

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

**ÇOKLU KUANTUM TEL YAPISINDA DIŞARDAN UYGULANAN
MANYETİK ALAN VE LAZER ALANIN ELEKTRONİK
ÖZELLİKLERE ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Irmak DÖNMEZER

FİZİK ANABİLİM DALI

FİZİK PROGRAMI

Tez Danışmanı: Dr.Öğr. Üyesi Mustafa ULAŞ

Temmuz 2020

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

**ÇOKLU KUANTUM TEL YAPISINDA DIŞARDAN UYGULANAN
MANYETİK ALAN VE LAZER ALANIN ELEKTRONİK
ÖZELLİKLERE ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Irmak DÖNMEZER
1178201104**

FİZİK ANABİLİM DALI

FİZİK PROGRAMI

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi. Mustafa ULAŞ

Temmuz 2020

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde, bana yardım ve katkılarını esirgemeyen tez danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Mustafa ULAŞ'a ve değerli vaktini ve bilgilerini benden esirgemeyen Prof. Dr.Şaban AKTAŞ 'a teşekkürü borç bilirim. Ayrıca emeği geçen Prof Dr.Figen BOZ ve her aşamada bana destek olan ve ortak çalışmalarda bulunduğumuz değerli sınıf arkadaşım Havva UYAR'a teşekkür etmekten mutluluk duyarım.



Temmuz 2020

Irmak DÖNMEZER
(Fizik Mühendisi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER	vii
KISALTMALAR	viii
ŞEKİL LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY	xiii
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı	1
1.2 Literatür Araştırması	2
2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR.....	5
2.1 Kuantum Kuyuları.....	5
2.1.1 Sonsuz kuantum kuyusu.....	6
2.1.2 Sonlu kuantum kuyusu	7
2.2. Kuantum Telleri	9
2.2.1 Sonsuz kuantum telleri	10
2.2.2 Sonlu kuantum telleri	11
2.3 Kuantum Noktaları	12
3. DIŞ ALAN ETKİLERİ	13
3.1 Düşük Boyutlu Yapılara Elektrik Alan Etkisi.....	13
3.2 Düşük Boyutlu Yapılara Manyetik Alan Etkisi	14
3.3 Düşük Boyutlu Yapılara Lazer Alan Etkisi.....	16
4. SAYISAL YÖNTEMLER	19
4.1 Varyasyon Yöntemi.....	19
4.2 Sonlu Farklar Yöntemi	20
5. SONUÇLAR	25
KAYNAKLAR	51
ÖZGEÇMİŞ.....	53

KISALTMALAR

a^*	: Etkin Bohr yarı çapı
B	: Manyetik Alan
E	: Elektronun enerjisi
F	: Elektrik alan şiddeti
H	: Hamiltonyen
K	: Düzeltilmiş Bessel Fonksiyonu
L_B	: Engel genişliği
L_W	: Kuyu genişliği
m^*	: Elektronun etkin kütlesi
R^*	: Etkin Ryberg enerjisi
V	: Elektronun gördüğü potansiyel
V_{DC}	: Elektronun lazer alandan dolayı gördüğü giydirilmiş potansiyel
$V(x)$: X doğrultusunda Elektronun gördüğü potansiyel
$V_{DC}(x)$: X doğrultusunda Giydirilmiş potansiyel
Ψ	: Elektronun dalga fonksiyonu
λ	: Varyasyon parametresi
α_0	: Lazer Alan

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Kuantum kuyusunun şematik gösterimi	5
Şekil 2.2 : Sonsuz kuantum kuyusu şematik gösterimi.....	6
Şekil 2.3 : Sonlu kuantum kuyusu şematik gösterimi.....	8
Şekil 2.4 : Kuantum teli şematik gösterimi	10
Şekil 2.5 : Kuantun noktaları şematik gösterimi	12
Şekil 3.1 : Elektrik alan etkisi altında kuantum kuyusu.....	13
Şekil 4.1 : Dalga fonksiyonunun sonlu farklar yönteminde gösterimi.....	20
Şekil 4.2 : Sonlu farklar yönteminin kuantum kuyularına uygulanışı.....	21
Şekil 5.1 : Çok katmanlı kuantum tel kuyusunun şematik gösterimi.....	25
Şekil 5.2.a :Bağlanma enerjisinin, farklı manyetik alan değerlerinde ve lazer alansız tel genişliğine göre değişimi.....	30
Şekil 5.2.b :Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik ve lazer alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.....	31
Şekil 5.2.c :Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik ve lazer alansız elektronun bulunma olasılığı.....	32
Şekil 5.2.d :Tel kalınlığının $0.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alan 1 T değerinde ve lazer alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.....	33
Şekil 5.2.e :Tel kalınlığının $0.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alan 1 T değerinde ve lazer alansız elektronun bulunma olasılığı.....	34
Şekil 5.3.a :Bağlanma enerjisinin, lazer alanın $0.75a^*$ şiddetinde ve farklı manyetik alan değerlerinde, tel kalınlığına göre değişimi.....	35
Şekil 5.3.b :Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanın $0.75a^*$ değerinde elektronun gördüğü potansiyel profili.....	36
Şekil 5.3.c :Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde lazer alan $0.75a^*$ şiddetinde, manyetik alansız elektronun bulunma olasılığı.....	37
Şekil 5.3.d :Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, lazer alanın $0.75a^*$ şiddetinde ve manyetik alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.....	38
Şekil 5.3.e:Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, lazer alanın $0.75a^*$ şiddetinde ve manyetik alansız elektronun bulunma olasılığı.....	39
Şekil 5.4.a:Bağlanma enerjisinin, farklı tel kalınlık değerlerinde ve lazer alansız, manyetik alana göre değişimi.....	40
Şekil 5.4.b:Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel görünüşü.....	41
Şekil 5.4.c:Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.....	42
Şekil 5.4.d:Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alansız lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel profili.....	43
Şekil 5.4.e:Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.....	44
Şekil 5.5.a:Bağlanma enerjisinin, farklı tel kalınlık değerlerinde ve lazer alanın $0.50a^*$ değerinde manyetik alana göre değişimi.....	45
Şekil 5.5.b:Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alanın 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel görünüşü.....	46
Şekil 5.5.c:Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alanın 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.....	47
Şekil 5.5.d:Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alanın 2 Tesla lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel profili.....	48

Şekil 5.5.e:Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alanın 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı..... 49



ÇOKLU KUANTUM TEL YAPISINDA DIŞARDAN UYGULANAN MANYETİK ALAN VE LAZER ALANIN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERE ETKİSİ

ÖZET

Çoklu kare kuyu tel sistemine dışarıdan uygulanan manyetik ve lazer alan etkisi altında yapının içinde bulunan bir elektronun hidrojenimsi yabancı atoma bağlanma enerjisi hesaplandı. Bağlanma enerjisinin, dışarıdan uygulanan etkilere duyarlılığı, farklı tel boyutları dikkate alınarak gösterildi. Çoklu kuantum tel yapısı olarak GaAs/Al_xGa_{1-x}As yarıiletkenlerinin kullanıldığı kuantum tel kuyusu düşünüldü. Uygulanan manyetik alan tel eksenine paralel negatif z yönünde ve aynı şekilde, lazer alan tel eksenine paralel negatif z doğrultusunda olacak şekilde seçildi. Hesaplamalarda sonlu farklar nümerik diferansiyel denklem çözme yöntemi kullanıldı. Elektron bant enerjilerinin, uygulanan alanlara ve tel kalınlığına nasıl bağlı olduğu gösterildi. Bu tür yapıların elektronik özelliklerinin anlaşılması için deneysel çalışmalara göre daha ekonomik ve daha hızlı sonuç elde edileceği gösterildi.

Anahtar Kelimeler: Üçlü kuantum teli, bağlanma enerjisi, manyetik alan, lazer alan.

THE EFFECT OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD AND LASER FIELD ON ELECTRONIC SPECIFICATIONS IN MULTIPLE QUANTUM WIRE STRUCTURE

SUMMARY

The binding energy of an electron in the structure under the influence of magnetic and laser field applied externally to the multiple square well wire system was calculated. The sensitivity of the binding energy to externally applied effects was demonstrated by considering different wire sizes. Quantum wire well was considered, using the GaAs/Al_xGa_{1-x}As semiconductors as a multiple quantum wire structure. The applied magnetic field was chosen to be in the negative z direction parallel to the wire axis and likewise, the laser field to be in the negative z direction parallel to the wire axis. In calculations, finite difference numerical differential equation solving method was used. How electron band energies depend on applied areas and wire thickness was shown. In order to understand the electronic properties of such structures, it has been shown that more economical and faster results will be obtained than experimental studies.

Keywords: Triple quantum wire, binding energy, magnetic field, laser field.

1. GİRİŞ

Son yılların teknolojik gelişmeleri çok katmanlı yapıların kolaylıkla yapılabilmesine imkân sağlamıştır. Bu teknolojik gelişmeler sonucunda birçok bilimsel çalışmalar düşük boyutlu yapılar üzerine yoğunlaşmıştır. Son nesil teknolojik cihazların önemli parçalarından olan düşük boyutlu yarıiletken yapıların fiziksel ve optik özellikleri son yıllarda birçok bilim insanı tarafından çalışılan popüler bir alan olmuştur. Son yıllarda yapılan çalışmalara göz atacak olursak aşağıdaki gibi özetleyebiliriz. Yarı iletken kuantum kuyuları ve tellerinde eksitonik bağlanma enerjisi (elektronun yapının içine dışarıdan katkılanmış yabancı atoma bağlanma enerjisi) hesaplanmış [1], çift engelli asimetric çoklu kuyularda tel geçiş katsayısı çalışılmıştır [2]. Silindirik kuantum tel kuyusunun merkezindeki bir yabancı atomun bağlanma enerjisi varyasyon yöntemi kullanılarak hesaplanmış, bağlanma enerjisinin tel kalınlığı ile değişimi gösterilmiştir [3-4]. Dışarıdan uygulanan manyetik alanın tel kuyuları üzerindeki etkileri ayrıntılı olarak ele alınarak sonuçlar tartışılmıştır [5]. Son zamanlarda yapılan çalışmalarda eşit potansiyel engelli simetric ve asimetric kuantum yapılarında elektron geçişleri, lazer alan altında incelenmiş, potansiyel görünüşleri ve geçiş katsayısının lazer giydirme parametresine bağlılığı gösterilmiştir [6,7].

1.1 Tezin Amacı

Bu çalışmada çoklu kare kesitli kuantum tel kuyularda bulunan bir elektronun, sonradan bu yapıya katkılanmış yabancı bir atoma bağlanma enerjisi, kuyu genişliğine, dışarıdan uygulanan manyetik ve lazer alan şiddetine bağlılığı, sonlu farklar nümerik yöntemini kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Düşük boyutlu yapılara dışarıdan uygulanan manyetik alanın, elektrik alanın ve lazer alanın fiziksel etkileri vardır. Biz bu çalışmamızda parçacığı iki boyutta sınıflandırıp diğer boyutta serbest bıraktığımız kuantum teli üzerine dışarıdan uygulanan lazer alan ve manyetik alanın elektronik özelliklere etkilerini sonlu farklar yöntemini nümerik olarak Fortran Programlama dilini kullanarak incelemeyi amaçladık.

1.2 Literatür Araştırması

1946 Yılında Bardeen ve Brattain tarafından yarı iletkenlerle ilgili yüzeye gelen parlak ışıkla ilgili detaylı çalışmalar yapılmaya başlandı. Elektrik devreleri için çığır açan buluş transistörlerin keşfedilmesi, 1947 yılında Bell fizik laboratuvarında katıların fiziği üzerine temel araştırma programında ortaya çıktı. İki farklı transistörün bir araya gelerek nokta temas transistörü büyük bir deneysel başarıyla bulundu. Bu çalışma ticari bir amaç taşımıyordu [8]. William Shockley'in üzerinde çalıştığı kavşak transistörü birçok gelişmenin temelini oluşturduğu gibi ticari başarılarla elde etti [9].

1962 yılında Robert N. Hall ve arkadaşları Galyum Arsenit (GaAs) maddesinden salınan kızılötesi ışınları inceledi, böylelikle yarı iletken lazer icat edildi. Anderson ve arkadaşları tarafından birbirinden farklı iki yarı iletken kullanılarak oluşturulan çoklu hetero yapılar, birden fazla farklı bileşenden oluşan yapılar geliştirildi [10].

Birden fazla yarıiletken yardımıyla hetero yapıların oluşturulması ve deneysel büyütme yöntemleri kullanılarak 10^{-6} cm'den daha küçük yapılar hakkında hem optik hem de elektronik özellikler hakkında bilgi sahibi olmamız sağlandı. Moleküler ışın epitaksi (MBE), sıvı faz epitaksi (LPE), buhar faz epitaksi (VPE) ve moleküler kimyasal buhar depolama (MOCVD) yöntemleri kullanılarak düşük boyutlu (elektronun serbestlik derecesinin sınırlandırıldığı) kuantum kuyuları kuantum telleri ve kuantum noktalarını üretmek mümkün oldu [11].

Yarı iletken düşük boyutlu yapıların temel birimlerini kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları oluşturmaktadır. Yarı iletken malzemelerin elektrik özelliklerinin kuantum fiziği ile açıklanabilir olması günümüzdeki hayatımızı rahatlatan nonoteknolojik cihazların gelişimini sağlamıştır [12].

Bilekkaya ve arkadaşları yarı iletken malzemelerden yapılmış kuantum yapılarının elektronik özelliklerini dışarıdan uygulanan elektrik ve manyetik alan altında incelemiştirlerdir.

Hesaplamalarında varyasyon yöntemi kullanılarak elektronun bağlanma enerjisi hakkında bilgi sahibi olunmuştur [13].

1992 yılında Masale, yarıiletken kristallerden oluşturulmuş kuantum sistemlerine eksenel uygulanan manyetik alanın, elektronun azimuthal kuantum sayılarına göre değişkenliğini incelemiştir. Yarı iletken kristal yapılardan oluşturulmuş sisteme uygulanan manyetik alan, yapının içinde bulunan elektronik seviyelerin boyutluluğunu değiştirdiğini ve bu durum yoğunluklarında yeni dağılıma yol açtığını vurgulamıştır [14].

Şaban Aktaş 1998 yılındaki çalışmalarında dış manyetik alan etkisinin iletim durumunda bulunan iki boyutlu bir yapının hassas bir şekilde karakterize edilmesi için yöntemler geliştirmiştir [15].

2005 yılında Figen Boz'un doktora çalışmasında GaAs/Al_xGa_{1-x}As kuantum kuyu telinde hapsedilen elektrona düzgün ve dışarıdan uygulanan manyetik alan altında, yapının içinde bulunan elektronun elektronik özelliklerini göstermiştir. Bağlanma enerjisinin değişimlerini, elektronun gördüğü potansiyel dağılımına, düşük boyutlu yapının boyutlarına, yabancı atomun konumuna uygulanan manyetik alan şiddetine bağlı olduğunu göstermiştir [16].

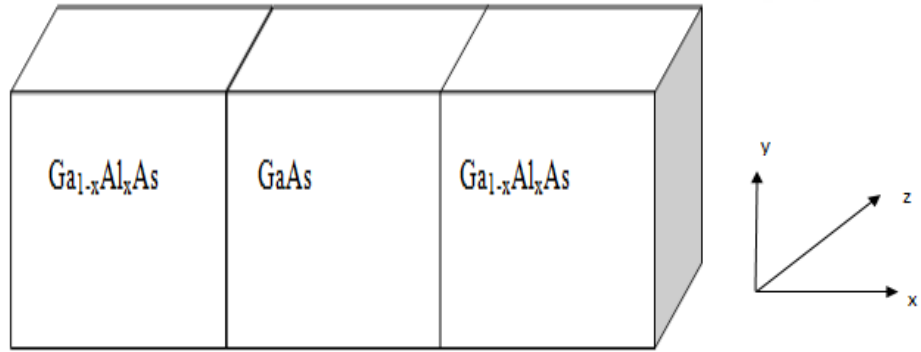
Burileanu ve arkadaşları Silindirik kuantum teli üzerindeki çalışmalarında THz lazer alanın optik özelliklere etkisini incelemişlerdir [17]. Niculescu ve arkadaşları farklı geometrik yapılardaki kuantum kuyu telleri üzerine, dışarıdan harici olarak yüksek frekanslı lazer ışığı uygulamışlar ve yapının içinde bulunan bir elektronun elektronik özelliklerini incelemişlerdir [18].

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

Düşük boyutlu yapılar dediğimiz zaman ilk ifade edilmesi gereken kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktalarıdır. Burada boyut dediğimiz, yük taşıyıcıların yani elektronları serbest olarak dolaşacağı yön sayısıdır. Parçacığın hareketini tek boyutta sınırlandırıp diğer boyutlarda serbest bırakırsak kuantum kuyusu, iki boyutta sınırlandırıp diğer boyutta serbest bırakırsak kuantum teli, üç boyutta da sınırlandırırırsak kuantum noktaları elde ederiz.

2.1 Kuantum Kuyuları

Parçacığın hareketini tek boyutta sınırlandırıp diğer boyutlarda serbest bırakırsak kuantum kuyusu elde ederiz. Kuantum kuyuları oluştururken iki yarıiletken tabakanın arasına farklı tür yarı iletken tabaka yerleştiririz. Genellikle kuantum kuyuları oluşturulurken GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ yarı iletken malzeme kullanılır. $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyularına örnek olarak verilebilir. Buradaki x alüminyum katkı miktarını belirler.

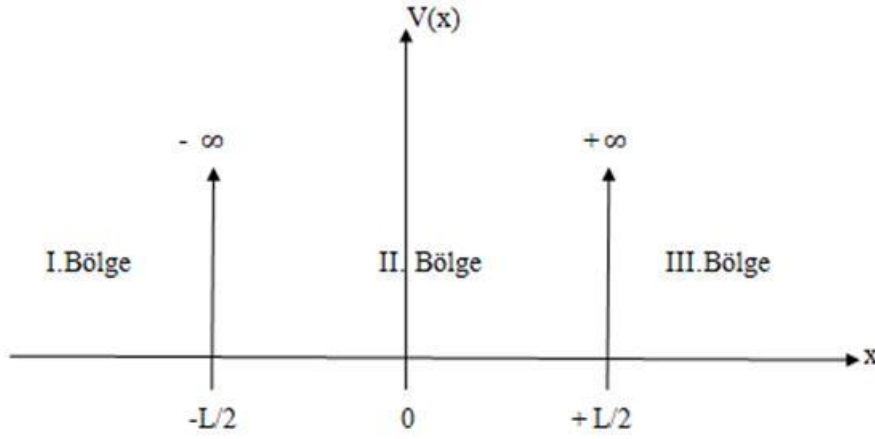


Şekil 2.1: Kuantum kuyusunun şematik gösterimi.

Kuantum kuyuları elektronun hapsedildiği duvarın yüksekliğine göre ayrılır. Sonlu kuantum kuyusu ve sonsuz kuantum kuyusu olmak üzere iki şekilde incelenir. Bu potansiyel yükseklikler Alüminyum (Al) konsantrasyonu (x) ile belirlenir.

2.1.1 Sonsuz kuantum kuyusu

Sonsuz kuantum kuyusunda elektronu hapsedildiği duvarın yüksekliği x 'i 1 seçersek kabul edilir (AlAs/GaAs/AlAs).



Şekil 2.2: Sonsuz kuantum kuyusu şematik gösterimi.

Sonsuz kuantum kuyusuna hapsedilmiş bir elektronun potansiyel fonksiyonu aşağıdaki gibidir,

$$V(x) = \begin{cases} 0 & , -L/2 \leq x \leq L/2 \\ +\infty & , \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.1)$$

Fonksiyonu verilen m kütleli parçacığı ele alalım; sonsuz yüksekliğe sahip kuyunun içindeki parçacığın kuyu dışında olma olasılığı sıfırdır. Yani parçacığın I. Bölge ve III. bölgede Ψ (dalga fonksiyonu) sıfıra eşit olur.

$$\Psi_I=0 \text{ ve } \Psi_{III}=0 \text{ dır.}$$

Parçacık II. bölgede bulunduğundan bu bölge için çözüm yaparız. Sonsuz potansiyel kuyu içindeki parçacığın hamiltonyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + V(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} = E \Psi(x) \quad (2.3)$$

elde edilir.

$k^2 = \frac{2m^*E}{\hbar^2}$ dönüşümü yapılırsa, Schrödinger dalga fonksiyonunun çözümüyle elde

edilen dalga fonksiyonu

$$\Psi(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx) \quad (2.4)$$

olur. Sınır şartlarını uygularsak parçacığın enerjisini,

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L^2} n^2 \quad (2.5)$$

olarak bulunur. Bu denklemden m^* ile ifade edilen parçacığın etkin külesidir. $n=0, 1, 2, 3, \dots$ ise kuantum sayılarıdır. n için tek ve çift çözümler için dalga fonksiyonu

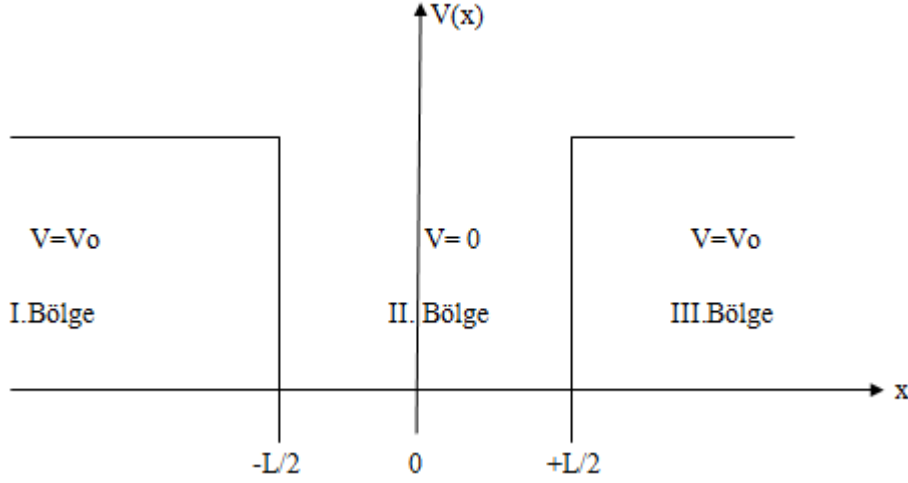
$$\Psi_{n^+}(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \text{ ise } n \text{ tek} \quad (2.6)$$

$$\Psi_{n^-}(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \text{ ise } n \text{ çift} \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilir [19].

2.1.2 Sonlu kuantum kuyusu

Bu şekildeki kuantum kuyularının duvarları sonsuz değildir. Duvarların sonlu bir V_0 değeri aldığı göz önünde bulundurulur. 1. ve 3. bölgedeki alüminyum konsantrasyonları ayarlanarak elde edilebilir. ($x < 1$)



Sekil 2.3: Sonlu kuantum kuyusu.

Bu durumda sonlu kuantum kuyusundaki parçacığın potansiyel fonksiyonu aşağıdaki gibidir.

$$V(x) = \begin{cases} 0 & , \quad -L/2 \leq x \leq L/2 \\ V_0 & , \quad \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.8)$$

Sonlu kuantum kuyusu içindeki electron için hamiltonyen

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \quad (2.9)$$

Şeklinde olur. Bu hamiltonyenden yola çıkarak sonlu kuantum kuyusunun üç bölgesinde de Schrödinger denkleminin çözümü bulunur. Schrödinger denkleminiz

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + V(x) \Psi(x) = E \Psi(x) \quad (2.10)$$

dir. Schrödinger denlemini düzenlersek;

$$\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} - (V(x) - E) \frac{2m^*}{\hbar^2} \Psi(x) = 0 \quad (2.11)$$

Şeklinde yazılır. I.Bölge için $V(x) = V_0$ için dalga fonksiyonu

$$\Psi_1(x) = A \exp(k_1 x) \quad (2.12)$$

Şeklinde olur. Bu denklemde ki sabiti $k_1^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (V_0 - E)$ şeklinde tanımlanır. II.Bölge için $V(x)=0$ dir. Bu bölge için dalga fonksiyonu

$$\Psi_{II}(x) = C \cos(k_2 x) + D \sin(k_2 x) \quad (2.13)$$

şeklinde olur. Bu denklemde k_2 sabiti $k_2^2 = \frac{2m^* E}{\hbar^2}$ şeklindedir. III.Bölgede ise $V(x)=V_0$ dir. III. Bölge için dalga fonksiyonu

$$\Psi_{III}(x) = B \exp(-k_1 x) \quad (2.14)$$

Şeklinde olur. Buradaki k_1 ise $k_1^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (V_0 - E)$ şeklindedir. Yukarıdaki denklemlere sınır şartlarını uygularsak tek ve çift pariteli durumlar için dalga fonksiyonlarını aşağıdaki gibi buluruz. I. Bölge, II. Bölge, III. Bölge için, çift pariteli durum için dalga fonksiyonu;

$$\Psi_{\text{çift}}(x) = \begin{cases} C \exp(k_1 L/2) \cos k_2 L/2 \exp(k_1 x) & -\infty < x < -L/2 \\ C \cos(k_2 x) & -L/2 \leq x \leq L/2 \\ C \exp(k_1 L/2) \cos k_2 L/2 \exp(-k_1 x) & L/2 < x < \infty \end{cases} \quad (2.15)$$

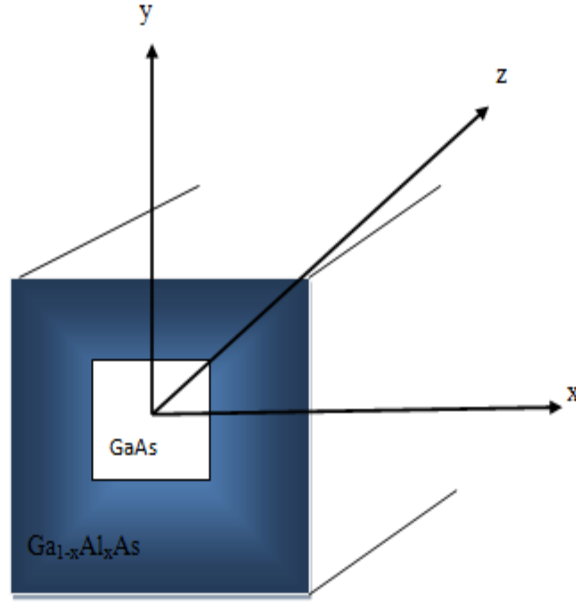
I.bölge, II. bölge, III. bölge için, tek pariteli durum için dalga fonksiyonu

$$\Psi_{\text{tek}}(x) = \begin{cases} -D \exp(k_1 L/2) \sin k_2 L/2 \exp(k_1 x) & -\infty < x < -L/2 \\ D \sin(k_2 x) & -L/2 \leq x \leq L/2 \\ D \exp(k_1 L/2) \sin L/2 \exp(-k_1 x) & L/2 < x < \infty \end{cases} \quad (2.16)$$

Yukarıdaki denklemlerdeki C ve D sabitleri normalizasyon kat sayılarıdır [20].

2.2 Kuantum Telleri

Kuantum tellerinde parçacık iki yönde sınırlandırılıp bir yönde serbest bırakılır. Şekil 2.4'te görüldüğü gibi parçacık x ve y yönlerinde potansiyel olarak sınırlandırılmış z yönünde serbest bırakılmıştır.



Şekil 2.4: Kuantum telinin şematik gösterimi.

Kuantum telleri de sonlu (alüminyum konsantrasyonu $x < 1$) ve sonsuz alüminyum konsantrasyonu $x = 1$) kuantum teli olmak üzere ikiye ayrılır.

2.2.1 Sonsuz kuantum teli

Sonsuz kuantum tellerinde potansiyel engeli sonsuzdur. Bu durumda parçacığın tel dışında bulunma olasılığı yoktur. Şekil 2.4 teki gibi bir kuantum telini inceleyelim. L_x , telin x yönündeki genişliği ve L_y , telin y yönündeki genişliğidir. Sonsuz kuantum teli için potansiyel fonksiyonu;

$$V(x,y) = \begin{cases} 0 & |x| \leq L_x/2, |y| \leq L_y/2 \\ \infty & |x| > L_x/2, |y| > L_y/2 \end{cases} \quad (2.17)$$

Şeklinde olur. Kuantum teli içindeki elektronun Hamiltonyeni

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi_0(x, y, z) = E_0 \Psi_0(x, y, z) \quad (2.18)$$

şeklinde olur. Elektronumuz x ve y yönünde sınırlandırılmış, z yönünde serbest olduğu için z yönünde hareket eder bu yüzden dalga fonksiyonu

$$\Psi_0(x,y,z)=\Psi(x,y)\Psi(z) \quad (2.19)$$

şeklinde alırız ve schörödinger denkleminin çözümünü,

$$\Psi_0(x,y,z) = A \cos\left(\frac{\pi}{L_x}x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y}y\right) \exp(ik_z z) \quad (2.20)$$

şeklinde bulunur. Bu denklemde A ile gösterilen normalizasyon katsayısıdır [20].

2.2.2 Sonlu Kuantum teli

Sonlu kuantum tellerinde potansiyel engel sonsuz kuantum telindeki gibi sonsuz değildir. Burada engel V_0 gibi sonlu bir değer alır. Engelin V_0 gibi değer aldığı durumlarda parçacığın tel dışında bulunma olasılığı da vardır. Sonlu kuantum telini inceleyecek olursak, sonlu kuantum telinin potansiyeli,

$$V(x,y) = \begin{cases} 0 & |x| \leq L_x/2, \quad |y| \leq L_y/2 \\ V_0 & |x| > L_x/2, \quad |y| > L_y/2 \end{cases} \quad (2.21)$$

Şeklinde olur. Sonlu kuantum teli için Schrödinger denklemini ,

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi(x,y,z) + V(x,y) \Psi(x,y,z) = E \Psi(x,y,z) \quad (2.22)$$

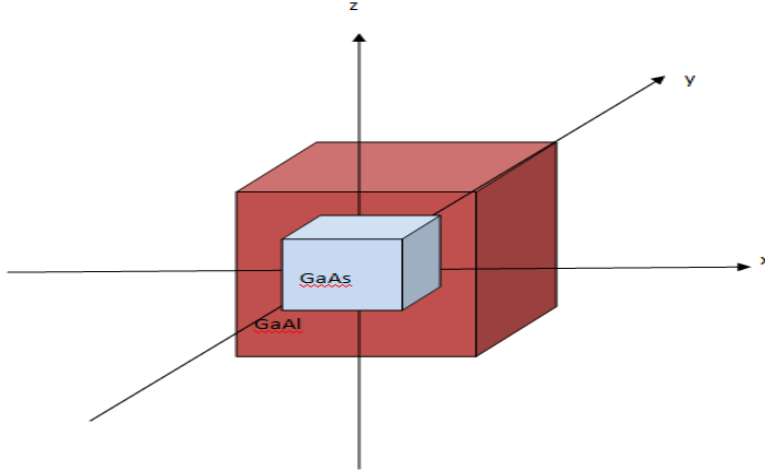
Şeklinde yazarız. Schrödinger denklemi çözüldükten sonra dalga fonksiyonu

$$\Psi_0(x,y) = N_0 \begin{cases} \exp(k_2(x+y)) & x < -L_x/2, \quad y < -L_y/2 \\ \cos(k_1 x) \cos(k_1 y) & -L_x/2 \leq x \leq L_x/2, \quad -L_y/2 \leq y \leq L_y/2 \\ \exp(-k_2(x+y)) & L_x/2 < x, \quad L_y/2 < y \end{cases} \quad (2.23)$$

Şeklinde bulunur. Bu denklemde N_0 normalizasyon sabitidir. k_1 ve k_2 sabitlerdir.

$$k_1^2 = \frac{2m^* E_0}{\hbar^2} \quad \text{ve} \quad k_2^2 = \frac{2m^*(V_0 - E_0)}{\hbar^2} \quad L_x = L_y = L \text{ alınmıştır [19-20].}$$

2.3 Kuantum Noktaları



Şekil 2.5: Kuantum noktasının şematik gösterimi.

Kuantum noktalarında elektronlar üç boyutta sınırlandırılır. Şekil 2.5 te görüldüğü gibi elektron x, y, ve z yönlerinde sınırlandırılmıştır. L_x , telin x yönündeki genişliği, L_y , telin y yönündeki genişliği ve L_z , telin z yönündeki genişliğidir. Buradaki kuantum noktası için potansiyel,

$$V(x, y, z) = \begin{cases} 0 & |x| \leq L_x/2, & |y| \leq L_y/2, & |z| \leq L_z/2 \\ \infty & |x| > L_x/2, & |y| > L_y/2, & |z| > L_z/2 \end{cases} \quad (2.24)$$

Şeklindedir. Kuantum noktası içine hapsedilen parçacık için schrödinger denklemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi_0(x, y, z) = E_0 \Psi_0(x, y, z) \quad (2.25)$$

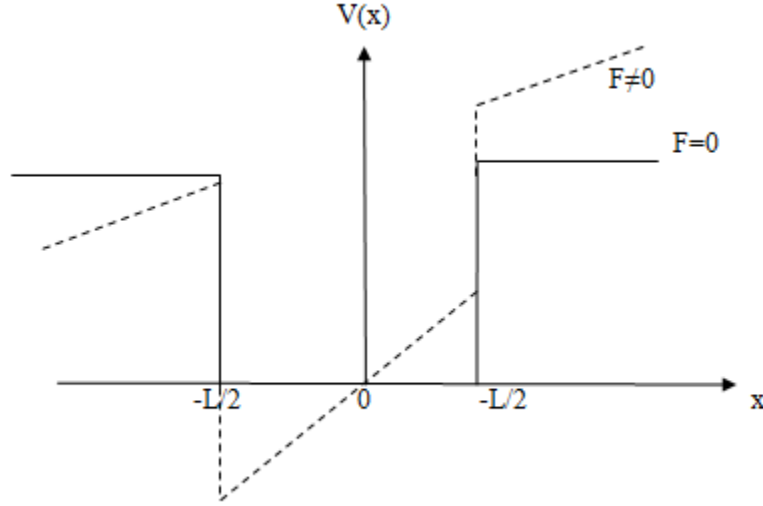
Şeklindedir. Elektronun üç boyutta da sınırlandırıldığını göz önüne alırsak dalga fonksiyonu

$$\Psi_0(x, y, z) = A \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_z} z\right) \quad (2.26)$$

Şeklinde bulunur [21]. Denklemden ki A normalizasyon katsayısıdır.

3. DIŞ ALAN ETKİLERİ

3.1 Düşük Boyutlu Yapılara Elektrik Alan Etkisi



Şekil 3.1: Elektrik alan etkisi altındaki kuantum kuyusu şematik gösterimi.

Düşük boyutlu yapılara dışarıdan elektrik alan uygulanması ile elektronun gördüğü potansiyel dağılımında değişmelere ve buna bağlı olarak enerji durumlarında kaymalara neden olur. Düşük boyutlu yapılara x doğrultusunda elektrik alan etki ettiğinde,

$$H_F = |e|Fx \quad (3.1)$$

Hamiltonyene 3.1. de olduğu gibi bir elektrik alan terimi eklenir. Bu denklemdeki e ile gösterilen elektronun yükünü F ile gösterilen ise x yönünde uygulanan düzgün elektrik alan şiddetidir. Nümerik hesaplarda elektriksel potansiyel enerji çok küçük ve büyük sayılardan kaçınmak için uzunlukları etkin Bohr yarıçapı boyutunda ve enerjileri etkin Ryberg enerji biriminde alırsak, elektrik alandan elektronun gördüğü potansiyele gelen ek terim.

$$eFx = \eta x \quad (3.2)$$

şeklinde alınır. Bu denklemde

$$\eta = \frac{1e1a^x F}{R^*} = \frac{a^* F 0.001}{R^*} = \frac{F}{5,83} \quad (3.3)$$

dir. Burada F'nin birimi kV/cm biriminde alınmıştır. Etkin Bohr yarı çapı $a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2}$ uzunluk birimi, etkin Ryberg enerjisi $R^* = \frac{\hbar^2}{2m^* a^{*2}}$ ise enerji birimi olarak verilmiştir. $a^* \cong 100 \text{ \AA}$ ve $R^* \cong 5.83 \text{ meV}$ 'dir. Burada ϵ ile gösterilen kristalin dielektrik sabiti, m^* ile gösterilen ise elektronun etkin kütlesidir [21-12].

3.2 Düşük Boyutlu Yapılarda Manyetik Alan Etkisi

Düşük boyutlu yapılara manyetik alan uygulanması elektronik seviyelerin boyutluluğunu değiştirir ve durum yoğunluklarında yeni bir dağılıma neden olur.

Düşük boyutlu yapıya düzgün bir manyetik alan uygularsak hamiltonyenimiz,

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{P} \frac{1e1}{c} \vec{A} \right]^2 + \vec{V}(r) \quad (3.4)$$

şeklinde olur. Burada \vec{A} ile gösterilen manyetik alanın vektör potansiyeli, \vec{P} ile gösterilen momentumdur [14]. Düşük boyutlu yapılara düzgün bir manyetik alan $\vec{B} = (\vec{V} \times \vec{A})$ uygulandığında genel Hamiltonyen ;

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{p} \frac{1e1}{c} \vec{A} \right]^2 + \vec{V}(x, y, z) \quad (3.5)$$

Olarak verilir. Bu Hamiltonyen'de \vec{A} manyetik alan \vec{V} vektör potansiyeli \vec{P} momentum olarak tanımlanır. $B = \vec{B}$ z yönünde bir manyetik alan uyguladığımızda manyetik alan vektörü $\vec{B} = (\vec{V} \times \vec{A})$ olduğundan aşağıdaki denklem belirlenir.

$$\vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \quad (3.6)$$

Determinant açılırsa,

$$B\vec{k} = \vec{i}\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}\right) - \vec{j}\left(\frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial z}\right) + \vec{k}\left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right) \quad (3.7)$$

Olur. Tüm koordinat sistemlerini kapsayan bir gösterim şeklidir. Eşitliği sağlayabilmesi için manyetik alan vektörleri aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right) = B \quad (3.8)$$

$$A_y = Bx \quad A_x = 0 \quad \text{Ayar 1} \quad (3.9)$$

$$A_y = \frac{1}{2}Bx \quad A_x = \frac{1}{2}By \quad \text{Ayar 2} \quad (3.10)$$

$$A_y = 0 \quad A_x = By \quad \text{Ayar 3} \quad (3.11)$$

$\vec{B} = (\vec{\nabla} \times \vec{A})$ Durumunu sağlayan ayar 2 seçilirse,

$$A = \left(\frac{1}{2}By, -\frac{1}{2}Bx, 0\right) \quad (3.12)$$

Hamiltoniyen denklemi;

$$H = \frac{1}{2m^*} [\vec{p}]^2 + 2e\vec{A}\vec{P} + e^2 A^2 + \vec{V}(X, Y, Z) \quad (3.13)$$

Burada simetrik ayar altında $\vec{A}\vec{P} = \vec{P}\vec{A}$ momentum işlemlerinin x ve y bileşenleri

$$\vec{P} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$\vec{P} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.15)$$

Olarak tanımlandığından;

$$\vec{A} \cdot \vec{P} = \left(\frac{1}{2}By \frac{\partial}{\partial y} + \frac{1}{2}Bx \frac{\partial}{\partial x}\right) - (i\hbar) \quad (3.16)$$

$$\vec{A} \cdot \vec{P} = \frac{1}{2}B \left[\left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x}\right) - (i\hbar) \right] \quad (3.17)$$

$$\vec{A} \cdot \vec{P} = \frac{1}{2}B [(xP_Y - yP_X)] \quad (3.18)$$

$$\vec{A} \cdot \vec{P} = \frac{1}{2} BL_z \quad (3.19)$$

Burada L açısai momentum'dur, z ise bileşenidir.

$$\vec{A}^2 = \frac{1}{4} B^2 y^2 + \frac{1}{4} B^2 x^2 + 0 \quad (3.20)$$

$$\vec{A}^2 = \frac{1}{4} B^2 e^2 (x^2 + y^2) \quad (3.21)$$

Olur. Burada bulunan katkı terimleri Hamiltoniyen denkleminde yazılırsa;

$$H = \frac{P^2}{2m^*} + \frac{2e^2}{2m^*} \frac{1}{2} BL_z + \frac{1}{2} \frac{B^2 e^2}{m^*} (x^2 + y^2) + \vec{V}(X, Y, Z) \quad (3.22)$$

Olur. Taban durumu şeklinde ifade edildiğinde $m=0$ ($m=-1, \dots, +1 \rightarrow l=0$ (taban durumu)) değerini alır ve $\frac{2e}{2m^*} \frac{1}{2} BL_z$ terimleri gider ve denklem şu şeklini alır;

$$H = \frac{P^2}{2m^*} + \frac{1e^2}{4} \frac{Be^2}{2m^*} (x^2 + y^2) + \vec{V}(X, Y, Z) \quad (3.23)$$

$$H = -\nabla^2 + \frac{\gamma^2}{4} (x^2 + y^2) + \gamma L_z + \vec{V}(X, Y, Z) \quad (3.24)$$

Burada $\gamma = \frac{\hbar\omega_c}{2R^*}$ $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ 'dir [21].

3.3 Düşük Boyutlu Yapılarda Lazer Alan Etkisi

Lazer alan konumun ve zamanın bir fonksiyonudur bu özelliği ile kuantum kuyusuna etkileri manyetik alandan farklıdır, çünkü manyetik alan konumun fonksiyonudur [22]. Manyetik alanın çözümünü yaparken zamandan bağımsız Schörödinger denklemini kullanıyorduk, lazer alan hem konumun hem de zamanın fonksiyonu olduğu için zamana bağılı schrödinger denklemini kullanacağız. Schrödinger denklemi

$$\left[\frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} + \vec{V}(x) \right] \Psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r, t) \quad (3.25)$$

Şeklindedir. Burada e ile gösterilen elektronu yükü, \vec{A} ile gösterilen vektör potansiyeli, m^* ile gösterilen ise etkin küttedir. 3.25 denkleminizi açık bir şekilde yazarsak denkleminin son hali,

$$\left[\frac{p^2}{2m^*} + \frac{2(\overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{p})}{2m^*} + \frac{e^2 A^2}{2m^*} + \overrightarrow{V}(x) \right] \Psi(r, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r, t) \quad (3.26)$$

Şeklini alır. Lazerden gelen katkı terimini potansiyel enerji terimi içine almak için $\Psi(r,t) \xrightarrow{U} \phi(r, t)$ dönüşümü yaparız.

$$\Psi(r,t)=J\phi(r,t) \quad (3.27)$$

denkleminde J ile gösterilen dönüşüm operatörüdür.

$$J=e^{(i\frac{e}{m}\int_{-\infty}^t dt' A(t')\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{e^2}{2\hbar m}\int_{-\infty}^t dt' A^2(t'))} \quad (3.28)$$

dir.

$$(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - H) J = i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - H' \quad (3.29)$$

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + Vx(x + \alpha_0 \cos(\omega t)) \quad (3.30)$$

3.30 denkleminde $Vx(x + \alpha_0 \cos(\omega t))$ ile gösterilen potansiyel enerji üzerine lazer etkisinin giydirilmiş halidir.

$$Vx(x + \alpha_0 \cos(\omega t)) \cong V_{DC}(x, \alpha_0) \quad (3.31)$$

$$\alpha_0 \cos(\omega t) = \alpha(t) \quad (3.32)$$

$$\alpha_0 = \frac{eA_0}{m^* \omega} \quad (3.33)$$

Yukarıda adı geçen sabitler bu şekildedir; $\omega=2\pi f$, $m^*=0,067m_0$, $m_0 = 9,11 * 10^{-31}kg=511keV/c^2$, $e=1.6 * 10^{-19}C$ [22]

$$(3.34)$$

Denkleminin son hali,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_{DC}(x, \alpha_0) \right] \phi(x) = E\phi(x) \quad (3.35)$$

şeklinde olur. Bu eşitliği çözmek için sonlu farklar yöntemini kullandık. Çünkü bu eşitliğin analitik çözümü yapılamamaktadır [23].

4. SAYISAL YÖNTEMLER

Düşük boyutlu yapılarla ilgili problemlerimiz çözerken schrödinger denkleminizi çözmemiz gerekir. Denklemi analitik olarak çözmek bazen çok zor bazen de imkansız olabiliyor. Bu yüzden schrödinger denklemini çözmek için farklı sayısal yöntemlere baş vuruyoruz.

4.1.Varyasyon Yöntemi

Bu yöntemde tahmin ettiğimiz dalga fonksiyonumuzu geliştirmeyi ve taban durum enerjimizi minimize edip geliştirmeyi amaçlamaktadır. Varyasyon yöntemini özdeğer problemlerine uygulayabiliriz.

H Hamiltonyenin özdeğerleri E_n ve öz vektörleri U_n olsun. Taban durumu için

$$HU_0 = E_0U_0 \text{ 'dir} \quad (4.1)$$

İşlem uygulayacağımız (varyasyon) sistemin herhangi bir Ψ durumunda Hamiltonyenin beklediğimiz değeri için 4.1 deki eşilik yazılır.

$$E = \langle H \rangle = \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \geq E_0 \quad (4.2)$$

Payda bire eşit olması Ψ fonksiyonunun normlandığını gösterir. $\Psi = U_0$ olması durumunda 4.2 deki eşitlik mümkün olur. Her Ψ durumu $\{U_i\}$ öz vektörlerinin süperpozisyonu olarak yazılabileceğinden

$$\Psi = \sum_i c_i U_i \quad \sum_i |c_i|^2 = 1 \quad (\text{normlanmış } \Psi \text{ durumu})$$

$$\begin{aligned} E &= \langle \Psi, H\Psi \rangle = \sum_i \sum_j c_i^* c_j \langle U_i, H U_j \rangle \\ &= \sum_i \sum_j c_i^* c_j E_j \langle U_i, U_j \rangle = \sum_i \sum_j c_i^* c_j E_j \delta_{ij} \\ &= \sum_i c_i^* c_i E_i = \sum_i |c_i|^2 E_i \end{aligned} \quad (4.3)$$

Şeklinde yazılır. Taban durumu enerjisi diğer durumlardan küçük enerjiye sahiptir ($E_i \geq E_0$). Bunun için serimizin tüm terimlerine E_i yerine E_0 yazarız. Böylece eşitliğimizin sağ tarafını küçültmüş oluruz.

$$E \geq \sum_i I c_i I^2 E_0 = E_0 \sum_i I c_i I^2 \quad (4.4)$$

$$E \geq E_0$$

Yukarıdaki eşitliğe göre E değerini ne kadar aşağı çekersek taban durumuna o kadar yaklaşıyoruz. Seçtiğimiz Ψ deneme dalga fonksiyonu λ parametresine bağlıysa, E değeri λ parametresine göre minimize edilerek taban durumuna yaklaşır. (H)'nin mümkün olan en küçük değerini alıncaya kadar bu değişken değiştirilir.

$$\Psi = \Psi(\vec{r}, v)$$

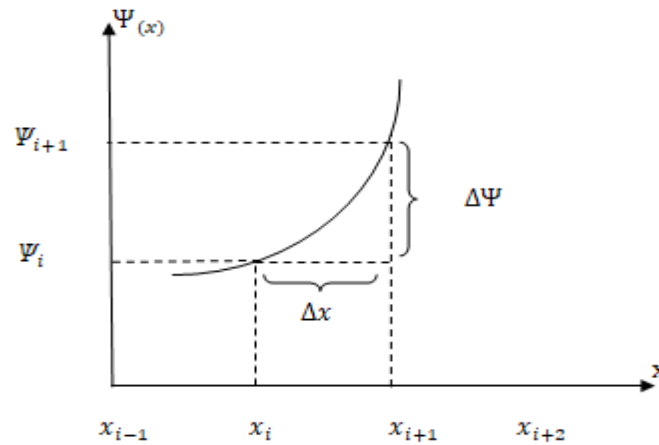
$$E(\lambda) = \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \lambda} = 0$$

($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \dots, \lambda_n$) gibi birden çok parametreyle bu yöntemi daha genel olarak uygulayabiliriz [5,20,21].

4.2 Sonlu Farklar Yöntemi

Son yıllarda oldukça tercih edilen bir yöntemdir. Tercih edilmesinin nedeni analitik olarak çözemediğimiz bazı diferansiyel denklemlerinin çözümlerini yaklaşık olarak bulmamızı sağlamasıdır. Sonlu farklar yöntemini uygularken farklar tablosu kullanırız.



Şekil 4.1: Dalga fonksiyonunun sonlu farklar yönteminde gösterimi.

$$\frac{d\Psi}{dx} = \frac{\Delta \Psi}{\Delta x} = \frac{\Psi_{i+1} - \Psi_i}{x_{i+1} - x_i} + \dots \quad (4.6)$$

Denklem 4.6 de gösterildiği gibi ileri farkları belli bir yerde sonlandırdık. Bu ifadeyi farklı bir nokta alıp yazarsak

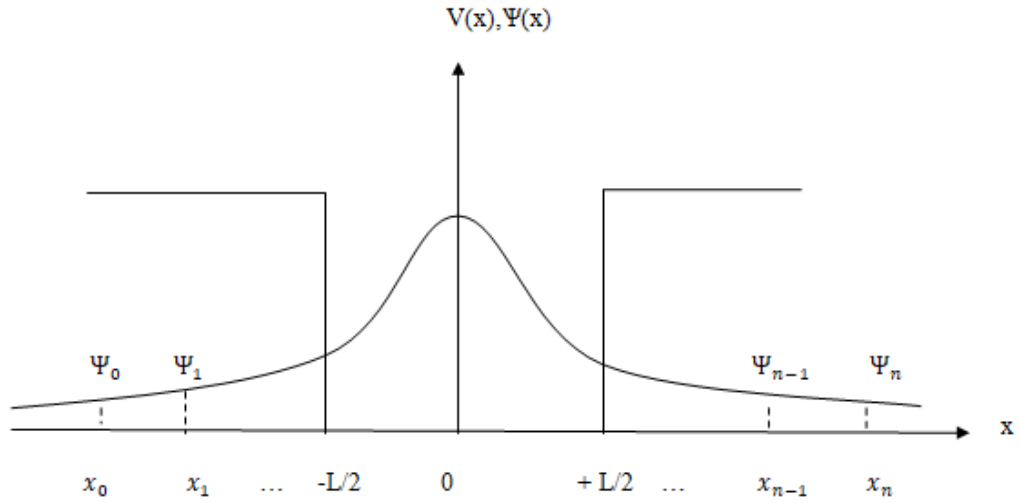
$$\frac{d\Psi}{dx} = \frac{\Delta \Psi}{\Delta x} = \frac{\Psi_i - \Psi_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \quad (4.7)$$

Şeklinde olur. İkinci dereceden yazarsak

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\Psi}{dx} \right) = \frac{\Delta}{\Delta x} \left(\frac{d\Psi}{dx} \right) \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{\Psi_{i-1} - 2\Psi_i + \Psi_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (4.9)$$

Şeklinde olur.



Şekil 4.2: Sonlu farklar yönteminin kuantum kuyularına uygulandığı.

Kuantum kuyu çözümleri için;

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + [V(x) - E]\Psi(x) = 0 \quad (4.10)$$

4.10 deklemini a^* , R^* birimlerini kullanarak yazarsak

$$-\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + [V(x) - E]\Psi(x) = 0 \quad (4.11)$$

Denklemini elde ederiz.Çözümüne geçmek için kuantum kuyusunu dx eşit aralıklarıyla (i=1, 2, 3,.....n-1, n) eşit parçaya ayırırız. i. nokta için 4.11 denleminde elde ettiğimiz ikinci türev ifadesini schrödinger denkleminde yerine yazarsak;

$$-\frac{\Psi_{i-1}-2\Psi_i+\Psi_{i+1}}{\partial x^2}+[V(x_i) - E]\Psi_i = 0 \quad (4.12)$$

Elde edilir. 4.12 denklemini her nokta için (i=1, 2, 3,.....n-1, n) için yazarız.

i=1 için;

$$-\frac{\Psi_0-2\Psi_1+\Psi_2}{\partial x^2} + [V(x_1) - E]\Psi_1 = 0 \quad (4.13)$$

Bu denklemini düzenlersek;

$$-\frac{1}{\partial x^2} [(-2 - V(x_1)\partial x^2)\Psi_1 + \Psi_2] = E\Psi_1 \quad (4.14)$$

Şeklinde olur. i=2 için

$$-\frac{1}{\partial x^2} [(\Psi_1 - (2 + V(x_2)\partial x^2)\Psi_2 + \Psi_3] = E\Psi_2 \quad (4.15)$$

i=3 için:

$$-\frac{1}{\partial x^2} [\Psi_2 - (2 + V(x_3)\partial x^2)\Psi_3 + \Psi_4] = E\Psi_3 \quad (4.16)$$

Şeklinde devam eder. N tane nokta için n tane denklem yazarız. Yazdığımız bu denklemleri matris şeklinde yazarız. Diğer i noktaları için aynı denklemleri oluşturup, bütün bu denklemleri matris şeklinde yazarsak,

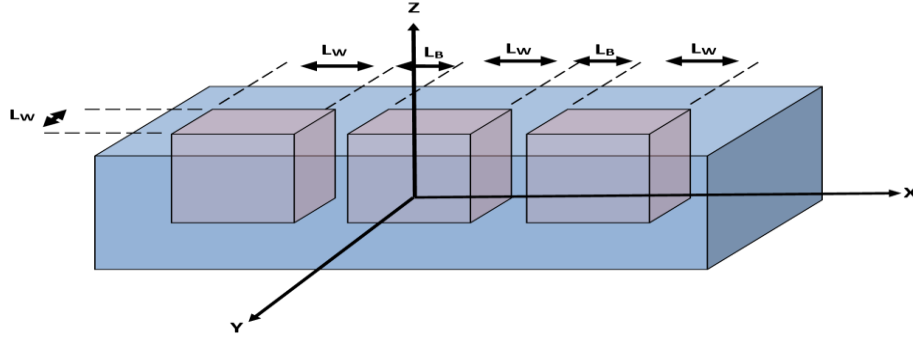
$$-\frac{1}{\partial x^2} \begin{pmatrix} (-2 - V(x_1)\partial x^2) & 1 & 0 & 0 & \dots & \dots \\ 1 & -2 - V(x_2)\partial x^2 & 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 1 & -2 - V(x_3)\partial x^2 & 1 & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \vdots \\ \Psi_n \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \vdots \\ \Psi_n \end{pmatrix}$$

(4.17)

4.17 daki matrisin çözersek enerji öz durumlarını (E_n) ve dalga vektörlerini (Ψ_n) buluruz [24].



5 . SONUÇLAR



Şekil 5.1:Çok katmanlı kuantum tel kuyusunun şematik gösterimidir.

Şekil 5.1 de şematik şekli verilen kare kesitli GaAs/Al_xGa_{1-x}As üçlü kuantum teli içindeki bir elektronun, etkin kütle yaklaşımı altında harici alanlar içermeyen Hamilton denklemini

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] + V(x, y) \quad (5.1)$$

ile verilir. Burada m^* elektronun indirgenmiş kütlesi, e ise elektronun yüküdür. Denklemdaki $V(x,y)$ ise elektronun bu yapı içerisindeki x ve y yönünde hareket ederken ki gördüğü potansiyeldir.

$$V(x, y) = \begin{cases} 0, & -\frac{3L_W}{2} - L_B < x < -\frac{L_W}{2} - L_B & |y| < \frac{L_W}{2} \\ 0, & -\frac{L_W}{2} < x < \frac{L_W}{2} & |y| < \frac{L_W}{2} \\ 0, & \frac{L_W}{2} + L_B < x < \frac{3L_W}{2} + L_B & |y| < \frac{L_W}{2} \\ V_0, & & \text{Diğer yerlerde} \end{cases} \quad (5.2)$$

Bu üçlü kuantum tel yapısına eksi z doğrultusunda ve x yönünde polarize olmuş dışarıdan yüksek frekanslı lazer alanı hem de eksi z doğrultusunda düzgün manyetik alan uygulandığında Hamiltonyen denklemini, etkin Rydberg $R^* = (m^*e^4/2\epsilon_0^2\hbar^2)$ ve etkin Bohr yarıçapı $a^* = (\epsilon_0\hbar^2/m^*e^2)$ boyutunda aşağıdaki gibi olur.

$$H = -\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] + V_{DC}(x, y, \alpha(t)) + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) \quad (5.3)$$

Burada dışarıdan üniform şekilde uygulanan manyetik alandan dolayı potansiyele gelen katkı terimindeki ve manyetik alan şiddetini betimleyen $\gamma = (e\hbar B(\text{Tesla}))/2m^*cR^*$ ile verilir. V_{DC} ise dışarıdan uygulanan yüksek frekanslı lazerin potansiyel profili üzerindeki değişikliği betimleyen giydirilmiş potansiyel olarak isimlendirilir. Buradaki $\alpha(t) = \alpha_0 \cos(\omega t)$ uygulanan lazerin zamana göre

değişimini, $\alpha_0 = \frac{eA_0}{m^*w}$ ise lazerin şiddetini betimleyen parametredir, A_0 . uygulanan lazerin genliği, w ise uygulanan lazerin frekansdır. Yapıya dışarıdan uygulanan lazerin yüksek frekansları için V_{DC} giydirilmiş potansiyel yaklaşık olarak aşağıdaki gibi olur.

$$V_{DC}(x, y, \alpha_0) \cong \frac{w}{2\pi} \int_0^{2\pi/w} V(x + \alpha(t), y) dt. \quad (5.4)$$

Elektronun taban durum enerjisi $[E]$ değerini ve dalga fonksiyonunu $[\psi(x, y)]$ bulmak için aşağıdaki eşitlik kullanılır.

$$H \psi(x, y) = E \psi(x, y) \quad (5.5)$$

Bu iki boyutlu diferansiyel denkleme sonlu farklar nümerik yöntemi kullanılarak, taban durum enerjisi özdeğeri ve özdeğer vektörü bulunur. Bu yapıya katkılanmış yabancı atom için, elektron yabancı atom etkileşmesini içeren Hamiltonyen denklemi aşağıdaki gibidir.

$$H_{imp} = H - \frac{2}{\varepsilon \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} \quad (5.6)$$

Buradaki ε elektronun x, y ekseninde hareket ettiği koordinattaki ortamın dielektrik (perdeleme esnasında gördüğü) sabitidir. Denklemdaki x_i ve y_i ise hidrojenimsi yabancı atomun sistemdeki koordinatıdır. Bu çalışmada x_i ve y_i sistemin merkezinde alınmıştır ($x_i = 0$ ve $y_i = 0$). Bu diferansiyel denklemin çözümü için aşağıdaki gibi varyasyonel deneme dalga fonksiyonu kullanılmıştır. Bu dalga fonksiyonu

$$\psi_{imp}(x, y, z) = N_{imp} \psi(x, y) e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}}{\lambda}} \quad (5.7)$$

ile verilir. Buradaki N_{imp} . deneme dalga fonksiyonunun normalizasyon sabiti, λ deneme dalga fonksiyonunun varyasyonel parametresidir. Yabancı atomlu yapının içinde bulunan elektronun enerjisi

$$E_{imp} = \left\{ \frac{\langle \psi_{imp}(x, y, z) | H_{imp} | \psi_{imp}(x, y, z) \rangle}{\langle \psi_{imp}(x, y, z) | \psi_{imp}(x, y, z) \rangle} \right\}_{\lambda_{minimum}} \quad (5.8)$$

ile verilir. Yabancı ortamdaki sistemin içinde bulunan bir elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisi ise

$$E_{bağlanma} = E - E_{imp} \quad (5.9)$$

$$\cong -\frac{1}{\lambda^2} + \frac{2A}{B} \quad (5.10)$$

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\psi^2(x, y) K_0(2\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}/\lambda)) dx dy \quad (5.11)$$

$$B = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\psi^2(x, y) \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2} K_1(2\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}/\lambda)) dx dy \quad (5.12)$$

ile hesaplanır. Burada sırası ile K_0 ve K_1 sıfırinci ve birinci dereceden düzeltilmiş Bessel fonksiyonlarıdır.

GaAs/Al_xGa_{1-x}As çoklu kuantum tel kuyularında sabitler göz önüne alındığında, $a^* \cong 100$ Å ve $R^* \cong 5,87$ meV, Al konsantrasyonu $x=0.3$ alındı. Bu değer potansiyel bariyerin yaklaşık $V_0=224$ meV değerlerine karşı gelir. Tüm hesaplamalarda bariyer genişliği $0.5 a^*$ olarak ele alınmıştır.

Şekil 5.2 a' da sistemin merkezine konulmuş ($x_i=0, y_i=0$) yabancı atoma elektronun bağlanma enerjisinin, tel kalınlığına göre değişimi incelenmiştir. Bu grafikte dışarıdan lazer uygulanmayıp ($\alpha_0=0$), üç farklı manyetik alan değeri uygulanmıştır. ($B=0, 1, 2$ Tesla) Bağlanma enerjisi, tel kalınlığı arttıkça azalmaktadır. Bunun nedeni tel kalınlığı arttıkça elektron daha geniş alana yayılarak merkezdeki yabancı atomdan uzaklaşmasıdır. Uygulanan manyetik alanlar ise bağlanma enerjisini artırmaktadır. Yani elektronun merkezdeki yabancı atoma bağlanma enerjisi manyetik alansız duruma göre daha artmıştır. Bunun nedeni ise, Şekil 5.2 b-c-d-e de görüldüğü üzere, dışarıdan uygulanan artı z doğrultusundaki manyetik alan, elektronun gördüğü potansiyeli değiştirmesindedir. Bu durumda daha önceden merkezdeki telden uzaklaşan elektron, merkeze doğru çekilerek yabancı atoma yaklaşmış ve bağlanma enerjisi artmıştır.

Şekil 5.3 a' da sistemin merkezine konulmuş ($x_i=0, y_i=0$) yabancı atoma elektronun bağlanma enerjisinin, tel kalınlığına göre değişimi incelenmiştir. Bu grafikte dışarıdan uygulanan farklı manyetik alan değerlerinde ($B=0, 1, 2$ Tesla), lazer alanın sabit değeri ($\alpha_0=0.75a^*$) için bağlanma enerjisinin arttığı gözlenmiştir. Tel kalınlığı artarken bağlanma enerjisinin artması, dışarıdan uygulanan lazer ve manyetik alanın, her ikisinin de artma yönünde katkı verdiğini görmekteyiz. Bunun nedeni dışarıdan uygulanan bu iki alanın, geniş kuyularda, elektronun bölgeye yayılarak yabancı atomdan uzaklaşmasına engel olmasındandır. Uygulanan lazer alan, bağlanma enerjisini, geniş kuyularda manyetik alandan daha fazla artırmaktadır. Yani elektronun

merkezdeki yabancı atoma bağlanma enerjisini, lazer alan daha büyük değerlere getirmektedir. Bunun nedeni ise, Şekil 5.3 b-c-d-e de görüldüğü üzere, dışarıdan eksi z doğrultusunda uygulanan polarize olmuş lazer alan, elektronun gördüğü potansiyeli değiştirmesindedir. Bu durumda daha önceden merkezdeki telde yoğunlaşan elektron, merkez civarına yoğunlaşarak, yabancı atoma daha da yaklaşması ile bağlanma enerjisini arttırmıştır.

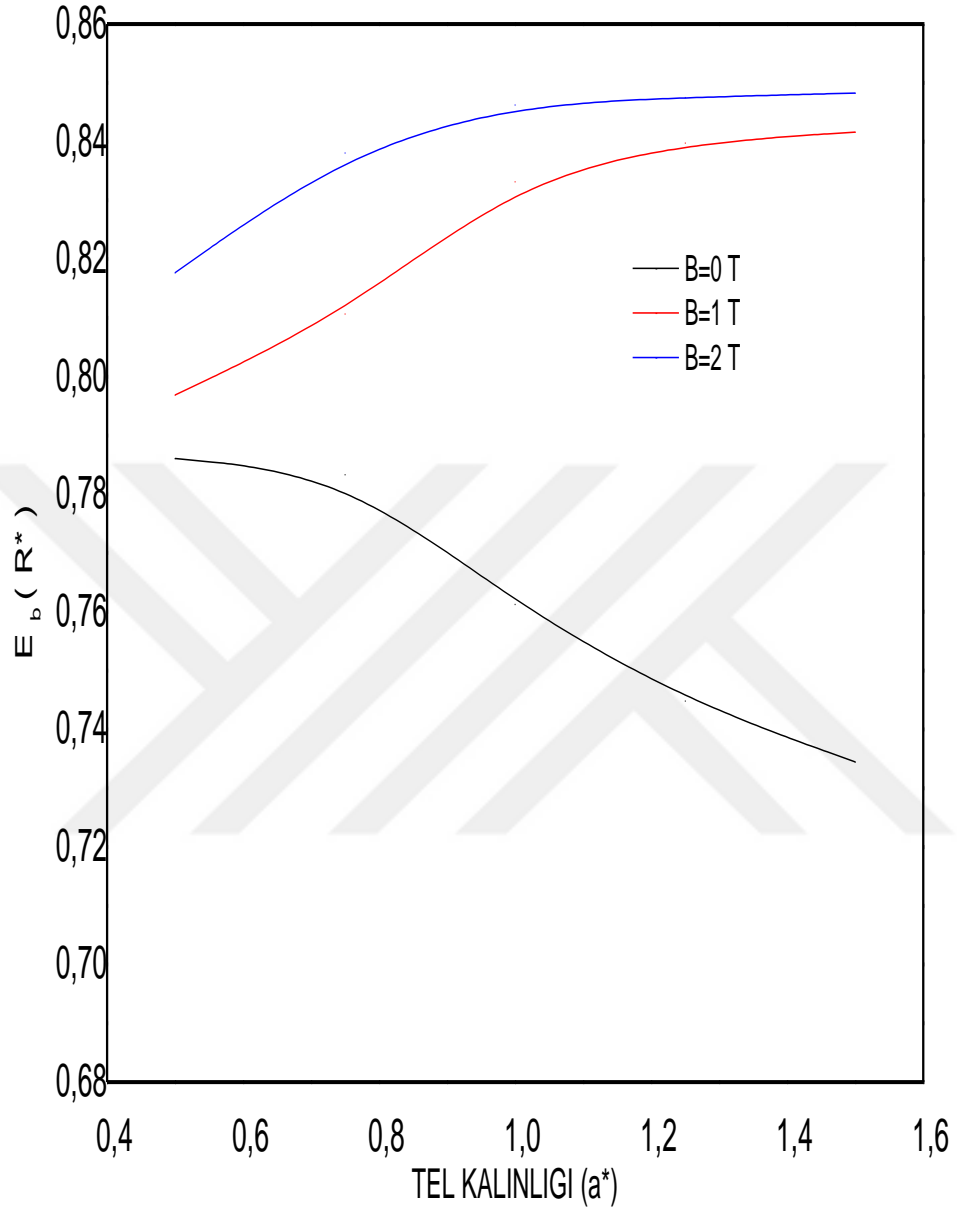
Şekil 5.4 a' da sistemin merkezine konulmuş ($x_i=0$, $y_i=0$) yabancı atoma elektronun bağlanma enerjisinin, manyetik alan şiddetine göre değişimi incelenmiştir. Bu grafikte dışarıdan lazer uygulanmayıp ($\alpha_0=0$), beş farklı tel kalınlığı (0.50-0.75-1.00-1.25-1.50 a*) seçilmiştir. Tel kalınlığı arttıkça bağlanma enerjisi Şekil 4a'da görüldüğü gibi artmaktadır. Eksi z doğrultusunda dışarıdan uygulanan manyetik alan şiddeti arttıkça, küçük tel kalınlıklarında bağlanma enerjisinin yavaş arttığı, tel kalınlığının artması ile bağlanma enerjisindeki artışın hızlandığı görülmektedir. Şekilden, manyetik alanın 0.45 Tesla olduğu kesişme tel kalınlığı 0.5a* ile 0.75a* iken ikinci kesişme noktası yaklaşık 0.9 Tesla değerinde ve tel kalınlığı 1a*-1,5a* dır. Manyetik alan etkisi tel kalınlığının düşük olduğu bölgede az, tel kalınlığının fazla olduğu bölgede daha etkin olduğunu görebiliriz. Bağlanma enerjisindeki bu artışın nedeni ise, Şekil 5.4 b-c-d-e'de görüldüğü üzere, dışarıdan uygulanan eksi z doğrultusundaki manyetik alan, elektronun gördüğü potansiyeli değiştirmesindedir. Bu durumda daha önce kenarlarda yoğunlaşan elektron, artık merkeze doğru çekilerek yabancı atoma doğru itilmiş ve bağlanma enerjisi artmıştır.

Şekil 5.5 a' da sistemin merkezine konulmuş ($x_i=0$, $y_i=0$) yabancı atoma elektronun bağlanma enerjisinin, tel kalınlığına göre değişimi incelenmiştir. Bu grafikte dışarıdan uygulanan farklı manyetik alan değerlerinde (B=0, 1, 2 Tesla), lazer alanın sabit değeri ($\alpha_0=0.50a^*$) için bağlanma enerjisinin arttığı gözlenmiştir. Tel kalınlığı artarken bağlanma enerjisinin artması, dışarıdan uygulanan lazer ve manyetik alanın, her ikisinin de artma yönünde katkı verdiğini görmekteyiz. Bunun nedeni dışarıdan uygulanan bu iki alanın, geniş kuyularda, elektronun bölgeye yayılarak yabancı atomdan uzaklaşmasına engel olmasındandır. Uygulanan lazer alan, bağlanma enerjisini, geniş kuyularda manyetik alandan daha fazla arttırmaktadır. Yani elektronun merkezdeki yabancı atoma bağlanma enerjisini, lazer alan daha büyük değerlere getirmektedir. Bunun nedeni ise, Şekil 5.5 b-c-d-e de görüldüğü üzere, dışarıdan eksi

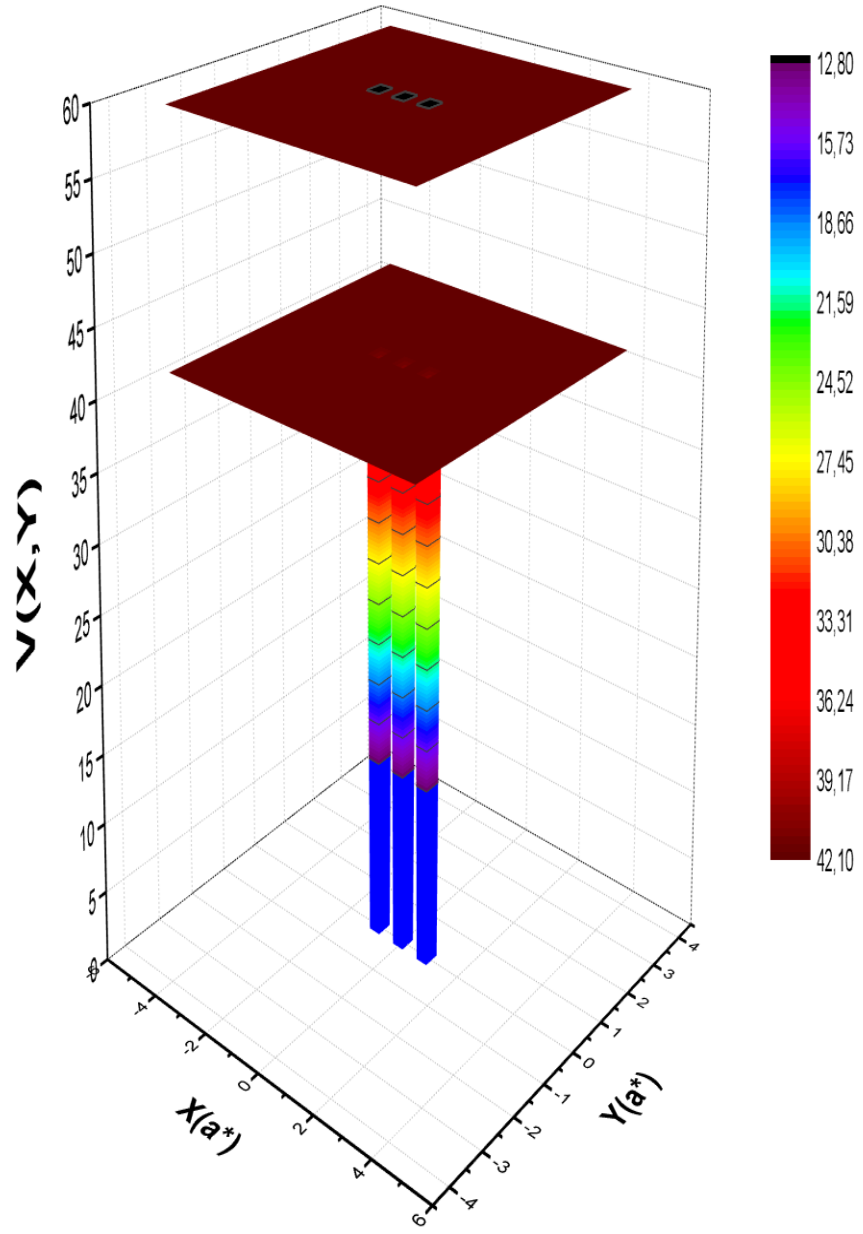
z doğrultusunda uygulanan polarize olmuş lazer alan, elektronun gördüğü potansiyeli değiştirmesindedir. Bu durumda daha önceden merkezdeki telde yoğunlaşan elektron, merkez civarına yoğunlaşarak, yabancı atoma daha da yaklaşması ile bağlanma enerjisini arttırmıştır.

Hesaplamalar sonucunda sabit bir yapının elektronik özellikleri dışarıdan uygulanan lazer ve manyetik alanları ile önemli ölçüde değiştiği gösterilmiştir. Bulunan bu değerler literatürle karşılaştırılarak uyum içinde olduğu gözlemlenmiştir. Dışarıdan uygulanan bu alanlar kaldırıldığında, yapının elektronik özellikleri eski halindeki özelliklerine geri dönmektedir. Böylece dışarıdan uygulanan alanlar ile istenilen elektronik özellikler ayarlanabilen düşük boyutlu yapılar oluşturulabilir.

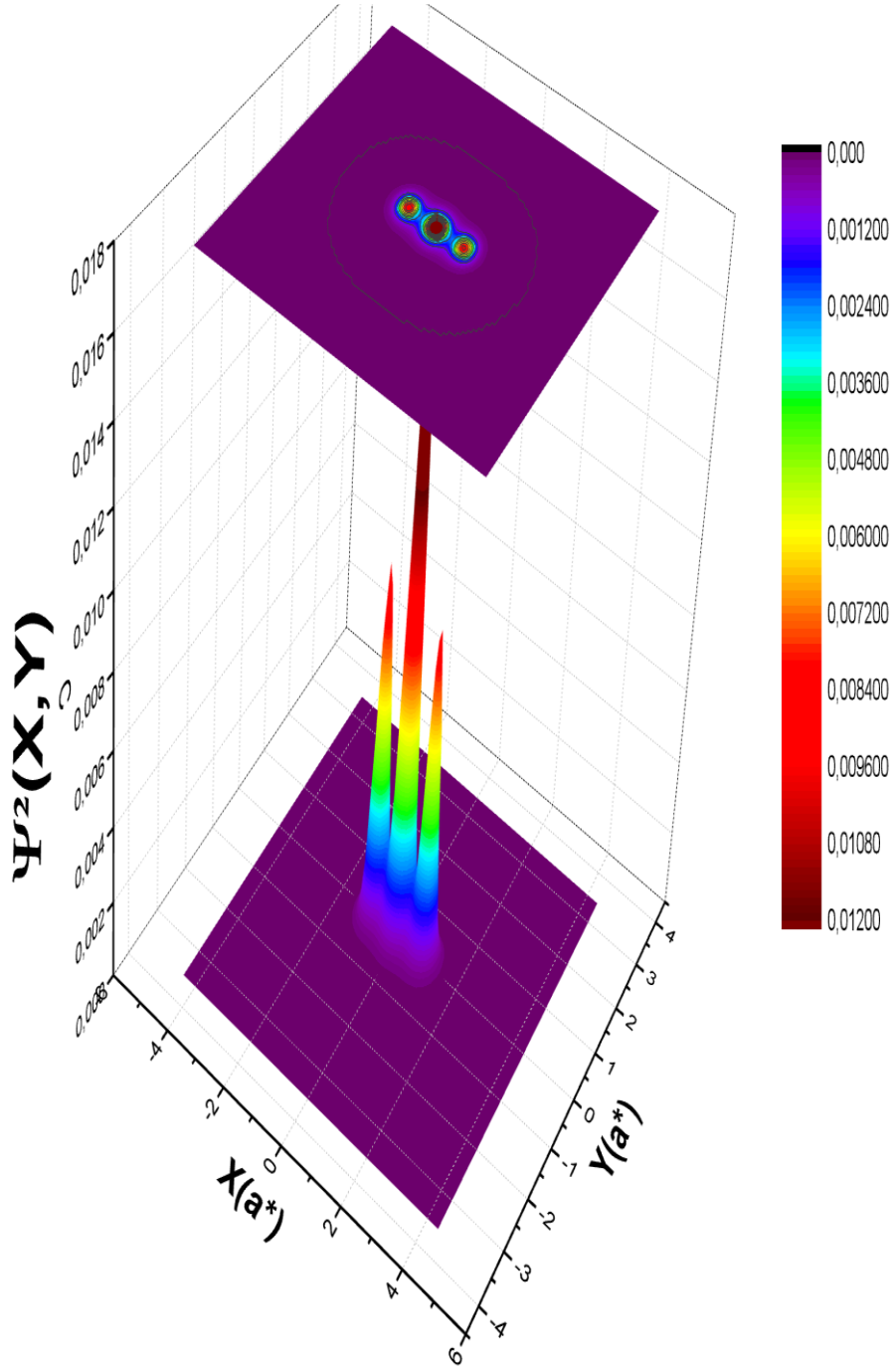




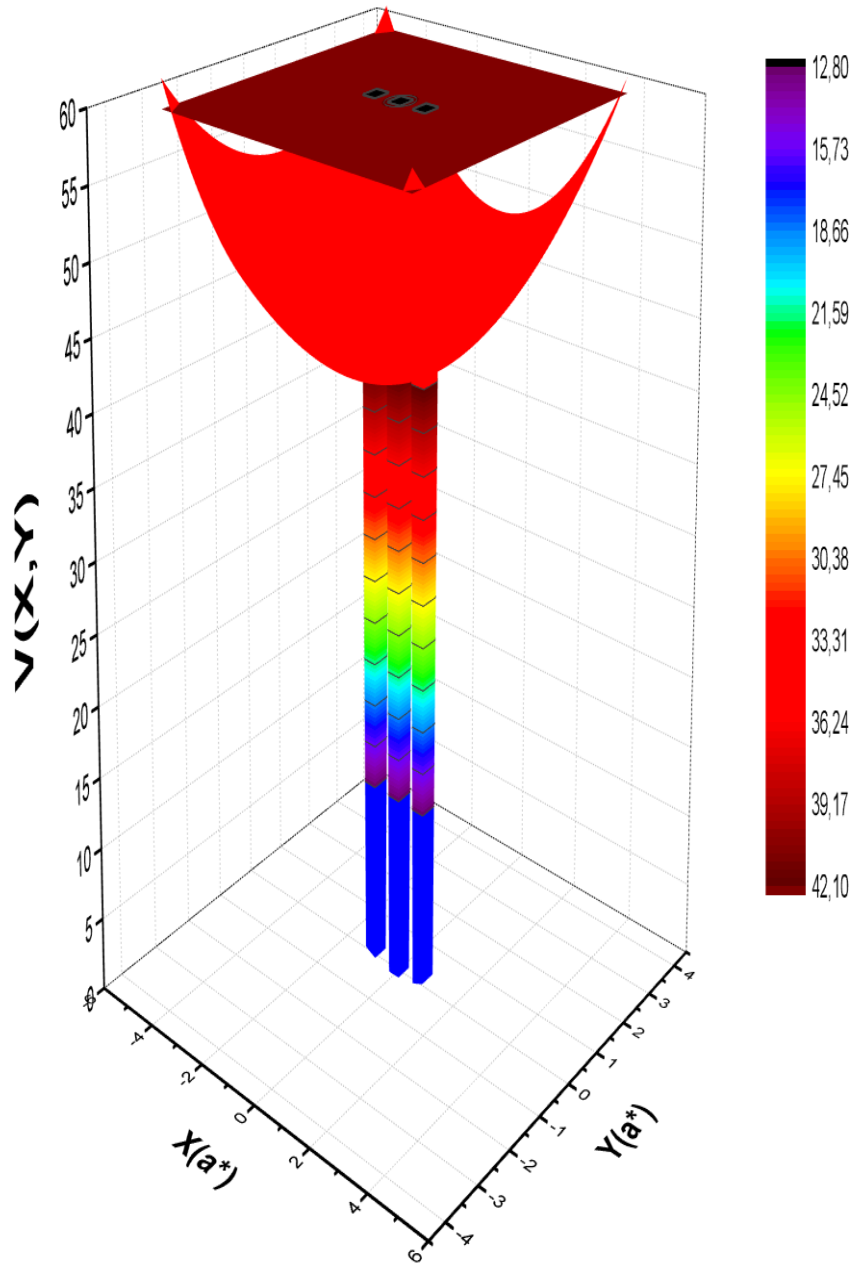
Şekil 5.2 a: Bağlanma enerjisinin, farklı manyetik alan değerlerinde ve lazer alanı, tel genişliğine göre değişimi.



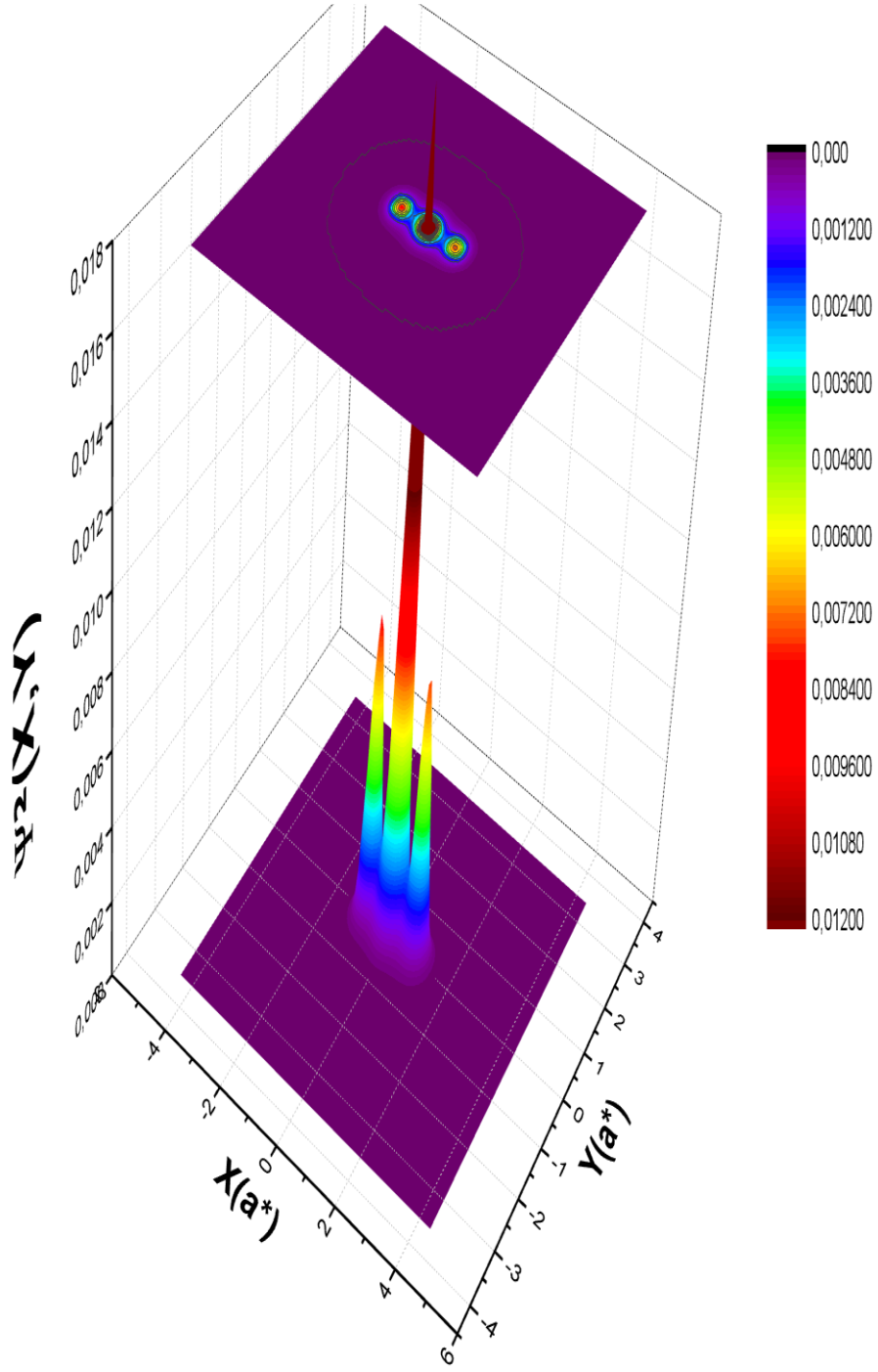
Şekil 5.2.b: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik ve lazer alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.



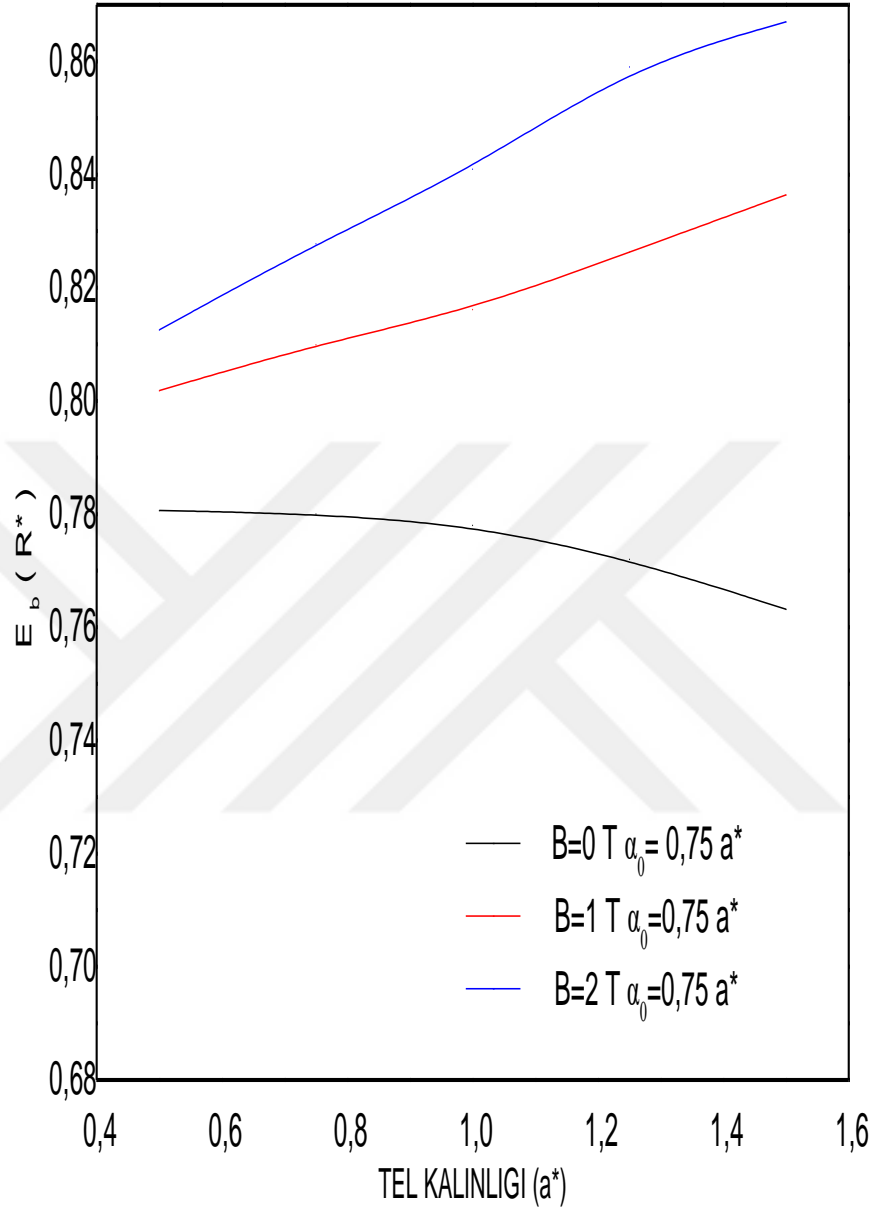
Şekil 5.2.c: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik ve lazer alansız elektronun bulunma olasılığı.



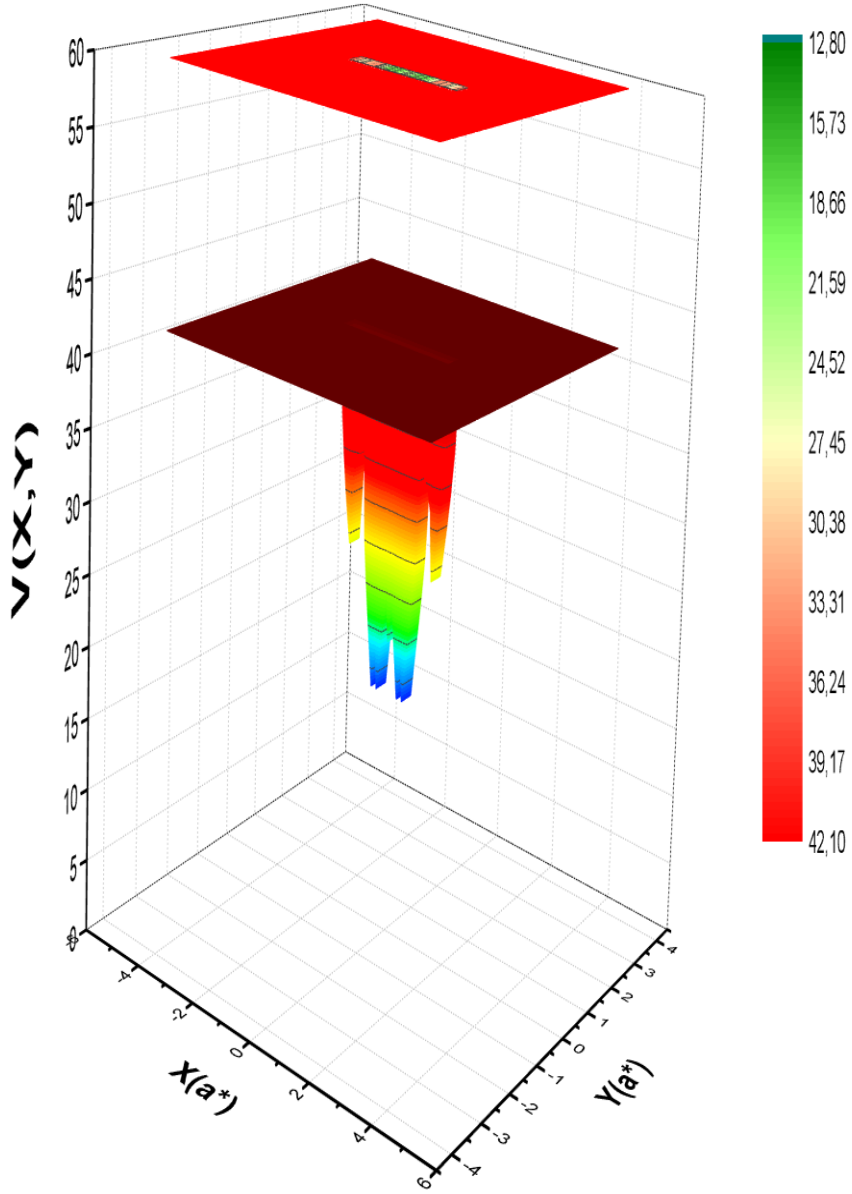
Şekil 5.2.d: Tel kalınlığının $0.50a^*$ olduğu durumda, dışardan uygulanan manyetik alanın 1 Tesla değerindeki ve lazer alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.



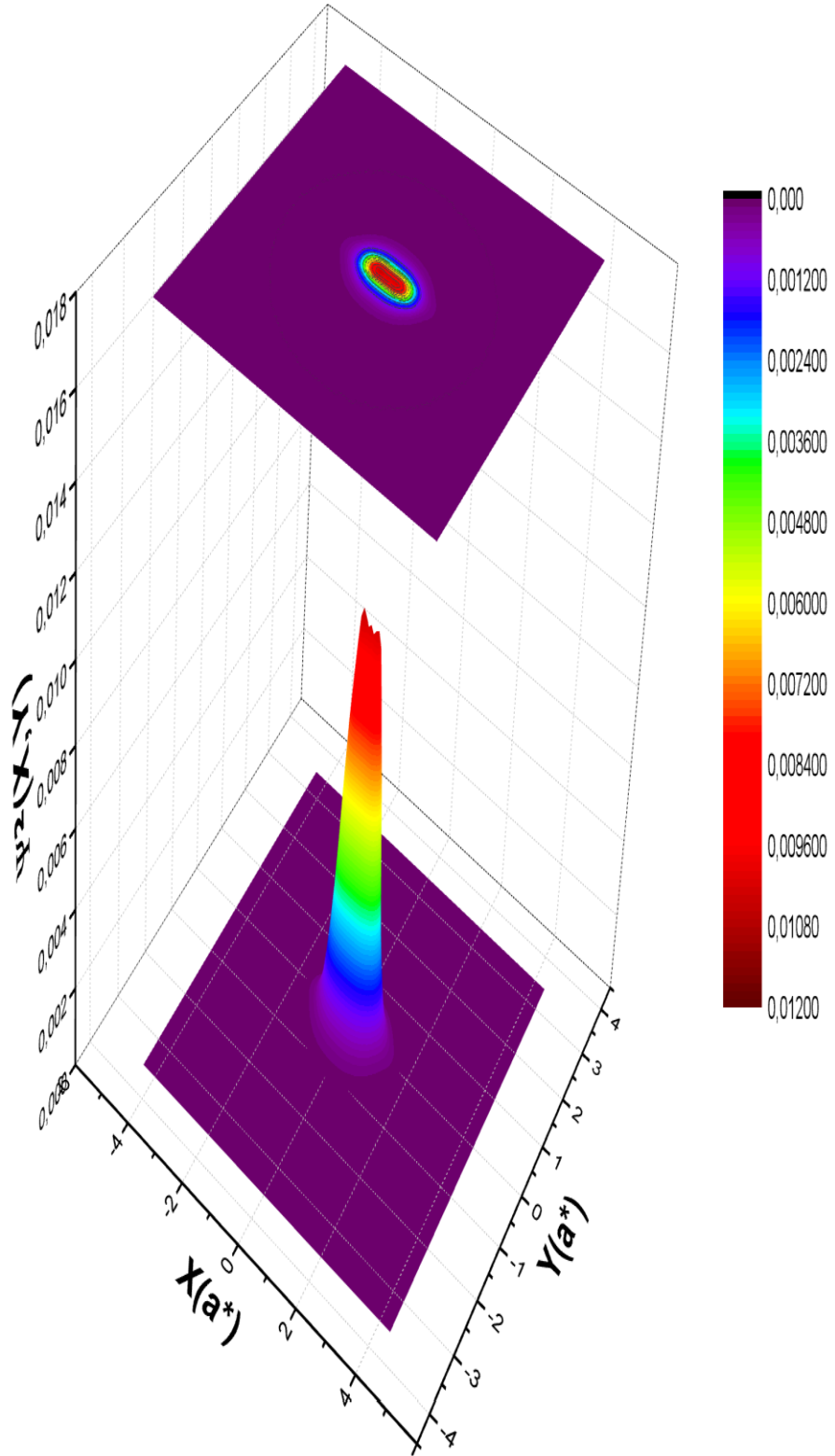
Şekil 5.2.e: Tel kalınlığının $0.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alan 1 Tesla değerinde ve lazer alansız elektronun bulunma olasılığı.



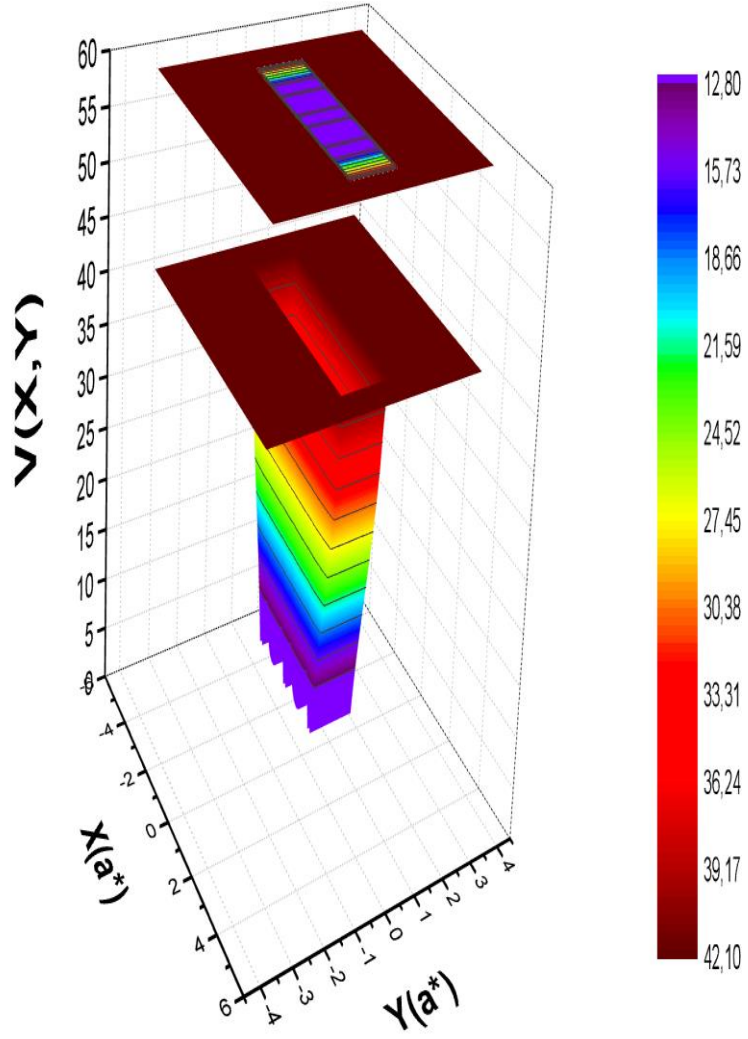
Şekil 5.3.a: Bağlanma enerjisinin, lazer alanının $0.75a^*$ şiddetinde ve farklı manyetik alan değerlerinde, tel kalınlığına göre değişimi.



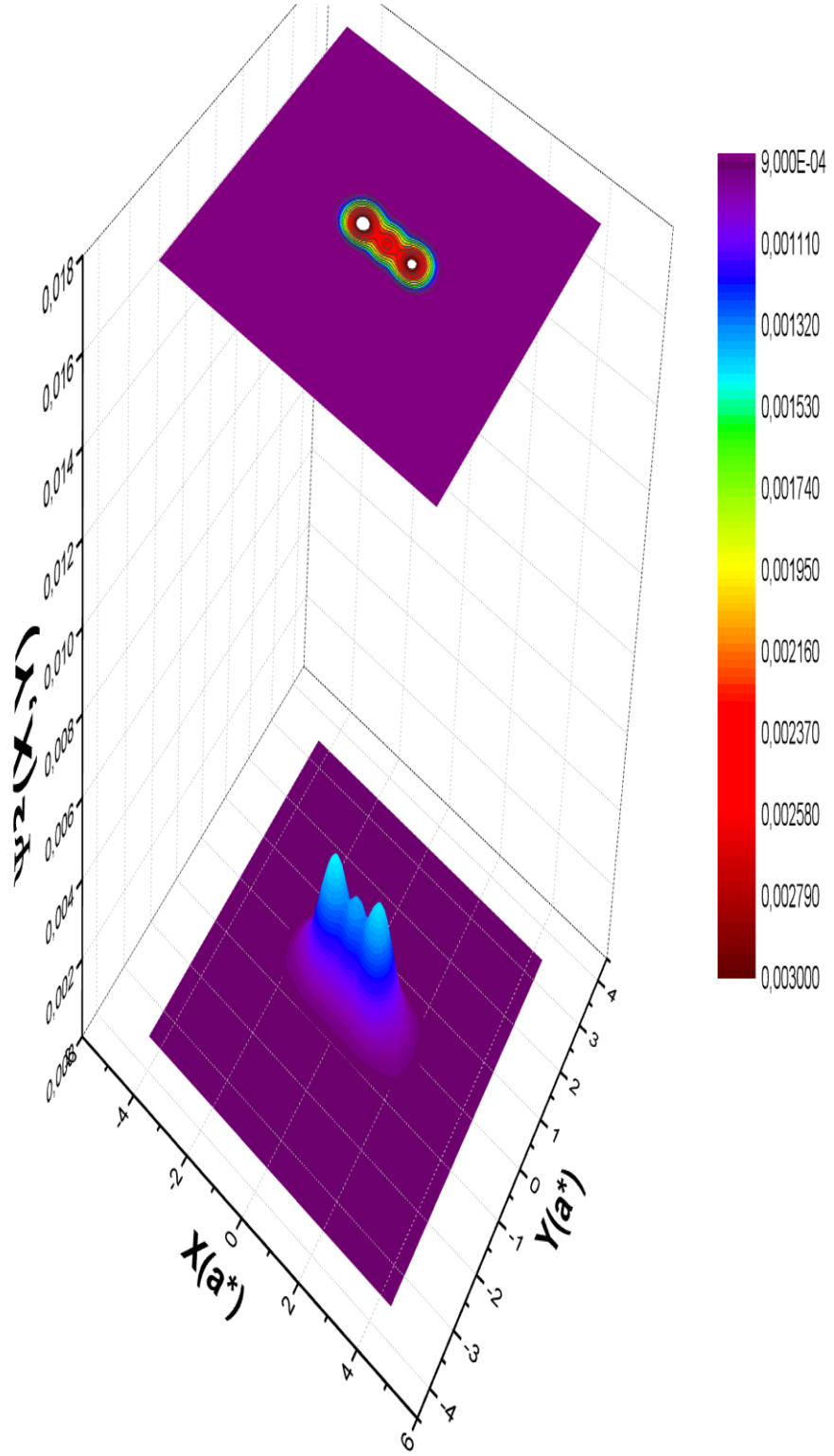
Şekil 5.3.b: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanın $0.75a^*$ değerinde elektronun gördüğü potansiyel profili.



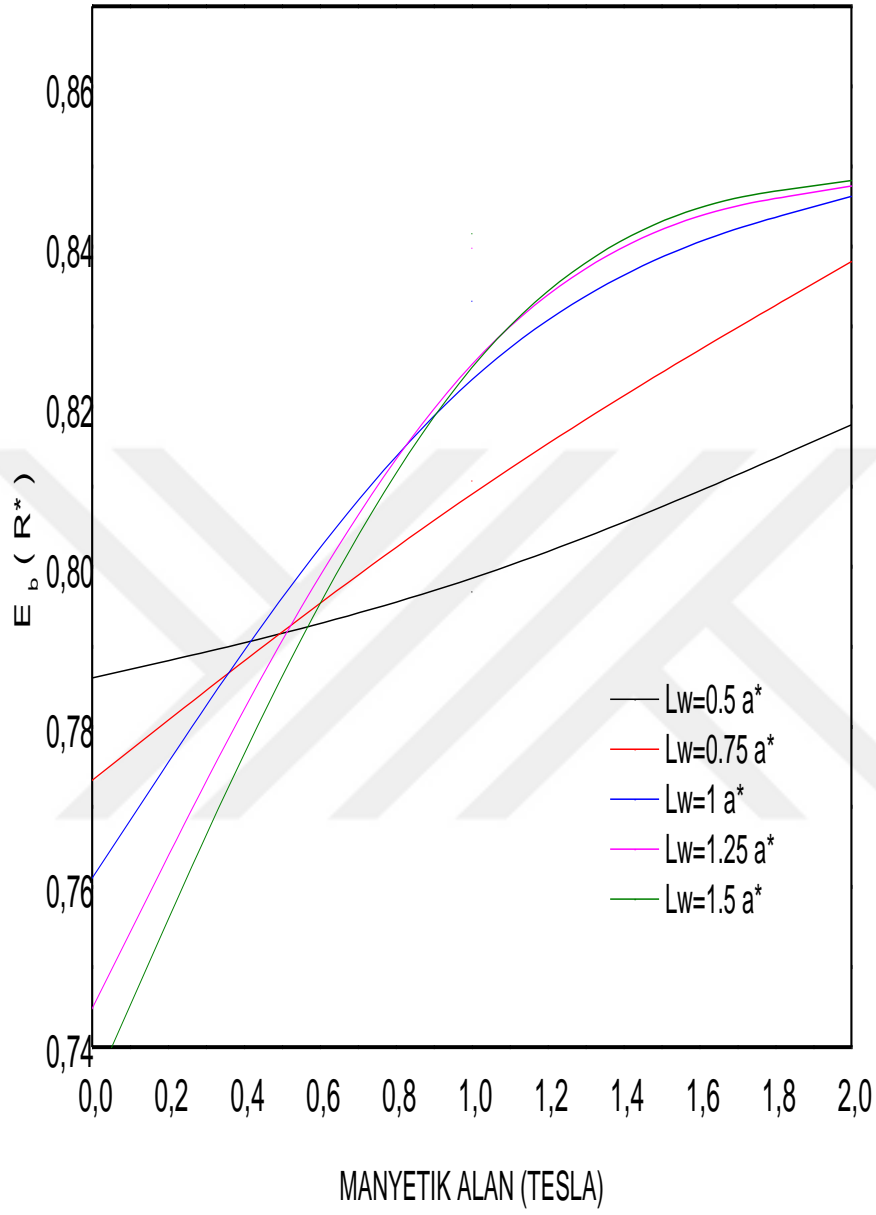
Şekil 5.3.c: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde lazer alan $0.75a^*$ şiddetinde, manyetik alansız elektronun bulunma olasılığı.



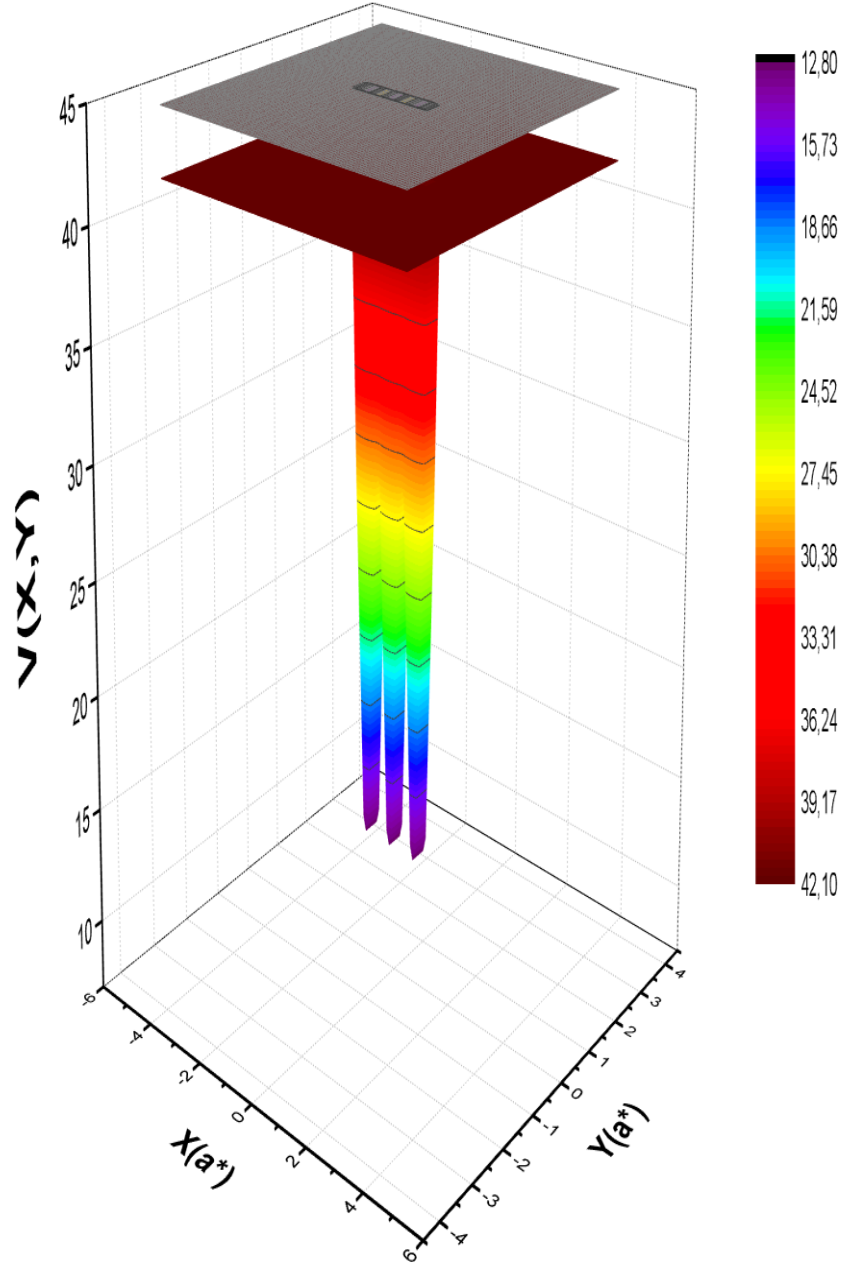
Şekil 5.3.d: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, lazer alanının $0.75a^*$ şiddetinde ve manyetik alansız elektronun gördüğü potansiyel profili.



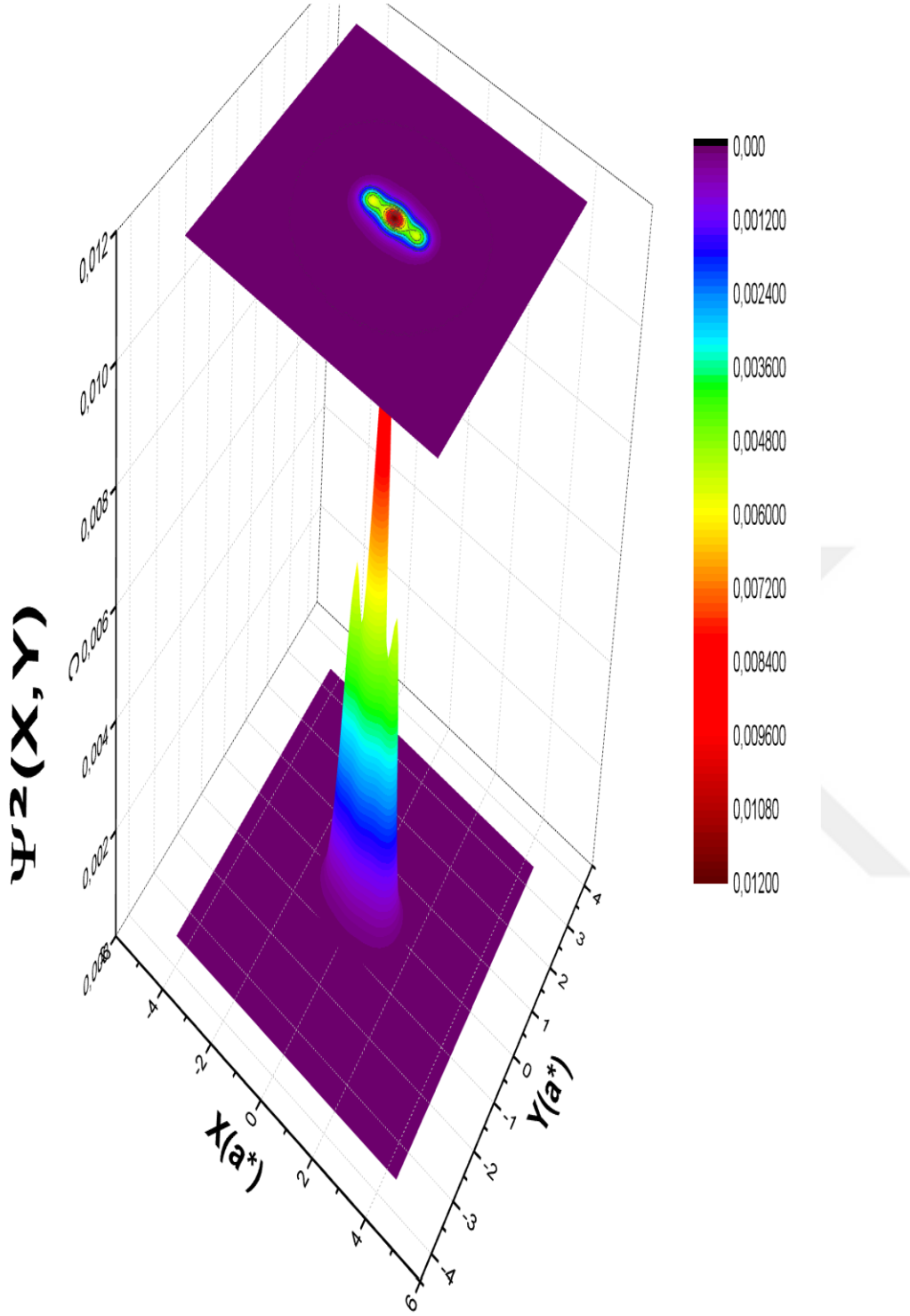
Şekil 5.3.e: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, lazer alanın $0.75a^*$ şiddetinde ve manyetik alansız elektronun bulunma olasılığı.



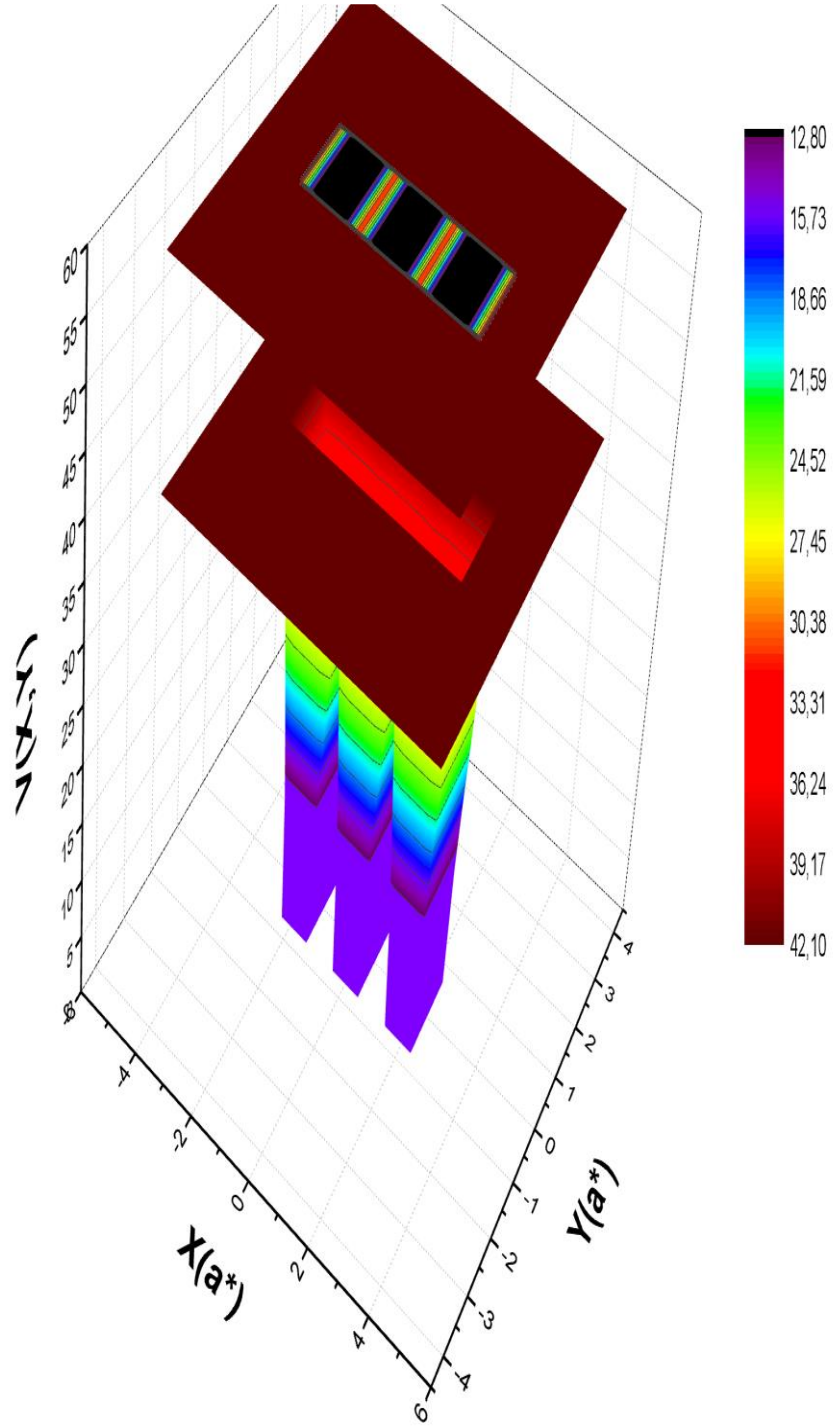
Şekil 5.4.a: Bağlanma enerjisinin, farklı tel kalınlık değerlerinde ve lazer alansız, manyetik alana göre değişimi.



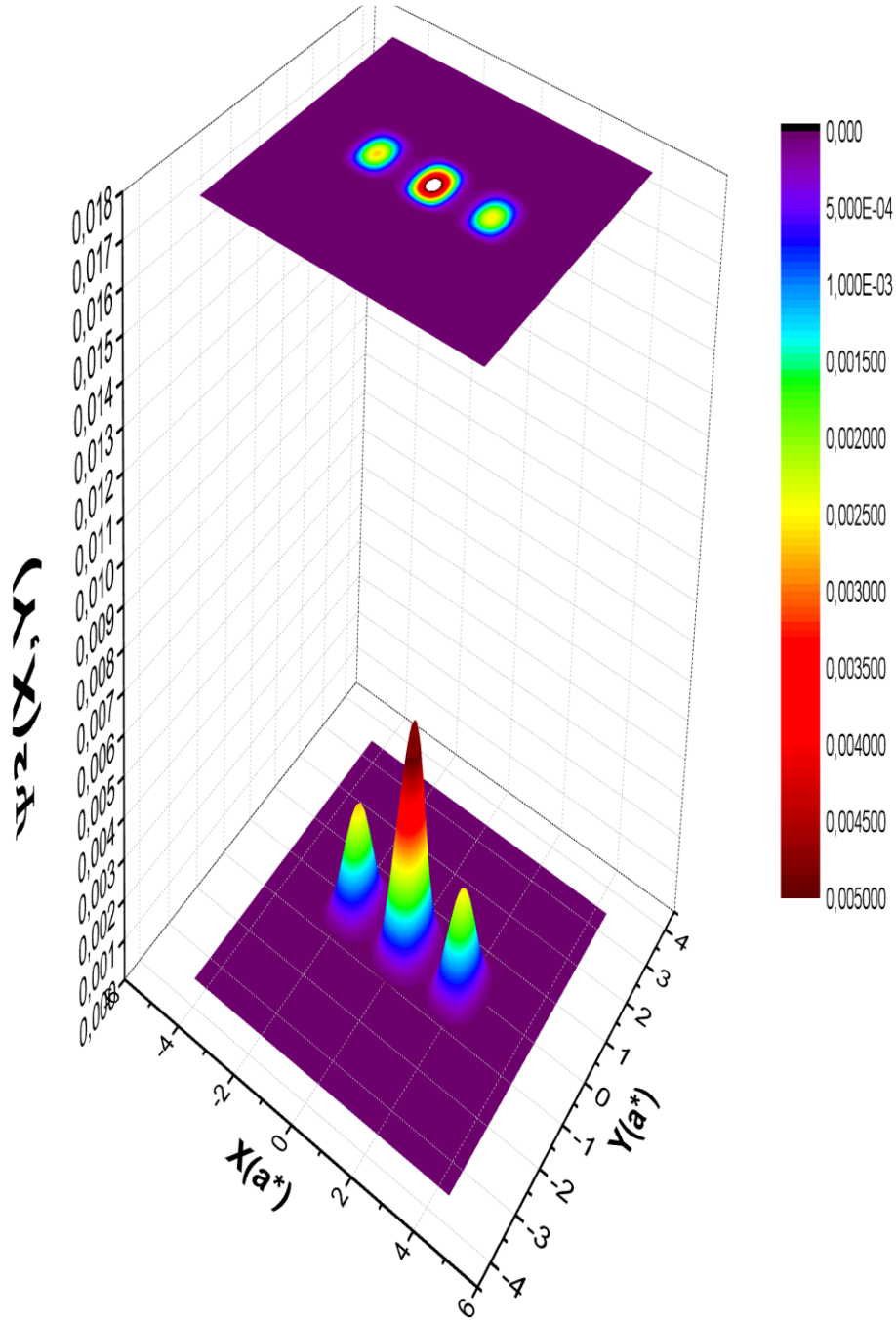
Şekil 5.4.b: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel görünüşü.



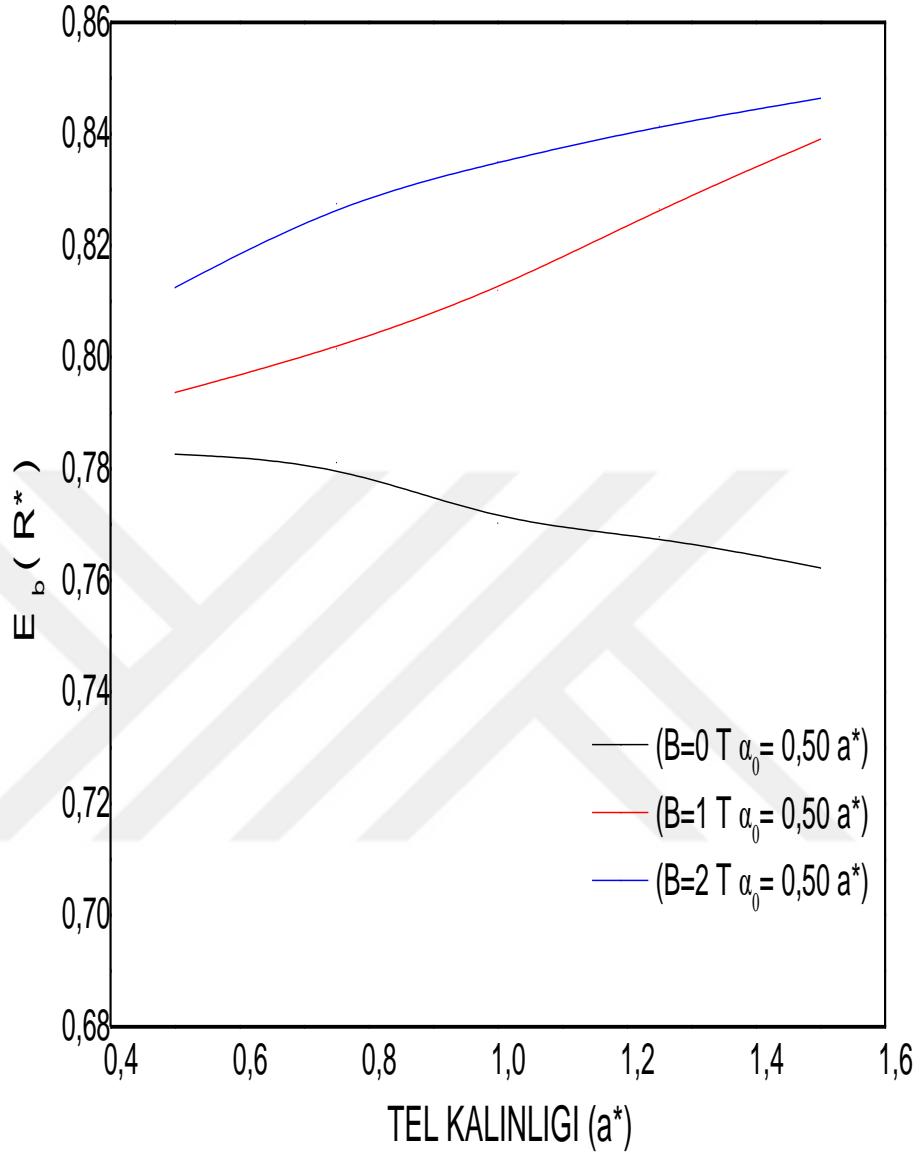
Şekil 5.4.c: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.



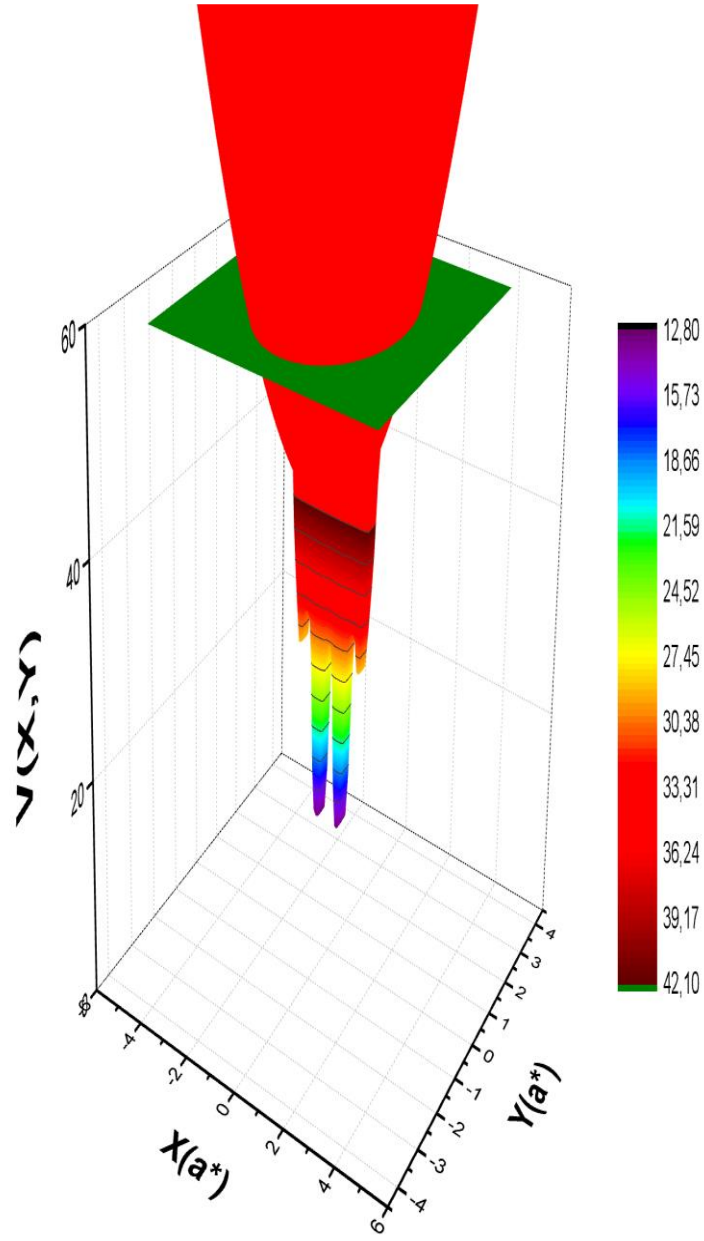
Şekil 5.4.d: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alansız lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel profili.



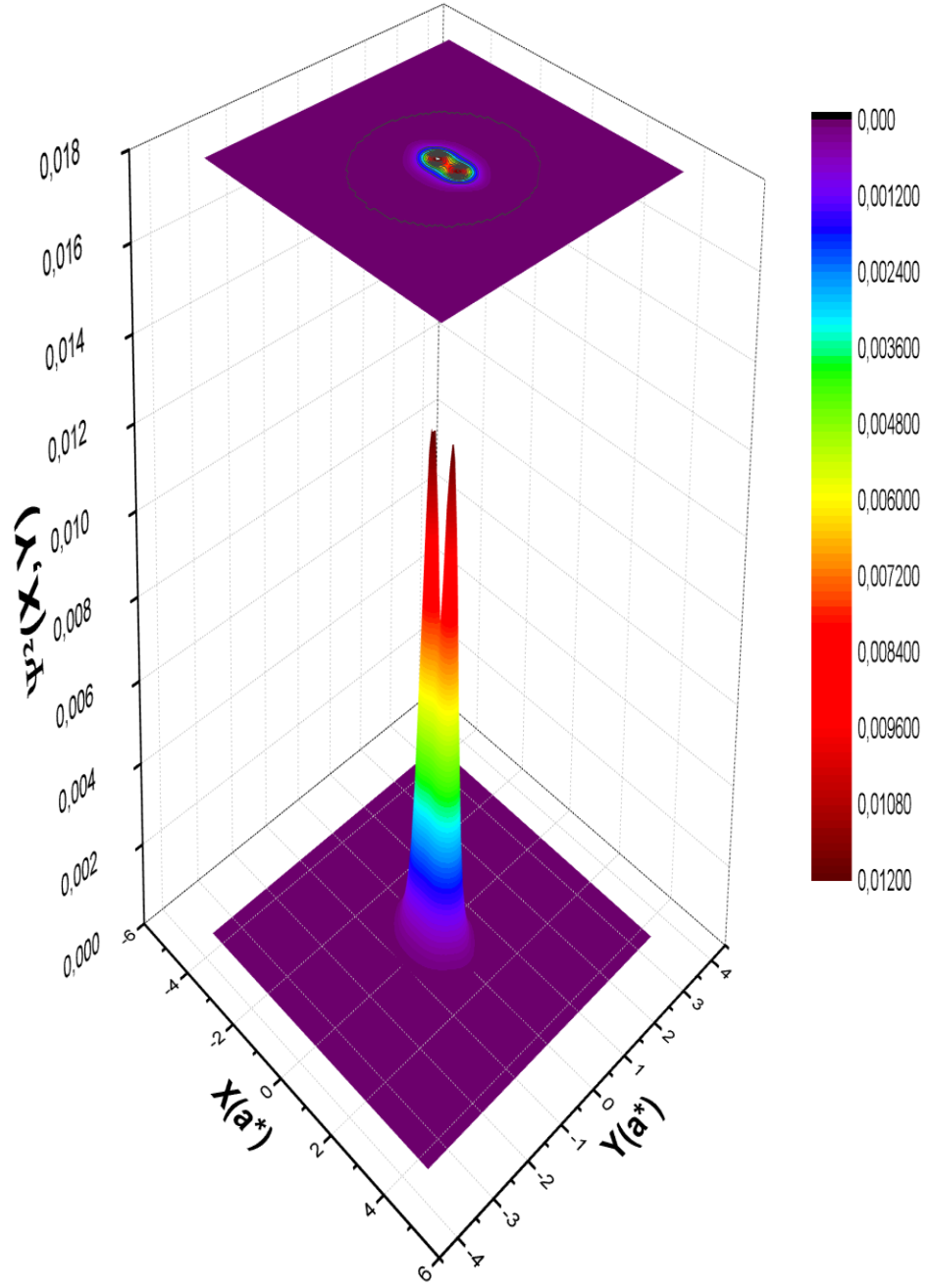
Şekil 5.4.e: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alansız ve lazer alanı $0.25a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.



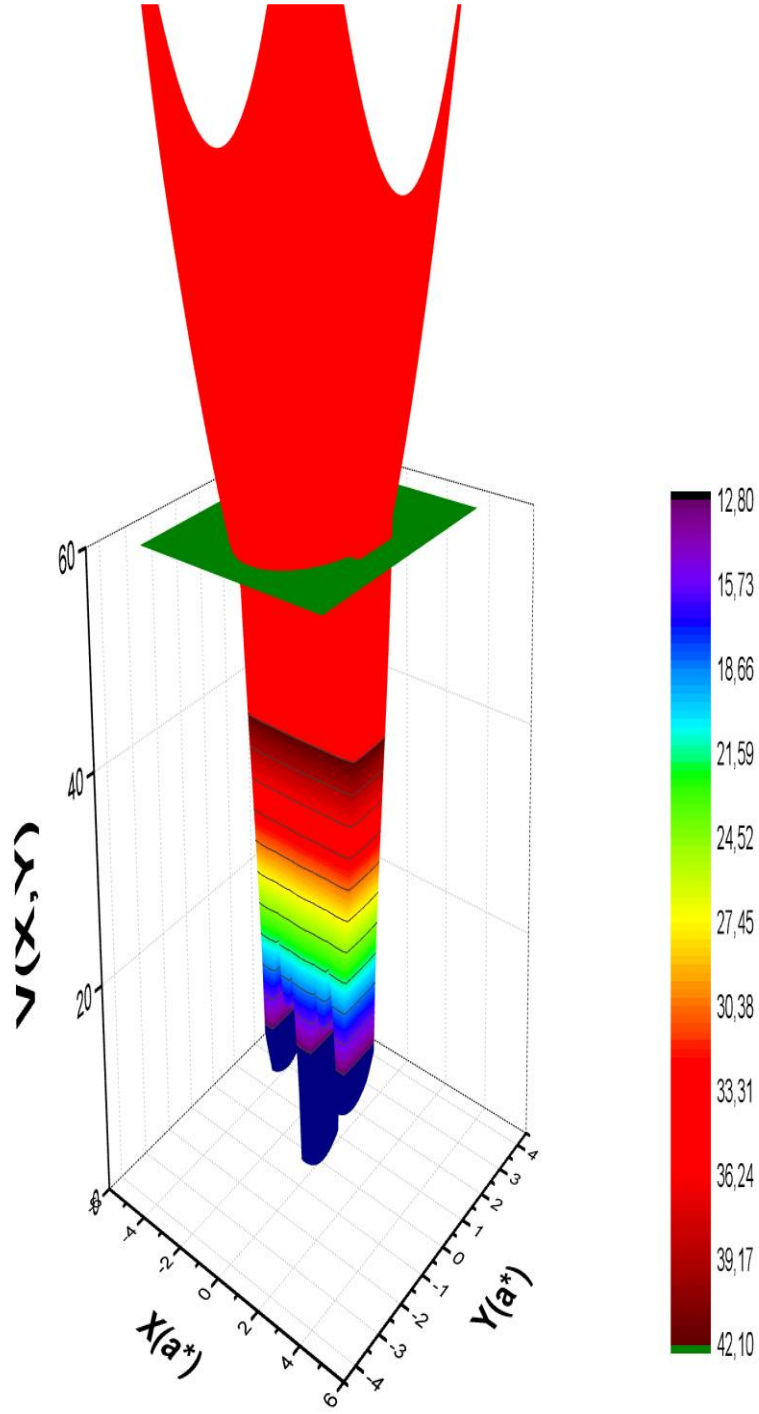
Şekil 5.5.a: Bağlanma enerjisinin, lazer alanın $0.50a^*$ şiddetinde ve farklı manyetik alan değerlerinde, tel kalınlığına göre değişimi.



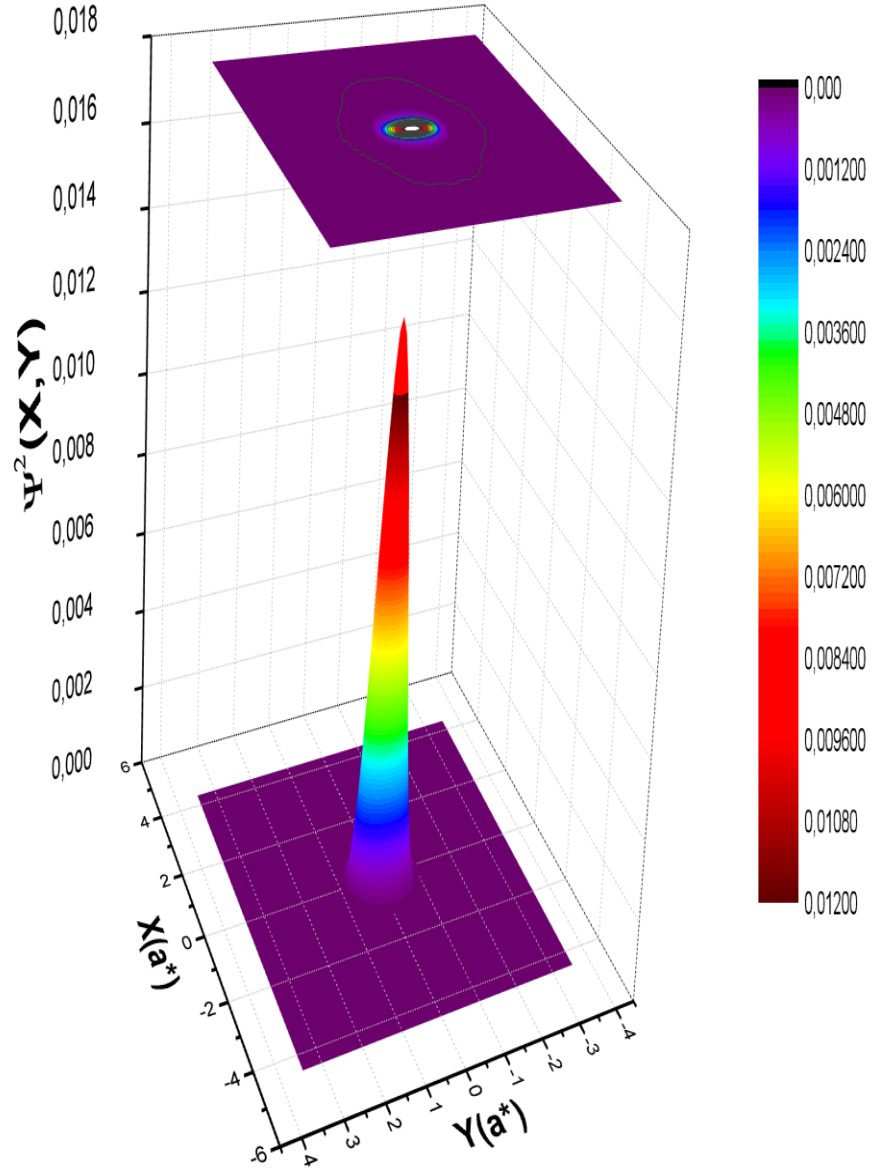
Şekil 5.5.b: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel görünüşü.



Şekil 5.5.c: Tel kalınlığının $0.50a^*$ değerinde manyetik alan 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.



Şekil 5.5.d: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alan 2 Tesla lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun gördüğü potansiyel profili.



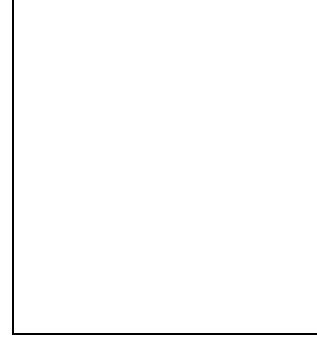
Şekil 5.5.e: Tel kalınlığının $1.50a^*$ olduğu durumda, manyetik alan 2 Tesla ve lazer alanı $0.50a^*$ olduğu durumda elektronun bulunma olasılığı.

KAYNAKLAR

- [1] **Zhang, Y., Mascarenhas, A.**, (1999). Scaling of exciton binding energy and virial theorem in semiconductor quantum wells and wires. *Physical Review B*, 59, 2044-2044.
- [2] **Hamaguchi, H., Yamamoto, H., Yamada, (2004) N.**, Resonant tunneling transmission characteristics and tunneling time in asymmetrical double-barrier structures with multiple prewells. *Jpn. J. Appl. Phys*, 43, 5157-5165.
- [3] **Bouhassoune, M., Charrou, R., Fliyou, M., Bria, D., Nougaoui, A.**, (2001) Binding energy of shallow impurities in polar quanyum well wire. *Physica B*, 304, 389-397.
- [4] **Korepow, SV., Liberman, Ma.**, (1999) Transport properties of double quantum wires in magnetic field. *Physica B*, 259-261, 1028-1029.
- [5] **El-said, M., Tomak, M.**, (1991) Magnetic-field dependence of hydrogenic impurity states in a quantum well wire. *Nuovo Cimento*, 13, 165-168.
- [6] **Aktas, S., Bilekkaya, A., Boz, F. K. Okan, S.** (2015)., Electron transmission in symmetric and asymmetric double-barrier structure controlled by laser field. *Superlattices and Microstructures*, 85, 266-273.
- [7] **Aktas, S., Kes, H., Boz, F.K., Okan, S. E.**, (2016) Control of a resonant tunneling structure by intense laser field. *Superlattices and Microstructures*, 98, 220-227.
- [8] **Bardeen, J., Brattain, WH.** (1948) ‘The transistor, a semi-conductor triode’ *Physical Review* 74: 230.
- [9] **Schockley, W.** (1949) ‘The Theory of p-n Junction in Semiconductors and p-n Junction transistors’Bell System, *Technical Jaornal* 28: 435.
- [10] **Çakir B.** (2007) ‘Çok elektronlu kuantum nokta yapıların elektronik özelliklerinin incelenmesi’ doktora tezi, S.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya.
- [11] **Elagöz S.Uslu O.,Başer P.**,(2008) ‘Çift parabolik kuşatma altında kuantum sistemi elektronik enerji düzeyleri’, *Fen Bilimleri Enstitü Dergisi*, Marmara Ü.,İstanbul.
- [12] **Bilekkaya A.**, (2008) ‘Çoklu kuantum tel ve noktalarının elektronik özellikleri’. Doktora Tezi, T.Ü Fen bilimleri Enstitüsü Edirne.
- [13] **Bilekkaya A., Aktaş.,Okan,Ş.E.& Karaca Boz, F.** (2008) Elektric and Magnetic field effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in quantum well wires with different shapes.*Supperlattices and Microstructures*, 44 (1),96-105.
- [14] **Masale M., Constantinou N.C Tilley D.R.**, (1992) ‘Single –electron energy subbands of a hallow cylinder in an axialmagnetic field’ *Phys. Rev.B*, 46, 15432.
- [15] **Aktaş Ş.**, (1998) ‘Düşük boyutlu GaAs/AlxGa1-xAs sistemlerin elektronik özellikleri’Doktora tezi, T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.

- [16] **Boz F.K.**, (2005) ‘Düşük Boyutlu yapılarda yabancı atom problemi ve eksitonlar’, Doktora Tezi, T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- [17] **Burileanu L.M. & Radu A.** (2011) THz laser field effect on the optical properties of cylindrical quantum well wires. *Optics communications*, 284 (7), 2050-2055.
- [18] **Niculescu E.C., Burileanu., L.M., Radua & Lupaşcu, A.** (2011) ‘Anisotropic optical absorption in quantum well wires induced by high-frequency laser fields. *Journal of Luminescence*, 131(6),1113-1120.
- [19] **Özkapi B.**, (2006) ‘‘Hidrojenik olmayan yapıların elektronik özellikleri’’ Yüksek lisans tezi, T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü. Edirne.
- [20] **Boz F.K.,2005** ‘Düşük Boyutlu yapılarda yabancı atom problemi ve eksitonlar’, Doktora Tezi, T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- [21] **Kiliçoğlu Ö.** (2008) ‘Kuantum Kuyularının Elektrik ve Manyetik Alan Altında Elektronik Özellikleri’Yüksek Lisans Tezi. T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- [22] **Niculescu E.c., Radu, A.** (2008) Binding energy of an off-center donor in cylindrical quantum-well wires under intense laser fields *U.P.B. Sci. Bull., Series A*, Vol. 70, No. 1, ISSN 1223-7027.
- [23] **Yavuz S.**, (2012) ‘‘Kuantum kuyularında lazer etkisi’’ Yüksek lisans tezi T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü. Edirne.
- [24] **Saftan Y.**, (2007) ‘‘Kuantum Noktalarının Sonlu Farklar Yöntemi İle Çözümü’’ Yüksek lisans tezi T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü. Edirne.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad : Irmak DÖNMEZER
Doğum Yeri ve Tarihi : Kırklareli- 01.03.1988
E-Posta : irmakorhan88@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2012, Gaziantep Üniveritesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü
- **Yükseklisans** : 2020, Kırklareli Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı Fizik Programı

TEZDEN TÜRETİLEN YAYIN:

- **Ulaş M.,Dönmezer I.**, 2020 707065. Üçlü kuantum Telinde Manyetik Alan ve Lazer Alanın Elektronik Özelliklere Etkisi, *Kırklareli Üniversitesi Mühendislik ve Fen Bilimleri Dergisi Cilt 6 sayı 1 Haziran 2020.*