

T.C. TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM KUYULARINDA LAZER ETKİSİ

SELİM YAVUZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Tez yöneticisi: Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN

2012

EDİRNE

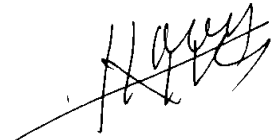
YÜKSEK LİSANS TEZ SAVUNMA SINAVI JÜRİ TUTANAĞI

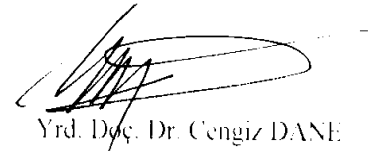
Fizik Anabilim Dalı Yüksek lisans programı öğrencisi Selim YAVUZ'un hazırladığı "KUANTUM KUYULARINDA LAZER ETKİSİ" konulu tez çalışmasını tamamlaması üzerine; Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 23.12.2012 tarih ve 47/3 sayılı kararı gereğince adayın tez savunma sınavını yapmak üzere Anabilim Dalı Başkanlığı'nın önerisi üzerine oluşturulan jürimiz, 05/01/2012 tarihinde saat 10.30'da T.Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde toplanarak, tez hakkında jüri üyelerince hazırlanan (ekte gönderilen) kişisel raporları incelemiş ve bu inceleme sonucunda adayın tezini "Savunulmaya Değer" bulmuştur.

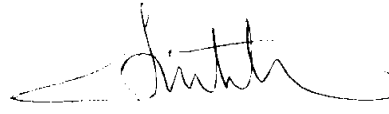
Trakya Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim Yönetmeliği'nin 12/c maddesinde belirtilen esaslara göre yapılan (soru-cevap) sınav sonucunda, aynı Yönetmeliğin 24/d maddesine göre yüksek lisans programı öğrencisi Selim YAVUZ'un tezi **oybirliği / oy çokluğu** ile "**Kabul!**" edilmiştir.

05 / 01 / 2012

JÜRİ


Prof. Dr. Hasan AKBAŞ
Jüri Başkanı


Yrd. Doç. Dr. Cengiz DANE
Üye


Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN
Danışman

İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

ÖZET.....	i
SUMMARY.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER.....	iv
ŞEKİLLER.....	v
1.GİRİŞ.....	1
1.1.Sonlu Kuantum Kuyusu.....	4
1.2.Varyasyon Yöntemi.....	12
1.3.Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Elektrik Alan Etkisi.....	14
1.4. Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Manyetik Alan Etkisi.....	19
1.5. Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Yabancı Atom Etkisi.....	23
1.6. Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Elektrik Alan, Manyetik Alan ve Yabancı Atom Etkisi	30
2.LAZER VE TARİHÇESİ.....	39
2.1. Lazer'in Temel Prensipleri ve Oluşumu.....	41
2.2. Lazer Işığının Özellikleri ve Kullanım Alanları.....	46
2.3. Lazer ve Türleri.....	48
2.3.1.Katı Lazerler	48
2.3.2.Yarı İletken Lazerleri	48
2.3.3.Gaz Lazerleri	49
2.3.4.Kimyasal Lazerler	49
2.3.5.Sıvı Lazerler	49
2.3.6. Karbondioksit (CO ₂) Lazeri.....	50
2.3.7. Nd: Yag Lazeri.....	50

2.4.Sonlu Farklar Yöntemi.....	51
2.5. Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Lazer Etkisi	57
2.6. Sonlu Kuantum Kuyusunda Bulunan bir Elektronun Lazer ve Yabancı Atom etkisi.....	64
3.SONUÇ VE TARTIŞMA.....	72
KAYNAKLAR.....	76
ÖZGEÇMİŞ.....	78

ÖZET

Bu çalışmada kuantum kuyularına hapsedilen bir elektronun özellikleri incelendi. Sonlu kuantum kuyusuna hapsedilen bir elektrona dış elektrik ve manyetik alan uygulandı. Buna ilaveten, sonlu kuyuda yabancı atomun etkisine bakıldı ve kuyudaki elektronun bağlanma enerjileri yabancı atomun farklı konumları için hesaplandı. Hesaplamalar da varyasyon yöntemi kullanıldı. Daha sonra lazer ışını araştırıldı ve yabancı atomlu sonlu kuantum kuyusu içindeki bir elektrona lazer uygulandı. Yabancı atomlu lazer hesaplamalarında varyasyon metodu kullanılmadığı için sonlu farklar metodu kullanıldı. Hesaplamaların tümü taban durum enerji düzeyi için yapıldı.

SUMMARY

In this study was investigated the properties of an electron confined in quantum well. External electric and magnetic field were applied to the electron confined in finite quantum well. In addition, investigated effects of a hydrogenic impurity and calculated the binding energy of the electron for different impurity positions in finite quantum well. In the calculations were used the variation method. Then the laser-ray was investigated, and the laser applied to an electron confined in finite quantum well with a hydrogenic impurity. In the laser calculations with a hydrogenic impurity was used the finite difference method to be not used variation method. All calculations were performed at the ground state energy level.

TEŞEKKÜR

Tez yöneticiliğimi üstlenerek, çalışmalarım sırasında aydınlatıcı bilgilerinin yanında manevi desteğini esirgemeyen, Trakya üniversitesi Fen fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Doç. Dr. İlhan Erdoğan'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince her türlü kolaylığı ve çalışma ortamımı sağlayan fizik bölüm başkanı Prof. Dr. Hasan AKBAŞ teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım süresince benden bilgilerini esirgemeyen Fizik bölümü doktora öğrencisi Deniz Ekşi'ye, Fizik bölümü öğretim üyeleri Yrd. Doç. Dr. Ali İhsan MEŞE ve Dr. Engin Çiçek'e sonsuz teşekkür ederim.

Dünya'ya gözümü açtığım günden bugüne kadar benden maddi, manevi desteğini esirgemeyen, vatanıma, milletime laik bir insan olmam için çalışıp çabalayan aileme sonsuz teşekkür ederim.

Ayrıca bu tez Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi(TÜBAP) Müdürlüğü tarafından desteklenmiştir. Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi Müdürlüğüne katkılarından dolayı teşekkür ederim.

SİMGELER

- \hbar Planck sabiti; $\hbar=(2\pi\hbar)$
- e Elektron yükü
- λ Yabancı atom için varyasyon parametresi
- γ Manyetik alan katkı terimi
- β Elektrik alan için varyasyon parametresi
- ϵ Dielektrik sabiti
- ψ Dalga fonksiyonu
- V Potansiyel enerji
- E Enerji
- m^* Elektronun etkin kütlesi
- a^* Etkin bohr yarı çapı
- R^* Etkin Rydberg sabiti
- \vec{F} Elektrik alan
- \vec{B} Manyetik alan
- ∇^2 Laplasyen

ŞEKİLLER

Şekil-1:Sonlu potansiyel kuantum kuyusu. Sayfa:3

Şekil-2:Sonlu kuantum kuyusundaki bir elektronun taban durum enerjisinin kuyu genişliğine bağlı değişimi. Sayfa:10

Şekil-3:Sonlu kuantum kuyusu içindeki bir elektronun bulunma olasılığının konuma göre değişimi. Sayfa:11

Şekil-4: Sonlu kuantum kuyusunda bulunan bir elektronun farklı elektrik alanlar altındaki taban durum enerjisinin kuyu genişliğine bağlı değişimi. Sayfa:17

Şekil-5: Sonlu kuantum kuyusundaki bir elektronun farklı elektrik alanlar altında bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. Sayfa:18

Şekil-6:Taban durum enerjisinin farklı manyetik alanlar altında kuyu genişliğine göre değişimi. Sayfa:21

Şekil-7: Sonlu potansiyel kuantum kuyusu içindeki bir elektronun farklı manyetik alanlar altında bulunma olasılığının konuma göre değişimi. Sayfa:22

Şekil-8: Sonlu kuantum kuyusunda bulunan bir elektronun bağlanma enerjisinin farklı iki yabancı atom konumu altında kuyu genişliğine göre değişimi. Sayfa:27

Şekil-9: Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi. Syf:28

Şekil-10: Sonlu kuantum kuyusu içinde donör elektronun bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. Sayfa:29

Şekil-11: Bağlanma enerjisinin farklı manyetik alanlar ve yabancı atom konumları altında kuyu genişliğine göre değişimi. Sayfa:33

Şekil-12: Bağlanma enerjisinin farklı elektrik alanlar ve yabancı atom konumları altında kuyu genişliğine göre değişimi. Sayfa:34

Şekil-13: Bağlanma enerjisinin farklı manyetik ve elektrik alanlar altında yabancı atomun konumuna göre değişimi. Sayfa:35

Şekil-14: Bağlanma enerjisinin farklı elektrik ve manyetik alanlar altında yabancı atomun konumuna göre değişimi. Sayfa:36

Şekil-15: Bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları altında manyetik alana göre değişimi. Sayfa:37

Şekil-16: Farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin elektrik alana göre değişimi. Sayfa:38

Şekil-17: Kendiliğinden ışıma ve soğrulma. Sayfa 41

Şekil-18: Uyarılmış ışıma. Sayfa 42

Şekil-19: Lazer tüpünün yapısı. Sayfa 42

Şekil-20: Puslu lazerin çalışma sistemini anlatmaktadır. Sayfa:43

Şekil-21: Kesikli Lazer ışığının oluşumu. Sayfa: 44

Şekil-22: Sürekli lazer ışığının oluşumu. Sayfa: 45

Şekil -23: Farklar tablosu. Sayfa:51

Şekil-24: Sonlu farklar yönteminde noktaların gösterimi. Sayfa:52

Şekil.25:Sonlu farklar yönteminin kuantum kuyularına uygulanışı(merkezi farklar) . Sayfa:53

Şekil-26: Sonlu kuantum kuyusuna farklı lazer etkileri altında potansiyelin konuma göre değişimi.Sayfa:61

Şekil-27: Farklı lazer alan parametreleri altında elektronun bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. Sayfa:62

Şekil-28:Farklı lazer alan parametreleri altında sonlu potansiyel kuantum kuyusundaki elektronun taban durum enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi. Sayfa:63

Şekil-29: Farklı yabancı atom konumları altında sonlu kuantum kuyusundaki elektronun bağlanma enerjisinin lazer alan parametresine göre değişimi($L=100A^0$).Sayfa:65

Şekil-30:Farklı yabancı atom konumları altında sonlu kuantum kuyusundaki elektronun bağlanma enerjisinin lazer alan parametresine göre değişimi ($L=200A^0$). Sayfa:66

Şekil-31: Farklı lazer alan parametreleri altında ve yabancı atomun merkezde olduğu durumda elektronun bulunma olasılık dağılımı. Sayfa:67

Şekil-32: Farklı lazer alan parametreleri altında ve yabancı atomun kuyu duvarına çok yakın olduğu durumda elektronun bulunma olasılık dağılımı. Sayfa:68

Şekil-33: Farklı lazer alan parametreleri altında bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi($L=100A^0$). Sayfa:69

Şekil-34: Farklı lazer alan parametreleri altında bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi($L=200A^0$). Sayfa:70

Şekil-35: Bağlanma enerjisinin kuyu boyuna göre değişimi. Sayfa:71

1. GİRİŞ

Yarı iletken yapılar, Bardeen ve Brattain tarafından 1947 yılında transistörün keşfedilmesinden bu yana çok hızlı bir şekilde gelişti. 1970'li yıllarda ise entegre devre devrimi gerçekleştirildi. Yarı-iletken bellekler bize video ve güçlü bilgisayarları getirdi. Günümüz cihazları mikro altı boyutlara küçülmüş ve bir santimetre karelik yongalar üzerine milyonlarca eleman yerleştirmeye olanak sağlamıştır. Bunlara paralel olarak 1960'larda geliştirilen buhar fazı epitaksi (yunanca, üst üste büyütme) yönteminden yeni kristal büyütme teknolojisi geliştirildi. Bunlar sırasıyla; Moleküler Demet Büyütme, Kimyasal Buhar Depolama ve Sıvı Faz Büyütme yöntemleridir. Bu yöntemlerle, boyutları 10-6 cm'den daha küçük düşük boyutlu yapılar yapma olanağına kavuşuldu (Ilaiwi ve Tomak, 1990). Bu gelişmeler ışığı altında düşük boyutlu yapı olarak tanımlanan kuantum kuyusu, kuantum kuyu teli ve kuantum noktaları üzerine bir çok araştırma yapılmıştır (Lee ve Spector, 1983; Latge vd. ,1992; Ulaş vd., 1997; Latge,1996;Wang ve Berggren, 1998; De Carvalho vd., 1999; Barticevic vd., 2000; Cantele vd., 2000; Manaselyan vd., 2002). Kuantum kuyularında efektif kütle yaklaşımıyla varyasyon metodu kullanılarak elektrik alan, manyetik alan etkisi altında enerji hesapları yapılmış ve yabancı atomun bağlanma enerjisi çalışılmıştır (Bryant, 1984; Montenegro vd., 1991; Pokatilov vd., 2000; Mikhailov vd., 2000; Poghosyan ve Demirjian, 2003). Bu çalışmalarda bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna bağlı olduğu gösterildi.

Düşük boyutlu yapılara dışarıdan uygulanan bir elektrik alanın elektron dağılımı polarizasyona sebep olur ve kuantum enerji durumlarını değiştirir. (Akbaş vd. 1995; Chao vd. 1995; Montes vd. 1998; Aktaş ve Boz, 2004). Dışarıdan uygulanan manyetik alanının düşük boyutlu yapıların elektronik özelliklerini değiştirdiği gözlemlendi. Manyetik alanın yarattığı bu özellik yapının kendisini değiştirmeden elektronik özelliğini değiştirdiği için önemli bir araştırma alanıdır (Branis vd. 1993; Riberio vd. 1998; Barticevic vd. 2000; Niculescu 2001; Sarı vd. 2004). Bundan dolayı tezimizde sonlu kuantum kuyusunda elektrik alan ve manyetik alan etkisi altında yabancı atomun bağlanma enerjini inceledik.

Bu çalışmalarda kuyu potansiyeline büyütme yönünde uygulanan manyetik alanın, elektronun dağılım olasılığını yapının merkezinde tutmaya çalıştığı

gözlemlenmiştir. Manyetik alan etkisinde hidrojenik yabancı atomun bağlanma enerjisi yabancı atomun konumuna göre artma veya azalma göstermiştir.

Son zamanlarda farklı düşük boyutlu yapılarda elektrik ve manyetik alanın etkisi birlikte incelenmiştir. Latge ve arkadaşları (1996, 2002) elektrik ve manyetik alan altında kuantum kuyularında kızıl ötesi soğurma spektrasını çalışmışlardır. Onların buldukları teorik sonuçlar deneysel magnetospektroskopik ölçümlerle uyum içindedir.

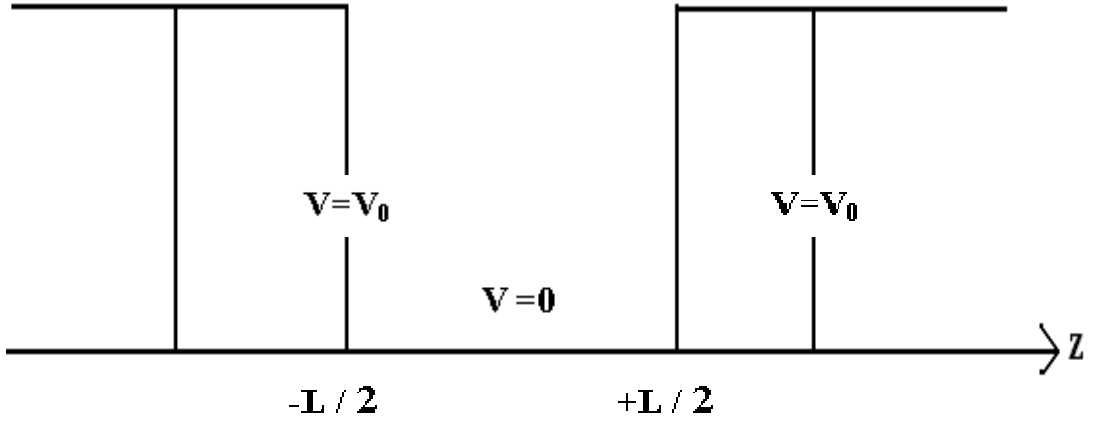
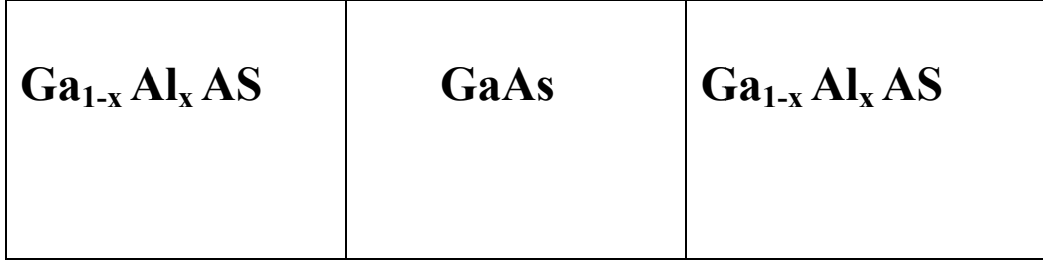
Bu çalışmanın ilk bölümünde yabancı atomun bağlanma enerjisi dış manyetik ve dış elektrik alanların şiddetine ve yapının şekline bağlı olduğu bulunmuştur. Düşük boyutlu yapılarda elektrik ve manyetik alanın bu etkileri fotodedektör gibi optoelektronik araçların yeni türlerinin fabrikasyonu için çok faydalı olabilir.

Düşük boyutlu yapılardan kuantum kuyusuna hapsedilen bir elektronun taban durum dalga fonksiyonu ve enerjileri bulunmuştur. Bu yapılara yabancı atom katılmasıyla bağlanma enerjisi hesaplamaları yapılmıştır. Son olarak elektrik, manyetik alan ve yabancı atomun etkisinden dolayı sistemin Hamiltonyen'ine gelen katkılar genel olarak verilmiştir.

Tezin ikinci bölümünde sonlu potansiyel kuantum kuyusu içine hapsedilmiş bir elektrona dışarıdan lazer etkisi uygulanmıştır. Lazerin kuyu potansiyelini değiştirdiği gözlemlenmiş ve bu değişimle birlikte elektronun bulunma olasılık dağılımının da değiştiği anlaşılmıştır. Lazer etkisi altında varyasyon yöntemi ile hesaplama yapamadığımız için sonlu farklar yöntemi kullanılmıştır. Lazer etkisinin yanında yabancı atom etkisinde araştırılmıştır.

Not: Bu tezdeki nümerik hesaplamalarda, Fortran 77 programlama dili kullanılmıştır. Tezdeki çalışmaların tamamında sonlu potansiyel kuantum kuyusu referans alınmış ve hesaplamalar ona göre yapılmıştır. Kuantum kuyularının oluşturulması;

$Ga_{1-x}Al_xAS$ ve GaAs malzemeleriyle bir yapı oluşturulduğunda, oluşan yapının "z" yönündeki potansiyel değişimi şekil-1 de gösterildiği gibidir. Burada "x" ifadesi kuantum kuyu oluşumunda kullanılan (GaAs) oranını, Ga ve Al miktarını belirleyen boyutsuz bir parametredir.(Chaudri vd. 1983,Akbaş H. vd. 1998,Okan S.E. vd.1999).



Şekil-1: Sonlu potansiyel kuantum kuyusu

$x=1$, durumu sonsuz potansiyel kuantum kuyusu

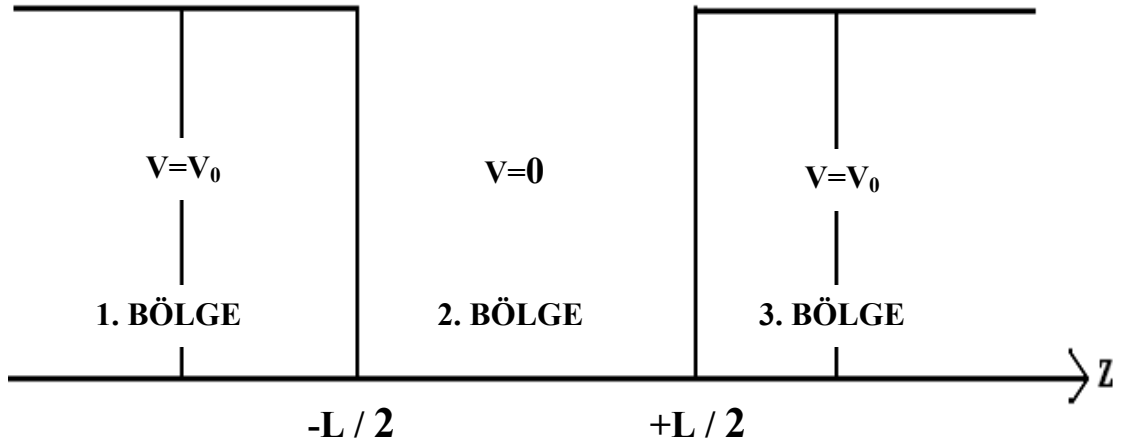
$0 < x < 1$, durumu sonlu potansiyel kuantum kuyusu

Çalışmalarımızda $x=0.3$, $a^*=98.73A^0$, $R^*=5.83meV$, $\epsilon=12.5$ alınmıştır.

1.1. SONLU KUANTUM KUYUSU

Kenarları sonsuz olmayan, sonlu basamaklardan oluşan potansiyel enerji kuyusu içinde bulunan parçacık göz önüne alındığında ve parçacık aşağıdaki gibi bir potansiyele hapsedildiğinde kuantum kuyusunun potansiyeli aşağıdaki gibi gösterilir. (Akbaş H. vd.1998,Okan S.E. vd.1999).

$$V(z) = \begin{cases} V=0 & , \quad -L/2 \leq z \leq +L/2 \\ V=V_0 & , \quad |z| > L/2 \end{cases}$$



2. bölge için hamiltonyen:

$$H_2 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \quad (1.1.1)$$

(1.1.1) denklemindeki gibi yazılır. Toplam enerji “E” nin, “ V_0 ” dan küçük olduğu durumları göz önüne aldık. Buna göre kuantum kuyusu içinde bulunan “ m^* ” kütleli parçacığın zamandan bağımsız schördinger denklemi;

$$H_2\psi(z) = E\psi(z) \quad (1.1.2)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \psi(z) + E\psi(z) = 0 \quad (1.1.3)$$

(1.1.3) diferansiyel denklemiyle gösterilir. Bu diferansiyel denklem çözüldüğünde parçacığı temsil eden dalga fonksiyonu($\psi(z)$) tanımlanır. $k = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}$ ve (A ve B sabitlerdir);

$$\psi(z) = A\cos(kz) + B\sin(kz) \quad (1.1.4)$$

(1.1.4) genel denklemi elde edildi. Taban durum dalga fonksiyonu;

$$k = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}$$

$$\psi_1(z) = A\cos(kz) \quad n = 1 \text{ (taban durum için)} \quad (1.1.5)$$

(1.1.5) denklemine dönüşür.

1. ve 3. Bölgelerde Hamiltonyen ve schrödinger denklemleri aşağıdaki gibi yazıldı;

$$z < -\frac{L}{2}$$

$$\text{1.bölge için;} \quad H_1 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 \quad (1.1.6)$$

$$\text{3.bölge için;} \quad H_3 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 \quad (1.1.7)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \psi(z) - (V_0 - E)\psi(z) = 0 \quad (1.1.8)$$

$$\alpha = k_1 = k_3 = \sqrt{\frac{2m^*(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (1.1.9)$$

alınırsa; Bu denklemin genel çözümü;

$$\psi(z) = Ce^{\alpha z} + De^{-\alpha z} \quad (1.1.10)$$

(1.1.10) denklemindeki gibidir. Burada "C" ve "D" sabitlerdir.

Sınır koşulları düşünüldüğünde "C" nin sıfıra eşit olması gerekir, nedeni ise; dalga fonksiyonu "z" sonsuza gitmeye başlayınca sınır koşullarını bozarak dalga fonksiyonunun sonsuza gideceğini gösterir. Buna göre üçüncü bölge için;

$$\psi(z) = De^{-\alpha z} \quad z > \frac{L}{2} \quad (1.1.11)$$

(1.1.11) denklemini elde edildi. Benzer şekilde birinci bölge için;

$$\psi(z) = C e^{-\alpha z} \quad z < -\frac{L}{2} \quad (1.1.12)$$

(1.1.12) denklemini elde edildi. Potansiyelin “ $z=\pm L/2$ ” süreklilikleri sonludur ve sınır koşulları “ $\psi(z)$ ” ve “ $d_{\psi(z)}/dz$ ” nin bu noktalarda sürekli olmasını gerektirir. Sınır koşullarından;

$$A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) + B \sin\left(\frac{kL}{2}\right) = D e^{(-\alpha L/2)} \quad (1.1.13)$$

$$-kA \sin\left(\frac{kL}{2}\right) + kB \cos\left(\frac{kL}{2}\right) = -\alpha D e^{(-\alpha L/2)} \quad (1.1.14)$$

$$A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) - B \sin\left(\frac{kL}{2}\right) = C e^{(-\alpha L/2)} \quad (1.1.15)$$

$$kA \sin\left(\frac{kL}{2}\right) + kB \cos\left(\frac{kL}{2}\right) = -\alpha C D e^{(-\alpha L/2)} \quad (1.1.16)$$

denklemler elde edildi. Denklemler yeniden düzenlenirse;

$$2A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) = (C + D) e^{(-\alpha \frac{L}{2})} \quad (1.1.17)$$

$$2kA \sin\left(\frac{kL}{2}\right) = \alpha (C + D)e^{-\alpha\frac{L}{2}} \quad (1.1.18)$$

$$2B \sin\left(\frac{kL}{2}\right) = (D - C)e^{-\alpha\frac{L}{2}} \quad (1.1.19)$$

$$2kB \cos\left(\frac{kL}{2}\right) = -\alpha (D - C)e^{-\alpha\frac{L}{2}} \quad (1.1.20)$$

şekillerini alırlar. Yeni düzenlemelerle;

$$k \tan\left(\frac{kL}{2}\right) = \alpha \quad C = -D \quad \text{ve} \quad A = 0 \quad \text{ise}$$

ve

$$k \cot\left(\frac{kL}{2}\right) = -\alpha \quad C = D \quad \text{ve} \quad B = 0 \quad \text{ise}$$

denklemleri elde edildi. Bu denklemlerde verilen koşullar aynı anda sağlanmalıdır. Buna göre aşağıdaki koşullar altında iki çözüm elde edildi.

$$k \tan\left(\frac{kL}{2}\right) = \alpha \quad C = D \quad \text{ve} \quad B = 0$$

ve

$$k \cot\left(\frac{kL}{2}\right) = -\alpha \quad C = -D \quad \text{ve} \quad A = 0$$

bunlar "k ve α "nın tanımlarıyla birlikte, sistemin enerji düzeylerini ve bunlar ile ilgili dalga fonksiyonlarını belirler. Taban durum dalga fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$\psi(z) = \begin{cases} A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{\alpha z} = \psi_1 & \text{1. bölge} & (1.1.21) \\ A \cos(kz) = \psi_2 & \text{2. bölge} & (1.1.22) \\ A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{-\alpha z} = \psi_3 & \text{3. bölge} & (1.1.23) \end{cases}$$

Normalizasyon koşullarından A sabiti bulunabilir:

$$\int_{-\infty}^{-\frac{L}{2}} A^2 \psi_1^* \psi_1 dz + \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} A^2 \psi_2^* \psi_2 dz + \int_{+\frac{L}{2}}^{+\infty} A^2 \psi_3^* \psi_3 dz = 1 \quad (1.1.24)$$

Enerjinin beklenen değeri:

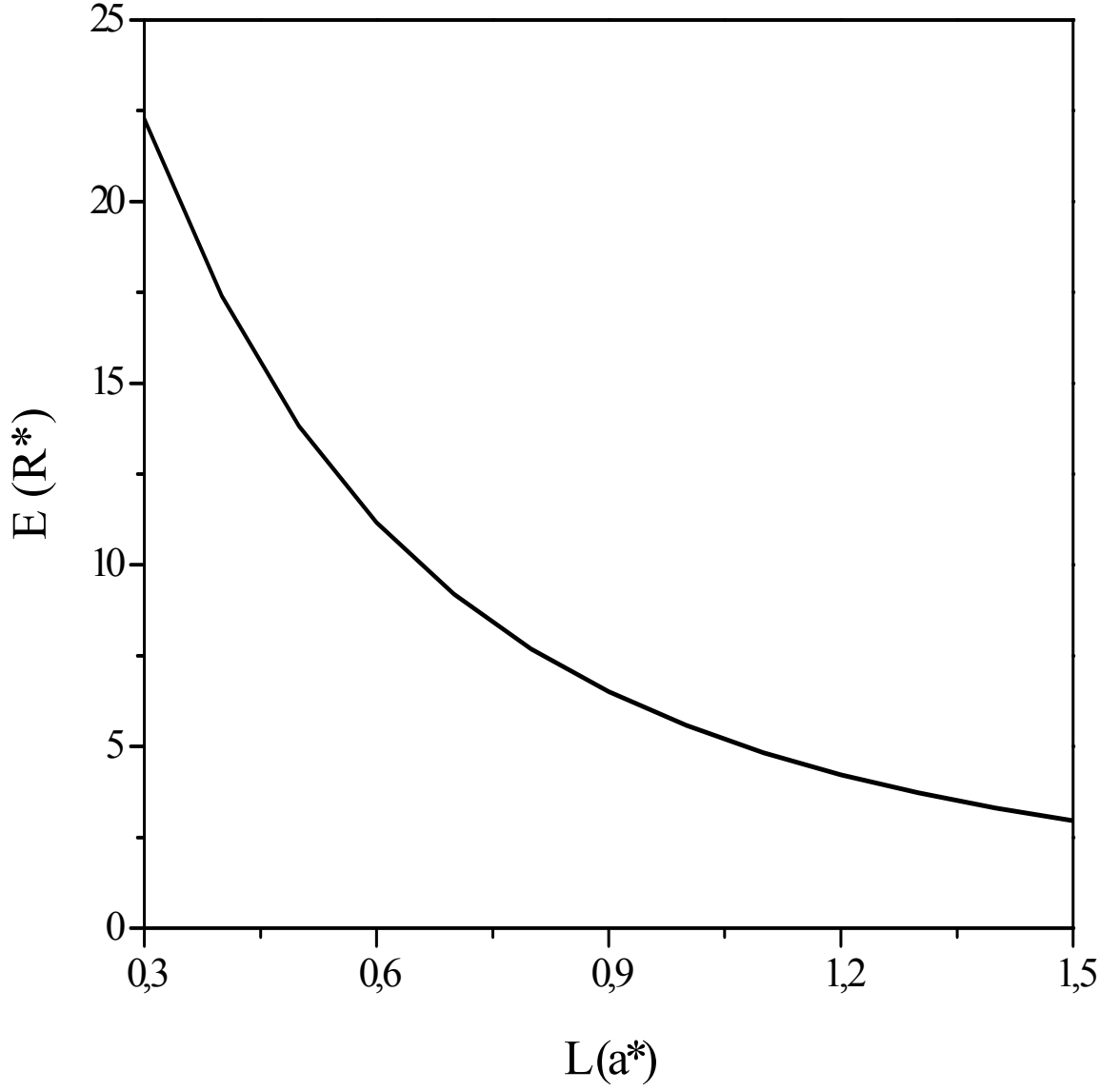
$$\langle E \rangle = \frac{\langle \psi_1(z) | H_1 | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | H_2 | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | H_3 | \psi_3(z) \rangle}{\langle \psi_1(z) | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | \psi_3(z) \rangle} \quad (1.1.25)$$

(1.1.25) denkleminle hesaplandı. Bu hesaplama bilgisayar programı dili olan fortran'da yazılan programlarla nümerik olarak yapılmıştır.

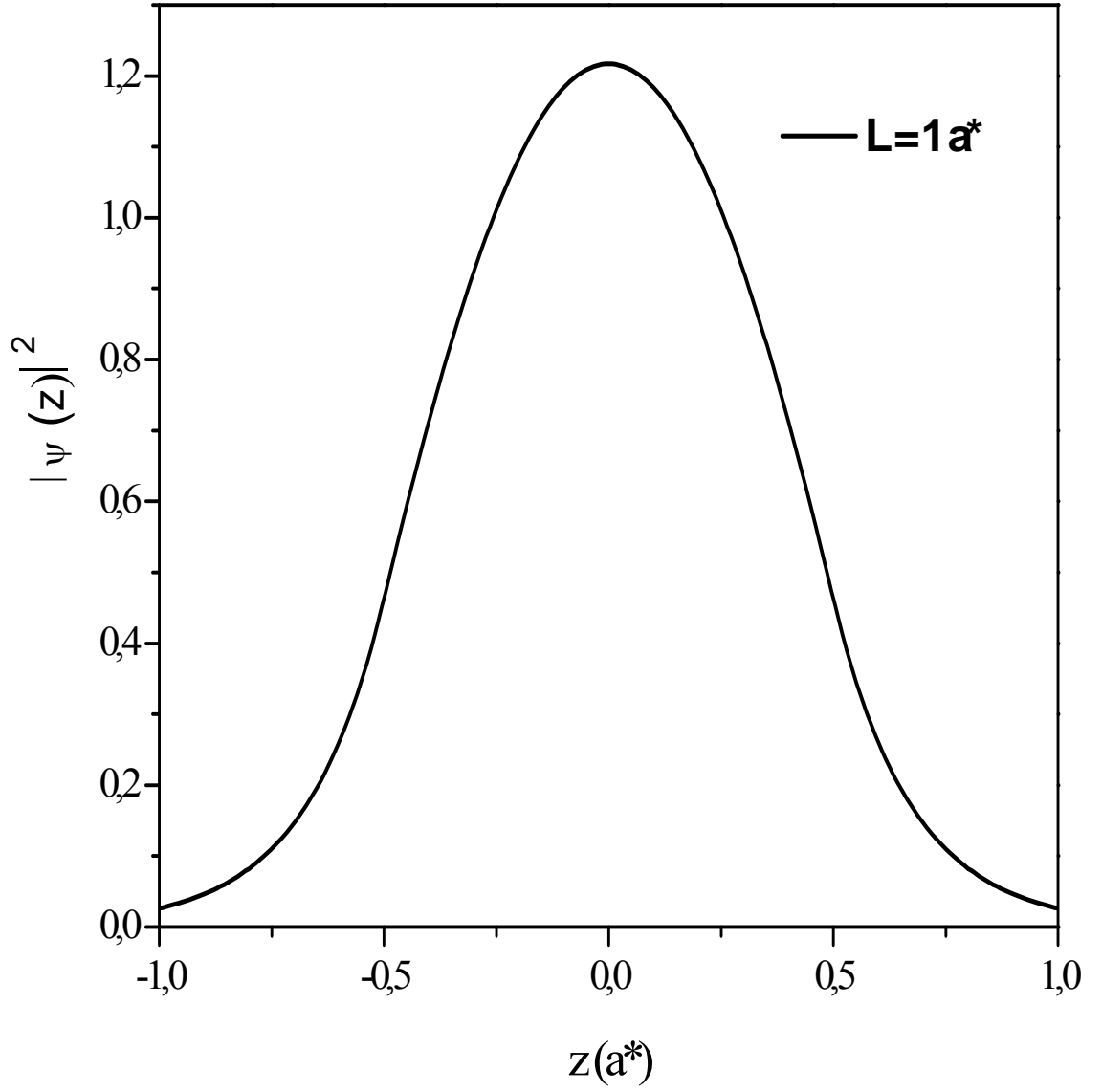
$$\text{Bohr yarıçapı : } a^* = 98.73 \text{ \AA}^0, \quad a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2}$$

$$\text{Rydberg sabiti: } R^* = 5.83 \text{ meV}$$

$$\text{Dielektrik sabiti : } \epsilon = 12.5$$



Şekil-2: Sonlu kuantum kuyusundaki bir elektronun taban durum enerjisinin kuyu genişliğine bağlı değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-3: Sonlu kuantum kuyusu içindeki bir elektronun bulunma olasılığının konuma göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

1.2. VARYASYON YÖNTEMİ:

Bu yöntem, karmaşık sistemlerin dalga fonksiyonlarını tahmin etmek ve bu fonksiyonları geliştirmek için bir yol oluşturur. Önce, tahmini olan ve deneme fonksiyonu denilen fonksiyonun kalitesinin belirlenmesi için bir kriter ortaya koyar ve sonra bunun nasıl en iyi hale getirileceğini gösterir. Sistemin bir “H” hamiltonien’i ile belirlendiğini varsayalım ve bu hamiltonien’in en düşük öz değeri veya taban durumuna karşılık gelen enerjisi “ E_0 ” olsun. Şimdi “ ψ_d ” deneme dalga fonksiyonu olmak üzere Rayleigh oranı denilen:

$$E = \frac{\int \psi_d^* \cdot H \cdot \psi_d \cdot dv}{\int \psi_d^* \cdot \psi_d \cdot dv} \quad (1.2.1)$$

integraline bakılırsa, “ ψ_d ” deneme dalga fonksiyonu normalize ise üstteki denklemin paydası 1’dir. Varyasyon yöntemine göre her hangi “ ψ_d ” için:

$$E \geq E_0$$

dir. Burada eşitlik hali ancak “ ψ_d ” fonksiyonunun taban durumu dalga fonksiyonu “ ψ_0 ” olduğu zaman sağlanır.

Şimdi bu teoremin ispatını yapalım. Deneme dalga fonksiyonu, hamiltonien’in bir takım oluşturan gerçek dalga fonksiyonlarının doğrusal bileşimi;

$$\Psi_D = \sum_n C_n \cdot \Psi_n \quad , \quad H \cdot \Psi_n = E_n \cdot \Psi_n \quad (1.2.2)$$

Olarak yazılabilir. Buradan da görüleceği gibi;

$$\Psi_D^* \cdot (H - E_0) \cdot \Psi_D \cdot dv = \sum_n \cdot \sum_n C_n^* \cdot C_n \cdot \int \Psi_D^* \cdot (H - E_0) \cdot \Psi_n \cdot dv \quad (1.2.3)$$

$$= \sum_n \sum_n C_n^* \cdot C_n \cdot (E_n - E_0) \cdot \int \Psi_n^* \cdot \Psi_n \cdot dv \quad (1.2.4)$$

$$\sum_n C_n^* \cdot C_n \cdot (E_n - E_0) \geq 0 \quad (1.2.5)$$

dır. Burada $E_n \geq E_0$ ve $|C_n|^2$ pozitif olduğundan (1.2.5) denklemi büyük veya eşit sıfırdır. O halde;

$$\int \Psi_D^* \cdot (H - E_0) \cdot \Psi_D \cdot dv \geq 0 \quad (1.2.6)$$

dır. Buda “ $E_n \geq E_0$ ” olduğunun ispatıdır. Varyasyon teoreminin anlamı , “ Ψ_n ” deneme fonksiyonu her ne alınırsa alınsın onunla hesaplanan enerjinin, yani rayleigh oranının sistemin gerçek taban durumu enerjisinden hiçbir zaman küçük olmadığını açıklamasıdır. Buna göre “E” nin değeri ne kadar küçükse, bu enerji taban durum enerjisine o kadar yakındır ve bunun sonucu olarak da, “ Ψ_D ” deneme fonksiyonu taban durumu dalga fonksiyonuna o kadar yakındır. Bu nedenle, bir sistemin dalga fonksiyonuna ulaşmak için içindeki değişkenleri değiştirilebilen bir deneme fonksiyonu seçilir ve bu değişkenler Rayleigh oranı minimum değerini alıncaya kadar değiştirilir. Sonra “E” yi minimum kılan değişkenlerin değeri en iyi dalga fonksiyonunu oluşturmak için kullanılırlar. Örneğin, P_1 ve P_2 değişkenler olmak üzere;

$$\Psi_D = x^{P_1} \cdot \exp(-P_2 \cdot x) \quad (1.2.7)$$

biçiminde seçilmişse $\left(\frac{\partial E}{\partial P_1}\right) = 0$ ve $\left(\frac{\partial E}{\partial P_2}\right) = 0$ kılan P_1 ve P_2 değerleri “ Ψ_D ” deki yerine yazılır. Sonuç olarak, varyasyon yönteminde bir diferansiyel denklem çözülmez, fakat integral ve türev alınır(1). Kısacası varyasyon yöntemi, taban durumu enerjisini minimize ederek bulmayı amaçlayan bir yöntemdir. (İ. ERDOĞAN, Yüksek Lisans Tezi, 1997)

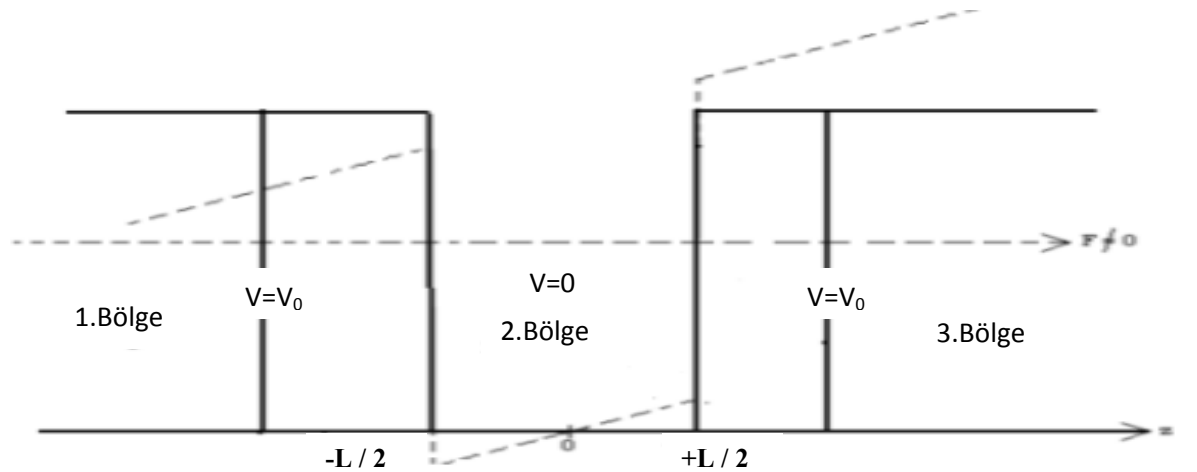
1.3. SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA ELEKTRİK ALAN ETKİSİ

Sonlu kuantum kuyusu içinde bulunan m^* etkin kütleli bir elektronun dalga fonksiyonu ve enerji ifadesi daha önce bulmuştuk.

Taban durumlar için:

$$\psi_{çift}(z) = \begin{cases} A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(\alpha z)} = \psi_1 & \text{1. bölge} & (1.3.1) \\ A \cos(kz) = \psi_2 & \text{2. bölge} & (1.3.2) \\ A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(-\alpha z)} = \psi_3 & \text{3. bölge} & (1.3.3) \end{cases}$$

(1.3.1), (1.3.2) ve (1.3.3) denklemleri tanımlanmıştır. Potansiyel kuantum kuyusuna ve kuyu içinde bulunan parçacığa “z” yönünde düzgün bir elektrik alan uygulanırsa: (Aktaş Ş. vd.2001)



kuyu potansiyel dağılımında değişim gözlemlenir. q yüklü parçacık elektrik alanının F olduğu yerde bulunuyorsa, bu parçacığa etki eden elektrik alan kuvveti \vec{F}_k olsun.

$$\vec{F}_k = q\vec{E} = q\vec{F} \quad (1.3.4)$$

\vec{F} = Elektrik alan

z-ekseni boyunca kuvvetin yaptığı iş:

$$\Delta W = -F_k \Delta z \quad (1.3.5)$$

dir. F_k formülde yerine koyulursa:

$$W = - \int qF dz \quad \rightarrow \quad W = -qFz \quad (1.3.6)$$

(1.3.6) denkleminde dönüşür. Elektron için yazılırsa:

$$W = -(-e)Fz \quad \rightarrow \quad W = e.F.z \quad (1.3.7)$$

ifadesi elde edilir. Elektrik alanın olmadığı durumda Hamiltonyen:

$$H_0 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \quad (1.3.8)$$

(1.3.8) denklemindeki gibiydi. Elektrik alandan gelen katkı;

$$H_F = e.F.z \quad (1.3.9)$$

olmak üzere

$$H_{el} = H_0 + H_F = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) + e.F.z \quad (1.3.10)$$

$$1. \text{ Bölge için: } \quad H_1 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 + e.F.z \quad (1.3.11)$$

$$2. \text{ Bölge için: } \quad H_2 = H_0 + H_F = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + e.F.z \quad (1.3.12)$$

$$3.\text{Bölge için: } H_3 = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 + e.F.z \quad (1.3.13)$$

Üç bölge için Schrödinger denklemleri aşağıdaki gibidir:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 + e.F.z \right] \psi_1^{el}(z) = E\psi_1^{el}(z) \quad (1.3.14)$$

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + e.F.z \right] \psi_2^{el}(z) = E\psi_2^{el}(z) \quad (1.3.15)$$

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_0 + e.F.z \right] \psi_3^{el}(z) = E\psi_3^{el}(z) \quad (1.3.16)$$

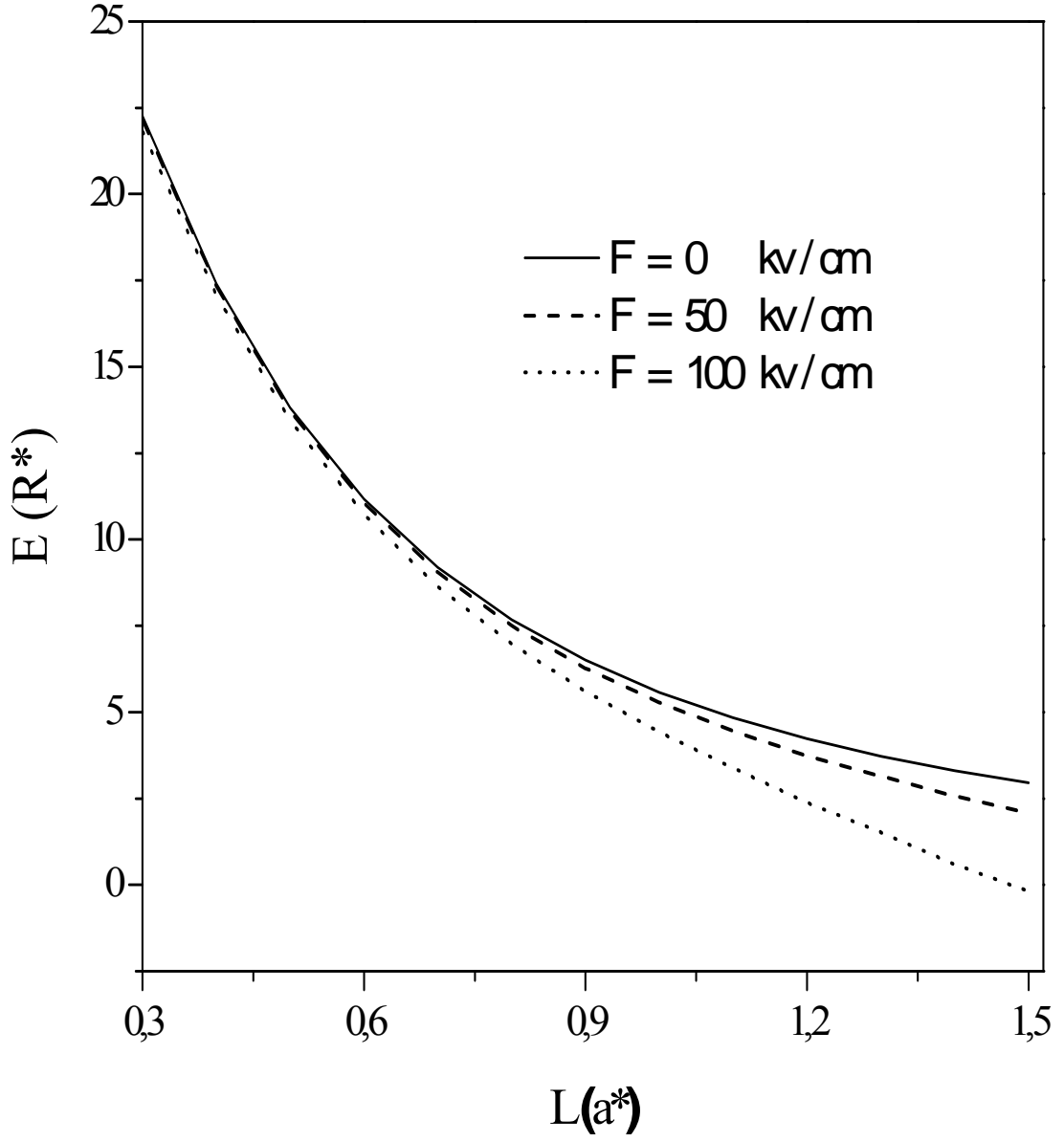
Bu Schrödinger eşitliklerine karşılık gelen taban durum dalga fonksiyonları:

$$\psi^{el}(z) = \begin{cases} N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(\alpha z)} e^{(-\beta z)} = \psi_1^{el}(z) & z \leq -\frac{L}{2} & 1.\text{ Bölge (1.3.17)} \\ N \cos(kz) e^{(-\beta z)} = \psi_2^{el}(z) & -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} & 2.\text{ Bölge (1.3.18)} \\ N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(-\alpha z)} e^{(-\beta z)} = \psi_3^{el}(z) & z \geq \frac{L}{2} & 3.\text{ Bölge (1.3.19)} \end{cases}$$

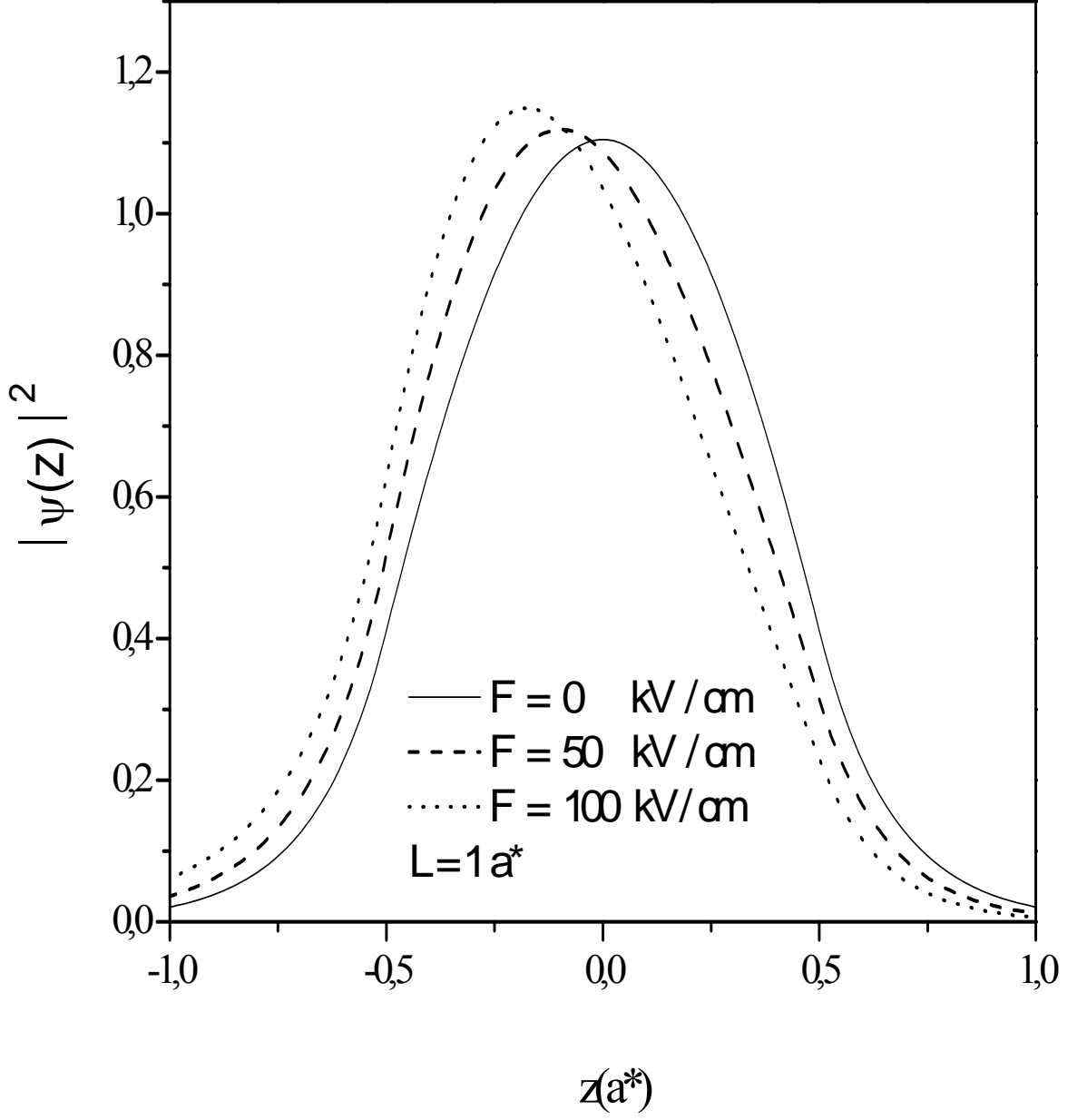
β normalizasyon sabiti ve varyasyonel parametredir.

Elektrik alan etkisinin altında sonlu kuantum kuyusu içindeki parçacığın enerjisi aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\langle E \rangle = \left[\frac{\langle \psi_1^{el}(z) | H_1 | \psi_1^{el}(z) \rangle + \langle \psi_2^{el}(z) | H_2 | \psi_2^{el}(z) \rangle + \langle \psi_3^{el}(z) | H_3 | \psi_3^{el}(z) \rangle}{\langle \psi_1^{el}(z) | \psi_1^{el}(z) \rangle + \langle \psi_2^{el}(z) | \psi_2^{el}(z) \rangle + \langle \psi_3^{el}(z) | \psi_3^{el}(z) \rangle} \right]_{\beta_{min}} \quad (1.3.20)$$



Şekil-4: Sonlu kuantum kuyusunda bulunan bir elektronun farklı elektrik alanlar altındaki taban durum enerjisinin kuyu genişliğine bağlı değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-5: Sonlu kuantum kuyusundaki bir elektronun farklı elektrik alanlar altında bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

1.4.SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA MANYETİK ALAN ETKİSİ

Elektrik alanın etkisine benzer olarak, bir mıknatısın veya elektrik akımının oluşturduğu manyetik alan düşük boyutlu yapılarda etkilidir. Bir manyetik alan altında bulunan bir sistemin içinde hareket eden yüklü parçacığa gravitasyon ve elektriksel kuvvetlerinin yanı sıra bir manyetik kuvvette etki eder. Bundan dolayı son yıllarda düşük boyutlu yapılara düzgün manyetik alan uygulanmaktadır. (Bogomolny ve Rouben 1999).

Düşük boyutlu yapılara düzgün bir manyetik alan uygulandığında genel Hamiltonyen;

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{P} + \frac{|e|\hbar}{c} \vec{A} \right]^2 + V(r) \quad (1.4.1)$$

olarak ifade edilir.

Bu Hamiltonyen'de \vec{A} manyetik alanın vektör potansiyeli ve \vec{P} Momentum olarak tanımlanır. Uyguladığımız yapıya göre potansiyel değişebilir.

Denklem 1.4.1 in açık çözümü yapıldıktan sonra sistemin hamiltonyeni;

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) \quad (1.4.2)$$

Şeklinde yazılır.

Hamiltonyende γ^2 , R^* birim sistemi dönüşümü yapılırsa ;

$$H = -\frac{d^2}{dz^2} + \gamma^2 z^2 + V(z) \quad (1.4.3)$$

şeklini alır. Burada;

$$\gamma = \frac{e\hbar B}{2m^* c R^*} \quad (1.4.4)$$

dır.

Üç bölge için sistemin hamiltonyeni

$$H_1 = -\frac{d^2}{dz^2} + \gamma^2 z^2 + V_0 \quad (1.4.5)$$

$$H_2 = -\frac{d^2}{dz^2} + \gamma^2 z^2 \quad (1.4.6)$$

$$H_3 = -\frac{d^2}{dz^2} + \gamma^2 z^2 + V_0 \quad (1.4.7)$$

ifadeleriyle tanımlanır. Taban durum dalga fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

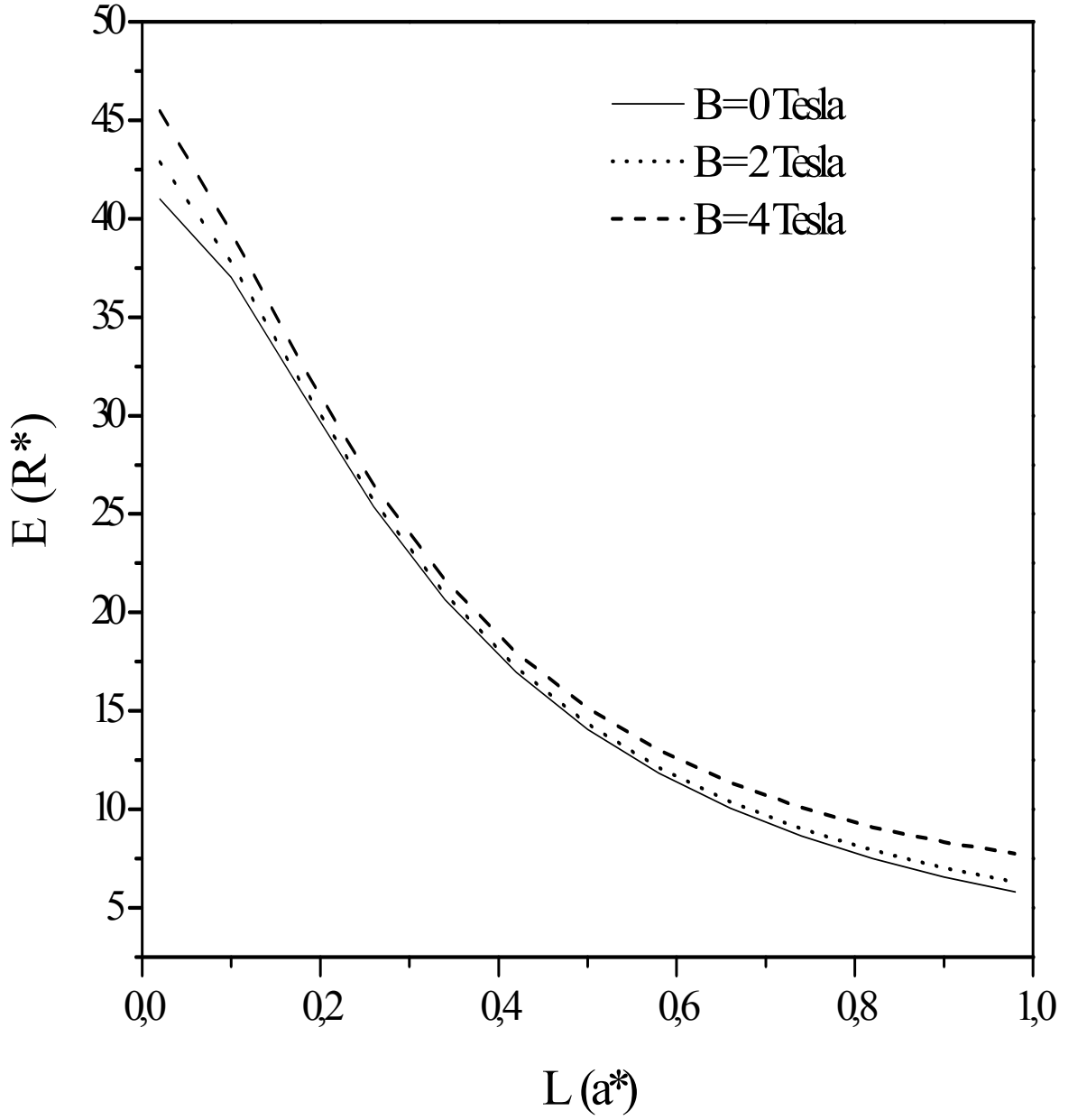
$$\psi(z) = \begin{cases} A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\frac{\alpha L}{2})} e^{\alpha z} = \psi_1(z) & 1. bölge & (1.4.8) \\ A \cos(kz) = \psi_2(z) & 2. bölge & (1.4.9) \\ A \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{-\alpha z} = \psi_3(z) & 3. bölge & (1.4.10) \end{cases}$$

Manyetik alandan dalga fonksiyonuna gelen katkı sistemin taban durum enerjisini çok az değiştirdiği için dalga fonksiyonuna manyetik alanın etkisi göz ardı edilmiştir.

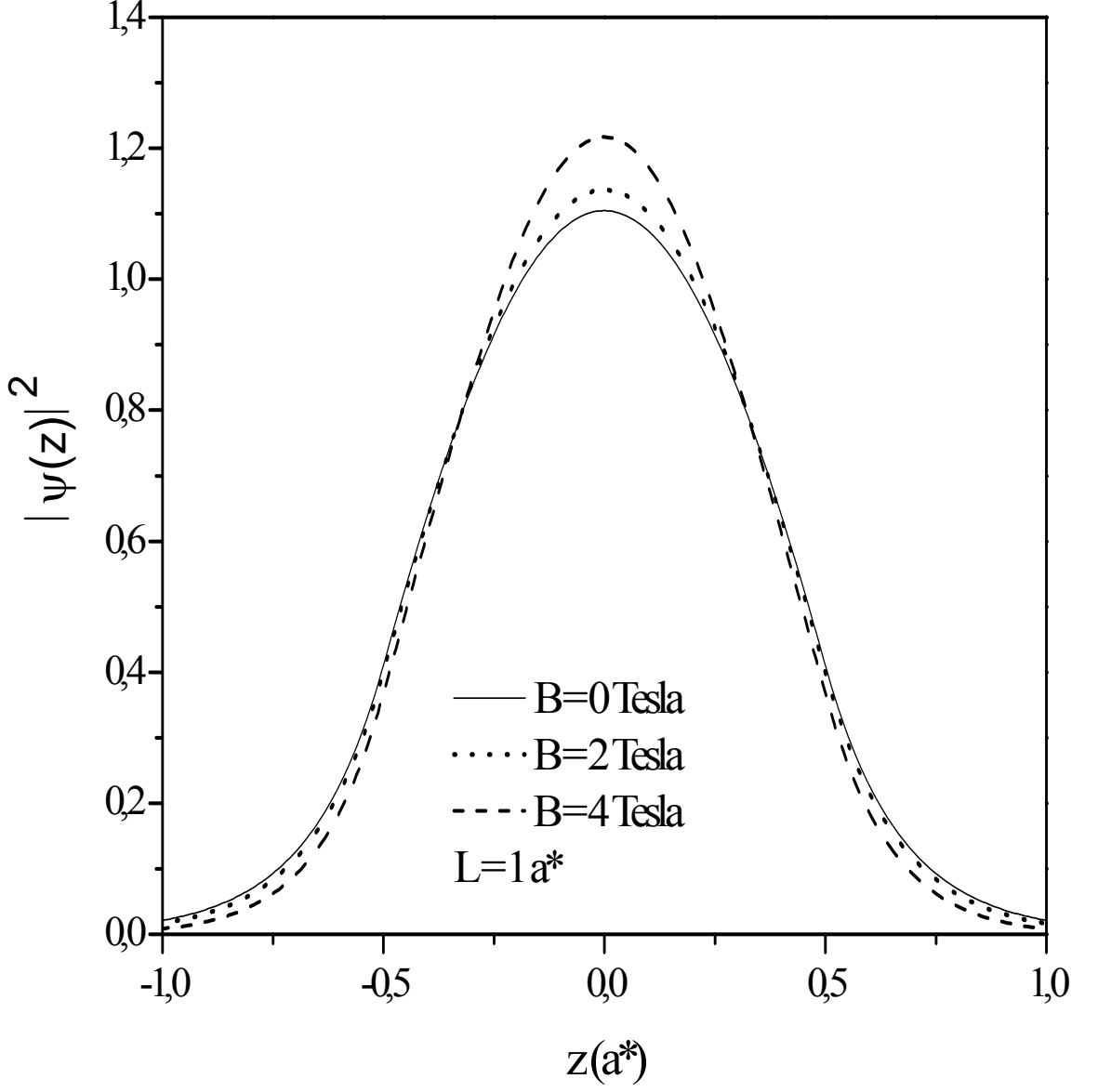
Enerjinin beklenen değeri:

$$\langle E \rangle = \frac{\langle \psi_1(z) | H_1 | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | H_2 | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | H_3 | \psi_3(z) \rangle}{\langle \psi_1(z) | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | \psi_3(z) \rangle} \quad (1.4.11)$$

Şeklinde hesaplanır. Bu hesaplama bilgisayar programı olan fortran'da yapılan programlarla nümerik olarak yapılmıştır.



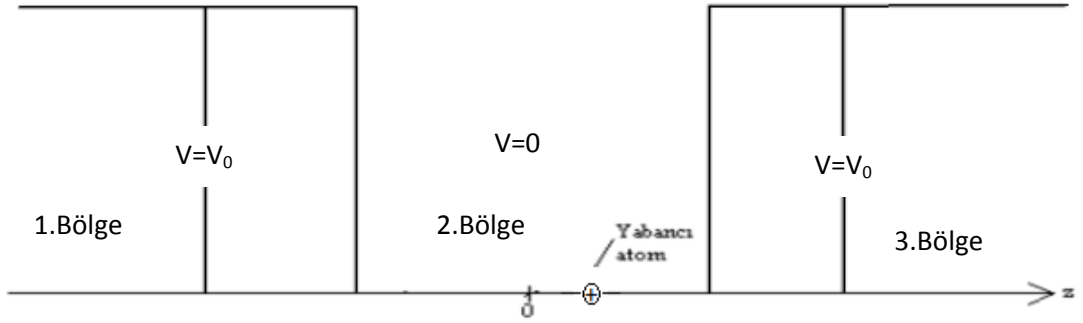
Şekil-6: Taban durum enerjisinin farklı manyetik alanlar altında kuyu genişliğine göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-7: Sonlu potansiyel kuantum kuyusu içindeki bir elektronun farklı manyetik alanlar altında bulunma olasılığının konuma göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

1.5. SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA YABANCI ATOM ETKİSİ

Sonlu kuantum kuyusu içine yabancı atomun konulması aşağıdaki şekilde gösterilmiştir. Hamiltonyen \hat{a}^* ve R^* birim sistemlerine uygun olarak yazıldı. (Akbaş H.vd.1997,Aktaş Ş. vd.2000)



Sonlu kuantum kuyusuna yabancı bir atom konulduğunda, yabancı atom ile elektron arasında coulomb etkileşmesinden dolayı coulomb potansiyeli oluşur.(Akbaş H. vd.1993, Okan S.E. vd.2000, Aktaş S.vd.2001,Bastard vd.1983).

Elektron 'un hamiltonyen'i

$$H_y = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} \quad (1.5.1)$$

şeklindedir. Hamiltonyen de yer alan ifadelerin açık halleri şöyledir:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (1.5.2)$$

$$|\vec{r} - \vec{r}_i| = \sqrt{((x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2)} \quad (1.5.3)$$

Yabancı atom kuyu üzerinde ve z eksenini boyunca ,z_i konumunda seçilirse;

$$|\vec{r} - \vec{r}_1| = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_i)^2} \quad (1.5.4)$$

ve $x^2 + y^2 = \rho^2$ alınırsa;

$$|\vec{r} - \vec{r}_1| = \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2} \quad (1.5.5)$$

dir.

Üç bölge için hamiltonien yazılırsa:

$$1.\text{Bölge için: } H_{1y} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + V_0 \quad (1.5.6)$$

$$2.\text{Bölge için } H_{2y} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} \quad (1.5.7)$$

$$3.\text{Bölge için: } H_{3y} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + V_0 \quad (1.5.8)$$

olur.

Üç bölge için schrödinger denklemleri aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial^2 \psi_{1y}(\rho, z)}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \psi_{1y}(\rho, z)}{\partial \rho} - \frac{2\psi_{1y}(\rho, z)}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + V_0 \psi_{1y}(\rho, z) \\ & = E \psi_{1y}(\rho, z) \end{aligned} \quad (1.5.9)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial^2 \psi_{2y}(\rho, z)}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \psi_{2y}(\rho, z)}{\partial \rho} - \frac{2\psi_{2y}(\rho, z)}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} \\
& = E\psi_{2y}(\rho, z)
\end{aligned} \tag{1.5.10}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial^2 \psi_{3y}(\rho, z)}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \psi_{3y}(\rho, z)}{\partial \rho} - \frac{2\psi_{3y}(\rho, z)}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + V_0 \psi_{3y}(\rho, z) \\
& = E\psi_{3y}(\rho, z)
\end{aligned} \tag{1.5.11}$$

Bu denklemlerin tam çözümü yoktur. Bu nedenle, yaklaşık çözüm yöntemlerinden birisi olan varyasyon çözüm yöntemini kullanabiliriz.

Yaklaşık çözüm için deneme dalga fonksiyonları:

$$\psi_{1y}(\rho, z) = N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(\alpha z)} e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}}{\lambda}\right)} \tag{1.5.12}$$

$$\psi_{2y}(\rho, z) = N \cos(kz) e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}}{\lambda}\right)} \tag{1.5.13}$$

$$\psi_{3y}(\rho, z) = N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(-\alpha z)} e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}}{\lambda}\right)} \tag{1.5.14}$$

gibi tanımlanır.

Bu denklemler taban durum dalga fonksiyonlarıdır.

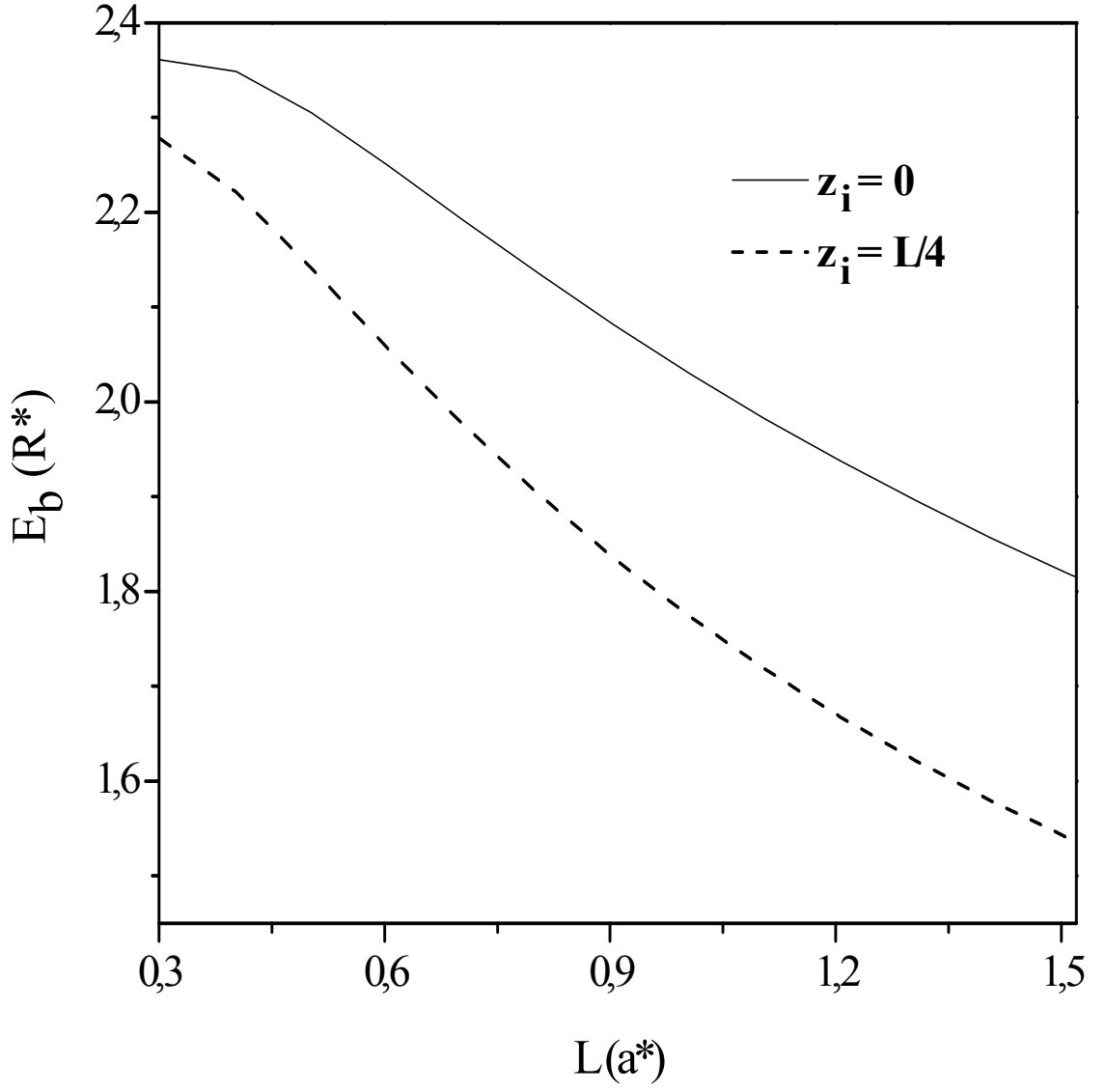
Donor elektronunun enerjisi:

$$\langle E_y \rangle = \left[\frac{\langle \psi_{1y}(\rho, z) | H_{1y} | \psi_{1y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{2y}(\rho, z) | H_{2y} | \psi_{2y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{3y}(\rho, z) | H_{3y} | \psi_{3y}(\rho, z) \rangle}{\langle \psi_{1y}(\rho, z) | \psi_{1y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{2y}(\rho, z) | \psi_{2y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{3y}(\rho, z) | \psi_{3y}(\rho, z) \rangle} \right]_{\lambda_{\min}} \quad (1.5.15)$$

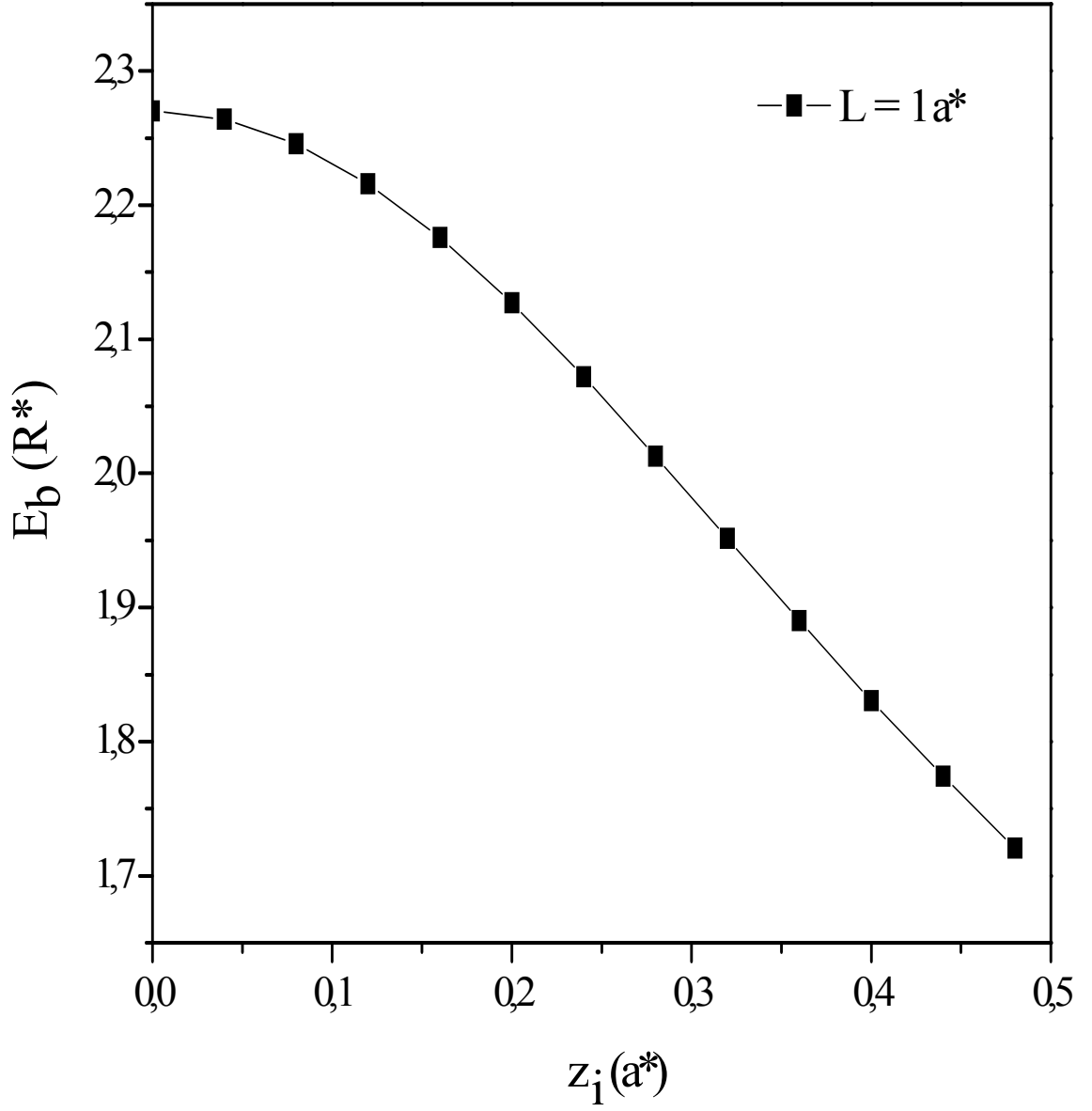
Yabancı atom etkisi altında bağlanma enerjisi:

$$\langle E_b \rangle = \left[\frac{\langle \psi_1(z) | H_1 | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | H_2 | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | H_3 | \psi_3(z) \rangle}{\langle \psi_1(z) | \psi_1(z) \rangle + \langle \psi_2(z) | \psi_2(z) \rangle + \langle \psi_3(z) | \psi_3(z) \rangle} \right] - \left[\frac{\langle \psi_{1y}(\rho, z) | H_{1y} | \psi_{1y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{2y}(\rho, z) | H_{2y} | \psi_{2y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{3y}(\rho, z) | H_{3y} | \psi_{3y}(\rho, z) \rangle}{\langle \psi_{1y}(\rho, z) | \psi_{1y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{2y}(\rho, z) | \psi_{2y}(\rho, z) \rangle + \langle \psi_{3y}(\rho, z) | \psi_{3y}(\rho, z) \rangle} \right]_{\lambda_{\min}} \quad (1.5.16)$$

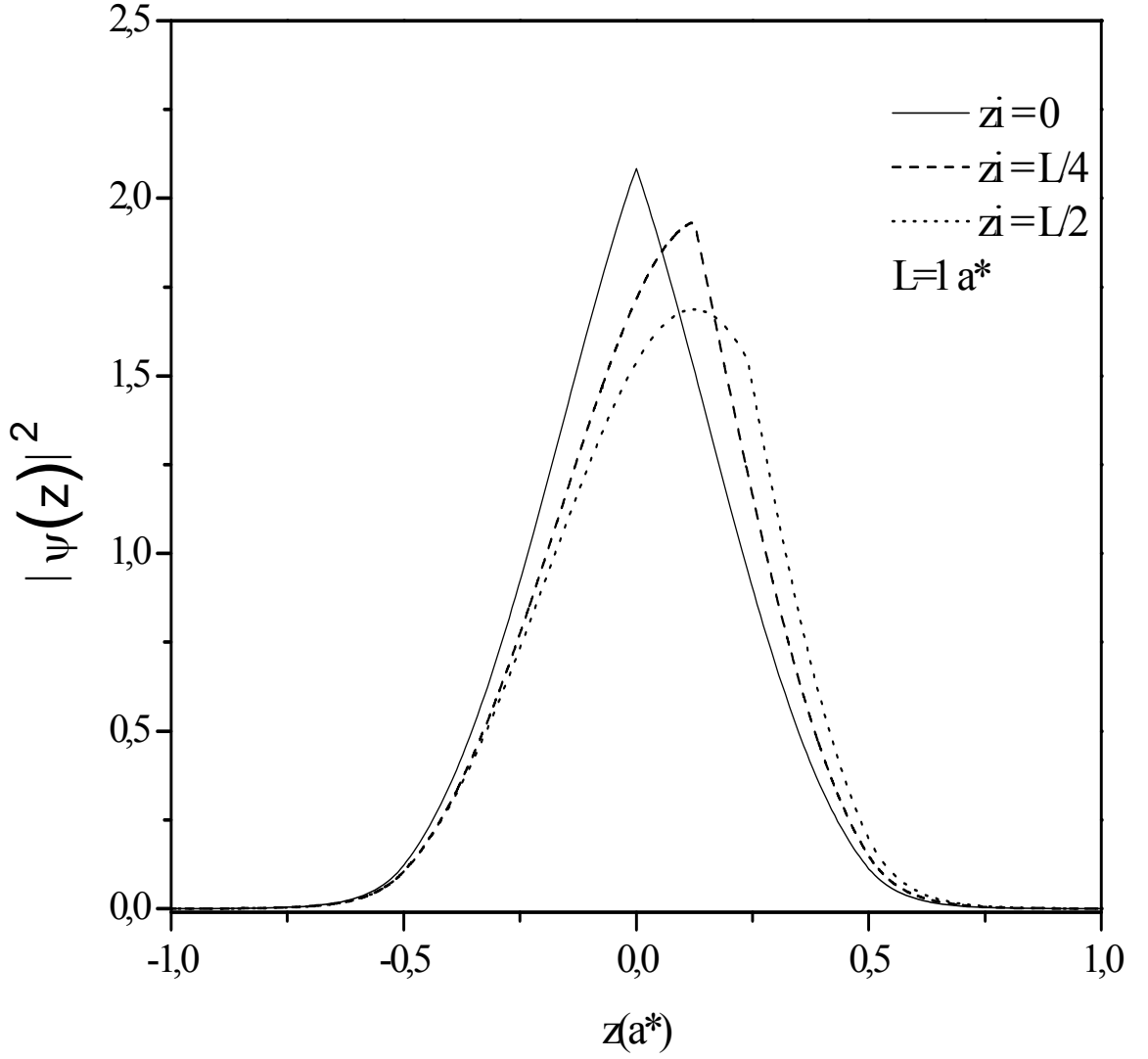
(1.5.16) ifadesi ile tanımlanır.



Şekil-8: Sonlu kuantum kuyusunda bulunan bir elektronun bağlanma enerjisinin farklı iki yabancı atom konumu altında kuyu genişliğine göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-9: Bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-10: Sonlu kuantum kuyusu içinde donör elektronun bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

1.6. SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA ELEKTRİK ALAN, MANYETİK ALAN VE YABANCI ATOM ETKİSİ

Sonlu potansiyel kuantum kuyusunda elektrik alan, manyetik alan ve yabancı atomun bulunduğu durumlara karşılık sistemin hamiltonyeni üç bölge için aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$H_{1yBE} = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + eFz + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V_0 \quad (1.6.1)$$

$$H_{2yBE} = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + eFz + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 \quad (1.6.2)$$

$$H_{3yBE} = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + eFz + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V_0 \quad (1.6.3)$$

Hamiltonyende a^* , R^* birim sistemi dönüşümü yapılırsa;

$$H_{1yBE} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 + V_0 \quad (1.6.4)$$

$$H_{2yBE} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 \quad (1.6.5)$$

$$H_{3yBE} = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 + V_0 \quad (1.6.6)$$

şeklini alırlar. Burada $\square = e.F$ ve $\square = -a*F(0.01) / R^*$ dır.

Elektrik alan, manyetik alan ve yabancı atomun olduğu durumlardaki taban durum deneme dalga fonksiyonu;

$$\Psi_{1yBE}(\rho, z) = N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha L/2)} e^{(\alpha z)} e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}}{\lambda}\right)} e^{(-\beta z)} \quad (1.6.7)$$

$$\Psi_{2yBE}(\rho, z) = N \cos(kz) e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}}{\lambda}\right)} e^{(-\beta z)} \quad (1.6.8)$$

$$\Psi_{3yBE}(\rho, z) = N \cos\left(\frac{kL}{2}\right) e^{(\alpha \frac{L}{2})} e^{(-\alpha z)} e^{\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}}{\lambda}\right)} e^{(-\beta z)} \quad (1.6.9)$$

Üç farklı bölgedeki schrödinger denklemleri ise;

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 + V_0 \right] \Psi_{1yBE}(\rho, z) = E \Psi_{1yBE}(\rho, z) \quad (1.6.10)$$

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 \right] \Psi_{2yBE}(\rho, z) = E \Psi_{2yBE}(\rho, z) \quad (1.6.11)$$

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}} + z + \gamma^2 z^2 + V_0 \right] \Psi_{3yBE}(\rho, z) = E \Psi_{3yBE}(\rho, z) \quad (1.6.12)$$

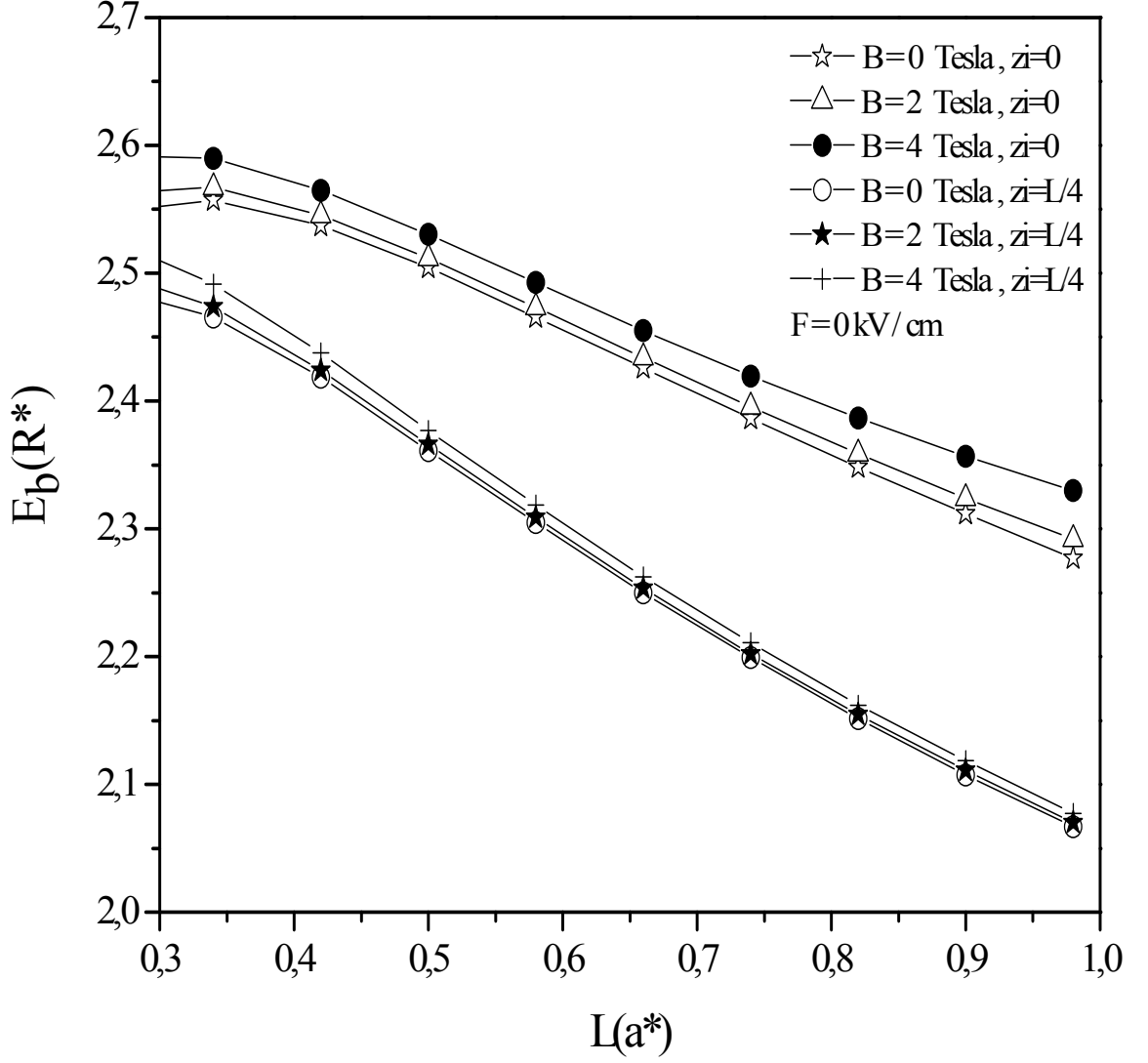
olur.

Enerjinin beklenen değeri;

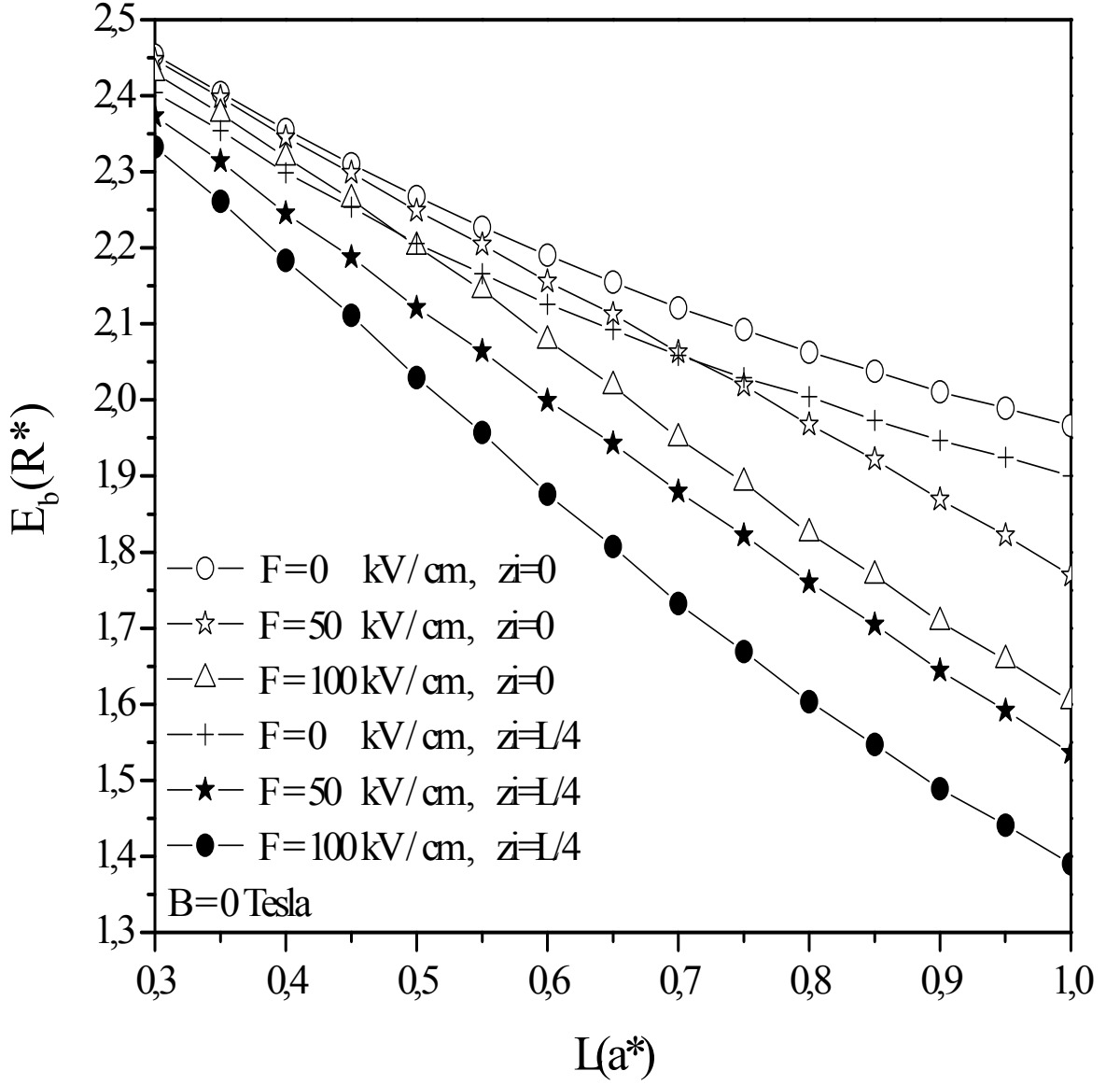
$$\langle E_{yE} \rangle = \frac{\left[\langle \Psi_{1yBE}(\rho, z) | r^2 | H_{1yE} | \Psi_{1yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{2yBE}(\rho, z) | H_{2yBE} | \Psi_{2yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{3yBE}(\rho, z) | H_{2yE} | \Psi_{3yBE}(\rho, z) \rangle \right]_{\lambda_{min}}^{\beta_{min}}}{\left[\langle \Psi_{1yBE}(\rho, z) | \Psi_{1yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{2yBE}(\rho, z) | \Psi_{2yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{3yBE}(\rho, z) | \Psi_{3yBE}(\rho, z) \rangle \right]_{\lambda_{min}}} \quad (1.6.13)$$

Sistemin bağlanma enerjisi;

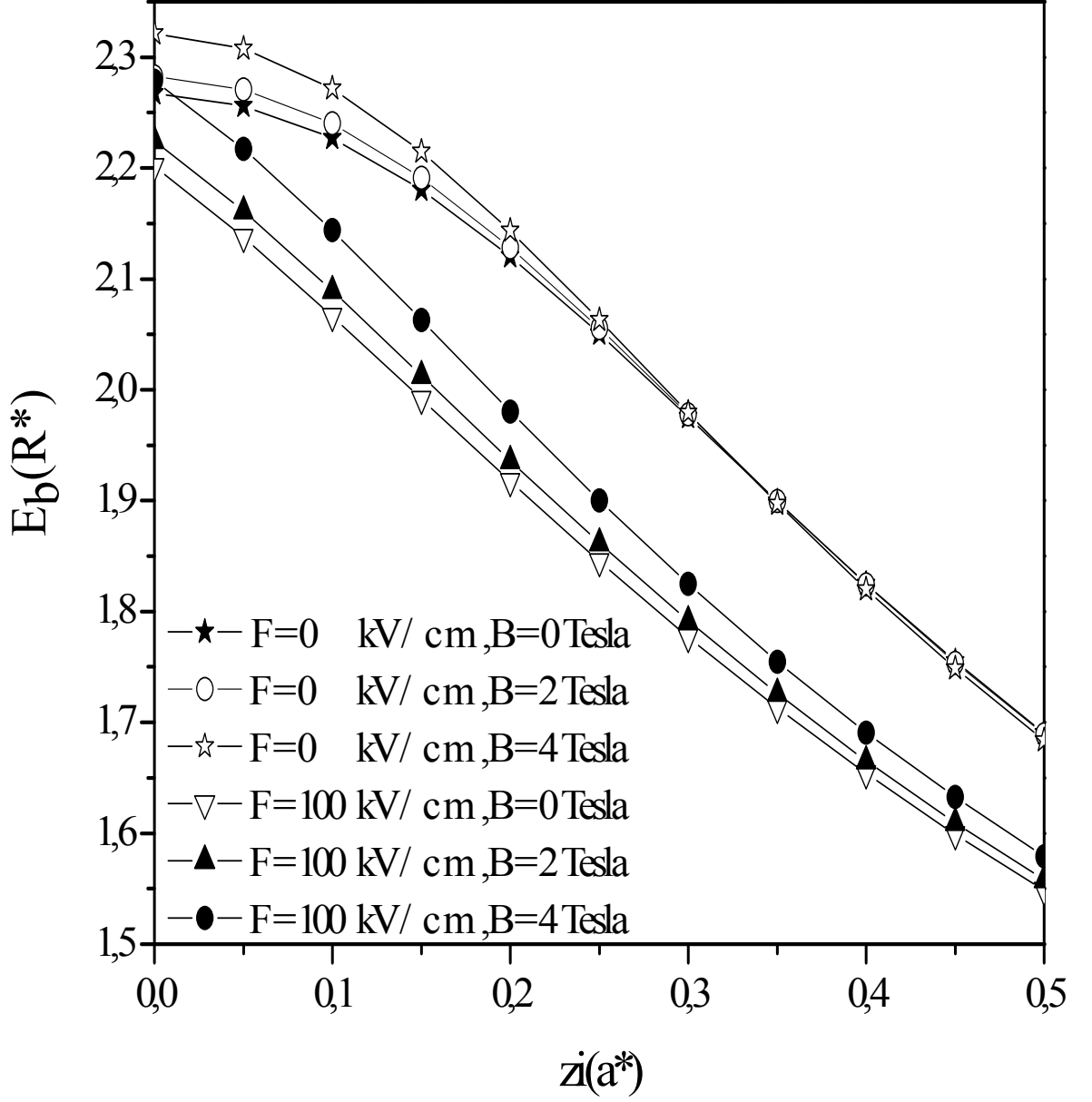
$$\langle E_b \rangle = \frac{\left[\langle \Psi_1^{Bel}(z) | H_1 | \Psi_1^{Bel}(z) \rangle + \langle \Psi_2^{Bel}(z) | H_2 | \Psi_2^{Bel}(z) \rangle + \langle \Psi_3^{Bel}(z) | H_3 | \Psi_3^{Bel}(z) \rangle \right]_{\beta_{min}}}{\left[\langle \Psi_1^{Bel}(z) | \Psi_1^{Bel}(z) \rangle + \langle \Psi_2^{Bel}(z) | \Psi_2^{Bel}(z) \rangle + \langle \Psi_3^{Bel}(z) | \Psi_3^{Bel}(z) \rangle \right]_{\beta_{min}}} - \frac{\left[\langle \Psi_{1yBE}(\rho, z) | r^2 | H_{1yE} | \Psi_{1yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{2yBE}(\rho, z) | H_{2yBE} | \Psi_{2yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{3yBE}(\rho, z) | H_{2yE} | \Psi_{3yBE}(\rho, z) \rangle \right]_{\lambda_{min}}^{\beta_{min}}}{\left[\langle \Psi_{1yBE}(\rho, z) | \Psi_{1yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{2yBE}(\rho, z) | \Psi_{2yBE}(\rho, z) \rangle + \langle \Psi_{3yBE}(\rho, z) | \Psi_{3yBE}(\rho, z) \rangle \right]_{\lambda_{min}}} \quad (1.6.14)$$



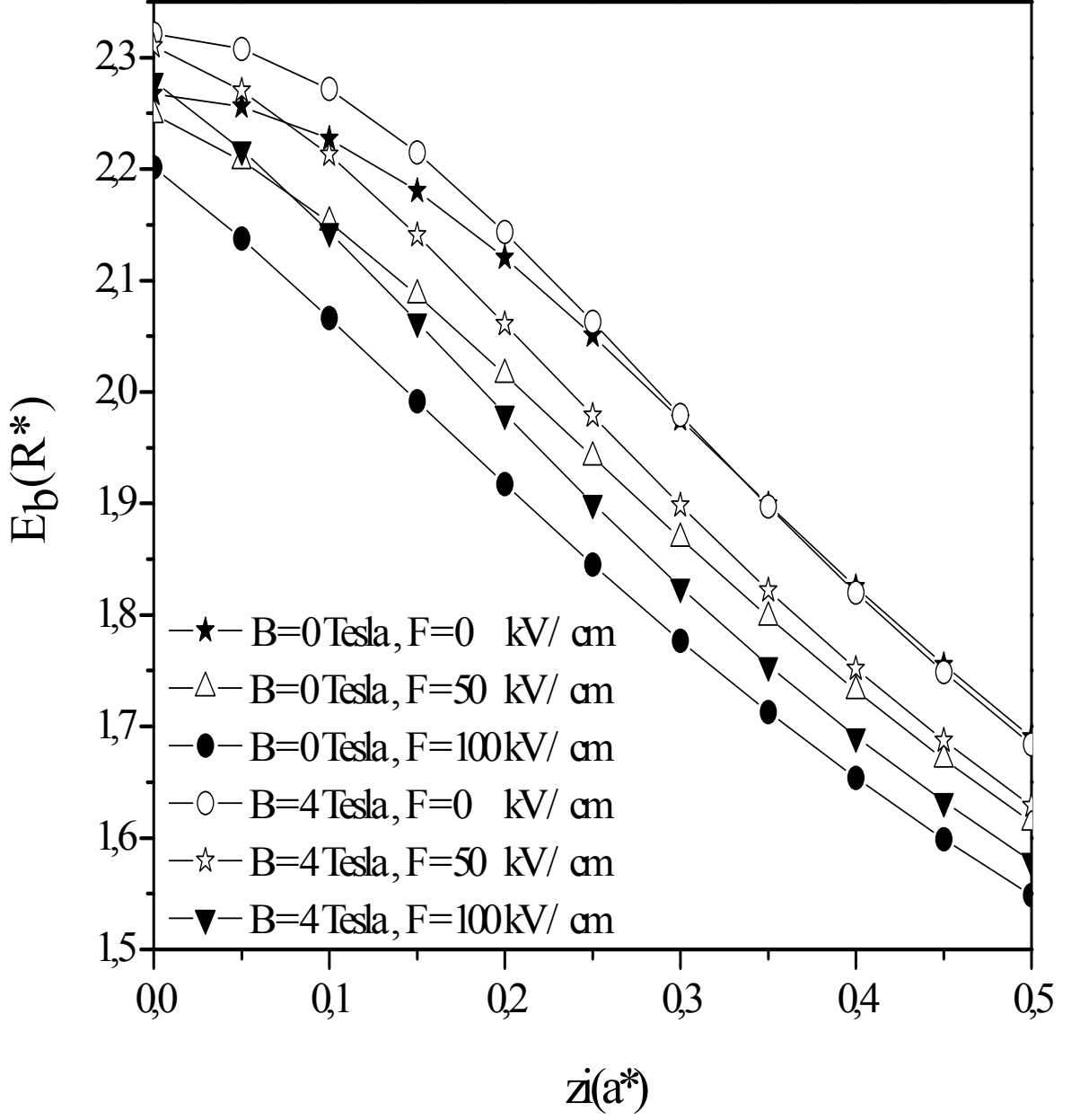
Şekil-11: Bağlanma enerjisinin farklı manyetik alanlar ve yabancı atom konumları altında kuyu genişliğine göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



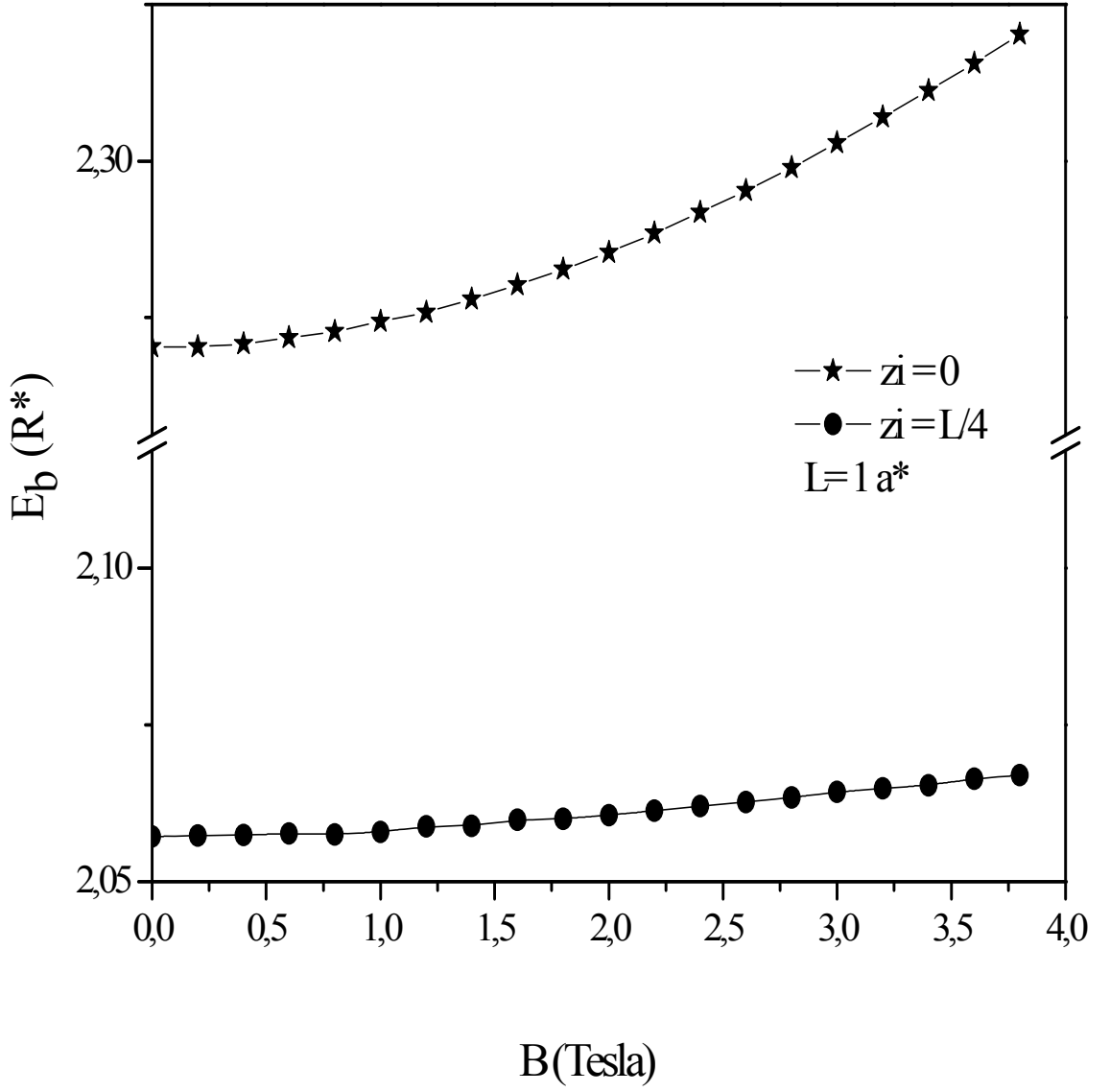
Şekil-12: Bağlanma enerjisinin farklı elektrik alanlar ve yabancı atom konumları altında kuyu genişliğine göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



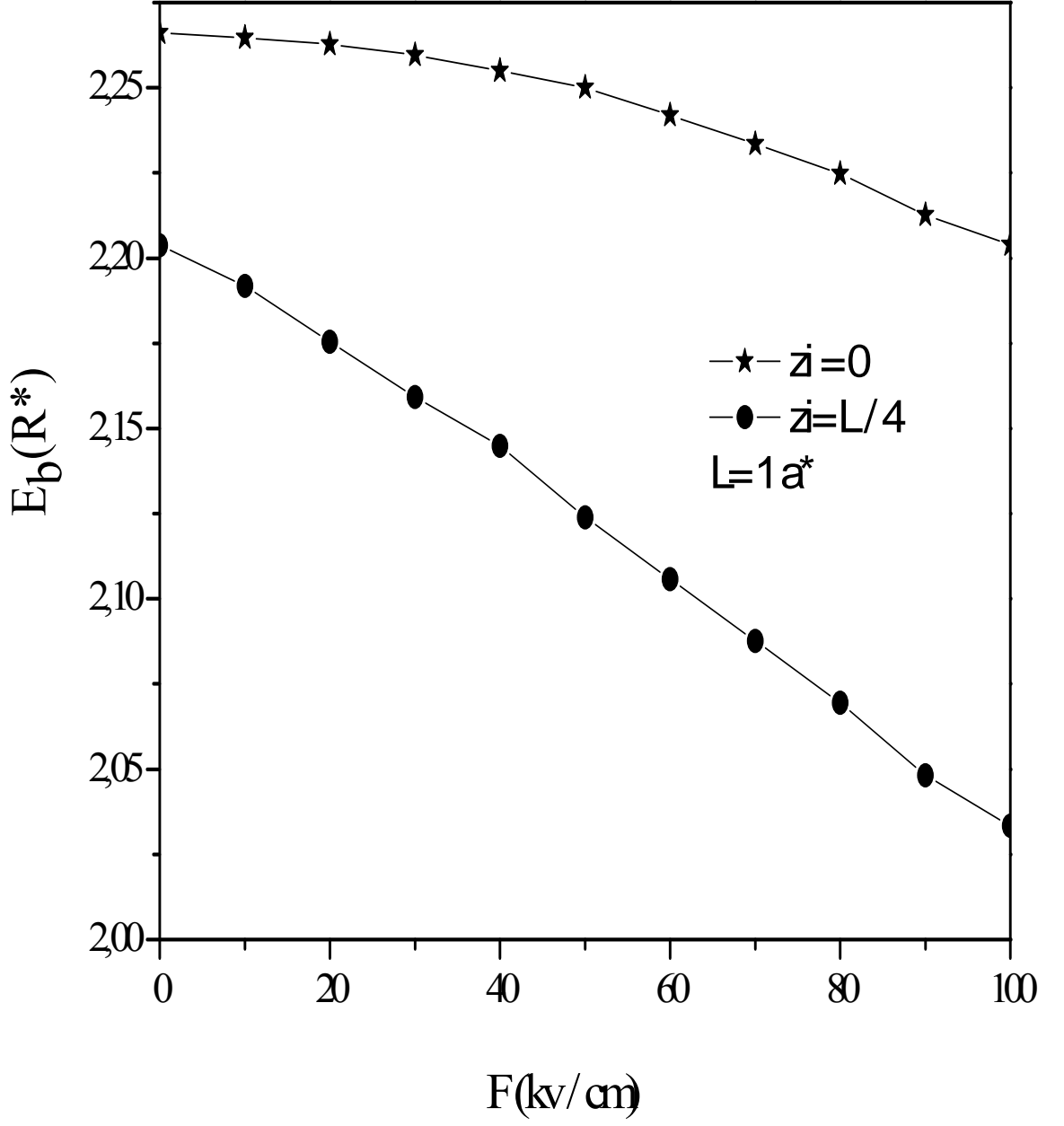
Şekil-13: Bağlanma enerjisinin farklı manyetik ve elektrik alanlar altında yabancı atomun konumuna göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-14: Bağlanma enerjisinin farklı elektrik ve manyetik alanlar altında yabancı atomun konumuna göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-15: Bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları altında manyetik alana göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$



Şekil-16: Farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin elektrik alana göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

2. LAZER NEDİR VE TARİHÇESİ

LAZER(Light amplification by stimulated emission of radiation):Uyarılmış radyasyon salınımı yoluyla ışığın şiddetlendirilmesi.

Lazerin temeli atom veya molekül enerji düzeyleri arasındaki elektron geçişleri ile oluşan ışık fotonlarına dayanır. Lazer ışığının diğer ışıklara göre şiddetinin büyük olmasının nedeni: Birim alana düşen foton miktarının diğer ışıklara göre fazla olmasından dolayıdır. (MAM-Lazer teknolojileri uygulama ve araştırma merkezi. vd. 2006, PETER W. MILONNI, JOSEPH H.EBERLY, LASERS, Copyright ,1988, Wiley, New York).

Lazerin temeli 1916 yılında Albert Einstein tarafından önerilen uyarılmış ışınım teorisi ilkesine dayanmaktadır. Einstein'ın bu teorisine göre uyarılmış ışınım enerji seviyesindeki bir atom düşük enerji seviyesine indiğinde foton yayması gerekir. Bunun sonucu olarak enerji meydana gelir (HECHT, 1992).

Albert Einstein tarafından ortaya atılan bu teoriye dayanarak 1950'li yıllarda Columbia Üniversitesin'den Charles H. Townes tarafından amonyak kullanılarak mikrodalgaların yükseltilmesi prensibine dayanan MAZER bulunmuştur (O'SHEA ve ark., 1978).

MAZER "Microwave Amplication by Stimulated Emission of Radiation" İngilizce kelimelerinin ilk harflerinin alınmasından türetilmiş olup, ışınım yayılımının uyarılmasıyla yükseltilmiş mikrodalga anlamına gelmektedir. Mazer'in bulunmasından sonra bilim adamları bunun optik bölgelere uygulanabilirliği üzerinde çalışmalara başlamışlar ve bunun sonucu olarak lazerle ilgili çalışmaların temelini atmışlardır. İlk olarak 1958 yılında C. Townes ve A. L. Schowlow tarafından lazerin elde edilmesi için gerekli prosesler ve fiziksel koşullar öne sürülmüştür (WILLETT, 1974).

Bunun sonucunda lazer teknolojisi oldukça hızlı bir şekilde gelişmeye başlamıştır. Theodore H. Maiman tarafından, 16 Mayıs 1960 yılında yakutla çalışan ilk lazer bulunmuştur. Aynı yılın Kasım ayında P. P. Sorokin ve M. J. Stevenson ilk uranyum lazerini geliştirmiş olup, yine 1960 yılının 12 Aralıkta Ali Javan, William R.

Bennett ve Donald Herriot, Bell Laboratuvarlarında helyum-neon lazerini bulmuşlardır (KUHN,1998).

1963 yılında C. Kumar ve N. Patel tarafından karbondioksit lazeri bulunmuştur (KUHN,1998). 1964 Yılına girildiğinde Joseph Geusic, H. M. Marcos ve Le Grand Van Uilert tarafından Nd:YAG lazeri bulunmuş olup, aynı yıl William Bridges tarafından argoniyon lazeri bulunmuştur (KUHN,1998).

Hızla gelişen lazer teknolojileri sonucunda, günümüze kadar birçok lazer çeşidi geliştirilmiş olup, bu lazerler kullandıkları dalga boylarına göre, kullanılan aktif maddenin cinsine göre, enerjinin etkinliğine göre ve enerjinin uygulama şekline göre uygulama alanlarında birbirleri arasında farklılık gösterirler.

(MAM-Lazer teknolojileri uygulama ve araştırma merkezi. vd. 2006, PETER W. MILONNI, JOSEPH H.EBERLY, LASERS, Copyright ,1988, Wiley, New York).

2.1. LAZER'İN TEMEL PRENSİPLERİ VE OLUŞUMU:

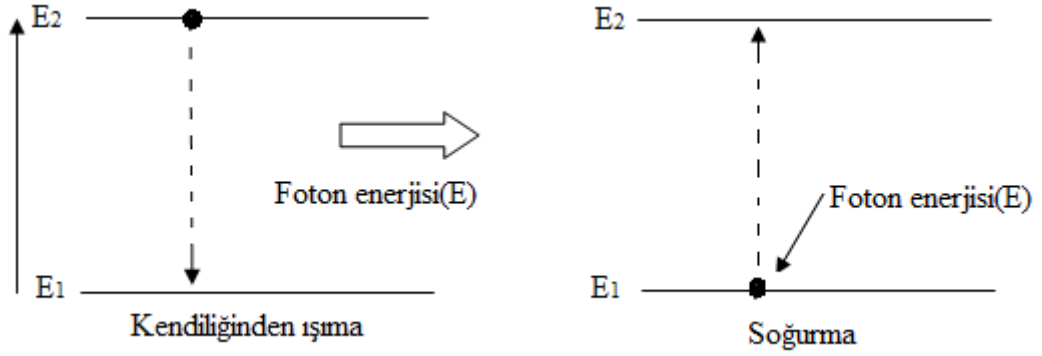
Lazerler, Einstein tarafından geliştirilen uyarılmış ışımaya prensibine dayanarak çalışır. Bu prensip; kendiliğinden ışımaya, soğurma ve uyarılmış ışımaya olmak üzere 3 temel esasa dayanır. Buna göre;

E_1 = Düşük seviyeli atomun enerjisi

E_2 = Yüksek seviyeli atomun enerjisi

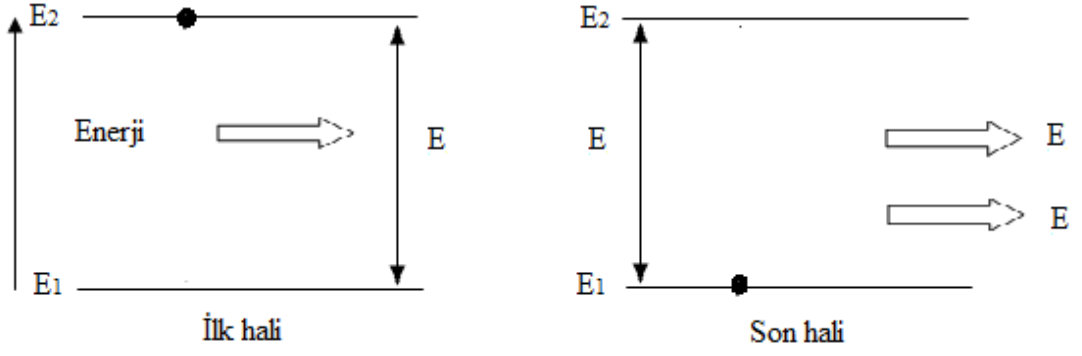
$E = E_2 - E_1$

E = Foton enerjisi



Şekil-17: Kendiliğinden ışımaya ve soğurma

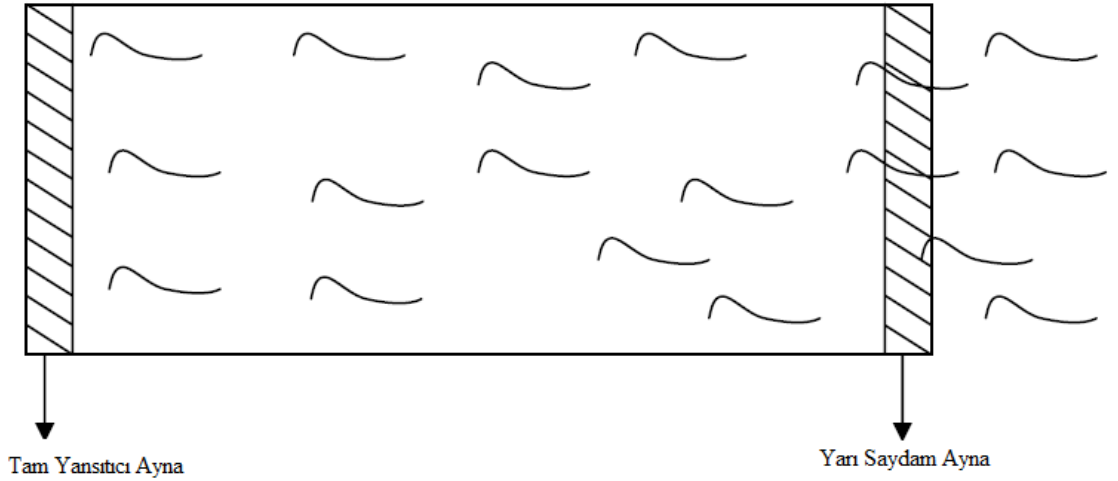
Şekil 17'den de anlaşılacağı gibi kendiliğinden ışımaya olayı yüksek seviyede bulunan atomun, kendiliğinden foton yayarak düşük seviyeli atom haline geçmesidir. Soğurma olayı ise; düşük seviyedeki atomun foton soğurarak yüksek seviyeli atomun enerji seviyesine geçmesidir.



Şekil-18: Uyarılmış ışınım

Şekil 18'deki uyarılmış ışınım ise; yüksek seviyede bulunan atomun foton zorlanması ile düşük seviyeli atom seviyesine iner. Buradaki foton enerjisi iki seviye arasındaki enerji farkına eşittir. Bunun sonucu olarak atomdan iki foton uzaklaşır. İki fotonun hareketi eşzamanlı olduğundan ışık güçlenir (BEESLEY,1976).

İşte lazerin elde edilmesi de bu prensibe dayanarak optik olarak saydam bir lazer tüpü içerisinde gerçekleşir. Lazer tüpünün bir ucunda tam yansıtıcı ayna, diğer bir ucunda ise kısmen yansıtıcı ayna mevcuttur.

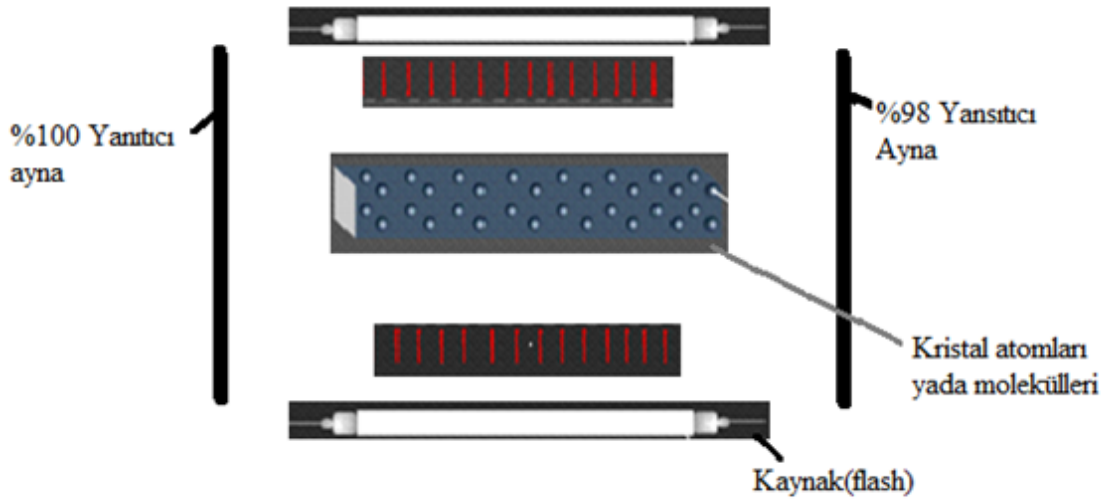


Şekil-19: Lazer tüpünün yapısı

Lazer tüpünün içerisi katı veya sıvı bir madde ile doldurulur. Lazer tüpüne dışardan enerji verilerek ortamda bulunan atomlara ulaştırılır. Lazer tüpüne dışardan enerji verme olayı, ortamdaki elektrik akımı geçirme veya dışardan ışık geçirme şeklinde

gerçekleştirilebilir. Atomların bir kısmı bu enerjiyi absorbe ederler. Fazla enerji atomları kararsız bir hale getirir. Kararsız ve uyarılmış haldeki atomlara çarpan fotonlar sonucu bu atomlar da foton yayırlar ve kararlı hale geçmeye çalışırlar. Yayılan bu fotonlar tüpün içersindeki aynalardan yansiyarak döner ve reaksiyonu hızlandırır. Uyarılmalar sonucu ortamdaki fotonlar artar. Atomların büyük çoğunluğunun foton yaymasıyla kuvvetlenen ışık kısmen yansıtıcı aynalı uçtan dışarı çıkar. Foton enerjisi ile kuvvetlenip dışarıya çıkan bu ışık lazer ışınıdır (SMITH,1970).

Işığın güçlenmesi olayını uyarılmış atomların yaptığı etkilenmiş ışımaya olarak yukarıda inceledik. Fakat atomlar genellikle taban durumlarında olurlar ve gelen ışımaya güçlenmez, ancak soğrulma yoluyla azalır. Bu güçlendirmenin olabilmesi için atomların başlangıçta uyarılmış durumda olmasını sağlamak gerekir. Düzeylerin doluluğunda olan bu tersine yer değiştirmeye ters doluluk adı verilir. Değişik lazer türlerinde ters doluluk farklı yollarla sağlanır. Bir kısım lazerlerde kısa ışık pulsları, diğerlerinde ise sürekli ışık demeti elde edilir. Bu iki lazerin çalışma ilkesi oldukça farklıdır.

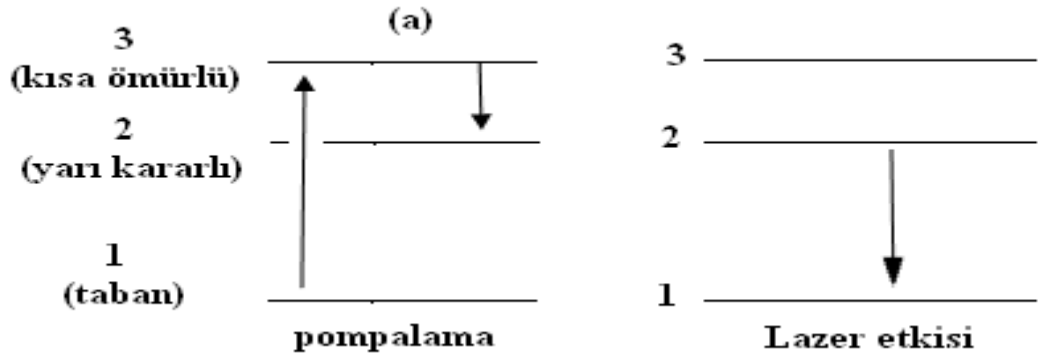


Şekil-20:Puslu lazerin çalışma sistemini anlatmaktadır.

Görünür ışıkta ilk yapılan lazer türü Amerikalı fizikçi Maiman'ın 1960 da yaptığı puls lazeri oldu. Bu lazerin başlıca elemanı krom iyonlarıyla katkılanmış yakut taşından bir

çubuktur. Kromun taban düzeyinin 1.79 eV yukarısında yarı kararlı bir durum vardır. Bu iki düzey arasındaki geçişler $\lambda = 694$ nm dalga boylu kırmızı bir ışık verir. Yakut lazerin genel tasarımı şekil:20 de gösterilmiştir. İlk çalışma aşamasında kuvvetli bir flash ışığıyla yakut içindeki krom iyonları uyarılır. Bu uyarılmaların büyük çoğunluğu kısa ömürlü durumlara gider ve oradan da 1.79 eV enerjili yarı kararlı duruma geçerler (şekil:21).

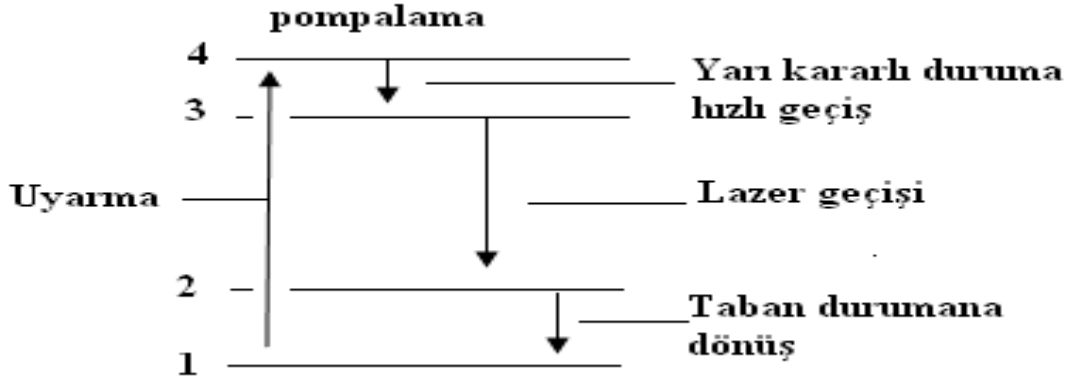
İyonların taban durumdan yarı kararlı düzeye çıkarma işlemine pompalama denir. Yarı kararlı durum ömrü görece olarak daha uzun (yaklaşık 4 ms)olduğundan krom iyonlarının büyük çoğunluğu kısa bir süre için bu düzeyde bulunurlar. Yarı kararlı durumdaki iyon sayısı taban durumdaki iyon sayısından büyük ($N_2 > N_1$) iken, iyonlardan biri kendiliğinden 2→1 geçişi yaptığında bunun yayınladığı fotonun yolu üzerindeki diğer uyarılmış iyonlar etkilenmiş ışımaya geçerler ve gelen ışığı güçlendirirler. Bu güçlenmiş ışık çubuk içinde ilerlerken kısa sürede diğer uyarılmış iyonları da etkiler; böylece kısa ama çok şiddetli ışık pulsu oluşur. İyonların çoğu taban duruma indiğinde aynı işlem tekrarlanır.



Şekil-21: Kesikli lazer ışığının oluşumu

Şekil- 21 :Yakut lazerdeki krom iyonlarının ilgili enerji düzeyleri: (1) taban durum, (2) 1.79 eV lik yarı kararlı durum. (3) kısa ömürlü bir durum. Flaş ışığını soğuran krom iyonları önce kısa ömürlü duruma uyarılır ve oradan hemen yarı kararlı duruma geçiş yaparlar. Yarı kararlı durum kısa sürede dolar. (b) Etkileşmiş ışımaya yoluyla, yarı kararlı durumdan taban durumuna geçişte lazer ışınması başlar.

Bazı amaçlar için sürekli bir lazer ışığı gereklidir. Yakut lazerlerde üç atomik düzey kullanılmıştı; sürekli lazer adı verilen lazerin çalışmasında dört atomik düzey gereklidir. Bu sayede yakut lazerinde karşılaşılan güçlük çözülmüş olur: üç düzeyli lazerde ters doluluk koşulunun ($N_2 > N_1$) sağlanması için atomların çoğunun uyarılmış duruma geçirilmesi gerekir. Atomların çoğu taban durumunda olduğu için bu işlem şiddetli bir flaş ışığı ve büyük enerji gerektirir. Dört düzeyli lazer bu koşulu başka bir yolla sağlar. Lazerin geçişinin başladığı yarı kararlı düzeyden taban durumuna değil, daha aşağıda boş bir duruma geçiş yapılır. Şekil-22 de gösterildiği gibi, $3 \rightarrow 2$ geçişi, oldukça kalabalık olan taban duruma geçişten daha kolaydır ve ($N_3 > N_2$) ters doluluk koşulu daha kolay sağlanır. Böylece fazla enerji gerektirmeyen bu lazerler sürekli çalışabilir.



Şekil-22: Sürekli lazer ışığının oluşumu.

En popüler sürekli, dört düzeyli lazer türü helyum-neon lazeridir. Burada helyum ve neon gazlarının karışımı kullanılarak $\lambda = 633$ nm dalga boylu bir ışık elde edilir.

γ_0 frekansı λ_0 dalga boyu ile gelen ışık yarı saydam aynadan dışarı çıkarırken γ_1 frekansı ve λ_1 dalga boyuna sahiptir. Frekans ve dalga boyları arasında şöyle bir ilişki söz konusudur.

$$\gamma_0 > \gamma_1, \lambda_0 < \lambda_1$$

Çıkan ışığın frekansı azalırken dalga boyu ters orantılı olarak artmaktadır. Frekansın azalması enerjinin azalması da demektir. Çünkü enerji frekans ile doğru orantılıdır.

$$(E = h \gamma)$$

2.2. LAZER IŞIĞININ ÖZELLİKLERİ VE KULLANIM ALANLARI:

Normal ışık, dalga boyları muhtelif, rengarenk, yani farklı faz ve frekansa sahip dalgalardan meydana gelir. Lazer ışığı ise yüksek genlikli, aynı fazda, birbirine paralel, tek renkli, hemen hemen aynı frekanslı dalgalardan ibarettir.

Optik frekans bölgesi yaklaşık olarak bir trilyon hertz ile üç bin trilyon hertz arasında yer alır. Bu bölge, kırmızı ötesi ışınları, görülebilen ışınları ve elektromanyetik spektrumun morötesi ışınlarını kapsar. Buna karşılık mikro dalga frekans bölgesi yaklaşık olarak 300 milyon hertzden 300 milyar hertze kadar uzanır. Yani, lazer çok yüksek frekanslarda çalışır.

Frekans dağılım aralığı, frekansının bir milyonda biri civarındadır. Bu sebepten istenilen frekansta çok sayıda dalgalar lazer dalgası üzerine bindirilmek suretiyle haberleşmede iyi bir sinyal jeneratörü olarak iş görür. Aynı anda birçok bilgi bir yerden başka yere gönderebilir.

Lazer ışını dağılmaz olduğundan kısa darbeler halinde yayınlanabilmesi mümkündür. Kayıpsız yüksek enerji nakli yapılması bu özelliği ile sağlanabilir. Lazer kendisinde bulunan yüksek ışık şiddeti sayesinde kesme, kaynak ve delme endüstrisinde kullanılır. Ayrıca lazer darbesinin çok kısa olmasından yüksek hız fotoğrafçılığında faydalanılır. Yönlü bir hareket olmasından ise holografi ve ölçüm biliminde yararlanır. Bütün özellikleri ile uzak mesafe ölçümlerini mümkün kılar.

Lazer ışını tek dalga boyuna sahip olduğu için lazer cinsine göre çeşitli renkte ışınlar elde etmek mümkündür.

Tıp'da kullanım alanı da çok geniş' dir göz ameliyatlarında epiloskopide vb alanlarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

Tıpta lazer "kansız ameliyat" maksatları ile kullanılır. Yırtılmış göz retinası, lazer ışını ile acısız ve süratle dikilir. Vücudun çeşitli bölgelerindeki tümörler bıçakla açılmadan yerinde kesilerek tedavi edilebilir. Damardaki dokular, lazer ışını ile kaynar ve kanama olmaz. Çürük diş çukurları dolgu yapılmak üzere acısız delinebilir.

Ayrıca cd çalar, dvd player vb teknolojik alanlarda da yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Lazer, haberleşmede kullanılabilecek özelliklere sahiptir. Lazer ışını da güneş ışını gibi atmosferden etkilenir. Bu sebeple atmosfer, radyo yayınlarında olduğu gibi lazer yayını için uygun bir ortam değildir. Bu bakımdan lazer ışınları, içi ayna gibi olan lifler içinden gönderilirse, lifler ne kadar uzun, kıvrıntılı olursa olsun kayıp olmadan bir yerden diğerine ulaşır. Bu liflerden istifade edilerek milyonlarca değişik frekanstaki bilgi aynı anda taşınabilmektedir. Bu maksatla foto diyot kullanılmakta ve elektrik enerjisi foto diyotta ışık enerjisine çevrilmektedir.

Dünyanın birçok telefon şirketleri bu tatbikata geçmişlerdir. Karbondioksit lazerleri metal, cam, plastik kaynak ve kesme işlerinde kullanılır. Laser, uzayda mesafe ölçmede kullanılır.

Lazer, inşaatlarda, boru ve tünel yapımında, yön ve doğrultu tayininde ve tespitinde klasik teodolitlerden çok daha mükemmel ve kullanışlıdır. Lazerin askeri alandaki tatbikatları çoktur. Mesafe bulma ve yer tanıma maksadıyla kullanıldığı bilinmektedir. Hedefe gönderilen güdümlü mermiler, hedef yakalanınca lazer ışını ile infilak ettirilmektedir. Gece karanlığında gece görüş dürbünleri sayesinde gündüzmüş gibi operasyon yapılabilir. Çok başlıklı füzelerin hafızalarına yerleştirilen hedef resmi, füze hedefe yaklaşınca lazer ışını ile tanınır. (MAM-Lazer teknolojileri uygulama ve araştırma merkezi. vd. 2006, PETER W. MILONNI, JOSEPH H. EBERLY, LASERS, Copyright ,1988, Wiley, New York)

2.3. LAZER TÜRLERİ:

2.3.1. Katı Lazerler:

İlk bulunan lazer yakut lazeridir. Yakut, az miktarda krom ihtiva eden alüminyum oksit kristalidir. Kırmızı lazer ışınları yayan, bu kristal içindeki krom atomlarıdır. Krom atomları optik olarak yeşil ve mor ışıkla uyarılır. Bu tür lazer ile saniyenin milyarda biri gibi kısa bir sürede birkaç milyon wattlık güç nakledilebilir. İlk yakut lazer sadece bir darbe ile çalıştırılırdı. Daha sonra bunun oda sıcaklığında ve sürekli biçimde çalıştırılması mümkün olmuştur. Darbenin gücünün yükseltildiği ikincil lazerlerle birlikte kullanılan q-anahtarlı lazer moduyla saniyenin birkaç milyarda biri kadar devam eden birkaç milyar watt'lık güç üretilebilir. Günümüzde kullanılan lazer, sert şeffaf kristalden meydana gelir. Kristalde küçük miktarda genellikle nadir toprak elementleri mevcuttur. Bu kristalin işlem için oda sıcaklığının çok altına indirilmesi gerekir. Bu lazerler optik pompalama gerektirirler ve darbeleri olarak çalışarak ısınmayı önlerler. Sıcaklık ve manyetik alanda yapılacak değişikliklerle çalışma frekansı ayarlanabilir.

2.3.2. Yarı İletken Lazerleri:

Yarı iletken malzemelerden elde edilen kristallerle de lazer yapılmıştır. Galyum arsenik kristali yarı iletken lazere örnektir. Yarı iletken diod gibi p-n malzemenin birleşmesinden meydana gelmiş olup, p-n malzemenin birleştiği yüzey yakut lazerindeki aynalar görevini yapar. Birleşim yüzeyinde pozitif voltaj p tarafına ve negatif voltaj n tarafına verildiği zaman elektronlar n malzemesinden p malzemesine geçerken enerjilerini kaybeder ve foton yayarlar. Bu fotonlar tekrar elektronlara çarparak bu elektronların daha çok foton üretmesine sebep olurlar. Neticede yeterli seviyeye ulaşan foton neşri, lazer ışınını meydana getirmiş olur. Bu tür lazerler verimli ışık kaynaklarıdır. Genellikle boyları bir milimetreden büyük değildir. Ancak çok verimli çalışma için ortam sıcaklığı oda sıcaklığının çok altına düşürülmelidir.

2.3.3. Gaz Lazerleri:

İlk gaz lazer helyum ve neon karışımı şeklinde kullanılmıştır. Bu karışım uzun bir tüpe ve iki küresel ayna arasına yerleştirilmiştir. Helyum ve neon gazı ile çalışan lazerde bu gazlar yüksek voltaj altında iyonize hale gelir. Helyum atomları elektrik deşarjı esnasında elektronların çarpması ile ikazlanarak yüksek enerji seviyelerine çıkar. Bunlar, kazandıkları enerjilerini neon atomlarındaki eş enerji seviyelerine aktarırlar. Bu enerji aktarma işlemi fotonun yayılmasına sebep olur. Aynalar vasıtasıyla yeterli seviyeye ulaştıktan sonra lazer ışını elde edilmiş olur. Bu tür lazer ışınının dalga boyu 1,15 mikrondur.

2.3.4. Kimyasal Lazerler:

Kimyasal lazerlerde bir gaz meydana getirilir ve kimyasal reaksiyon yoluyla pompalanır. Kimyasal pompalama bir ekzotermik kimya reaksiyonunda enerji açığa çıkmasıyla olur. Buna bir örnek hidrojen ve flüor elementleri tersine çevrilmiş bir toplumda hidrojen flüorür meydana getirmek üzere reaksiyona girdiklerinde lazer etkisi ortaya çıkar.

2.3.5. Sıvı Lazerler:

En çok kullanılan sıvı lazer türü, organik bir çözücü içindeki organik boyanın seyreltik bir çözeltisidir. Bunlara mor ötesine yakın ve kızılötesine yakın arasında lazer türleri elde edilebilir. Genellikle pompalama optik olarak cereyan eder. Birkaç lazer paralel olarak çalıştırılabilir. Böylece saniyenin birkaç trilyonda biri devam eden lazer darbeleri elde edilebilir. Boya lazerlerinin en önemli özelliği dalga boyunun geniş bir alanda hassas bir şekilde ayarlanabilmesidir. (MAM-Lazer teknolojileri uygulama ve araştırma merkezi. vd. 2006)

2.3.6. Karbondioksit (CO₂) Lazeri

Bu lazer türü endüstride kesme, markalama ve kaynak işlemlerinde oldukça fazla kullanılmaktadır. Karbondioksit lazeri, endüstrideki en yüksek çıkış gücüne sahiptir. Elektrodların gerilime maruz kalmasıyla yüksek olmayan basınçlı bir gaz boşalımı tutuşur. Elektron darbeleri sonucu inversiyon olayı meydana gelir. İversiyon için karbondioksit gazı dışında azot ve helyum gazları gereklidir. Elektron darbeleri ile karbondioksitin uyarılması; karbondioksit moleküllerinin üst seviyeye doğrudan uyarılması ya da azot ve karbondioksit molekülleri arasındaki darbelerle meydana gelir. Azot'la karbondioksit molekülleri arasındaki, darbelerle uyarma daha çok kullanılır. Azotun yüksek konsantrasyonu ve uzun ömürlü olmasından dolayı enerji bakımından, karbondioksit üst bir lazer seviyesine ulaştırılabilir. Bu moleküllerin darbenmesiyle enerji transferi meydana gelir. Diğer bir gaz olan helyum gazı ise; darbe boşalması esnasında alt lazer seviyesini hızla boşaltıp, yüksek ısıl iletkenliğiyle gaz karışımını soğutup, alt seviyenin de termik bir yüklemeye maruz kalmasını sağlar (KARAÖREN, 1999). Karbondioksite, azot ve helyum katılarak, düşük verimde olan karbondioksit gazının veriminin artması sağlanır.

2.3.7. Nd:YAG Lazeri

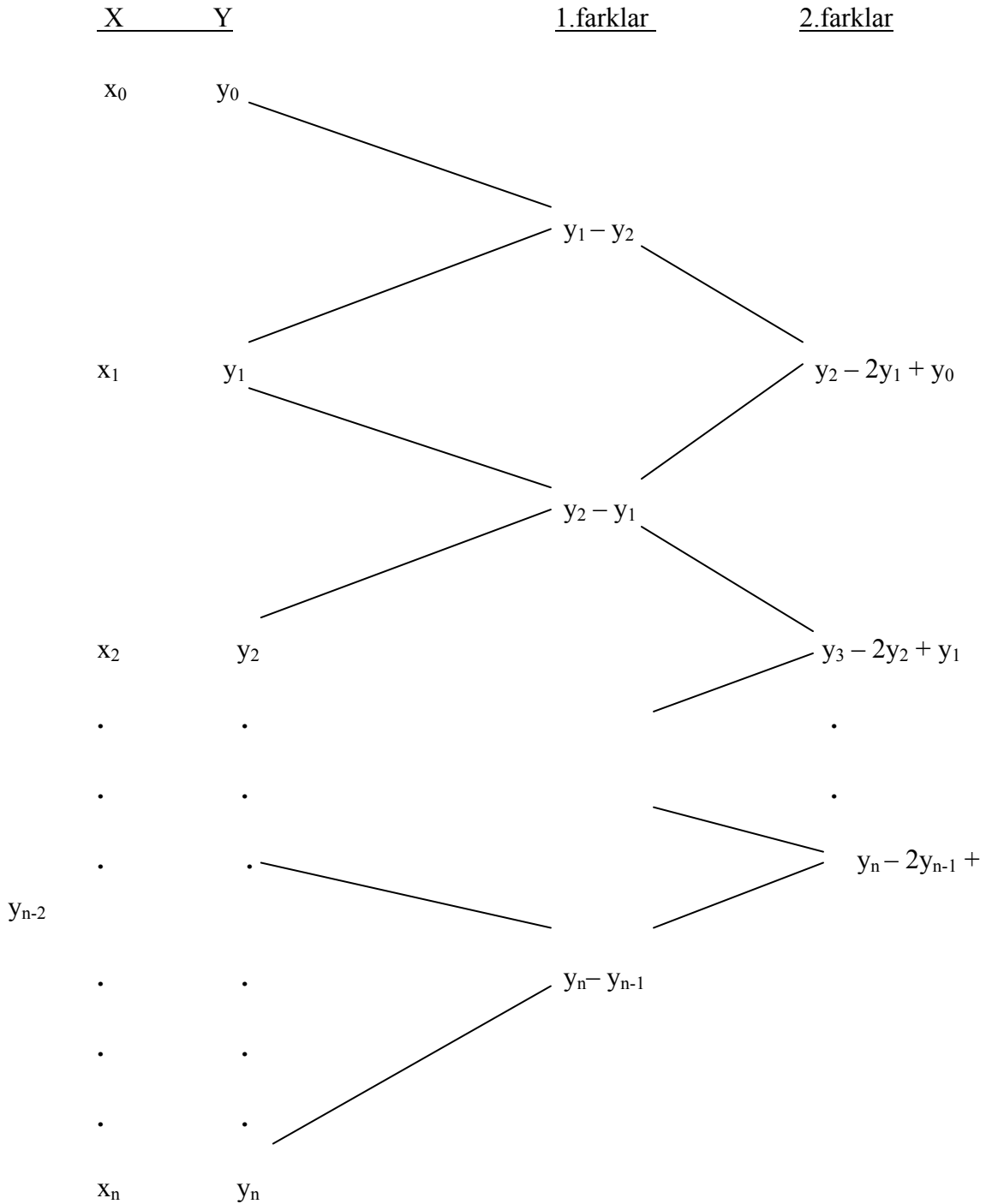
YAG; Yttrium- Aluminium-Granat kelimelerinin baş harflerinden meydana gelmiştir. Bir katı hal lazeri olan Nd;YAG lazeri endüstride kaynak işlemlerinde, delme işlemlerinde, ve genellikle metallerin mikro işleme uygulamalarında başarılı bir şekilde uygulanmaktadır. Neodim, bu lazer çeşidinde lazer yayan elemandır. Neodim'in yüksek güçlü ark lambalarının ışığı ile uyarılması sonucu YAG kristali ışığa maruz kalır. Neodim bu ışığı absorbe ederek uyarılmış olur. YAG kristalinde iyon hızla üst lazer seviyesinin biraz daha üstüne çıkar. Bunun sonucu olarak serbest kalan enerji, ısı enerjisi şeklinde kristale geçer (KARAÖREN, 1999).

Bir çok lazer çeşidi olmasına rağmen endüstride kullanılacak lazerler sınırlıdır. Bunlar dışında

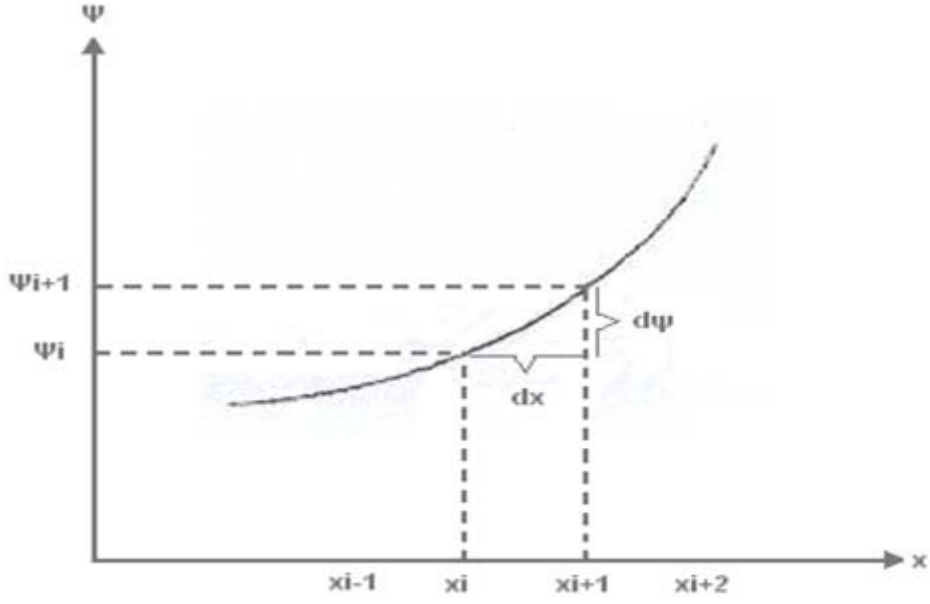
- He-Ne lazeri • Excimer lazeri • Argon lazeri • Karbonik oksit lazeri • Azot lazeri

2.4. SONLU FARKLAR YÖNTEMİ:

Sonlu farklar yöntemini kuantum kuyularına uygular isek, her bir noktalara karşılık gelen birinci ve ikinci türevlerin yazımı aşağıdaki gibidir.



Şekil. 23:Farklar tablosu



Şekil.24: Sonlu farklar yönteminde noktaların gösterimi

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\Delta \psi}{\Delta x} = \frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{x_{i+1} - x_i} \quad (2.5.1)$$

Bu ifade başka bir nokta ele alınarak yazıldığında:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \approx \frac{\Delta \psi}{\Delta x} = \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \quad (2.5.2)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlikler ikinci dereceden yazılır ise,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \approx \frac{\Delta}{\Delta x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (2.5.3)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\psi_{i-1} - 2\psi_i + \psi_{i+1}}{\Delta^2 x} \quad (2.5.4)$$

ifadeleri elde edilir.

Bu eşitlikler schrödinger eşitliğine uygulanır ise:

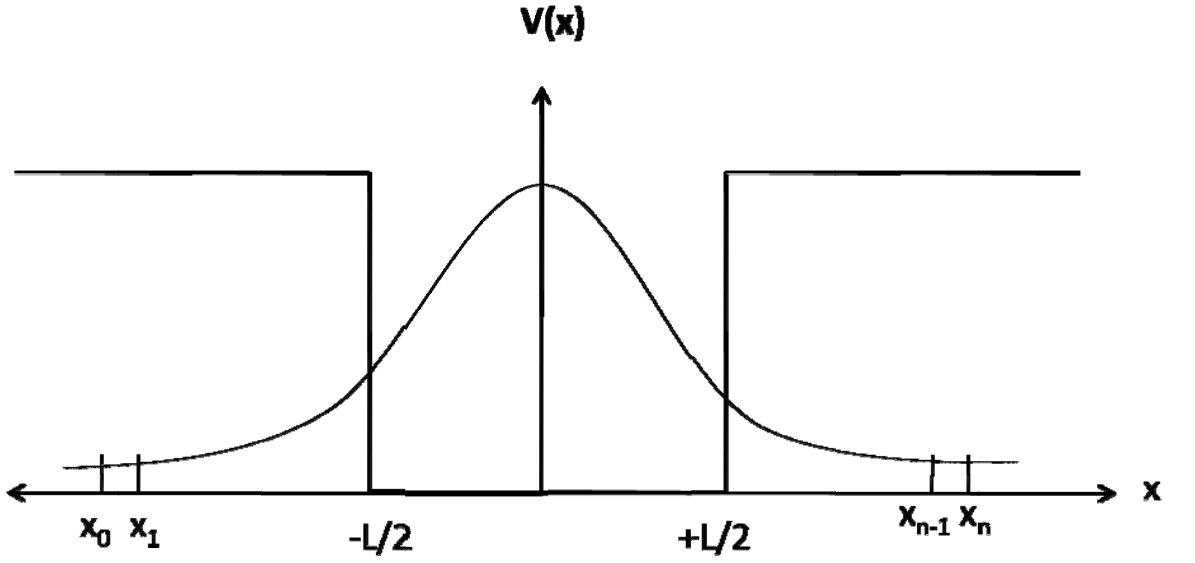
$$\frac{\psi(x) - \psi(x-a)}{a} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \psi(x) \quad (2.5.5)$$

şekline dönüşür.

$$\psi(x) - \psi(x-a) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} a \psi(x) \quad (2.5.6)$$

i.noktadaki durum için.

$$\psi(x_i) - \psi(x_{i-1}) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} a \psi(x_i) \quad (2.5.7)$$



Şekil.25: Sonlu farklar yönteminin kuantum kuyularına uygulanişı (merkezi farklar)

$$\frac{\psi(x_i) - \psi(x_{i-1}))}{\Delta x} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \psi(x_i) \quad (2.5.8)$$

$$\frac{d^2 \psi_i}{dx^2} = \psi_i'' = \frac{\psi_{i-2} - 2\psi_i + \psi_{i+1}}{dx^2} \quad (2.5.9)$$

$$\frac{\psi_{i+1} - 2\psi_i + \psi_{i-1}}{dx^2} + V_i \psi_i = E \psi_i \quad (2.5.10)$$

$$\frac{1}{dx^2} [\psi_{i+1} - 2\psi_i + \psi_{i-1} + 2dx^2 V_i \psi_i] = E \psi_i \quad (2.5.11)$$

$$\frac{1}{dx^2} [\psi_{i+1} + \psi_{i-1} - (2 - 2dx^2 V_i) \psi_i] = E \psi_i \quad (2.5.12)$$

Başlangıç koşullarından dolayı x_0 ile ψ_0 bilinmektedir. ($\psi_0=0$)

i=1 için:

$$-\frac{1}{dx^2} [\psi_0 - 2\psi_1 + \psi_2] + [V_1 - E] \psi_1 = 0 \quad (2.5.13)$$

$$-\frac{1}{dx^2} [(-2 - V_1 dx^2) \psi_1 + \psi_2] = E \psi_1 \quad (2.5.14)$$

i=2 için:

$$-\frac{1}{dx^2} [\psi_1 - 2\psi_2 + \psi_3] + [V_2 - E] \psi_2 = 0 \quad (2.5.15)$$

$$-\frac{1}{dx^2} [\psi_1 + (-2V_2 dx^2) \psi_2 + \psi_3] = E \psi_2 \quad (2.5.16)$$

i=3 için:

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_2 - 2\psi_3 + \psi_4] + [V_3 - E]\psi_3 = 0 \quad (2.5.17)$$

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_2 + (-2 - V_3 dx^2)\psi_3 + \psi_4] = E\psi_3 \quad (2.5.18)$$

• • •
 • • •
 • • •
 • • •

i=n-1 için:

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_{n-2} - 2\psi_{n-1} + \psi_n] + [V_{n-1} - E]\psi_{n-1} = 0 \quad (2.5.19)$$

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_{n-2} + (-2 - V_{n-1} dx^2)\psi_{n-1} + \psi_n] = E\psi_{n-1} \quad (2.5.20)$$

i=n için:

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_{n-1} - 2\psi_n + \psi_{n+1}] + [V_n - E]\psi_n = 0 \quad (2.5.21)$$

$$-\frac{1}{dx^2}[\psi_{n-1} + (-2 - V_n dx^2)\psi_n + \psi_{n+1}] = E\psi_n \quad (2.5.21)$$

şeklinde ifade edilir.

n tane nokta için n tane denklem yazabiliriz. Bu denklemleri matris formunda yazarsak:

$$-\frac{1}{dx^2} \begin{pmatrix} -2 - V_1 dx^2 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 1 & -2 - V_2 dx^2 & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & -2 - V_3 dx^2 & 1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & -2 - V_{n-1} dx^2 & 1 \\ \dots & \dots & \dots & 1 & -2 - V_n dx^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \dots \\ \psi_{n-1} \\ \psi_n \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \dots \\ \psi_{n-1} \\ \psi_n \end{pmatrix} .$$

Bilinen terimler
Bilinmeyen terimler

matris denklemini elde edilir. Denklemin bilinmeyenleri fortran programı yardımı ile çözümlenir (Özge KILIÇOĞLU, Yüksek Lisans Tezi, 2008).

2.5. SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA LAZER ETKİSİ

Sonlu potansiyel kuantum kuyusuna lazer etkisi, dışarıdan uygulanan elektrik alan, manyetik alan gibi etkilere göre biraz daha farklıdır. Bu farklılık elektrik alan konumun bir fonksiyonu iken lazer alan, konumun ve zamanın bir fonksiyonudur.

(E. C. Niculescu vd. 2007)

Zamana bağlı schrödinger denklemi yazılır ise:

$$\left[\frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} + V(z) \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.5.1)$$

e: Elektronun yükü

$\vec{A}=A(t)\hat{z}$: Vektör potansiyeli

m^* : Etkin kütle'dir.

Vektör potansiyelini eksene paralel aldık. $\vec{A}=A(t)\hat{z}$ ifadesinde \hat{z} ,z*ekseni birim vektörünü göstermektedir. $A(t)=A_0 \sin(\omega t)$ olarak aldık.(E.C.Niculescu vd.2007)

Yukarıda yazdığımız zamana bağlı Schrödinger eşitliği açık bir şekilde yazılırsa:

$$\left[\frac{(p^2 + 2e\vec{p} \cdot \vec{A} + e^2 \cdot A^2)}{2m^*} + V(z) \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.5.2)$$

$$2\vec{p} \cdot \vec{A} = \vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p} \quad (2.5.3)$$

şeklini alır.

$|\vec{p} \cdot \vec{A}|$ ya herhangi bir $g(z)$ fonksiyonu etki ettirilse:

$$|\vec{p} \cdot \vec{A}|g(z) = g(z)\vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p}g(z) \quad (2.5.4)$$

şeklinde yazılır.

$|\vec{p} \cdot \vec{A}|$ zamana bağlı Schrödinger denkleminde yerine yazılırsa:

$$\left[\frac{(p^2 + 2\vec{A}\vec{p} + e^2A^2)}{2m^*} + V(z) \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.5.5)$$

ifadesine dönüşür.

$\vec{A}(t)$ 'nin vektör potansiyeli olabilmesi için $\vec{p} \cdot \vec{A} = 0$ ve vektör potansiyelinin zamana göre değişimi bir elektrik alanı temsil etmelidir. Lazer bir elektromanyetik dalga olduğu için polarizasyon yönü ile ilerleme yönü birbirine göre dik olmalıdır.

Zamana bağlı schrödinger eşitliğinin son hali:

$$\left[\frac{p^2}{2m^*} + \frac{2\vec{A}\vec{p}}{2m^*} + \frac{e^2A^2}{2m^*} + V(z) \right] \psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) \quad (2.5.6)$$

$\psi(r, t) \xrightarrow{U} \Phi(r, t)$ dönüşümü yapalım. Bu dönüşümü yapmamızdaki amaç lazerden gelen katkı terimini potansiyel enerji teriminin içine atabilmektir.

$$\psi(r, t) = J\Phi(r, t) \quad (2.5.7)$$

Burada “J” dönüşüm operatörüdür.

$$J = e \left(i \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t dt' A(t') \frac{\partial}{\partial z} - i \frac{e^2}{2\hbar m} \int_{-\infty}^t dt' A^2(t') \right) \quad (2.5.8)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right) J = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H' \quad (2.5.9)$$

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z + \alpha_0 \cos(\omega t)) \quad (2.5.10)$$

$V(z + \alpha_0 \cos(\omega t))$: Lazer etkisinin potansiyel enerji üzerine giydirilmiş halidir.

α_0 : Lazer alan parametresidir.

$$V(z + \alpha_0 \cos(\omega t)) \cong V_{DC}(z, \alpha_0) \quad (2.5.11)$$

$$\alpha_0 \cos(\omega t) = \alpha(t) \quad (2.5.12)$$

$$\alpha_0 = \frac{eA_0}{m^* \omega} \quad (2.5.13)$$

$$\omega = 2\pi f, \quad m^* = 0.067m_0, \quad m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{kg} = 511 \text{keV}/c^2, \quad e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$$

(E. C. Niculescu vd. 2007)

Lazer alan potansiyeli periyodik bir potansiyel olduğu için etkisi zaman içinde değişir.

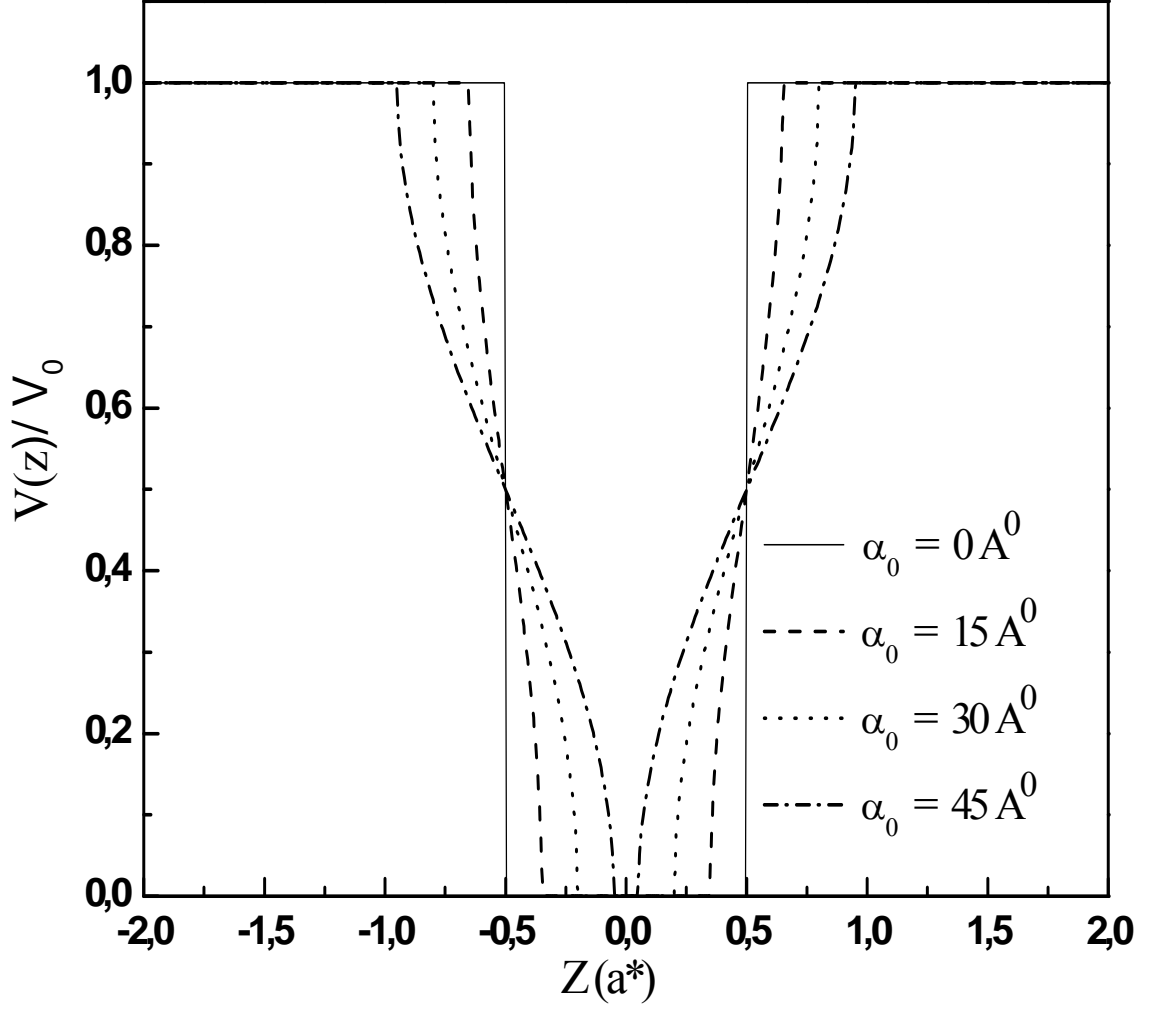
Bu neden ile bu potansiyelin ortalamasını aldık. (E. C. Niculescu vd. 2007)

$$V_{DC}(z, \alpha_0) = V(z + \alpha(t)) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} V(z + \alpha(t)) dt \cong \frac{V_0}{2\pi} \arccos \left(\frac{\frac{L}{2} - |z|}{\alpha_0} \right) \quad (2.5.15)$$

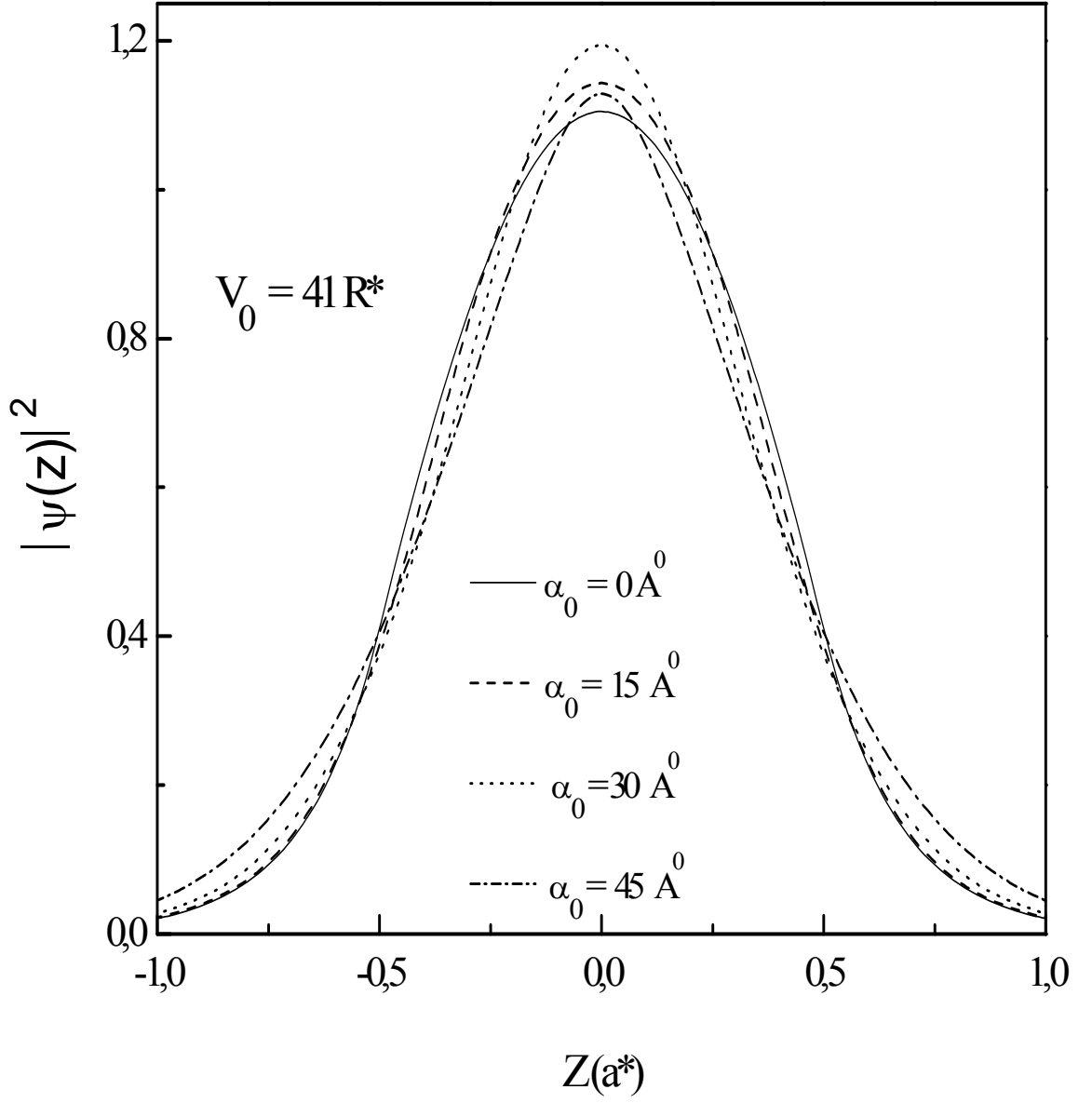
Denklemin son hali:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{DC}(z, \alpha_0) \right] \Phi(z) = E\Phi(z) \quad (2.5.16)$$

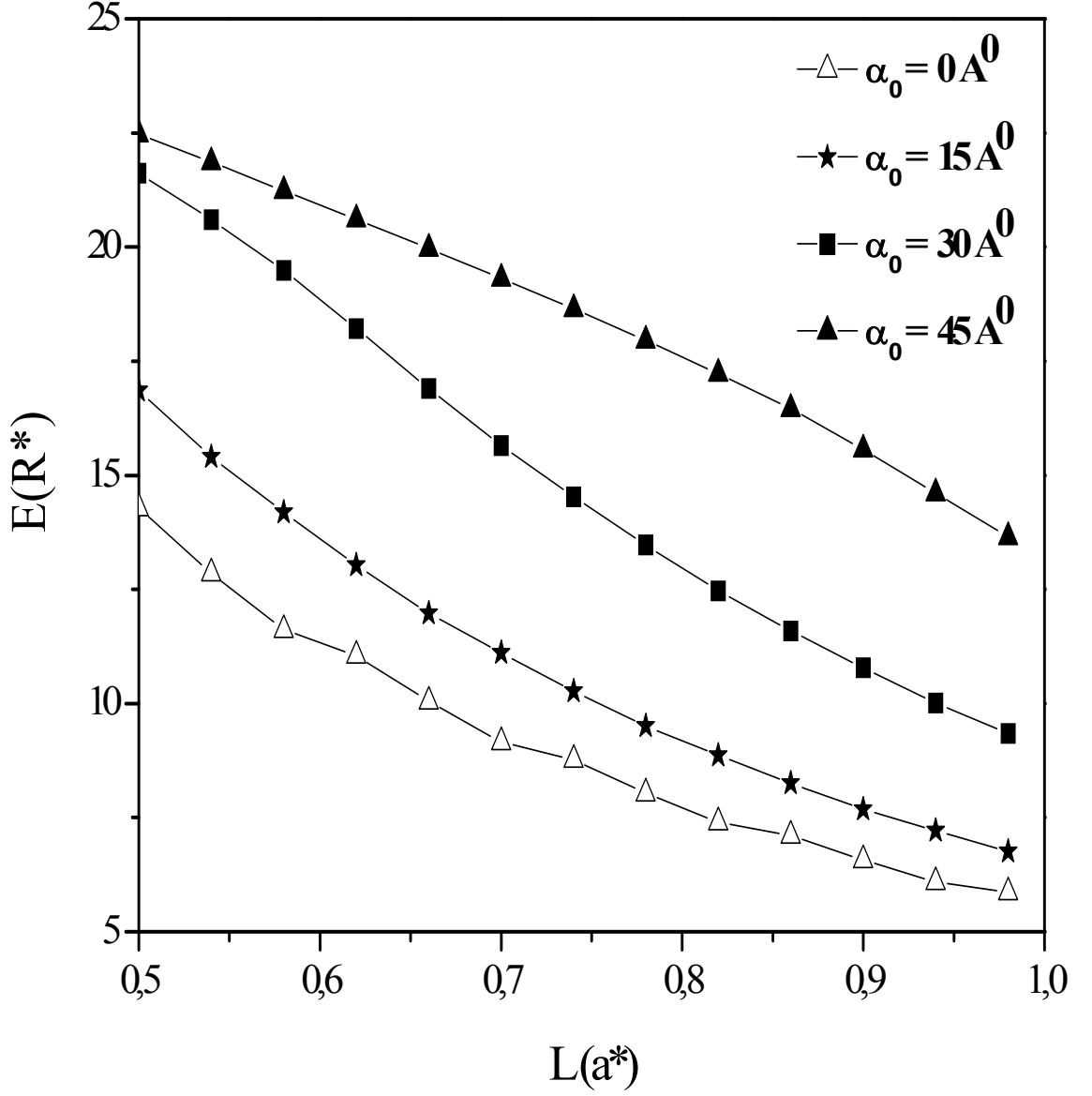
dir. Bu schrödinger eşitliğinin analitik çözümü yapılamadığından sonlu farklar yöntemini kullanarak her bir nokta için bir schrödinger eşitliği tanımlanıp çözüme gidildi.



Şekil-26: Sonlu kuantum kuyusuna farklı lazer etkileri altında potansiyelin konuma göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$, $L = 1 a^*$



Şekil-27:Farklı lazer alan parametreleri altında elektronun bulunma olasılık dağılımının konuma göre değişimi. $L= 1a^*$



Şekil-28: Farklı lazer alan parametreleri altında sonlu potansiyel kuantum kuyusundaki elektronun taban durum enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi. $V_0 = 41 R^*$

2.6. SONLU KUANTUM KUYUSUNDA BULUNAN BİR ELEKTRONA LAZER VE YABANCI ATOM ETKİSİ

Hamiltonyen'e yabancı atom etkisinden kaynaklanan coulomb potansiyeli giydirildi.(E. C. Niculescu, L. M. Burileanu, A. Radu, 25 March 2008)

$$\mathbf{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{DC}(\mathbf{z}, \alpha_0) + V_c(\mathbf{p}, \mathbf{z}, \alpha_0) \quad (2.6.1)$$

Hamiltonyen'e giydirilen coulomb potansiyeli aşağıdaki gibidir;

$$V_c(\mathbf{p}, \mathbf{z}, \alpha_0) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\mathbf{p}^2 + (\mathbf{z} - \mathbf{z}_i + \alpha_0)^2}} + \frac{1}{\sqrt{\mathbf{p}^2 + (\mathbf{z} - \mathbf{z}_i - \alpha_0)^2}} \right] \quad (2.6.2)$$

Enerji özdeğer hesabında kullanılacak deneme dalga fonksiyonu aşağıda tanımlandığı gibidir.

$$\Psi_i(\mathbf{p}, \mathbf{z}, \lambda) = \Phi_0(\mathbf{z}) \cdot \exp \left[-\frac{\lambda}{2} (|\mathbf{r}_1| + |\mathbf{r}_2|) \right] \quad (2.6.3)$$

Φ_0 : Yabancı atom giydirilmeden önceki lazer etkisindeki dalga fonksiyonu

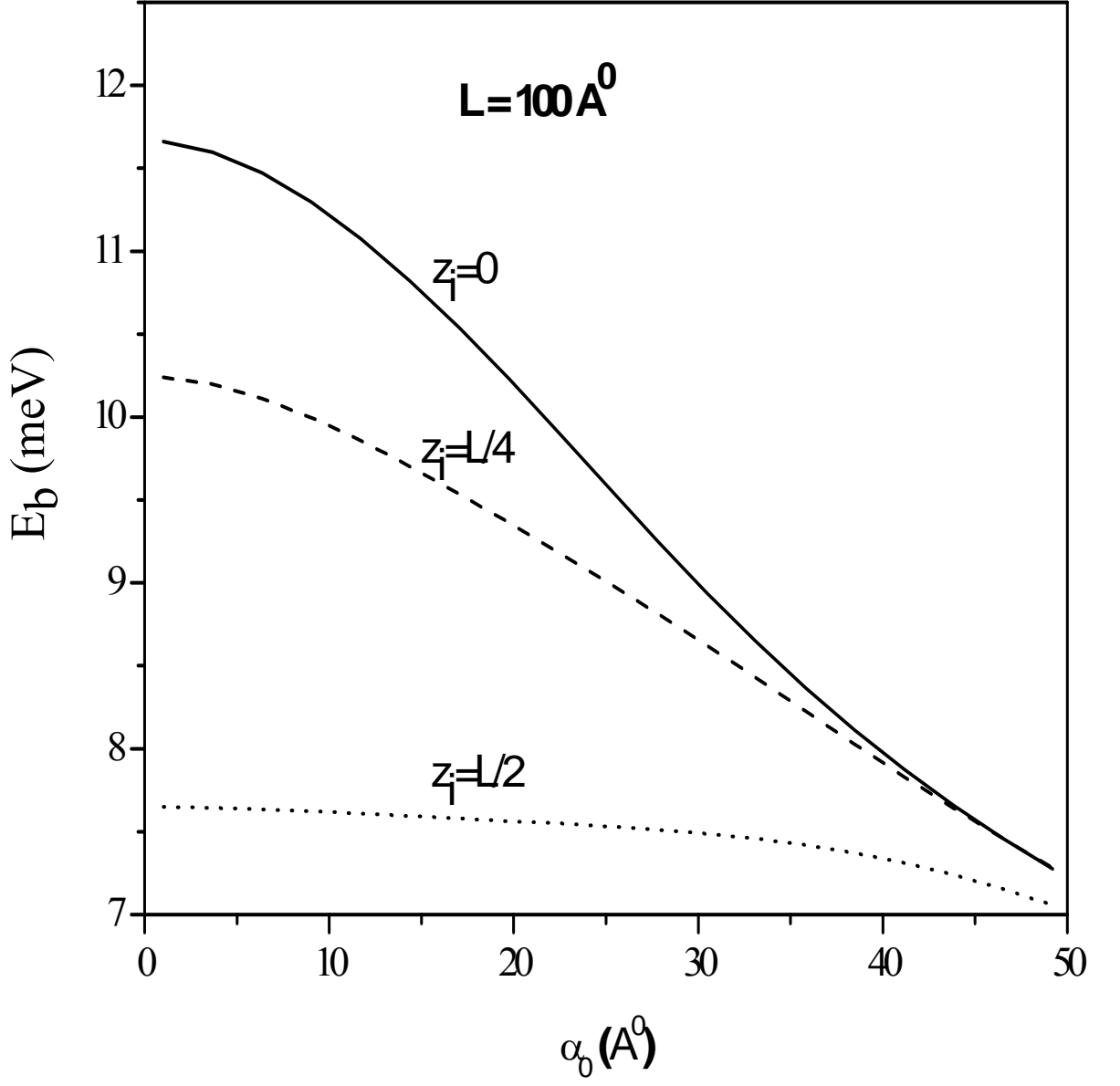
$$|\mathbf{r}_1| = \sqrt{\mathbf{p}^2 + (\mathbf{z} - \mathbf{z}_i + \alpha_0)^2} \quad (2.6.4)$$

$$|\mathbf{r}_2| = \sqrt{\mathbf{p}^2 + (\mathbf{z} - \mathbf{z}_i - \alpha_0)^2} \quad (2.6.5)$$

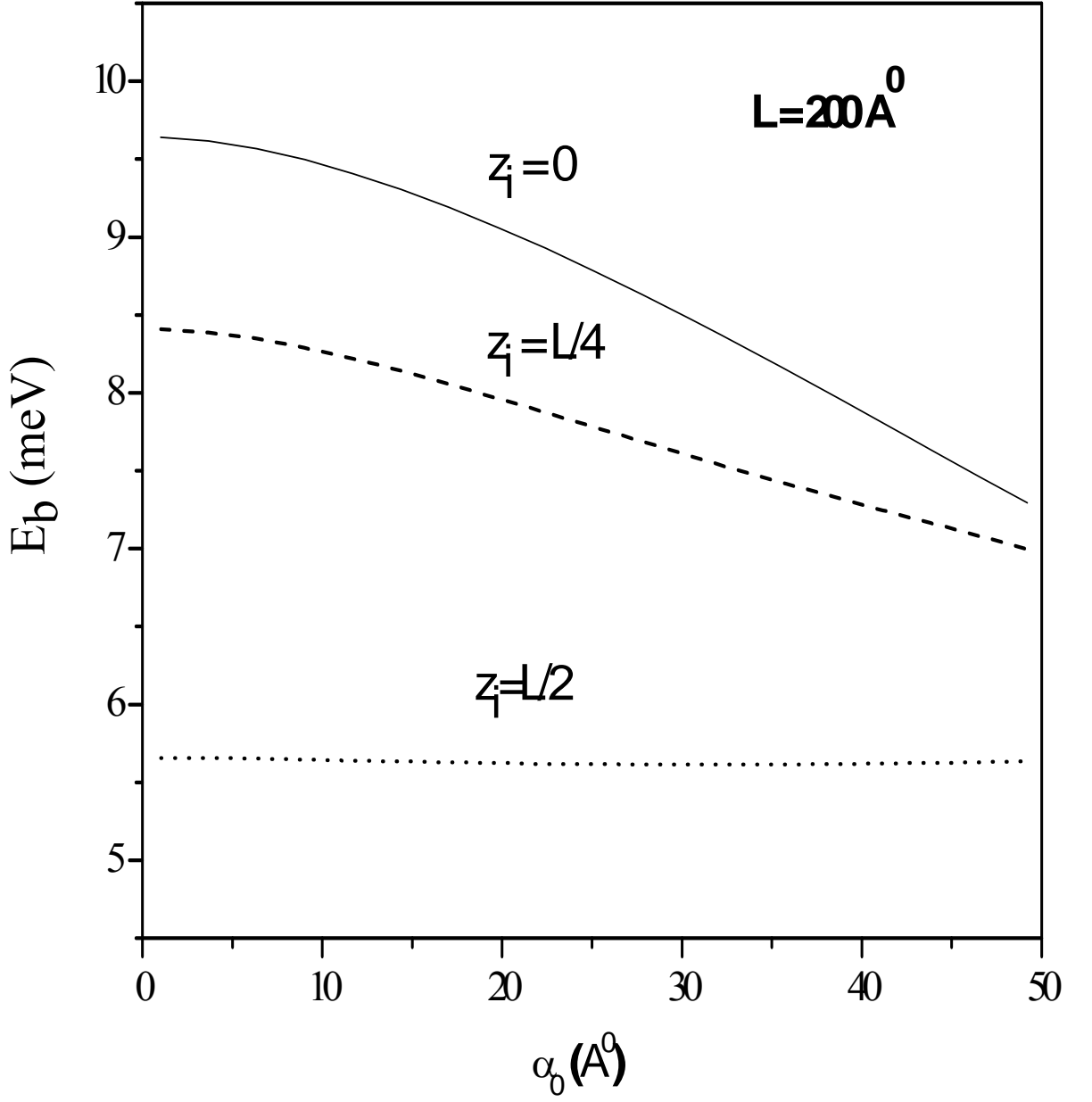
Elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisi,

$$\mathbf{E}_b(\mathbf{z}_i, \alpha_0) = \mathbf{E}_z^0 - \min_{\lambda} \frac{\langle \Psi_i | \mathbf{H} | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_i | \Psi_i \rangle} \quad (2.6.6)$$

Bağıntısı ile hesaplanır. Burada λ varyasyon parametresidir ve sistem enerjisini minimum yapacak şekilde seçilir. (E. C. Niculescu, L. M. Burileanu, A. Radu, 25 March 2008)

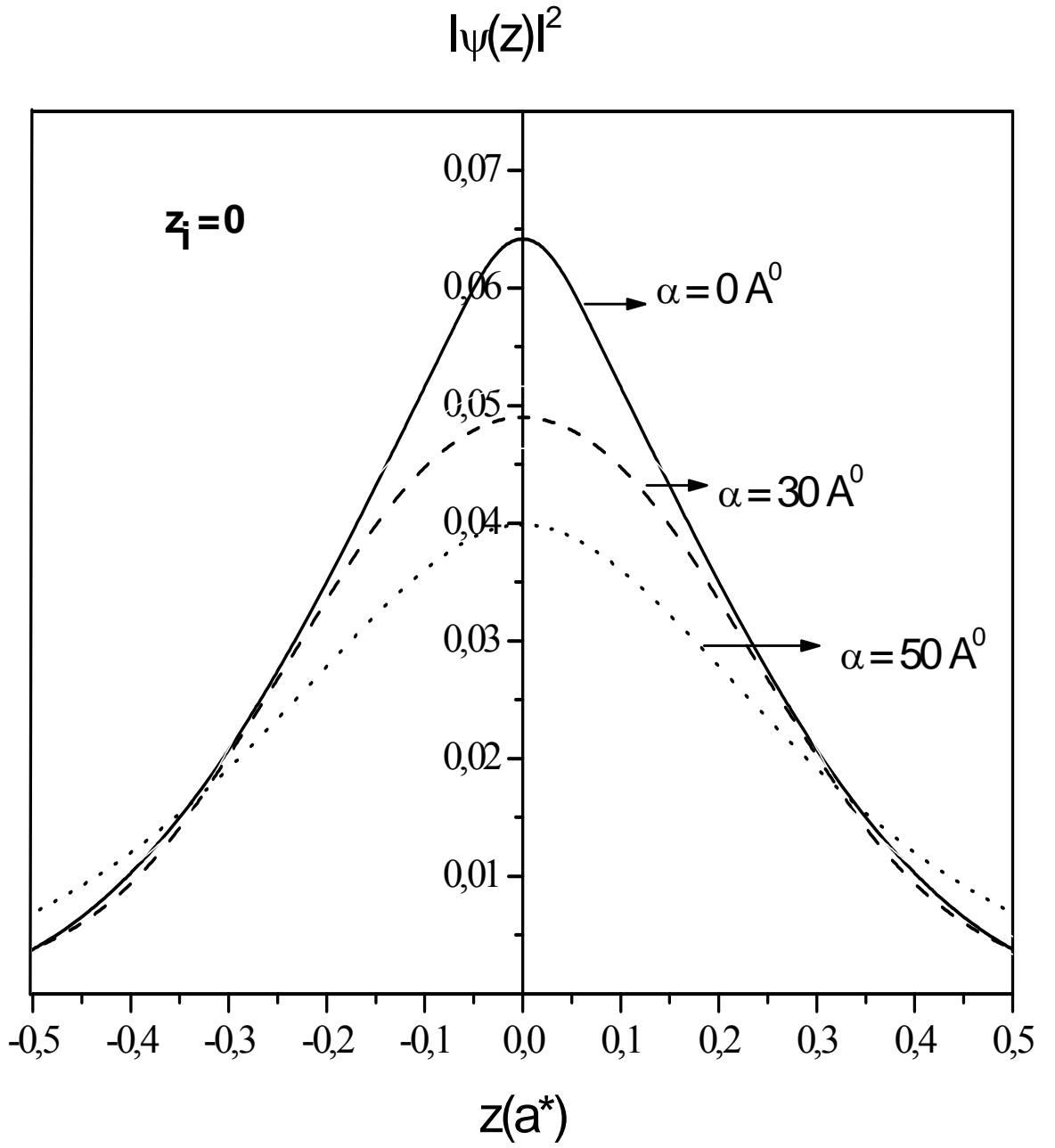


Şekil-29: Farklı yabancı atom konumları altında sonlu kuantum kuyusundaki elektronun bağlanma enerjisinin lazer alan parametresine göre değişimi. $V_0 = 224$ meV

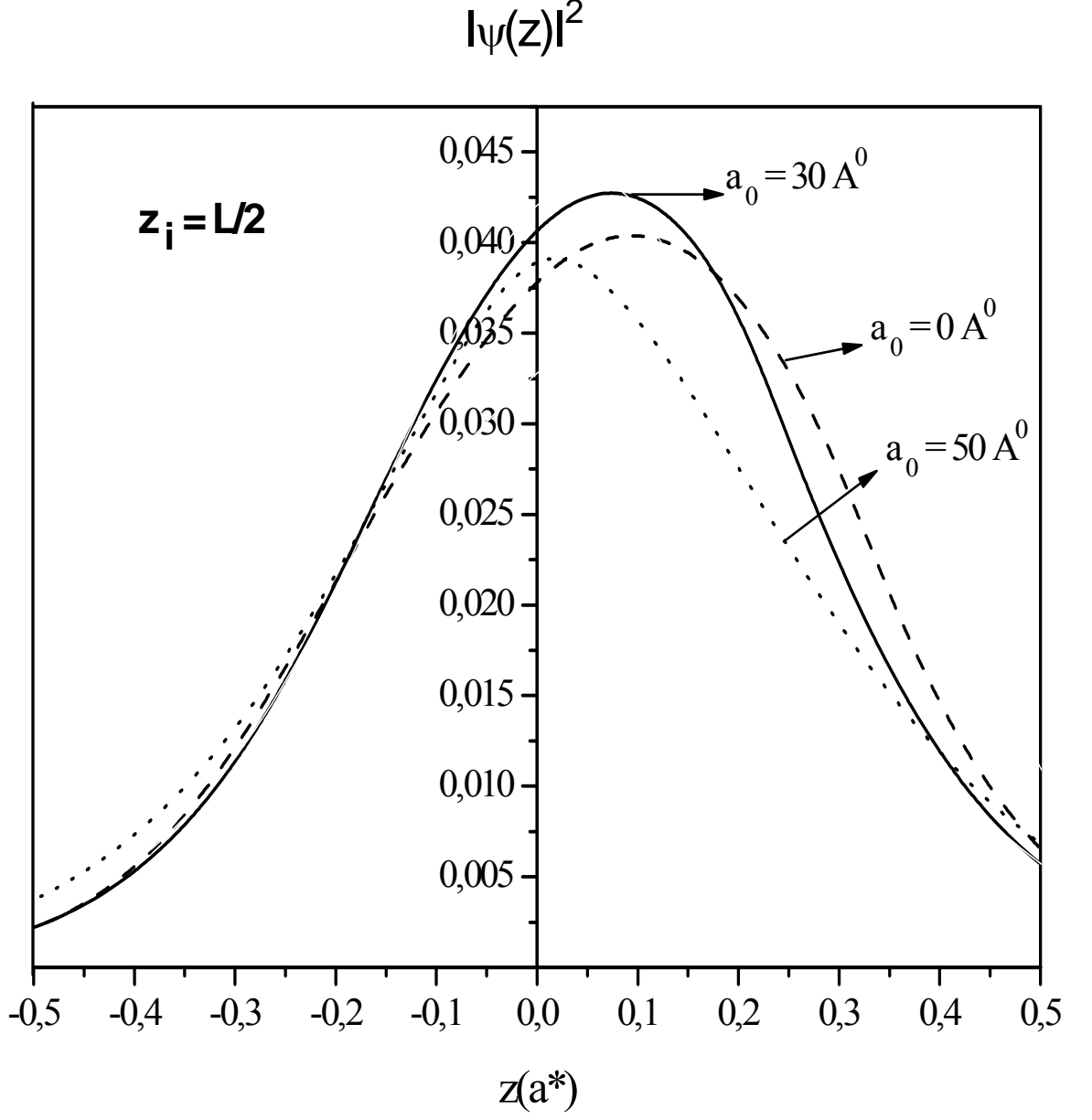


Şekil-30:Farklı yabancı atom konumları altında sonlu kuantum kuyusundaki elektronun bağlanma enerjisinin lazer alan parametresine göre değişimi.

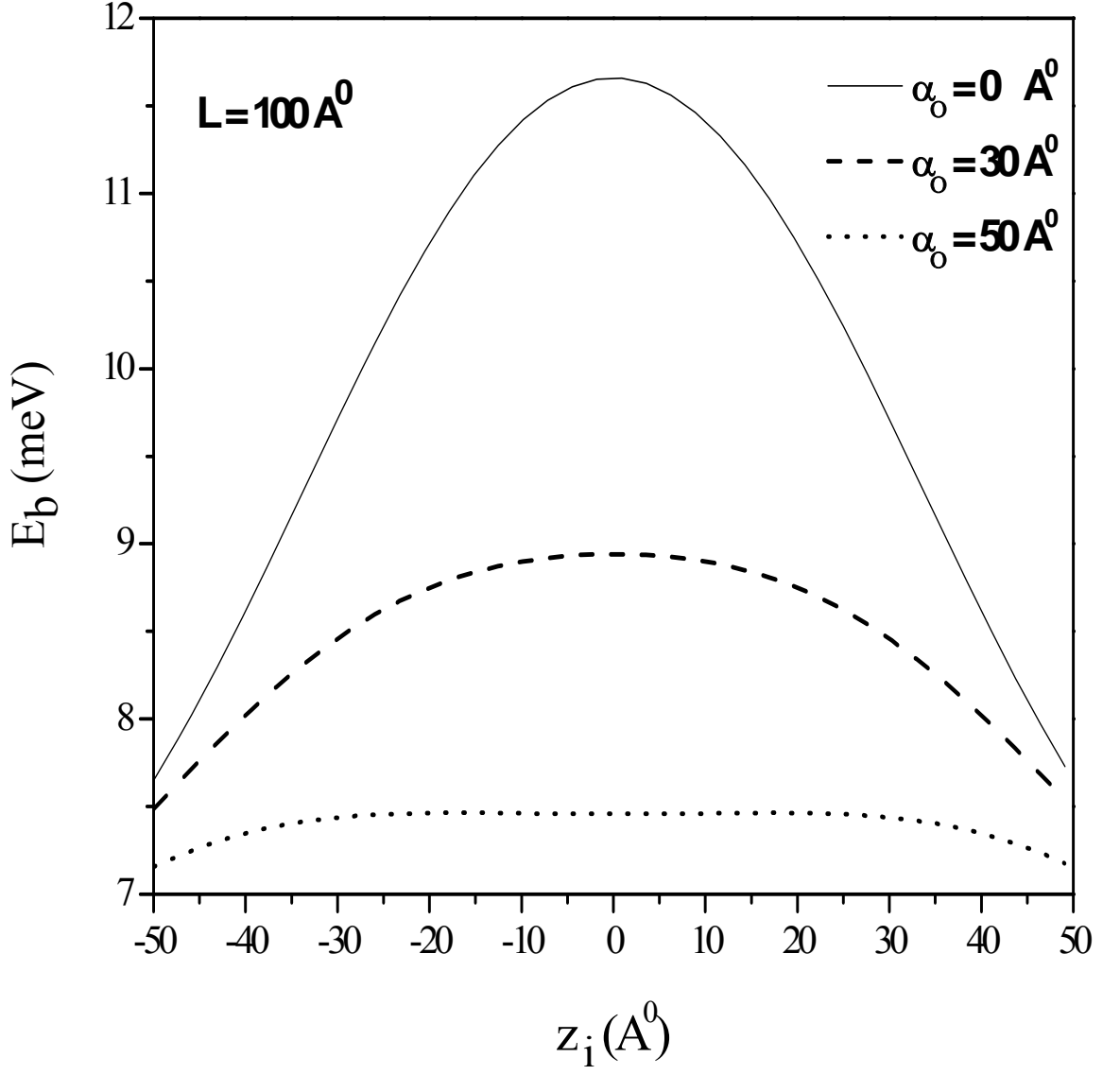
$$V_0 = 224 \text{ meV}$$



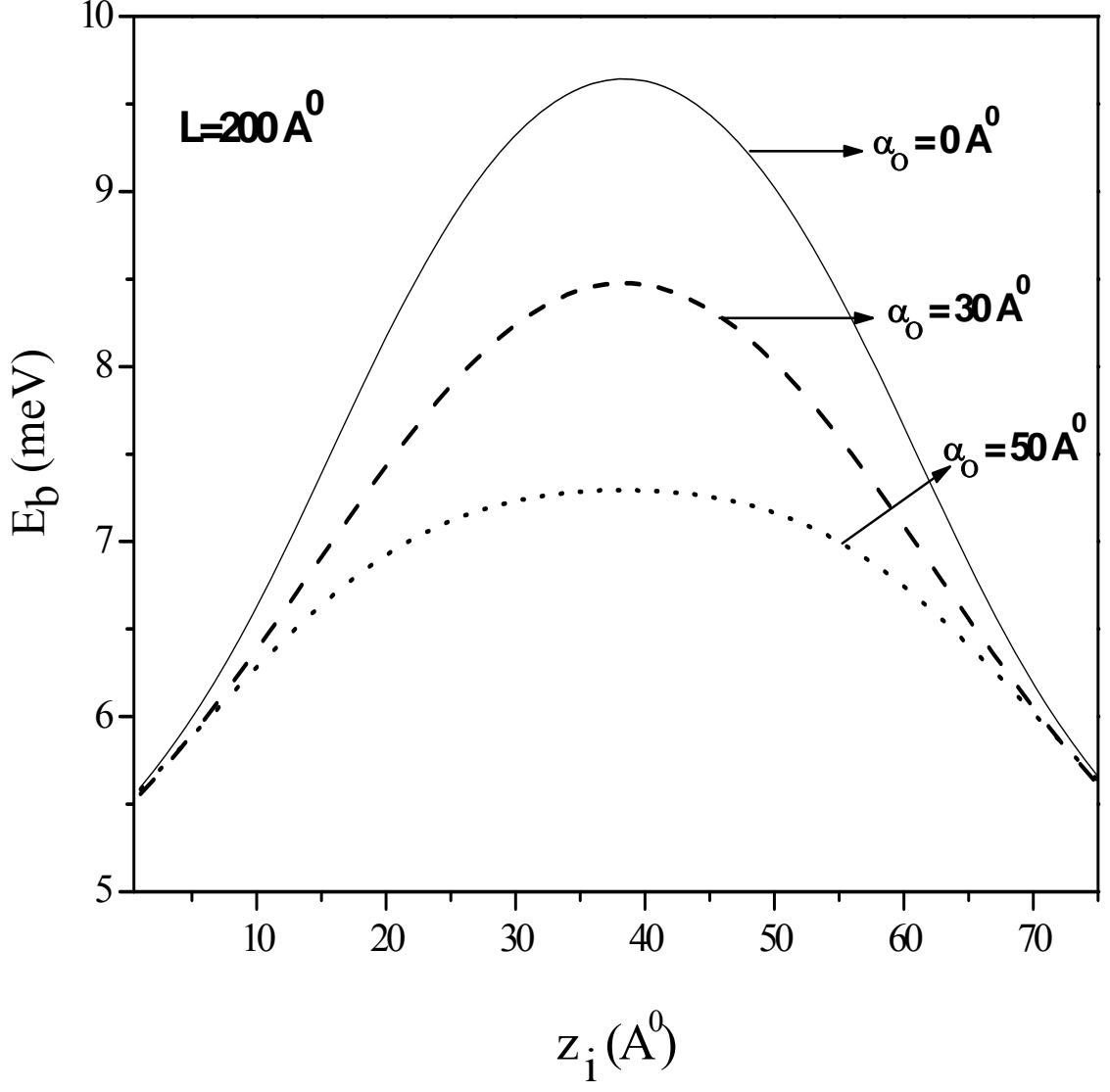
Şekil-31: Farklı lazer alan parametreleri altında ve yabancı atomun merkezde olduğu durumda elektronun bulunma olasılık dağılımı. $V_0 = 224 \text{ meV}$



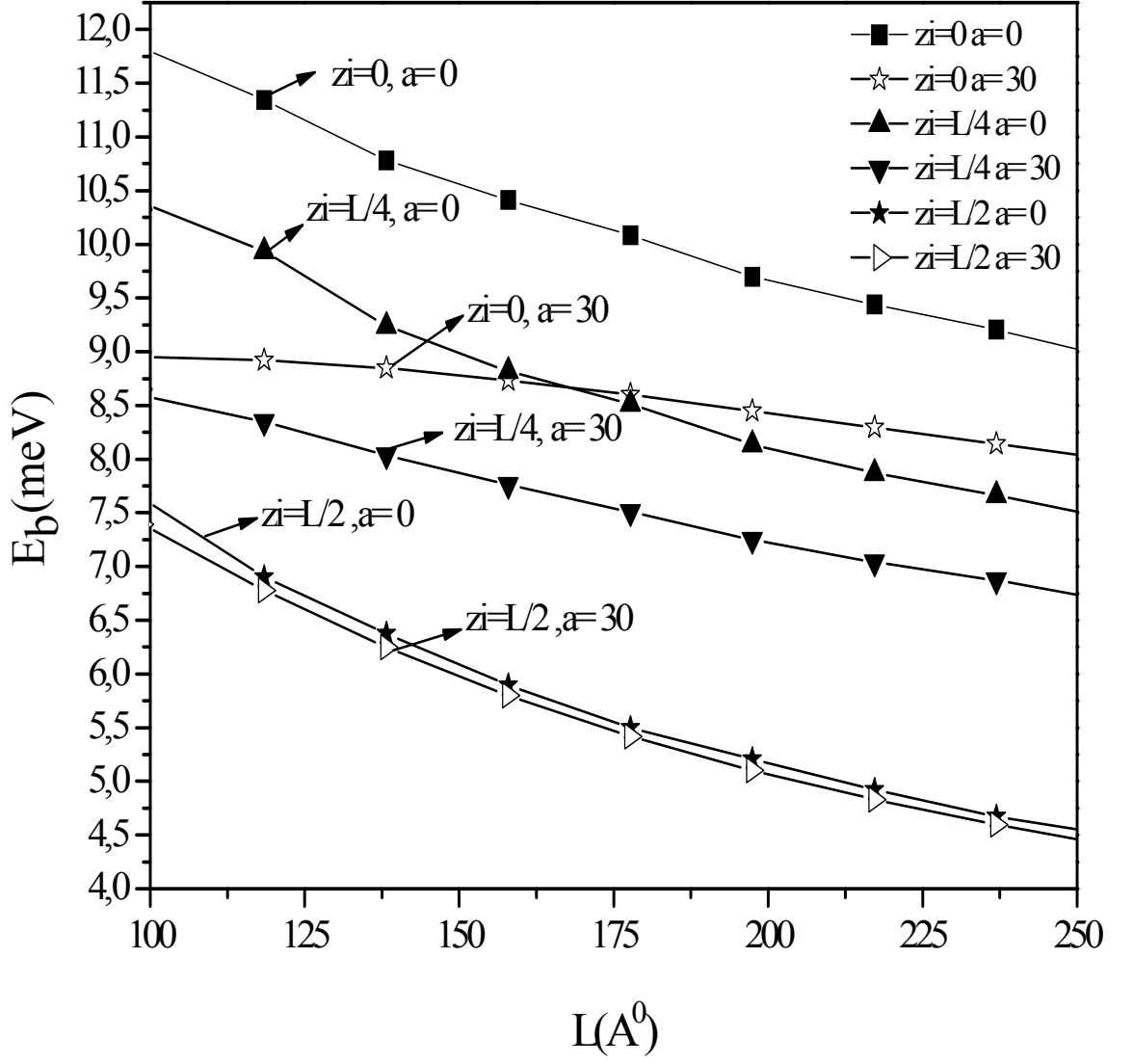
Şekil-32: Farklı lazer alan parametreleri altında ve yabancı atomun kuyu duvarına çok yakın olduğu durumda elektronun bulunma olasılık dağılımı.



Şekil-33: Farklı lazer alan parametreleri altında bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi. $V_0 = 224 \text{ meV}$



Şekil-34: Farklı lazer alan parametreleri altında bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimi. $V_0 = 224 \text{ meV}$



Şekil-35: Bağlanma enerjisinin kuyu boyuna göre değişimi. $V_0 = 224$ meV

3.SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Tezin giriş bölümünde düşük boyutlu yapılardan olan kuantum kuyusu incelendi ve bu yapıların oluşumu hakkında bilgi verildi. Sonlu ve sonsuz kuantum kuyusu tanımlandı. $Ga_{1-x}Al_xAs / GaAs$ yapısı incelenerek Al'un konsantrasyon miktarı olan x 'in değişimiyle kuantum kuyusu potansiyel engelinin nasıl değiştiğine bakıldı.

Bölüm 1,1 de Al konsantrasyon miktarı x ; 0.3 alındı ve kuyu potansiyel duvarının yüksekliği 224 meV olarak hesaplandı. Sonlu kuantum kuyusunun çözümleri yapılarak kuyu içinde bulunan elektronun dalga fonksiyonu ve enerji hesaplarına bakıldı. Kuyu içinde bulunan elektronun kuyu boyuna bağlı grafiği şekil-2 de gösterilmiştir. Kuyu boyu arttıkça elektronun enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Şekil-3 de elektronun bulunma olasılığının kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Elektronun kuyunun merkezinde bulunma olasılığının yüksek olduğu gözlemlendi.

Bölüm 1,2 de daha sonraki bölümlerde kullanılacak olan varyasyon yöntemi araştırılmış ve kısaca özetlenmiştir.

Bölüm 1,3 de sonlu kuantum kuyusuna dışarıdan z yönünde düzgün bir elektrik alan uygulandı. Uygulanan elektrik alanın kuyu potansiyelini nasıl değiştirdiğine bakıldı. Elektrik alanın kuyu potansiyelinde simetrik bir kaymaya sebep olduğu gösterildi. Şekil-4 de farklı elektrik alanlar altında elektronun enerjisinin kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Elektrik alan şiddeti arttıkça enerjinin kuyu boyuna göre azaldığı gözlemlendi. Şekil-5 de farklı elektrik alanlar altında elektronun kuyu boyuna göre bulunma olasılığına bakıldı. Bulunma olasılığının elektrik alan yönüne zıt bir şekilde kayma gösterdiği gözlemlendi.

Bölüm 1,4 de sonlu kuantum kuyusuna dışarıdan kuyunun büyütme yönünde manyetik alan uygulandı. Uygulanan manyetik alanın kuyu potansiyelini nasıl değiştirdiğine bakıldı. Kuyunun kollarında parabolik bir artış gözlemlendi. Şekil-6 da farklı manyetik alanlar altında elektronun enerjisinin kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Manyetik alan arttıkça elektronun enerjisini artırdığı fakat kuyu boyu arttıkça elektronun enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Şekil-7 de farklı manyetik alanlar altında elektronun kuyu boyuna göre bulunma olasılığına bakıldı. Manyetik alan arttıkça elektronun kuyu merkezinde bulunma olasılığının arttığı gözlemlendi.

Bölüm 1,5 de sonlu kuantum kuyusu içinde bulunan yabancı atomun kuyu içindeki elektron ile etkileşmesine bakıldı. Şekil-8 de elektronun, yabancı atom ile bağlanma enerjisinin kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Yabancı atom merkezdeyken bağlanma enerjisi yüksekken, yabancı atom kuyu duvarına doğru kaydıkça bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Kuyu boyu arttıkça yabancı atom hangi konumda olursa olsun bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı. Şekil-9 da kuyu boyunun sabit

olduğu durumda bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişime bakıldı. Yabancı atom kenara doğru kaydıkça bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Şekil-10 da yabancı atomun farklı konumlarında elektronun kuyu boyuna göre bulunma olasılığına bakıldı. Yabancı atom kuyu duvarına yaklaştığa elektronunda bulunma olasılığının kuyu duvarına doğru kaydıkđı gözlemlendi.

Bölüm 1,6 da kuyu içinde bulunan yabancı atom etkisinin yanında dışarıdan uygulanan elektrik alan ve manyetik alan gibi etkilerin bir arda olduğu duruma bakıldı. Şekil-11 de bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları ve farklı manyetik alanlar altında, elektrik alan sıfırken kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Manyetik alan artıkça bağlanma enerjisi artıyor fakat kuyu boyu artıkça bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Yabancı atom kuyu kenarına doğru kaydıkça da bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı. Şekil-12 de bağlanma enerjisinin farklı elektrik alan ve yabancı atom konumları altında kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Elektrik alan etkisi artıkça bağlanma enerjisinin azaldı anlaşıldı. Bağlanma enerjisinin elektrik alan etkileri ile beraber kuyu boyu artıkça azaldığı anlaşıldı. Şekil-13 de bağlanma enerjisinin farklı manyetik alan etkileri altında yabancı atomun konumuna göre değişimine bakıldı. Yabancı atom kuyu kenarına yaklaştığa bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı. Manyetik alanın büyük olduğu yerde bağlanma enerjisinin büyük olduğu gözlemlendi. Şekil-14 de farklı elektrik alan etkileri altında bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişimine bakıldı. Elektrik alan Şiddeti artıkça bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Yabancı atomun kuyu kenarına kaydıkđı durumlarda bağlanma enerjisinin düştüğü anlaşıldı. Şekil-15 de bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları altında manyetik alana göre değişimine bakıldı. Manyetik alan artıkça bağlanma enerjisinin arttığı, yabancı atomun kenara kaydıkđı durumda bağlanma enerjisinin düştüğü anlaşıldı. Şekil-16 da bağlanma enerjisinin farklı yabancı atom konumları altında elektrik alana göre değişimine bakıldı. Elektrik alan artıkça bağlanma enerjisinin azaldığı, yabancı atom kuyu kenarına kaydıkđında da bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı.

Bölüm 2 de lazer nedir sorusunun cevabı arandı ve tarihçesi hakkında bilgi verildi. Lazerin isim olarak tanımına ve kullanım alanlarına bakıldı. Lazerin tarihsel gelişimi ayrıntılı bir Şekilde ifade edildi.

Bölüm 2,1 de lazerin temel prensipleri ve lazer ışığının oluşumu hakkında bilgi verildi. Lazer ışığının fiziksel anlamı araştırıldı ve ışığın oluşumu Őematik olarak gösterildi. Fiziksel olarak lazer ışığının oluşumu anlatıldı.

Bölüm 2,2 de lazer ışığını diğer ışıklardan ayıran özelliklere yer verildi. Lazer ışığının günümüz teknolojisinde kullanıldığı alanlar anlatıldı.

Bölüm 2,3 de Őuan ki teknolojide kullanılan lazer türleri işlenerek bu türler hakkında kapsamlı bilgi verildi.

Bölüm 2,4 de kuantum kuyularına lazer etkisi altında elektronun enerji ve dalga fonksiyonundaki hesaplamaları varyasyon ve başka diğer yöntemler ile yapamadığımız için sonlu farklar yönteminden bahsedildi. Kuantum kuyusuna lazer etkisi sonlu farklar yöntemi kullanılarak hesaplandı. Sonlu farklar yönteminde her bir nokta için değer alınarak sonuca gidildi.

Bölüm 2,5 de sonlu kuantum kuyusuna dışarıdan uygulanan lazer etkisine bakıldı. Lazer etkisinin kuyu potansiyelini nasıl değiştirdiği gözlemlendi. Kuyu potansiyelinde parabolik ve simetrik bir değişme olduğu anlaşıldı. Lazer alan şiddeti arttıkça referans olarak sıfır aldığımız noktaların sıfırdan farklı artan değerler aldığı gözlemlendi. Şekil-24 de lazer şiddeti altında kuyu potansiyelindeki değişime bakıldı. Lazer alan şiddeti arttıkça kuyu potansiyelinin değiştiği gözlemlendi. Şekil-25 de farklı lazer alan şiddetleri altında elektronun bulunma olasılığına bakıldı. Lazer alan şiddeti arttıkça bulunma olasılığının kenarlara doğru yayıldığı gözlemlendi. Şekil-26 da elektronun enerjisinin farklı lazer alan parametreleri altında kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Lazer alan parametresi arttıkça elektronun enerjisinin arttığı fakat kuyu boyuna göre bu enerjisin azaldığı gözlemlendi.

Bölüm 2,6 da dışarıdan uygulanan lazer etkisinin yanında kuyu içinde bulunan yabancı atom etkisinde bakıldı. Şekil-27 de kuyu boyu 100 \AA iken ve farklı yabancı atom konumları altında bağlanma enerjisinin lazer alan parametresine göre değişimine bakıldı. Lazer alan parametresi arttıkça bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Yabancı atom merkezde iken bağlanma enerjisi yüksek iken yabancı atom kuyu kenarına doğru kaydıkça bağlanma enerjisinin düştüğü gözlemlendi. Şekil-28 de kuyu boyu 200 \AA alınarak bağlanma enerjisine bakıldı. Kuyu boyu arttıkça bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı. Şekil-29 da yabancı atomun merkezde olduğu durum referans alınarak farklı lazer alan parametreleri altında elektronun bulunma olasılığına bakıldı. Lazer alan parametresi arttıkça bulunma olasılığının merkezde daha yoğun fakat kenarlara doğru yayılımda olduğu gözlemlendi. Şekil-30 da yabancı atom kuyu kenarına konularak farklı lazer alan parametreleri altında elektronun bulunma olasılığına bakıldı. Elektronun bulunma olasılığının yabancı atomun olduğu noktaya doğru kaydığı gözlemlendi. Şekil-31 de bağlanma enerjisinin farklı lazer alan parametreleri altında ve kuyu boyu 100 \AA iken yabancı atomun konumuna göre değişimine bakıldı. Bağlanma enerjisinin lazer alan parametresi arttıkça da, yabancı atom kuyu kenarına kaydıkça da azaldığı anlaşıldı. Şekil-32 de aynı işlemler kuyu boyu 200 \AA için yapıldı. Kuyu boyu arttıkça bağlanma enerjisinin düştüğü gözlemlendi. Şekil-33 de bağlanma enerjisinin farklı lazer alan parametreleri ve yabancı atom konumları altında kuyu boyuna göre değişimine bakıldı. Kuyu boyu arttıkça ve yabancı atom kuyu kenarına yaklaştıkça bağlanma enerjisinin azaldığı anlaşıldı.

Bu tezde yapılan nümerik hesaplamalarda; $a^*=98.73 \text{ \AA}$, $R^*=5.73 \text{ meV}$, $\epsilon=12.5$ alındı.

Sonuç olarak; sonlu kuantum kuyusu içindeki bir elektronun enerjisinin kuyu boyu arttıkça azaldığı, bulunma olasılığının da kuyunun merkezinde fazla olduğu anlaşılmıştır. Dışarıdan uygulanan elektrik alan etkisinin kuyu içerisindeki bir elektronun enerjisini düşürdüğü anlaşılmış ve elektronun bulunma olasılığının uygulandığı yönün tersi yönünde kaydığı gözlemlenmiştir. Diğer bir dış etki olan manyetik alanın ise, kuyu içindeki bir elektronun enerjisini artırdığı anlaşılmış. Bulunma olasılığının da merkezde arttığı gözlemlenmiştir. Bir iç etki olan yabancı atom etkisinde elektron ile yabancı atomun etkileşmesi sonucunda oluşan bağlanma enerjisinin kuyu boyu arttıkça azaldığı anlaşıldı. Yabancı atomun konumunun merkezden kuyu duvarına doğru değiştirilmesi ile bağlanma enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Kuantum kuyusuna dışarıdan uygulanan lazer etkisinin kuyu potansiyelini simetrik ve parabolik olarak değiştirdiği anlaşıldı. Lazer alan parametresi arttıkça kuyu içindeki bir elektronun enerjisinin arttığı gözlemlendi. Bulunma olasılığının da kenarlara doğru yayıldığı anlaşıldı. Lazer ve yabancı atom etkilerinin bir arada olduğu durumda; lazer etkisinin bağlanma enerjisini azalttığı anlaşıldı.

KAYNAKLAR

1. NICULESCU E.C. ,BURILEANU L.M. , RADU A. , ‘Density of impurty states of shallow donors in quantum well under intense laser filed., Supperlattices and microstructures,25 MARCH 2008.
2. AKTAŞ Ş. ,OKAN SE. , AKBAŞ H. , ULAŞ M. TOMAK M. ,ERDOĞAN E. , Donor binding energies in GaAs quantum wells considering the nonparabolicity effects and the wave function elengation’ ,Supperlattices and microstructures,28,165-169,2000.
- 3.KARAOĞLU B. , □Kuantum mekaniğine giriş.’2,s.60-61-62,Bilgitek yayıncılık, İstanbul.1994
4. AKBAŞ H. , EMEKÇİ S. ,AKTAŞ Ş. , TOMAK M. , □Electric filed effects on shallow impurity states in multiple quantum well structures’,Turkish jou, phy, V.19,p.381-389,1995
- 5.BRUM JA. , PRIESTER C. , ALLONG G. , □Electric filed dependence of biding energy of shallow donors in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum well’, Phy. Rev. B, vol 32,Num.4,s.2378,1985.
6. AKBAŞ H. ,OKAN SE. ,AKTAŞ Ş. , ULAŞ M. , TOMAK M. , □Screening effect on the binding energies of donors, acceptors and excitions in finite-barrier quantum wells’,Supperlattices and microstructures,23,113-119,1998.
7. F. K. Boz, S.Aktas,B. Bekar, S.E.Okan Laser filed-driven potantiel profiles of double qanrum wells, Department of Physics, Trakya University, Edirne-22030, Turkey, 17 October 2011
- 8.ERDOGAN I.,Kuantum kuyularında elektron ve deşiğe elektrik alan etkisi,Yüksek lisans bitirme tezi., vd 1997)

9.H. Akbas, I. Erdogan, O. Akankan, ‘Hydrostatic pressure effects on impurity states in GaAs/AlAs quantum wells’ Department of Physics, Trakya University, Edirne 22030, Turkey, 4 May 2011

10. I. Erdogan, O. Akankan, H. Akbas, ‘Electric and magnetic field effects on the self-polarization in GaAs/AlAs cylindrical quantum well-wires’ Department of Physics, Trakya University, Edirne-22030, Turkey, 21 November 2005.

11.A. John Peter, ‘The effect of laser field intensity on polarizability in a quantum well’, Department of Physics, Govt.Arts and science college, Melur 625 106, Madurai, India, 11 March 2010.

12. Özge KILIÇOĞLU, Yüksek Lisans Tezi, 2008

13. PETER W. MILONNI, JOSEPH H.EBERLY, LASERS, Copyright ,1988, Wiley, New York.

14. John R. TAYLOR, Chris ZAFORITOS, fizik ve mühendislikte modern fizik, Prof. Doç. Dr. Bekir KARAOĞLU, 1996. Güven Yayın Evi.

ÖZGEÇMİŞ

1988 yılında Düzce'nin Gölyaka ilçesine bağlı Hacıyakup köyünde doğdum. İlköğretimimi Hacıyakup ilköğretim okulunda, orta öğretimimi Uzun Mustafa ilköğretim okulunda ve Lise eğitimiminide Yunus Güner Lisesinde tamamladım. 2005 yılında Kahraman Maraş Sütçü İmam üniversitesi Fizik bölümünü kazandım. 2007 yılında Trakya Üniversitesi Fizik bölümüne yatay geçiş yaptım. 2009 yılında Trakya Üniversitesin 'den mezun oldum. Aynı yıl Trakya Üniversitesinde yüksek lisans eğitimime başladım. Trakya Üniversitesi fizik bölümünde yüksek lisans eğitimime devam etmekteyim.