuyusuna lazer alan etkiledik ve bağlanma enerjisindeki değişimleri gözledik. Şekil 17 ve 18'de iki değişik genlikte lazer alanı uyguladık. Kuyunun potansiyel profilinin değişimini inceledik. Kuyunun merkezinde yer alan bir yabancı atomun lazerin genliğinin değişimiyle bağlanma enerjisinin değişimini inceledik. Şekil 19 'da lazer genliğine bağlı olarak yabancı atom merkezdeyken bağlanma enerjisindeki değişimi gözlemledik.

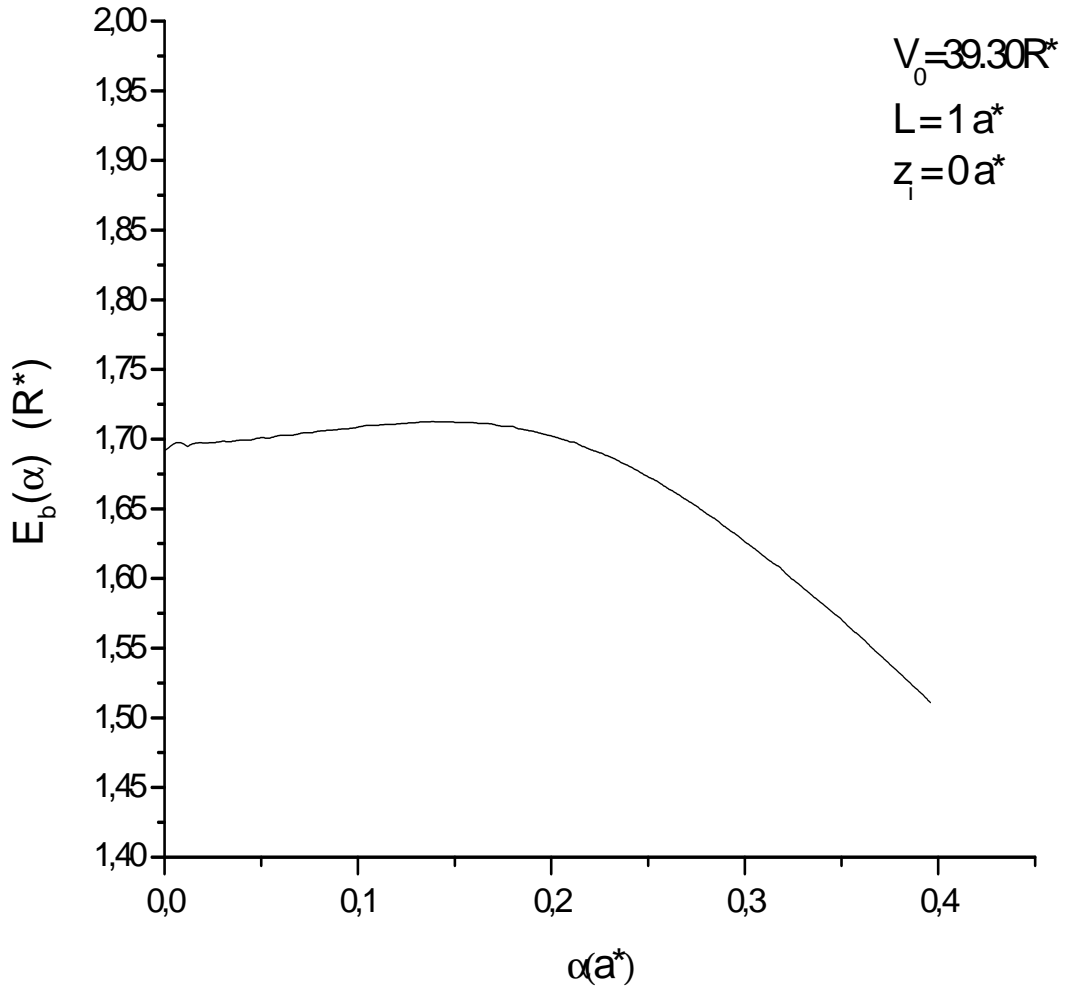


**Şekil.17**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.05a^*$  lazer genlikleri için ters V şeklindeki kuantum kuyusunun durumu ( $z_i=0a^*$ )



**Şekil.18**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için ters V şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).





**Şekil.19** Ters V kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazerin genliğine göre bağlanma enerjisi değişimi.

### 3.3) Parabol Kuantum Kuyusunda Lazerin Etkisi

Parabol şeklindeki kuantum kuyusu için potansiyel

$$V(z) = \begin{cases} V_0 * \frac{|z|^2}{\left(\frac{L}{2}\right)^2} & -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2} \\ V_0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.3.1)$$

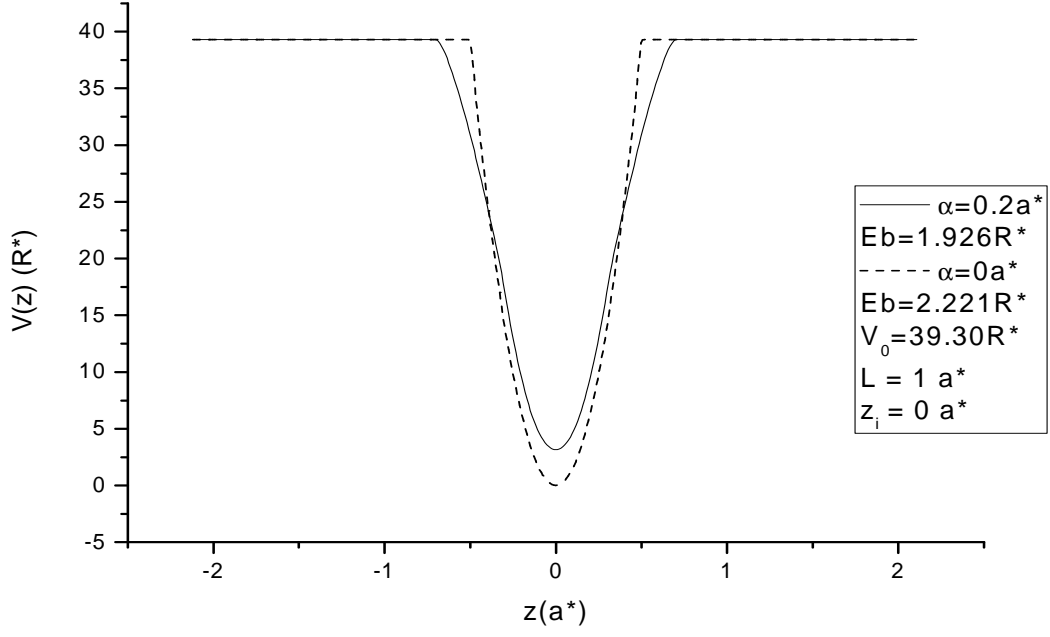
olur. Bu kuyu içinde bölüm 3.2'deki aşamaları takip ettik. Şekil 20 'de 0.2 a\* genliği altındaki bir parabol kuantum kuyusu için potansiyel profilindeki değişim gösterildi. Parabol kuantum kuyusunun lazer genliğine göre bağlanma enerjisi değişimi şekil 21'de gösterildi. Uygulanan lazer alanı kuyunun merkezinde yer alan yabancı atomun bağlanma enerjisini düşürmüştür. Bağlanma enerjisinin değişimi sonlu simetrik kuantum kuyusundaki karakterisliğine benzer olduğu görüldü.

### 3.4) V Şeklindeki Kuantum Kuyunda Lazerin Etkisi

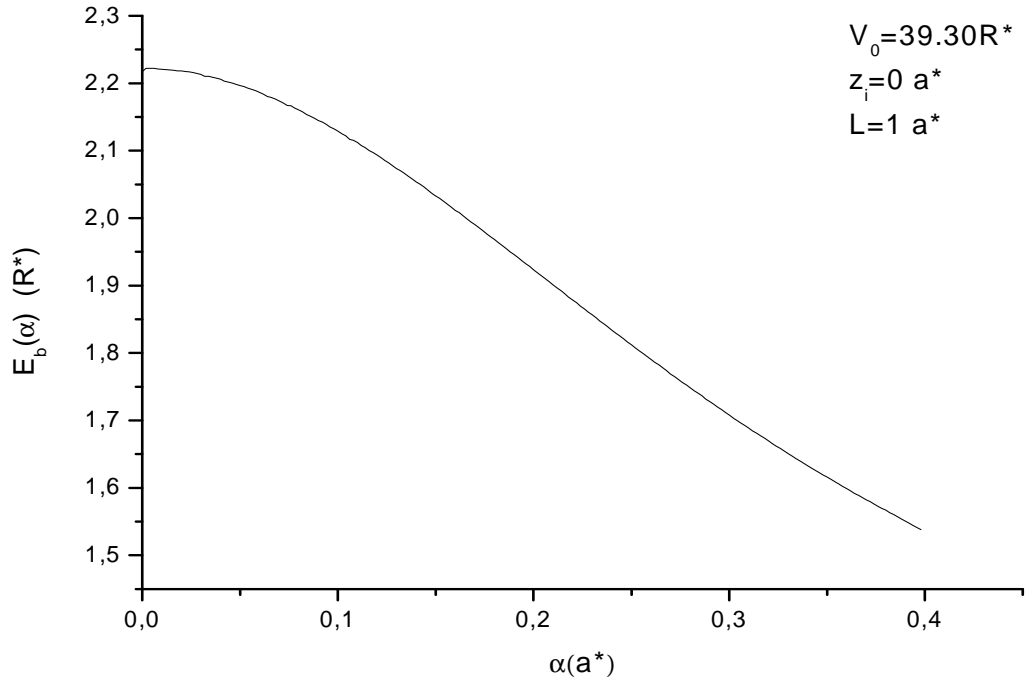
Şekil 22 ve şekil 23 'te V şeklindeki kuantum kuyusu için enerjiler hesaplanmıştır. V şeklindeki kuantum kuyusu için potansiyel

$$V(z) = \begin{cases} V_0 * (|z|/(L/2)) & -L/2 < z < L/2 \\ V_0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.4.1)$$

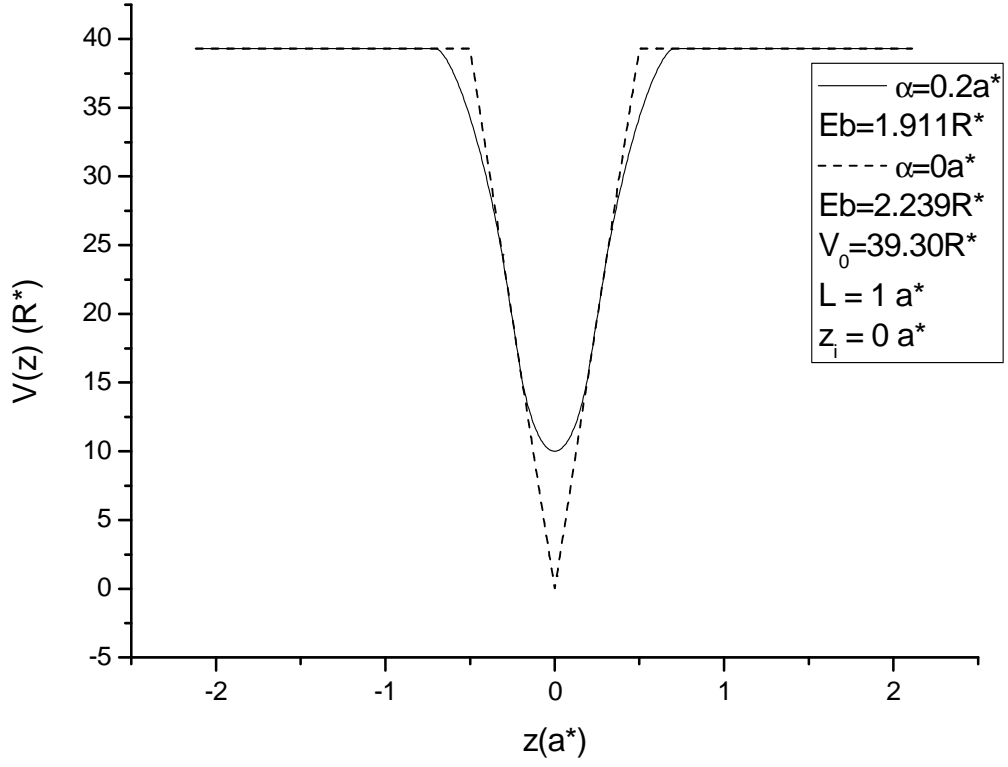
alınmıştır. Hesaplamalar daha önceki kuyularda izlenen yolla yapılmıştır. Şekil 22 'de lazer alanından etkilenen potansiyel profili verilmiştir. Şekil 23 'de ise lazerin genliğine bağlı bağlanma enerjisi değişimi verilmiştir. Literatürde bu çalışmayı E. Niculescu [10] yapmıştır ve onların sonuçlarıyla karşılaştırdık uyumlu olduğunu gördük.



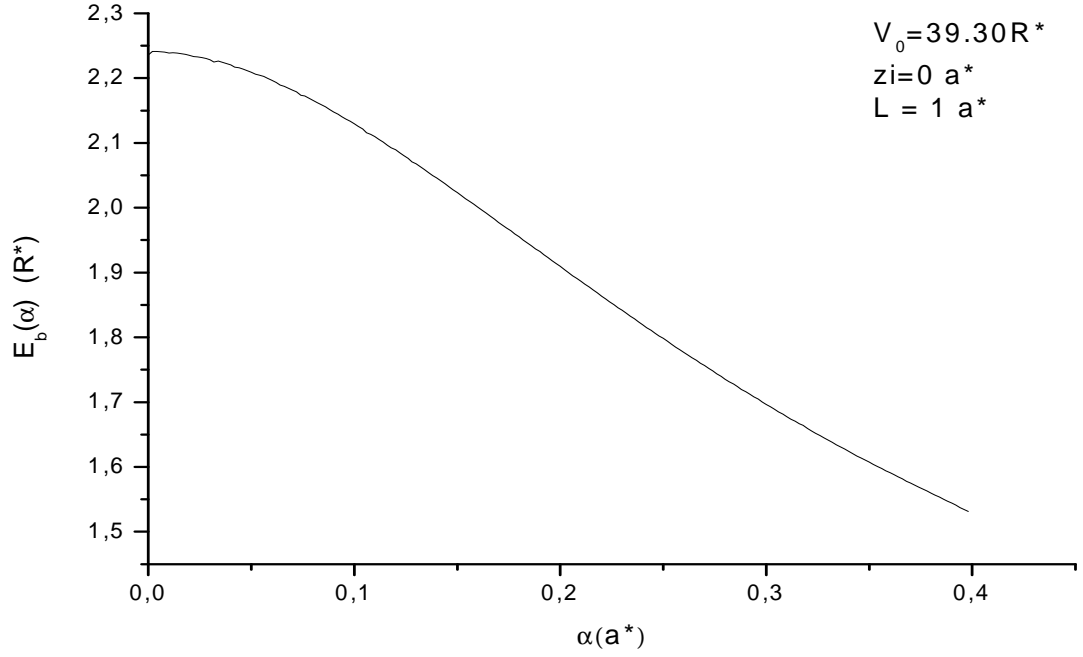
**Şekil.20**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için ters parabol şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).



**Şekil.21** Parabol kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazer genliğine bağlı bağlanma enerji değişimi



**Şekil.22**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için V şeklindeki kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).



**Şekil.23** V şeklindeki kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazerin genliğine bağlı bağlanma enerjisi değişimi.

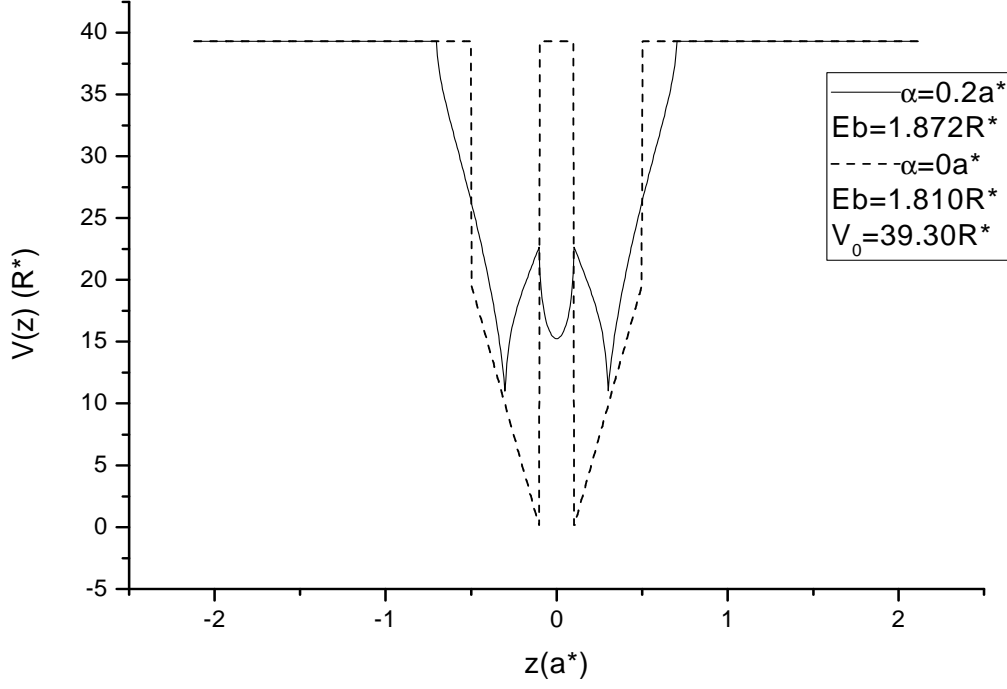
### 3.5 Çift Kuantum Kuyusunda Lazerin Etkisi

Son olarak çift kuantum kuyusu için lazerin etkisi şekil 24 ve şekil 25 te gösterildi. Bu kuyunun potansiyel yapısı ( $z_1=0.1 a^*$ );

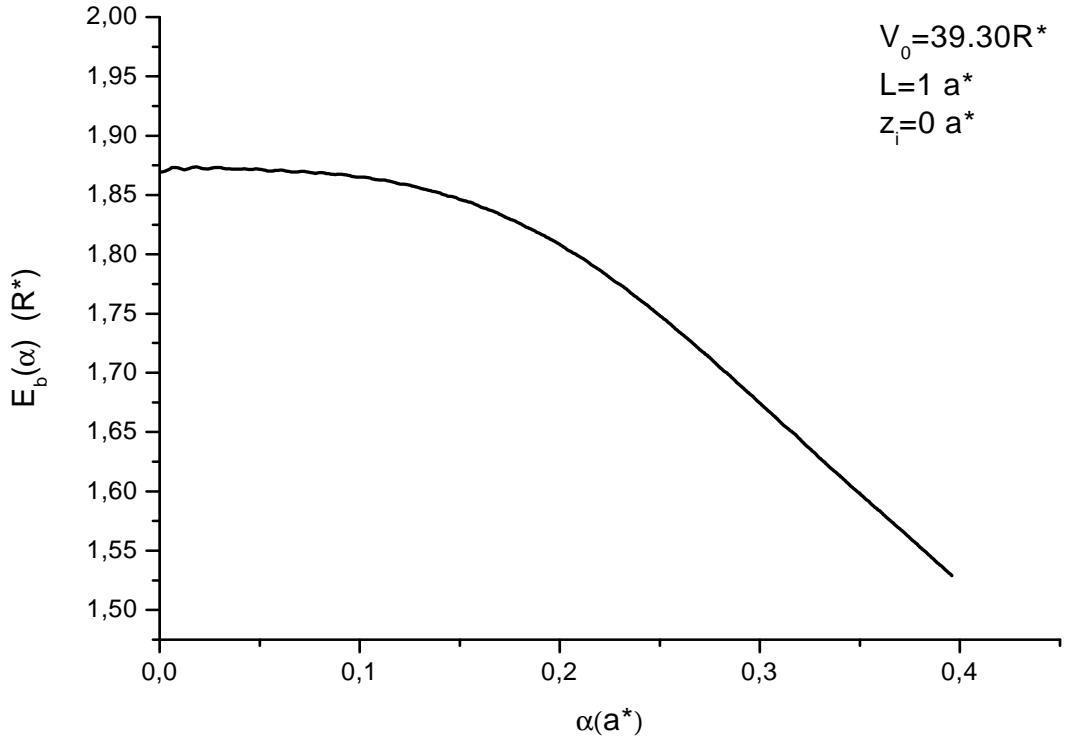
$$V(z)=\begin{cases} V_0 & \text{diğer yerlerde} \\ \left(\frac{V_0}{2}\right) * \left(1 + \left(z + \left(\frac{L}{2}\right)\right)\right) / z_1 - \left(\frac{L}{2}\right) & -\frac{L}{2} < z < -z_1 \\ V_0 & |z| \leq z_1 \\ \left(\frac{V_0}{2}\right) * \left(1 + \left(z - \left(\frac{L}{2}\right)\right)\right) / \left(\left(\frac{L}{2}\right) - z_1\right) & z_1 < z < \frac{L}{2} \end{cases} \quad (3.5.1)$$

şeklindedir. Bu çalışmada Literatürde E. Kasapoğlu ve arkadaşlarının [7] çalışmasındaki kuyu profili seçildiği için kuyu genişliği  $L=1.2a^*$  alınmıştır. Şekil24 'te  $0.2 a^*$  lazer genliği altında potansiyel profili verilmiştir. Şekil25'te bu kuyu için bağlanma enerjisinin lazer genliğiyle bağlı değişimi gösterilmiştir.

Bu tezde değişik şekilli kuantum kuyularına lazer alan etkisi çalışılmıştır. Hesaplamalar efektif kütle yaklaşımı içinde sonlu farklar metodu kullanılarak yapılmıştır. Sisteme yabancı atom katıldığında sistemin enerjisi varyasyon yöntemiyle bulunmuştur. Yapılan çalışmada bir kuantum kuyusuna dışarıdan bir lazer alan etkilediğinde potansiyel profilinin değiştiği görülmüştür. Literatürdeki çalışmalarda bahsedildiği gibi lazer alanı bağlanma enerjisini düşürdüğü görülmüştür.



**Şekil.24**  $\alpha=0a^*$  ve  $\alpha=0.2a^*$  lazer genlikleri için çift kuantum kuyusunun potansiyel şekli ( $z_i=0a^*$ ).



**Şekil.25** Çift kuantum kuyusunun merkezinde yer alan yabancı atomun lazerin genliğine bağlı bağlanma enerjisi değişimi

## KAYNAKLAR

1. **Brandi H.S., Latgé A., Oliveira L.E.**, “Interaction of a Laser Field with a Semiconductor System Application to Shallow-Impurity Levels of Quantum Wells “ *Physica Status Solidi* 210, (1998), 671-676
2. **Burileanu L.M. , Niculescu E.C., Eseanu N., Radu A.** “Polarizabilities of shallow donors in inverse V-shaped quantum wells under laser field” *Physica E* 41 (2009) 856–860
3. **Fanyao Q., Fonseca A.L.A., Nunes O.A.C.**, “Intense Laser Field Effect on Confined Hydrogenic Impurities in Quantum Semiconductors” *Physica Status Solidi (b)* 349 (1996), 197
4. **Fanyo Q., Fonseca A.L.A., Nunes O.A.C.**, Nunes Dressed-band approach to laser-field effects in semiconductors and quantum-confined heterostructures, *Physical Review B* 54 (1996), 16405.
5. **Han C. S.** “Dressing Effect on the Electron-Atom Scattering in Intense Laser Field ,“ *Chinese Journal of Physics*, 31, (1993).No.3
6. **Kasapoğlu E., Sari H., Sökmen I.** “Binding energy of impurity states in an inverse parabolic quantum well under magnetic field”, *Physica B* 390 (2007) 216–219.
7. **Kasapoğlu E., Sari H., Sökmen I.** “The effects of intense laser field and electric field on intersubband absorption in a double-graded quantum well”, *Physica B* 403 (2008) 3746–3750
8. **Lima F. M. S., Amato M. A., Olavo L. S. F., Nunes O. A. C., Fonseca A. L. A., and E. F. da Silva.**, “Intense laser field effects on the binding energy of impurities in semiconductors”, *Physical Review. B.* 75,(2007), 7
9. **Niculescu E.C., Burileanu L.M., Radu A.**, “Density of impurity states of shallow donors in a quantum well under intense laser field”, *Superlattices and Microstructures* 44, (2008),173-182
10. **Niculescu E.C., Radu A., Stafe M.** “Laser effects on the donor states in V-shaped and inverse V-shaped quantum wells”, *Superlattices and Microstructures* 46,(2009),443-450
11. **Ozturk E., Sokmen I.**, “ Effect of the intense laser field on the valance band for  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  heterostructure”, *Superlattices and Microstructures* 45, (2009), 16-21

12. **Saften Y.**, “Kuantum noktalarının sonlu farklar yöntemi ile çözümü”,Yüksek lisans tezi, Edirne-2007
13. **Sari H., Kasapoğlu E., Sökmen I.** “The effect of an intense laser field on magneto donors in semiconductors” Physics Letters A 311, (2003), 60–66
14. **Sari H., Kasapoglu E, Sokmen I,** “Intense field effects on shallow donor impurities in graded quantum wells”, Semiconductor Science and Technology, 18,( 2003), 470-474
15. **Taylor J.R., Zafaritos C.,**” Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik’’,.(Bekir Karaoğlu), Bilgitek yayıncılık, İstanbul-1996
16. **Yamanouchi K., et al.** “Progress in Ultrafast Intense Laser Science I.” Springer,2006
17. **Varshni Y.P.,** “Effect of an intense laser field on donor impurities in spherical quantum dots” Superlattices and Microstructures, 30,( 2001), No. 1,



## **ÖZGEÇMİŞ**

**Adı Soyadı :** Bahadır BEKAR

**Doğum yeri ve Yılı :** Havsa-1981

**Medeni Hali :** Bekar

**Öğrenim Durumu:**

1999-2001: Hacettepe Üniversitesi A.M.Y.O (Önlisans)

2003-2007: T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü (Lisans)

2007- : T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı (Yüksek Lisans)