T.C.

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRİK VE MANYETİK ALANLAR ALTINDA SONLU SİLİNDİRİK VE PARABOLİK KUANTUM TELİNDE POLARİZASYON

HANDAN DİNÇER

YÜKSEKLİSANS TEZİ

FİZİKANABİLİM DALI

Tez Danışmanı: DOÇ. DR. FİGEN BOZ

EDİRNE-2015

T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü onayı

Prof.Dr.Mustafa ÖZCAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak gerekli şartları sağladığını onaylarım.

Prof. Dr.Serap ŞENTÜRK DALGIÇ
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tez tarafımca okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisanstezi olarak **kabul** edilmiştir.

Doç. Dr.Figen BOZ
Tez Danışmanı

Bu tez, tarafımızca okunmuş, kapsam ve niteliği açısından FizikAnabilim Dalında bir **Yüksek** Lisans tezi olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri	İmza
Doç.Dr.İlhan ERDOĞAN	
Doç.Dr. Figen BOZ	
Yrd.Doç.Dr. Deniz EKŞİ	

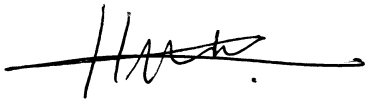
Tarih:05/10/2015

T.Ü. FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK YÜKSEKLİSANS PROGRAMI
DOĞRULUK BEYANI

İlgili tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin kaynak gösterilerek ilgili tezde yer aldığını beyan ederim.

05/10/2015

Handan DİNÇER



Yüksek Lisans Tezi

Elektrik ve Manyetik Alanlar Altında Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Telinde Polarizasyon

T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu tezde, sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde elektrik ve manyetik alanlar altında taban durum enerjileri ve polarizasyon hesapları çalışıldı. Efektif kütle yaklaşımı kullanılarak, manyetik alan altında elektronun taban durumu için dalga fonksiyonu ve enerjisi dördüncü derece Runge-Kutta nümerik metoduyla hesaplandı. Elektrik ve manyetik alan altında yabancı atomlu ve atomsuz elektronun enerji hesapları varyasyon metodu ile yapıldı.

Sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerine manyetik alan etkisi farklı yabancı atomlu konumlarda tel yarıçapına bağlı olarak incelendi. Sadece manyetik alanın silindirik telde parabolik tele göre daha etkili olduğu görüldü. Kuantum tellerine elektrik alanın uygulandığında taban durum enerjilerini azalttığı, yabancı atomlu ve bağlanma enerjilerinde ise yabancı atomun konumuna bağlı olarak dramatik değişimler yaptığı görüldü. Kuantum tellerinde elektrik ve manyetik alanın birlikte etkisinde enerjiler üzerinde yabancı atomun konumunun etkili olduğu görüldü.

Elektrik alan değişimiyle yabancı atom yokken ve varken elektronun polarizasyonu sonlu silindirik kuantum tellerinde hızla artıp sabit değere giderken, sonlu parabolik kuantum tellerinde lineer artışlar gösterdi. Dalga fonksiyonlarına bakıldığında silindirik telde elektrik alanın daha etkili olduğu görüldü. Elektrik ve manyetik alanlar birlikte uygulandığında polarizasyonda tel yarıçapının ve yabancı atomun konumunun önemli olduğu görüldü.

Yıl : 2015

Sayfa Sayısı : 68

Anahtar Kelimeler **:** Silindirik Tel, Parabolik Tel, Polarizasyon, Bağlanma Enerjisi, Elektrik Alan, Manyetik Alan.

Master Thesis
The polarization in the finite cylindrical and parabolic quantum wire under the electric and magnetic fields
Trakya University Institute of Natural Sciences
Department of Physics

ABSTRACT

In this thesis, the calculations of ground state energies and polarization were studied in finite cylindrical and parabolic quantum wires under electric and magnetic fields. By using effective mass approximation, the energy and wave function under magnetic fields were calculated for ground state of electron by fourth degree Runge-Kutta numerical method. Energy calculations of electron with and without impurity under electric and magnetic fields were done by variation method.

The effect of magnetic field on finite cylindrical and parabolic quantum wires were investigated at different impurity positions depending on the wire radius. The magnetic field was only observed to be more effective in cylindrical quantum wire rather than that in parabolic quantum wire. When the electric field was applied to the quantum wires, it was observed that the ground state energies were decreased and the binding energy had dramatic changes depending on impurity position. In synergical effect of electric and magnetic fields on quantum wires, the position of impurity was observed to be effective on energies.

With the electric field changing, when there was with and without impurity, the polarization of the electron in finite cylindrical quantum wire increased fast and reached fixed value, however, it showed linear increase in finite parabolic quantum wire. When the wave functions were evaluated, the electric field was observed to be more effective in cylindrical wire. The wire radius and the position of impurity were determined to be important for polarization when electric and magnetic fields were performed together.

Year : 2015
Number of Pages : 68
Keywords :The parabolic wire, The cylindrical wire, The polarization, The binding energy, The electric field, The magnetic field

TEŞEKKÜR

Bu yüksek lisans tez çalışmamda öncelikle benden yardımını, aydınlatıcı bilgilerini esirgemeyen, her aşamasında tek tek, sabırla, özenle benimle ilgilenen danışman hocam Trakya Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Doç. Dr. Figen Boz'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca yanımda olan, bu tez çalışmamda da benden maddi ve manevi her türlü desteğini eksik etmeyen aileme teşekkürlerimi sunmayı borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET…….....i

ABSTRACT……..…….ii

TEŞEKKÜR…….……iii

İÇİNDEKİLER…….……...iv

SİMGELER DİZİNİ……..……...vi

ŞEKİLLER LİSTESİ……viii

1.GİRİŞ……..1

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILARIN GENEL ÖZELLİKLERİ …….……...4

2.1:İletken,yalıtkan ve yarıiletken……...4

2.2. Katkılı Yarıiletkenler……...5

2.3. Düşük Boyutlu Yapılar……....7

2.4 Kuantum Telleri……....9

3. SONLU SİLİNDİRİK VE PARABOLİK KUANTUM TELLERİNDE ENERJİ VE POLARİZASYON HESAPLARI…….……10

3.1. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik Alanın Elektrona Etkisi….10

3.2. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Elektrona Etkisi…….14

3.3. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Yabancı Atomsuz Polarizasyon……15

3.4. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Yabancı Atomlu Elektrona Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisi……..16

3.5. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Yabancı Atomlu Polarizasyon……..17

3.6. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Bağlanma Enerjisi…….17

4.SONUÇLAR ve TARTIŞMA……...……...19

4.1 Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Enerjiler……..19

4.2. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik Alanın Etkisinde Enerjiler.22

4.3.Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Elektrik Alanın Etkisinde Enerjiler…25

4.4. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Elektrik ve Manyetik Alanların Etkisinde Enerjiler…….29

4.5.A Elektrik Alan Altında Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Telinde Polarizasyon ve Dalgalar ……32

4.5.B Elektrik ve Manyetik Alanlar Altında Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Telinde Polarizasyon ……...……..41

KAYNAKLAR……48

ÖZGEÇMİŞ…… 55

SİMGELER

T	Kelvin cinsinden sıcaklık
eV	Elektronvolt
H_e	Hamiltonyen
m^*	Elektronun etkin kütlesi
$\vec{A}$	Vektör potansiyeli
V(ρ)	Potansiyel enerji
B	Manyetik alan
∇^2	Laplasyen
φ	Silindirik koordinatlarda açı
R^*	Rydberg birim sisteminde enerji
a^*	Rydberg birim sisteminde uzunluk
$\hbar$	Planck sabiti
ρ_0	Tel yarıçapı
ρ_i	Yabancı atomun konumu
E	Enerji
ψ	Dalga fonksiyonu
N_1	Normalizasyon sabiti
a	Varyasyon parametresi

P Polarizasyon

$E_0(E_{F)}$ Yabancı atom olmayan sistemde taban durum enerjisi

E_i Yabancı atomun bulunduğu sistemdeki taban durum enerjisi

SKT Silindirik Kuantum Teli

PKT Parabolik Kuantum Teli

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1: Metal(İletken), yarıiletken ve yalıtkan atomlarında enerji seviyeler…….…….5

Şekil 2.2: n-tipi yarıiletkenin oluşumu…..…….....6

Şekil 2.3: p-tipi yarıiletkenin oluşumu..……..…….....7

Şekil 2.4: Sınırlandırılmış yapılar. (a) Hacimsel yapı(bulk) , (b) Kuantum kuyusu, (c) Kuantum teli, (d) Kuantum noktası …..…….....7

Şekil 2.5: Sınırlandırılmış yapılarda enerjiye bağlı durum yoğunluğu (a) hacimsel (bulk) yapı (b) kuantum kuyusu (c) kuantum teli (d) kuantum noktası.....8

Şekil 2.6.: Kuantum teli oluşumu .....…….…...9

Şekil 4.1: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinin yarıçapa bağlı taban durum enerji değişimi…..…….20

Şekil 4.2: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı yabancı atomlu enerji değişimi…….....20

Şekil 4.3: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimi…….....21

Şekil 4.4: Sonlu silindirik kuantum telinde yarıçapın $\rho_0=100A^0$ ve $\rho_0=200A^0$ değerleri için manyetik alana bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi……...22

Şekil 4.5: Sonlu parabolik kuantum telinde yarıçapın $\rho_0=100A^0$ ve $\rho_0=200A^0$ değerleri için manyetik alana bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi……...23

Şekil 4.6: B=10T manyetik alan şiddeti altında sonlu silindirik ve parabolik kuantum teli yarıçapına bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi……...24

Şekil 4.7: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde elektrik alana bağlı taban durum enerji…….….25

Şekil 4.8: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre elektrik alana bağlı yabancı atomlu enerji değişimi……..26

Şekil 4.9: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre elektrik alana bağlı bağlanma enerjisi…….....26

Şekil 4.10:.Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı taban durum enerjisi…….27

Şekil 4.11: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı yabancı atom enerjisi……..... 28

Şekil 4.12: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimleri……...28

Şekil 4.13: Sonlu silindirik kuantum tel yarıçapının a)ρ_0=100A^0 ve b)ρ_0=200A^0 değerleri için farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin manyetik alana bağlı değişimleri…… 29

Şekil 4.14: Sonlu parabolik kuantum tel yarıçapının a)ρ_0=100A^0 ve b) ρ_0=200A^0değerleri için farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin manyetik alana bağlı değişimleri…….30

Şekil 4.15: Farklı elektrik ve manyetik alanlar altında sonlu silindirik ve parabolik kuantum tel yarıçapının a) ρ_0=100A^0ve b) ρ_0=200A^0 değerleri için yabancı atomun konumuna bağlı bağlanma enerjisi değişimi……30

Şekil 4.16: Sonlu parabolik ve silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre tel yarıçapına bağlı bağlanma enerjisi değişimi……31

Şekil 4.17: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde B=10T için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana bağlı enerjisi değişimi…….32

Şekil 4.18: Sonlu silindirik kuantum telinde farklı yarıçap değerleri için elektrik alana bağlı elektronun polarizasyonu …….33

Şekil 4.19: Sonlu silindirik kuantum telinde a) ρ_0=100 A^0 ve b) ρ_0=200 A^0yarıçapları için farklı elektrik alan değerinde elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili……34

Şekil 4.20: Sonlu parabolik kuantum telinde farklı yarıçap değerleri elektrik alana bağlı elektronun polarizasyonu…….34

Şekil 4.21: Sonlu parabolik kuantum telinde a)ρ_0=100 A^0 ve b) ρ_0=200 A^0 yarıçapları için farklı elektrik alan değerinde elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili……35

Şekil 4.22: Sonlu silindirik kuntum telinde ρ_0=100 A^0 için yabancı atomun farklı konumlarında elektrik alana göre polarizasyon……35

Şekil 4.23: Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=100 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm c)F=40 kV/cm değerleri için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili…….....36

Şekil 4.24: Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=200 A^0 için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon……37

Şekil 4.25. Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=200 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili…….37

Şekil 4.26: Sonlu parabolik kuntum telinde ρ_0=100 A^0 için yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon……38

Şekil 4.27. Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=100 A^0'da için a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm değerleri için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili……39

Şekil 4.28: Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=200 A^0 için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon……40

Şekil 4.29: Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=200 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili……40

Şekil 4.30: F=40kV/cm ve B=10T değerinde elektronun yarıçapa bağlı polarizasyonu…….41

Şekil 4.31: F=40kV/cm ve B=10T değerlerinde a) SKT ve b) PKT için yabancı atomlu elektronun yarıçapa bağlı polarizasyonu……...……42

Şekil 4.32: ρ_0=100A^0 yarıçaplı a) sonlu silindirik ve b) sonlu parabolik kuantum telinde yabancı atomun konumuna bağlı olarak polarizasyon…… …43

Şekil 4.33: Sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinde B=10T için elektrik alana bağlı polarizasyon……...…44

Şekil 4.34: B=10T için a) sonlu silindirik ve b) sonlu parabolik kuantum tellerinde farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana bağlı polarizasyon…….……45

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Düşük boyutlu yapılar teknolojik cihazlarda kullanılmasından dolayı hem deneysel hem de teorik incelenirler. Bu yapılar iki farklı yarıiletken malzemenin bir araya getirilmesiyle oluşturulur. Düşük boyutlu yapılar yük taşıyıcılarının hareket edebileceği boyut sınırlanmasıyla tanımlanır. Yük taşıyıcıları bir, iki ve üç boyutta sınırlandırıldığında sırasıyla kuantum kuyusu, kuantum teli ve kuantum noktası olarak ifade edilir. Bu düşük boyutlu yapılar uzunluk ölçeğinde nanomertebe (10^{-9}m) boyutunda oldukları için kuantum mekaniği fiziğiyle incelenir. Günümüz teknolojisinin ilerlemesiyle düşük boyutlu yapıların bazı kimyasal tekniklerle üretilmesi mümkün hale gelmiştir[1]. 1982 yılında Petroff ve arkadaşları tarafından moleküler demet büyütme sistemi kullanılarak GaAs kuantum teli üretilmiştir[2].

Bu gelişmelerle birlikte kuantum tellerinin elektronik özelliklerini açıklayabilmek için birçok teorik çalışmalar yapılmaya başlamıştır. İlk olarak Lee, Spector ve Bryant çalışmalarında sonsuz silindir ve kare kesitli kuantum telinin merkezinde yer alan yabancı atomun bağlanma enerjisini hesaplamışlardır[3-6]. Kuantum tellerinin elektronik özelliklerinde dışarıdan uygulanan alanların etkisi önemli olmaktadır. Dışarıdan uygulanan elektrik alan, manyetik alan, lazer alan ve basınç elektronun kuantum telindeki konumunu değiştirdiğinden dolayı enerjilerde

değişmektedir[7-24]. Sonsuz silindirik ve kare kesitli GaAs kuantum telinde elektrik alanın bağlanma enerjisine etkili olduğu görülmüştür [7-14]. Elektrik alan altında sonlu kuantum tellerinde yabancı atomun konumu bağlanma enerjisini etkiler[15-16]. Duque ve arkadaşları dışarıdan uygulanan elektrik ve lazer alanın bağlanma enerjisinde önemli değişimler yaptığını rapor etmişlerdir[17]. Manyetik alanın parabolik sınırlama etkisi kuantum tellerinde elektron bulunma yoğunluğu daha çok merkezde yer almasına neden olur. Parabolik kuantum tellerinde manyetik alanın bağlanma enerjisi değişimleri için birkaç çalışma yapılmıştır[18-20]. Bu çalışmalarda merkezde yer alan yabancı atom için manyetik alanın artımıyla bağlanma enerjisi artar. GaAs parabolik kuantum kuyu telinde manyetik ve elektrik alan birlikte uygulandığında bağlanma enerjisi yabancı atomum konumuna, elektrik ve manyetik alan şiddetlerine bağlı olarak değişir [21-22]. $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ silindirik kuantum tellerinde enerji düzeyleri manyetik alana ve yarıçap değerlerine bağlı olarak değiştiği gözlenmiştir[23-24]. Farklı malzemelerden yapılmış ve çiftlenmiş kuantum telleri dış alanlar altında çalışılmıştır[25-28]. Bu çalışmalarda yapının malzemesinin ve geometrisinin önemli olduğu görülmüştür.

Elektrik ve manyetik alan elektronun yabancı atom varken ve yokken ki durumlarında olasılık dağılımında kaymasına sebep olmakta ve enerji değerlerini değiştirmektedir. Bundan dolayı özellikle elektron üzerinde elektrik alanın oluşturduğu polarizasyon birçok araştırmacı tarafında çalışılmaktadır [29-44]. İlk çalışmalar kuantum kuyuları üzerine olmuştur[29-33]. Bu çalışmalarda polarizabilitenin elektrik alan yönüne bağlı olarak arttığı veya azaldığı gösterilmiştir. Sonlu kuantum kuyularında elektrik alanla birlikte manyetik alanın polarizabilitiye etkileri kuyu genişliğine bağlı olarak verilmiştir [34]. Dikdörtgensel ve kare kesitli kuantum tellerinde polarizebilitenin tel geometrisine, bariyer yüksekliğine ve yabancı atomun konumuna bağlı olarak değiştiği rapor edilmiştir[35-38]. Son yıllarda ise self- polarizasyon farklı kesitli kuantum kuyu tellerinde elektrik ve manyetik alan altında çalışılmıştır [39-42]. Farklı kuantum nokta yapıları için polarizasyonunun elektrik alan şiddetine, sıcaklığa ve basınca bağlı olduğu gösterilmiştir[43-44].

Tezin amacı dışarıdan uygulanan elektrik ve manyetik alan altıda sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinin elektronik özelliklerini ve polarizasyonun değişimlerinin nelere bağlı olarak değiştiğini incelemektir. Bu amaç doğrultusunda bu tezde enerji

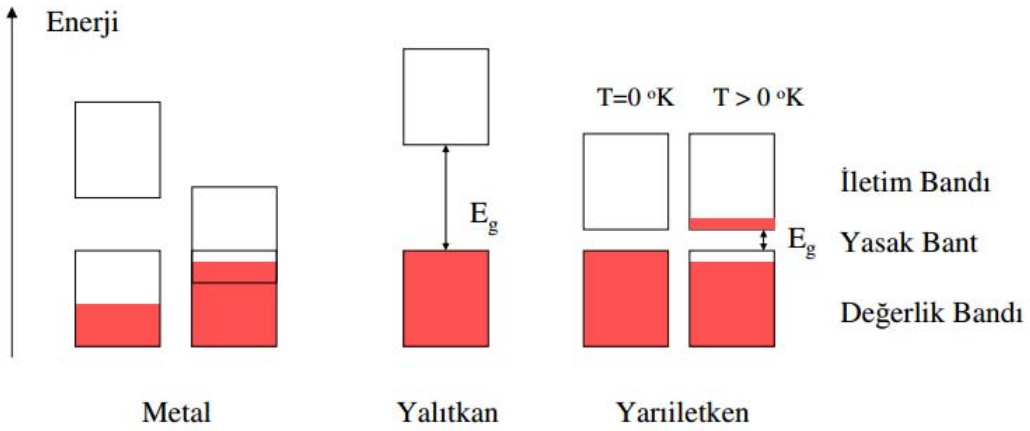
değişimleri ve polarizasyon tel yarıçaplarına, manyetik ve elektrik alan şiddetlerine, yabancı atomun konumuna bağlı olarak incelenecektir.

BÖLÜM 2

DÜŞÜK BOYUTLU YAPILARIN GENEL ÖZELLİKLERİ

2.1. İletken, Yalıtkan ve Yarıiletken

Katıların elektriksel iletkenliği enerji bant yapılarıyla ilgilidir. Enerji bantları iletim bandı, valans bandı ve yasak bant olarak üçe ayrılır. Bu enerji bandının doluluğuna göre kristaller sınıflandırılır. Yasaklanmamış enerji bantlarının dolum şekline göre malzemeler i) Yalıtkanlar, ii) Metaller(İletken) ve iii) Yarıiletkenler olmak üzere 3 grupta sınıflandırılır. Bu sınıflandırma şekil 2.1'de gösterilmiştir. Yasaklanmamış enerji bantları tamamen dolu veya tamamen boş ise kristal yalıtkan gibi davranır. Elektrik alan uygulandığında bant içinde boş yer olmadığı için elektronlar hareket edemezler. Yasaklanmamış enerji bantlarının kısmen dolu veya kısmen boş ise kristal iletken(metal) gibi davranır. Elektrik alan uygulandığında bant içinde boş yerler olduğu için elektronlar kolayca hareket ederler [45-48].



Şekil 2.1. Metal(İletken), yarıiletken ve yalıtkan atomlarında enerji seviyeleri[45].

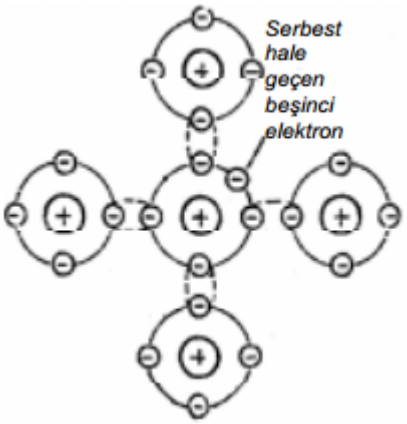
Yarıiletkenler şekil 2.1.'de görüldüğü gibi T=0^{o}K'de tüm elektronlar değerlik bandında yer alır, iletim bandında hiç elektron bulunmadığından dolayı bir yalıtkan gibi davranır. Sıcaklığın artmasıyla değerlik bandındaki elektronlar iletim bandına geçer ve bir iletken gibi davranırlar. Yarı iletkenlerin yasak bant enerji aralığı 1-4eV civarında değişirken, yalıtkanların bu bant aralığı daha yüksek olmaktadır. Bundan dolayı yalıtkanlarda elektronun iletim bandına geçmesi olasılığı yok gibidir[46]. Yarıiletkenlerde değerlik bandındaki elektronun herhangi bir etkenle (elektrik alan, sıcaklık, ısı, basınç, gibi) iletim bandına geçmesi mümkündür. Elektronların iletim bandına geçmeleriyle, değerlik bandında boşluklar oluşur. Bu boşluklar pozitif yüklü parçacıklardır ve elektrik alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler. İdeal yarıiletkende elektron ve boşluk yoğunluğu aynıdır ve bu yarıiletkenlere katkısız veya saf yarıiletken denilir [46,48].

2.2. Katkılı Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerin en önemli özelliği, malzemenin iletkenliğinin isteyerek safsızlık katılarak kontrol edilebilmesidir. Çok küçük konsantrasyondaki safsızlıklar %0.0001'den az veya $1/10^{6}$ oranındaki yabancı atomlar malzemenin iletkenliğinde büyük değişikliklere sebep olmaktadır[48]. Yarıiletkenlere yabancı atom katkılanmasıyla taşıyıcı sayısı değiştirilebilir.

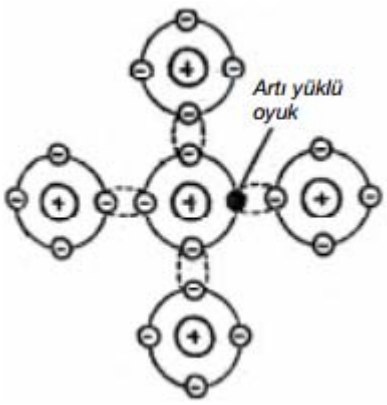
Negatif yüklü taşıyıcıların sayısını artırmak için verici (donor) safsızlıklarının oluşturduğu iletkenlere n-tipi katkılı iletken denir. Örneğin arsenik katkılanmış

silisyumun etkileri incelendiğinde, arseniğin beş, silisyumun ise dört valans elektronu vardır. Arseniğin dört elektronu, silisyumla dörtlü kovalent bağ oluşturduktan sonra kalan beşinci elektron iletkenliğe katılır ve şekil 2.2'de gösterildiği gibi n-tipi yarı iletken oluşur. Arsenik atomu verici olarak adlandırılır, iyonlaşmış durumdayken iletkenlik bandına bir elektron verir ve maddenin iletkenliğine katkıda bulunur [48-50].



Şekil 2.2. n-tipi yarıiletkenin oluşumu [50].

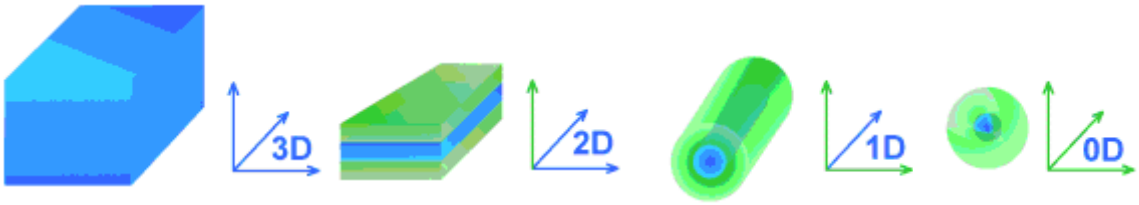
Pozitif olarak yüklü taşıyıcıların sayısını arttırmak için alıcı(akseptör) safsızlıklarının oluşturduğu iletkenlere p- tipi katkılı iletken denir. Silisyumda ve germanyum beş valanslı bir katkı nasıl bir elektron bağlı oluyorsa, üç valanslı bir katkı maddesine artı yüklü bir boşluk bağlı olabilir. B, Al, Ga ve In gibi üç valanslı katkı atomları, komşu atomlarla kovalent bağı tamamlayabilmek için valans bandından elektron alıp geride artı yüklü bir boşluk bıraktıkları için alıcı olarak adlandırılırlar. Örneğin üç valans elektronuna sahip Bor dörtlü kovalent bağı tamamlamak için Si-Si bağından bir elektron aldığında artı yüklü bir boşluk bırakır. Bu pozitif boşluk iletkenliğe katılır ve şekil 2.3'teki p-tipi yarıiletken oluşur[48-50]. İyonlaşmış durumda değerlik bandından bir elektron alan Bor atomuna alıcı denir. 0 K sıcaklıkta boşluk bağlıdır, ancak sıcaklık arttıkça serbest duruma geçer.



Şekil 2.3. p-tipi yarıiletkenin oluşumu [50].

2.3. Düşük Boyutlu Yapılar

Farklı türden yarıiletkenler ile yapılan eklemler sayesinde kuantum etkilerin görülebileceği düşük boyutlu yapılar oluşturulabilir. Bu yarıiletkenler GaAs, AlAs, InAs, InSb, AlGaAs, CdSe, ZnS olarak verilebilir. Düşük boyutlu yarıiletken yapılar nanometre boyutunda (10^{-9}m) tanımlanmaktadır [51]. Düşük boyutlu yapılarda taşıyıcılar üç boyutta hareket edebilme özelliklerini sınırlandırılır. Bu sınırlamalar sonucunda bu yapılarda sürekli enerji durumları yerine kesikli enerji değerleri elde edilir ve böylece kuantum mekaniksel etkiler önemli olur. Taşıyıcı hareketinin sınırlandırıldığı boyut sayısına bağlı olarak hacimsel yapı(bulk), kuantum kuyusu, kuantum teli ve kuantum noktasının şematik gösterimi Şekil 2.4'de verilmiştir.

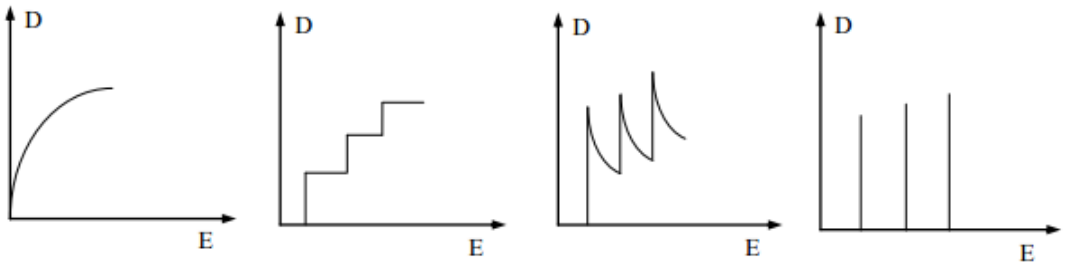


(a) (b) (c) (d)

Şekil 2.4. Sınırlandırılmış yapılar. (a) Hacimsel yapı(bulk) , (b) Kuantum kuyusu, (c) Kuantum teli, (d) Kuantum noktası [52].

Bu yapılar oluşurken elektronun serbestlik durumu göz önüne alınır. Şekil 2.4 .a'da elektronun, üç yöndede serbestçe hareket edebildiği ve hiçbir yönde sınırlamanın

olmadığı hacimsel bir malzemeyi tanımlanmaktadır. Bu hacimsel malzemeler üç boyutlu sistemler olarak adlandırılır. Hacimsel malzemelerde enerji spektrumu süreklilik göstermektedir. Şekil 2.4b'de elektron iki boyutta serbest hareket ederken bir boyutta sınırlandırılmıştır ve iki boyutlu sistem olarak ifade edilen kuantum kuyusu tanımlanmaktadır. Kuantum kuyularında büyütme sınırlama doğrultusu boyunca yapılır. Kuantum kuyularında enerji, sınırlandırmanın olduğu tek boyutta kesikli değerlere sahiptir. Şekil 2.4.c'de elektron hareketi iki boyutta sınırlandırılmış ve bir boyutta serbest bırakılmış olan bir boyutlu sistem olarak kuantum teli gösterilmektedir. Bu yapılarda ise enerji iki boyut boyunca kesikli değerler alırken tek boyutta sürekli değer alır. Elektronun hareketinin üç boyutta sınırlandırıldığında sıfır boyutlu yapı olarak kuantum noktası Şekil 2.4.d'de gösterilir. Kuantum noktalarında enerji üç boyutta da kesikli değerlere sahiptir[45-47, 50-53]. Bu sistemlere ait enerjiye bağlı durum yoğunlukları şekil 2.5 'te verilmiştir.



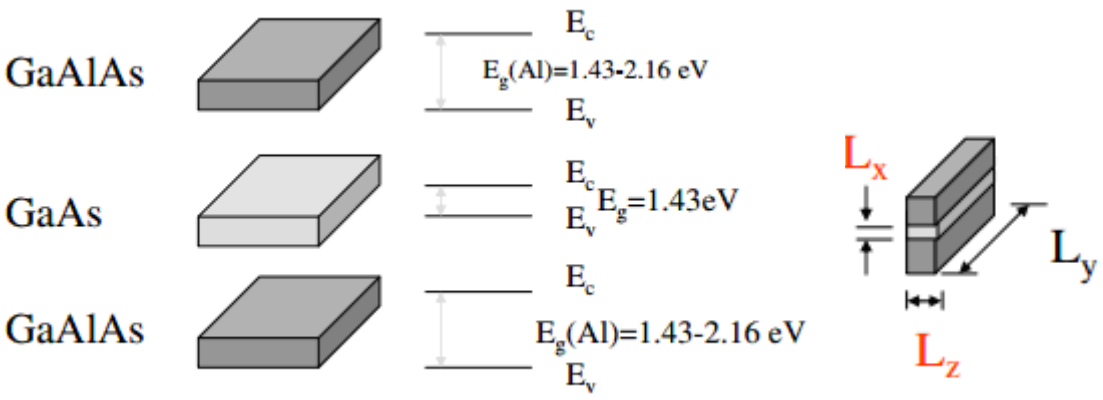
(a) (b) (c) (d)

Şekil 2.5. Sınırlandırılmış yapılarda enerjiye bağlı durum yoğunluğu (a) hacimsel (bulk) yapı (b) kuantum kuyusu (c) kuantum teli (d) kuantum noktası [52].

Teknolojideki son gelişmelerle birlikte düşük boyutlu sistemler üretilmeye başlanmıştır[1,2]. Bu yapılar teknolojide tek elektron transistorü, kızılötesi fotodedektörler gibi optoelektronik ve elektronik aygıt olarak uygulama alanları bulunmaktadır [1-3,54,55].

2.4 Kuantum Telleri

1982 de tek boyutta taşıyıcı hapsedilerek moleküler demet büyütme tekniği kullanılarak GaAs kuantum teli üretilmiştir[2]. Cibert ve arkadaşları tarafından düşük sıcaklık katod lüminans ölçümleri yeni ışıldama hatlarıyla düşük boyutlu yapılar için gelen ve uyarılmış durum enerjileri gösterilmiştir[56]. Kuantum tellerinin fabrikasyonunda bu gelişmeler olurken fiziksel özelliklerini açıklamak için birçok teorik çalışmalar yapılmıştır[4-44]. Bu teorik çalışmalarda kuantum teli şekil 2.6'da gösterildiği gibi iki aynı yarıiletken malzemenin arasına farklı bir yarıiletken malzeme getirilerek x ve z boyutlarında taşıyıcı kısıtlanarak oluşmaktadır.



Şekil 2.6. Kuantum teli oluşumu [47].

Literatürde silindirik [10-12,24,41], parabolik[18-23,27,28], kare[13,40] ve dikdörtgen[8,9,16,17] kesitli farklı geometrilere sahip kuantum telleri teorik çalışılmıştır. Bu çalışmalarda elektrik, manyetik, lazer alanların ve basıncın kuantum etkileri gösterilmiştir. Bu çalışmaların ışığında sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinin elektronik özellikleri bu tezde çalışılacaktır.

BÖLÜM 3

SONLU SİLİNDİRİK VE PARABOLİK KUANTUM TELLERİNDE ENERJİ VE POLARİZASYON HESAPLARI

Bu bölümde sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinde yabancı atom varken ve yokken elektronun manyetik ve elektrik alan altında taban durum enerjilerinin hesapları ve polarizasyondan bahsedilir.

3.1. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik Alanın Elektrona Etkisi

Bu bölümde sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerini manyetik alan altında elektronik özellikleri incelenir. Etkin kütle yaklaşımında düzgün bir manyetik alan **B**=(0,0,B)'da z boyunca uzanan bir kuantum teli için Hamiltonyen

$$H_e = \frac{1}{2\mathrm{m}^*}\left[\vec{P} + \frac{e}{c}\vec{A}\right]^2 + V(\rho), \tag{3.1}$$

olur[19, 26, 34, 41, 57-60]. Bu denklemde potansiyel enerji silindir tel için

$$V(\rho) = \begin{cases} 0, & 0 < \rho \le \rho_0, \\ V_0, & \rho_0 < \rho \le \infty \end{cases} \tag{3.2}$$

ve parabolik tel için

$$V(\rho)=\begin{cases} V_0 \dfrac{\rho^2}{{\rho_0}^2}, & 0<\rho\le\rho_0, \\ V_0, & \rho_0<\rho<\infty, \end{cases} \tag{3.3}$$

olarak tanımlanır. Burada ρ_0 tel yarıçapını, V_0 tel potansiyel yüksekliğini tanımlar.

Düzgün uygulanan **B** manyetik alanı aşağıda tanımlanan bir vektör potansiyeli

$$\vec{A}=\left(0,\frac{1}{2}B\rho,0\right) \tag{3.4}$$

ile tanımlanır.

Denklem (3.1)'de tanımlanan Hamiltonyen denklem (3.4)'de tanımlanan vektör potansiyelini kullanarak Rydberg indirgenmiş birim sisteminde silindirik koordinatlarda

$$H_e=-\nabla^2-i\gamma\frac{\partial}{\partial\varphi}+\frac{1}{4}\gamma^2\rho^2+V(\rho) \tag{3.5}$$

olur. Buradaki

$$\gamma=\frac{e\hbar \mathrm{B}}{2m^*R^*} \tag{3.6}$$

ile tanımlanır. Rydberg birim sisteminde uzunluk $a^*=\dfrac{\hbar^2\varepsilon}{m^*e^2}$ ve enerji $R^*=\dfrac{m^*e^4}{2\hbar^2\varepsilon^2}$ olarak tanımlanır[58-60]. Kuantum telindeki bir elektronun dalga fonksiyonunun genel formu

$$\psi_e(\rho,\varphi,z) = N_0 e^{ik_z z} e^{im\varphi} \chi(\rho) \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2, ..., \pm l \tag{3.7}$$

olur [58-62]. Bu denklemede N_0 normalizasyon sabitidir, k_z elektronun z ekseni yönündeki dalga vektörü bileşenidir. *l* ve *m* sırasıyla yörünge ve manyetik kuantum sayılarını gösterir. Bu dalga fonksiyonu denklem (3.5)'e uyguladığında Rydberg birim sisteminde radyal özfonksiyon $\chi(\rho)$ bağlı denklem

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\chi(\rho)}{\partial\rho}\right)+\left[\frac{m^2}{\rho^2}+k_z^2+m\gamma+\frac{1}{4}\gamma^2\rho^2+V(\rho)-E\right]\chi(\rho)=0\,, \tag{3.8}$$

bulunur. Bu denklem confluent hipergeometrik fonksiyonların terimleriyle çözülebilir[26, 61-62]. Bu tezde toplam radyal dalga fonksiyonu ve taban durum enerjilerini *E(m=0)* Runge Kutta metodu kullanarak nümerik olarak hesaplanır. Bu metodun ayrıntıları referans 63, 64 ve 65'te verilmektedir.[63-65].

Bu metodu uygulamadan önce

$$y1 = \chi(\rho)$$

$$y2 = \frac{\partial\chi(\rho)}{\partial\rho}, \tag{3.9}$$

$$y3 = E,$$

tanımları kullanılarak

$$\frac{\partial y1}{\partial\rho} = y2$$

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho y2)+\left[\frac{m^2}{\rho^2}+k_z^2+m\gamma+\frac{1}{4}\gamma^2\rho^2+V(\rho)-y3\right]y1=0 \tag{3.10}$$

$$\frac{\partial y3}{\partial \rho} = 0,$$

denklem (3.8)'de verilen ikinci derece olan diferansiyel denklemi iki tane birbirine bağlı birinci derece diferansiyel denkleme ayrılmış olur. Bu durumda bu iki diferansiyel denkleme dördüncü derece Runge Kutta yöntemi uygulanırsa aşağıdaki denklem (3.11) başlangıç şartlarında

$$\rho_1 = \rho_0 + h$$

$$y1_0 = 1$$

$$y2_0 = 0$$

$$\rho_0 = 0 \qquad (3.11)$$

$$\rho_2 = \rho_1 + h$$

$$\rho_n = \rho_0 + nh$$

çözümler

$$y1_{n+1} = y1_n + \frac{h}{6}\left(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4\right)$$

$$y1_{n+1} = y1_n + \frac{h}{6}\left(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4\right) \;\; n = 0,1,2..... .....N-1 \qquad (3.12)$$

$$y2_{n+1} = y2_n + \frac{h}{6}\left(l_1 + 2l_2 + 2l_3 + l_4\right)$$

olur. Buradaki k1,……..,l4 tanımları aşağıda denklem (3.13)'de verilir.

$$k_1 = F1\left(\rho_{n,} y1_n, y2_n, E\right)$$

$$l_1 = F1\left(\rho_n, y1_n, y2_n, E\right)$$

$$l_2 = F2\left(\rho_n + \frac{1}{2}h + y1_n + \frac{1}{2}k_1, y2_n + \frac{1}{2}l_1, E\right) \qquad (3.13)$$

$$k_3 = F1\left(\rho_n + \frac{1}{2}h + y1_n + \frac{1}{2}k_2, y2_n + \frac{1}{2}l_2, E\right)$$

$$l_3 = F2\left(\rho_n + \frac{1}{2}h + y1_n + \frac{1}{2}k_{2,} y2_n + \frac{1}{2}l_2, E\right)$$

$$k_4 = F1\left(\rho_n + h + y1_n + k_3 y2_n + l_3 E\right)$$

$$l_4 = F2(\rho_n + h + y1_n + k_3 y2_n + l_3, E)$$

Buradaki fonksiyonlar

$$F1(\rho, y1, y2, E) = y2$$

(3.14)

$$F2(\rho, y1, y2, E) = \left[V(\rho) - E + k_z^2 + m\gamma + \frac{m^2}{\rho^2} + \frac{\gamma^2\rho^2}{4}\right] y1 - \frac{y2}{\rho}$$

olarak tanımlanır. Bu metodu literatürdeki kuantum teli çalışmalarına uygulandığında çalışmalarla uyumu bölüm 4'teki sonuçlar ve tartışmalar bölümünde gösterildi.

3.2. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Elektrona Etkisi

Tel eksenine dik yapıya pozitif x yönünde elektrik alan uyguladığında denklem (3.5)'teki Hamiltonyen'e $\eta\rho\cos\varphi$ terimi eklenir. Manyetik ve elektrik alan altında Hamiltonyen

$$H_F = H_e + \eta\rho\cos\varphi \tag{3.15}$$

olur. Burada $\varphi,$ silindirik koordinatlarda açıyı, $\eta = eF,$ elektrik alanın şiddeti olarak tanımlanır. Hamiltonyen'e elektrik alandan dolayı gelen katkıyı hesaplayabilmek için deneme dalga fonksiyonu

$$\psi_{eF}(\rho,\varphi,z) = N_1\psi_e(\rho,\varphi,z)\exp\left[-(\rho\cos\varphi/a)\right] \tag{3.16}$$

olarak tanımlanır [58-60,63]. Burada N_1 normalizasyon sabiti ve a varyasyon parametresidir. Elektrik alan altında enerjinin beklenen değeri varyasyon metoduyla kullanılarak bulunur. a parametresinin minimizasyonundan manyetik ve elektrik alanlar altında sonlu silindirik ve parabolik kuantum telindeki bir elektronun E_F enerjisi

$$E_F = \left[\frac{\langle\psi_{eF}|H_F|\psi_{eF}\rangle}{\langle\psi_{eF}|\psi_{eF}\rangle}\right]_{a_{\min}}, \tag{3.17}$$

hesaplanır [58-60,63].

3.3. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Yabancı Atomsuz Polarizasyon

Literatürde düşük boyutlu yapılarda elektrik alanın etkisiyle elektron olasılık dağılımının ve enerji düzeylerinin değiştiği rapor edilmiştir[14,33-39, 43]. Sadece elektrik alandan dolayı olasılık dağılımını bozan durumları ifade eden bu terim P dipol momenti veya polarizasyon olarak

$$P = \langle ex\rangle_{F=0} - \langle ex\rangle_F \tag{3.18}$$

literatürde tanımlanmıştır[29-34, 37, 48]. Elektrik alan etkisinden dolayı kuantum telinde elektronda oluşan polarizasyonu

$$P = -\langle\psi_{eF}|e\rho\cos\varphi|\psi_{eF}\rangle + \langle\psi_e|e\rho\cos\varphi|\psi_e\rangle \tag{3.19}$$

veya

$$\left(\frac{p}{e}\right)_e = -\left\langle \psi_{eF} \middle| \rho\cos\varphi \middle| \psi_{eF} \right\rangle + \left\langle \psi_e \middle| \rho\cos\varphi \middle| \psi_e \right\rangle \tag{3.20}$$

hesaplanır [31, 33,44]. Bu tezde elektrik ve manyetik alanların birlikte etkisiyle $\left(\frac{p}{e}\right)_e$ hesaplanır.

3.4. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Yabancı Atomlu Elektrona Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisi

Bundan sonraki kısımda kuantum telinde $\rho = \rho_i$ ve z=0 konumuna bir yabancı atom yerleştirildiğinde manyetik ve elektrik alan altında Hamiltonyen

$$H_i = H_F - \frac{2}{\sqrt{z^2 + \left|\vec{\rho} - \vec{\rho}_i\right|}} \tag{3.21}$$

olarak tanımlanır. Burada $\left|\vec{\rho} - \vec{\rho}_i\right| = \sqrt{\rho^2 + {\rho_i}^2 - 2\rho\rho_i - \cos\varphi}$ olarak ifade edilir. Denklem (3.21)'deki bağlı elektron için deneme dalga fonksiyonunu

$$\psi_i(\rho,\varphi,z) = N_2\psi_{eF}(\rho,\varphi,z)\exp\left(-\sqrt{z^2 + \left|\vec{\rho} - \vec{\rho}_i\right|^2}/b\right) \tag{3.22}$$

olarak yazılır. Yazılan denklemde N_2 normalizasyon sabitini ve b varyasyon parametresini göstermektedir. Bu dalga fonksiyonu denklemi kullanılarak E_i'nin beklenen değeri b varyasyon parametresinin minimizasyonundan hesaplanır.

$$E_i = \left[\frac{\langle \psi_i | H_F | \psi_i \rangle}{\langle \psi_i | \psi_i \rangle} \right]_{b_{\min}} \tag{3.23}$$

3.5. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Yabancı Atomlu Polarizasyon

Kuantum teline yabancı atom katıldığında elektrik alandan dolayı oluşan polarizasyon

$$P = -\langle \psi_i | e\rho\cos\varphi | \psi_i \rangle_{F\neq 0} + \langle \psi_i | e\rho\cos\varphi | \psi_i \rangle_{F=0} \tag{3.24}$$

veya

$$\left(\frac{p}{e}\right)_i = -\langle \psi_i | \rho\cos\varphi | \psi_i \rangle_{F\neq 0} + \langle \psi_i | \rho\cos\varphi | \psi_i \rangle_{F=0} \tag{3.25}$$

olarak tanımlanır[11, 43, 44]. Yapıya manyetik alan uyguladığında dalga fonksiyonu değişmektedir. Manyetik alanın etkisi dalga fonksiyonunda verilerek polarizasyondaki değişimler incelenir.

3.6. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik ve Elektrik Alanın Etkisinde Bağlanma Enerjisi

Kuantum tellerine yabancı atom katıldığında bağlanma enerjisi,

$$E_B = E_0 - E_i \tag{3.26}$$

olarak tanımlanır[17, 26,41, 63]. Bu denklemde elektrik ve manyetik alan altında $E_0(E_F)$ yabancı atom olmayan sistemdeki taban durum enerjisini, E_i yabancı atomun bulunduğundaki sistemin taban durum enerjisini tanımlar.

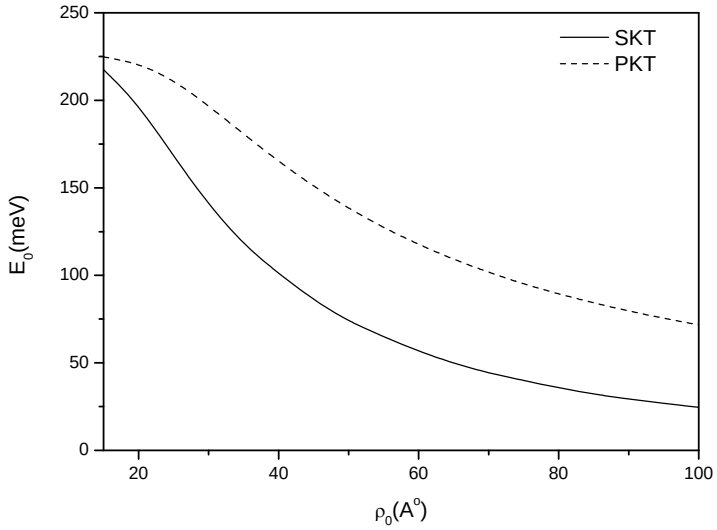
BÖLÜM 4

SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

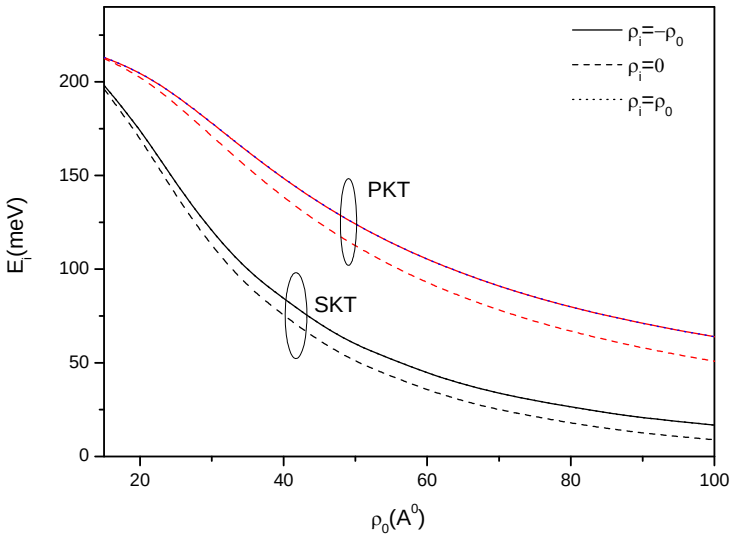
Bu bölümde GaAs/Al(Ga,As) kuantum telinin elektronik özellikleri incelenmiştir. Kuantum telinin elektronik özellikleri incelenirken geometrik, elektrik ve manyetik alan etkileri araştırılmıştır. Kuantum kuyu teli olarak iki geometrik yapı çalışılmıştır. Bu yapılar sonlu silindirik ve parabolik kuantum telleridir. Bu tellerde taban durum enerjisi, yabancı atomun enerjisi, bağlanma enerjisi, elektrik ve manyetik alan altında polarizasyon incelenmiştir. Bu çalışmada kullanılan yapı parametreleri V_0=224meV, $a^* \cong 100A^0$ ve $R^* \cong 5,7$ meV olarak alınmıştır.

4.1 Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Enerjiler

Çalışmada öncelikle sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinin yarıçapına bağlı olarak değişimleri incelenir. Şekil 4.1'de taban durum enerji değişimi gösterilir. Sonlu parabolik kuantum telindeki bir elektronun enerjisi sonlu silindir tele göre daha yüksek olduğu görülür. Her iki tel içinde yarıçapın artmasıyla enerji azalma gösterir.



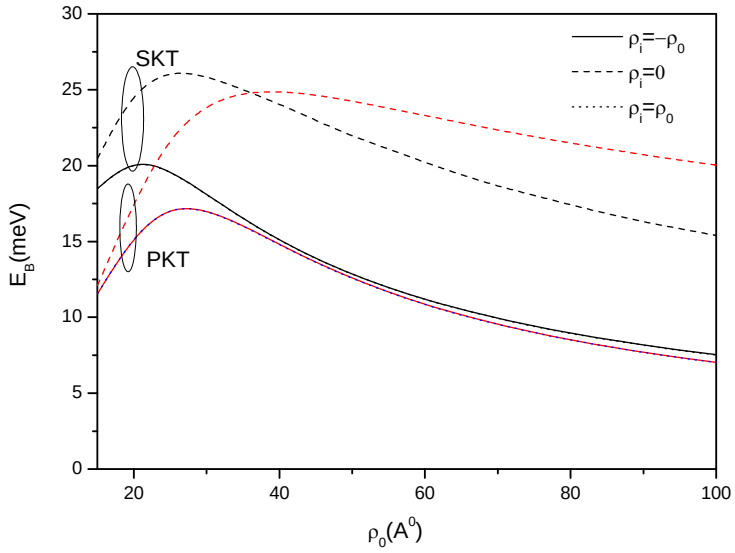
Şekil 4.1. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinin yarıçapa bağlı taban durum enerji değişimi.



Şekil 4.2. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı yabancı atomlu enerji değişimi.

Farklı yabancı atom konumlarına göre sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı yabancı atomlu enerji değişimi şekil 4.2'de verilir. Şekilde yapının simetrik olmasından dolayı yabancı atomun $-\rho_0$ ve ρ_0 konumları için enerjiler aynı değerleri alır. Yabancı atom merkezde olduğu durumda diğer yabancı atom

konumundaki duruma göre enerji değerleri daha düşük değerler alır. Sonlu parabolik kuantum telinin enerji değerleri silindirik kuantum teli enerji değerlerinden daha yüksektir. Sonlu silindirik kuantum teli enerji değişimi yarıçapın artmasıyla 200 meV'den 10 meV'e azalırken, sonlu parabolik kuantum telinde yarıçapın artmasıyla enerji değişimi 215meV'tan 75 meV azalır.

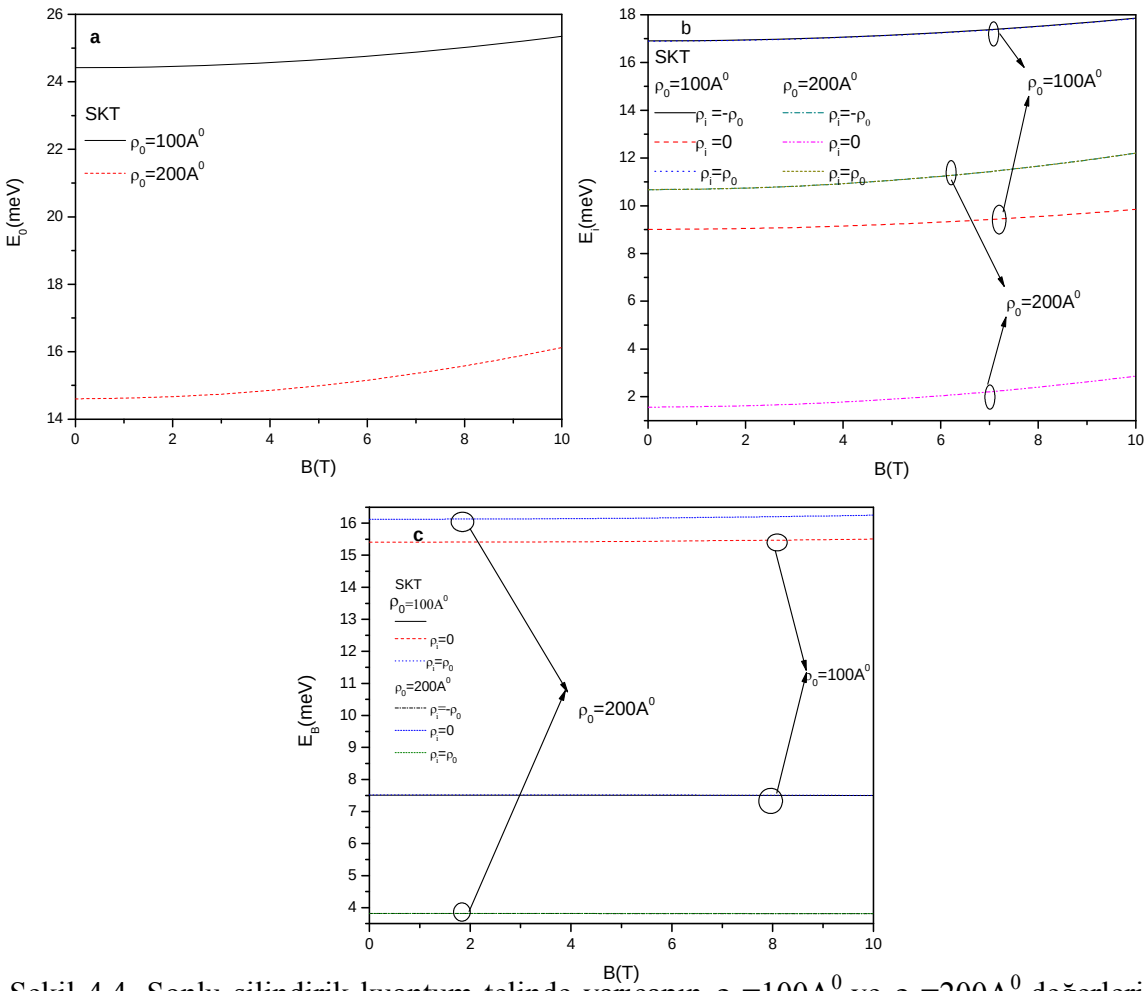


Şekil 4.3. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimi.

Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde yarıçapa bağlı olarak farklı yabancı atom konumları için bağlanma enerjisi şekil 4.3'de gösterilir. Her iki tel için ve tüm yabancı atom konumları için bağlanma enerjisi yarıçap değeri artarken bir kritik değere kadar artar ve sonra ise azalan davranış gösterir. Sonlu parabolik kuantum telinde bu azalış daha az olduğu görülür. Bu bölümde sonlu silindirik tel için yapılan enerji hesaplarının davranışları silindirik GaN/$In_xGa_{1-x}N$ kuantum teli için olan enerji davranışlarına benzer olduğu görülür [68]. Bu şekilde de yapının simetrik olmasından dolayı yabancı atomun $-\rho_0$ ve ρ_0 konumları için bağlanma enerjiler aynı değerleri aldığı görülür.

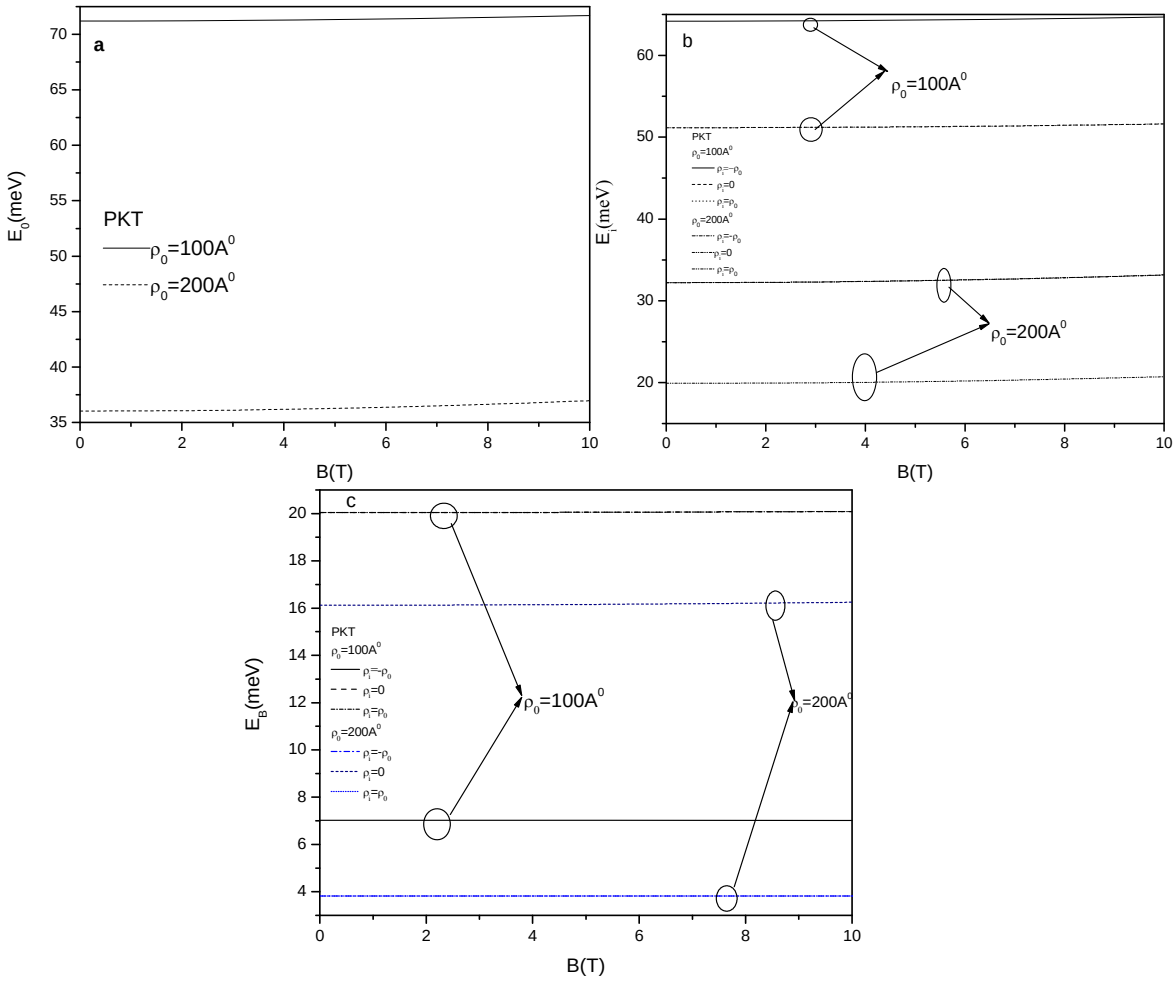
4.2. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Manyetik Alanın Etkisinde Enerjiler

Bu bölümde sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde manyetik alanın etkileri inceleniyor. Şekil 4.4.'de silindirik kuantum teli için manyetik alan ile enerji değişimleri gösterilir. Bu şekilde silindirik kuantum telinin yarıçapının artmasıyla taban durum enerjisinin azaldığı görülür. Manyetik alanın artmasıyla taban durum enerjisinin arttığı görülür. Bu davranış Villamil'in 2010 yılındaki çalışmasında gözlenmiştir[24]. Farklı konumlardaki yabancı atomlu enerji değerlerinde de yarıçapın artmasıyla enerjinin azaldığı görülür. Manyetik alanın artmasıyla enerji değişimleri gözlenir. Burada yapının simetrik olması ve manyetik alanın yapıya her iki yöne aynı etkiyi yapmasından dolayı yabancı atomun konumunun yapının sağında veya solunda olması enerji değerlerini değiştirmediği görülür.



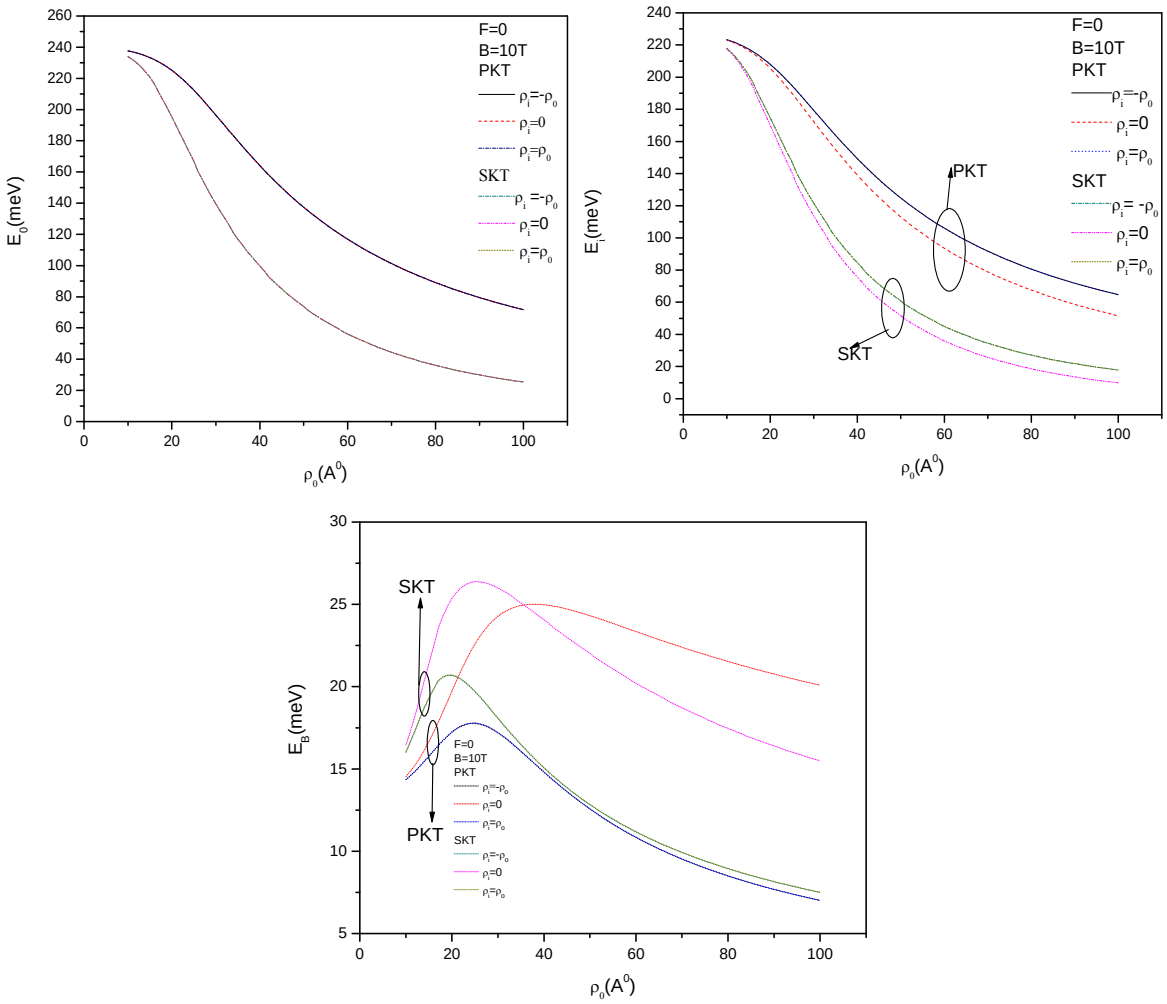
Şekil 4.4. Sonlu silindirik kuantum telinde yarıçapın $\rho_0=100A^0$ ve $\rho_0=200A^0$ değerleri için manyetik alana bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi.

Şekil 4.4.'de bağlanma enerjisinin manyetik alanla değişiminin çok etkili olmadığı görülür. Fakat yabancı atomun konumunun yapının merkezinde olmasıyla kenarlarda olması arasında enerji farkının çok olduğu görülür. Bu fark yapının yarıçapının artmasıyla daha fazla arttığı gözlenir.



Şekil 4.5. Sonlu parabolik kuantum telinde yarıçapın $\rho_0=100A^0$ ve $\rho_0=200A^0$ değerleri için manyetik alana bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi.

Şekil 4.5.'de sonlu parabolik kuantum teli için enerji değişimleri verilmektedir. Bu enerji değişimlerinde de sonlu silindirik kuantum teli değişimlerindeki davranışlar gözlenmektedir. Fakat manyetik alanın etkisi sonlu parabolik kuantum telinde daha az gözlenmektedir. Çünkü manyetik alanın etkisi denklem 3.5 'te gösterildiği bir parabolik katkı vermektedir. Bu katkı silindir telde daha etkili olurken parabolik kuantum telinde çok etkili olmamaktadır.

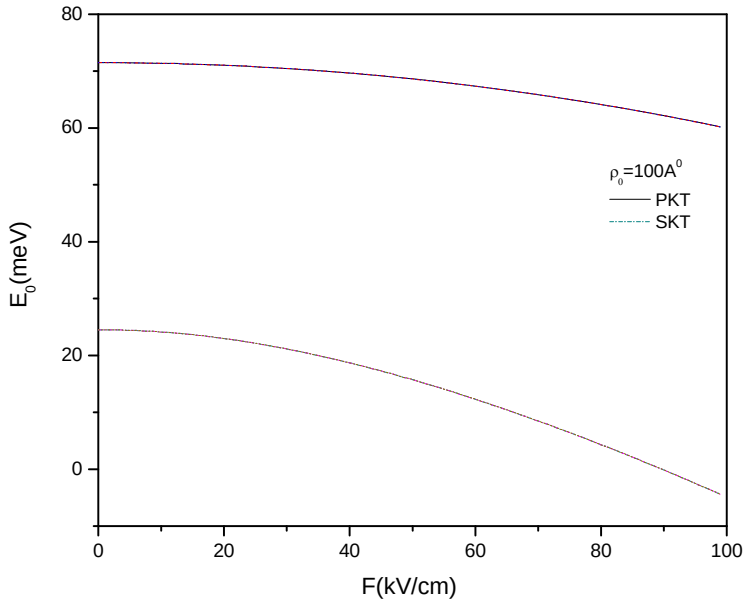


Şekil 4.6. B=10T manyetik alan şiddeti altında sonlu silindirik ve parabolik kuantum teli yarıçapına bağlı a)taban durum enerjisi, b)yabancı atomlu enerji, c)bağlanma enerjisi.

Şekil 4.6'da sabit bir manyetik alan altında yarıçapa bağlı olarak enerji değişimleri gösterilir. Taban durum enerjisinin 4.6.(a)'da ve yabancı atomlu enerjinin 4.6.(b)'de yarıçapın küçülmesiyle arttığı gözlenir. Bu şekillerde sonlu parabolik kuantum teli enerji değerlerinin sonlu silindirik kuantum teli değerlerinden daha yüksek olduğu görülür. Şekil 4.6.(c)'deki yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimi ilk önce bir maksimum yapıp daha sonra azalan bir davranış sergiler. Bu davranış El Ghazi ve arkadaşlarının çalışmalarında da gözlenmiştir [27-28].

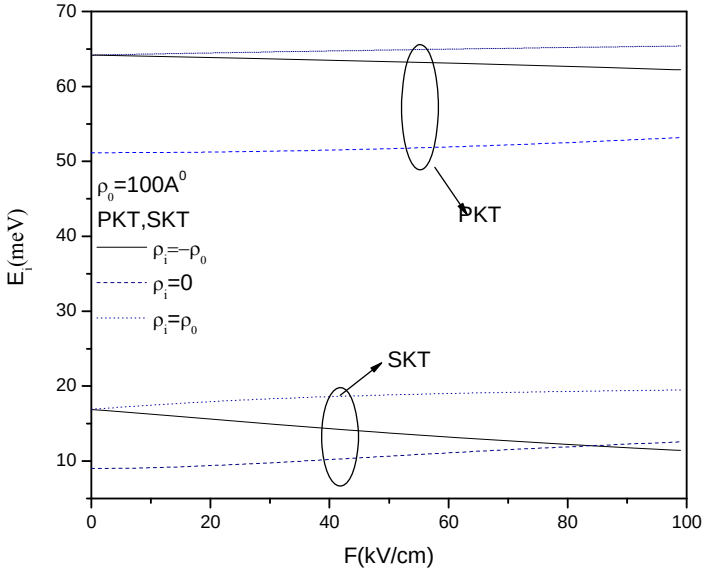
4.3.Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Elektrik Alanın Etkisinde Enerjiler

Bu kısımda elektrik alan altında ρ_0=100A^0'luk sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinde enerji değişimleri gösterilir. İlk olarak şekil 4.7.'de elektrik alana bağlı taban durumu enerjisinin değişimi gösterilir. Elektrik alanın artımıyla enerji azalır. Sonlu silindirik kuantum telinde değişim daha fazla olur iken sonlu parabolik kuantum telinde daha az olur. Dikdörtgen kesitli kuantum tellerinde de benzer davranış gözlenmiştir [35].

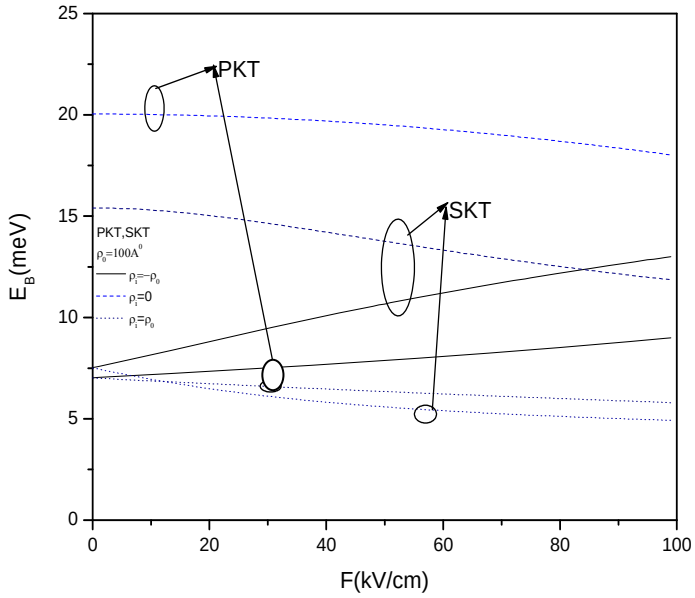


Şekil 4.7. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde elektrik alana bağlı taban durum enerjisi.

Farklı yabancı atom konumlarına göre elektrik alana bağlı enerji değişimi şekil 4.8.'de gösterilir. Yabancı atom merkezdeyken her iki tel için elektrik alanın artmasıyla enerji artar. Yabancı atom kuantum telinin $\rho_i=-\rho_0$ konumuna yerleştirildiğinde elektrik alanın artımıyla enerji azalır. Fakat $\rho_i=\rho_0$ konumuna yabancı atom yerleştirildiğinde ise enerji artar. Bu elektrik alanı yapının geometrisini değiştirmesinden dolayı oluşmaktadır.



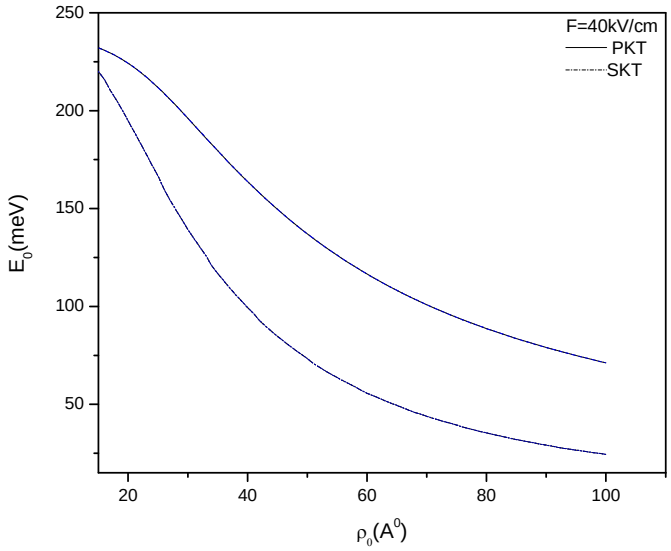
Şekil 4.8. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre elektrik alana bağlı yabancı atomlu enerji değişimi.



Şekil 4.9. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre elektrik alana bağlı bağlanma enerjisi.

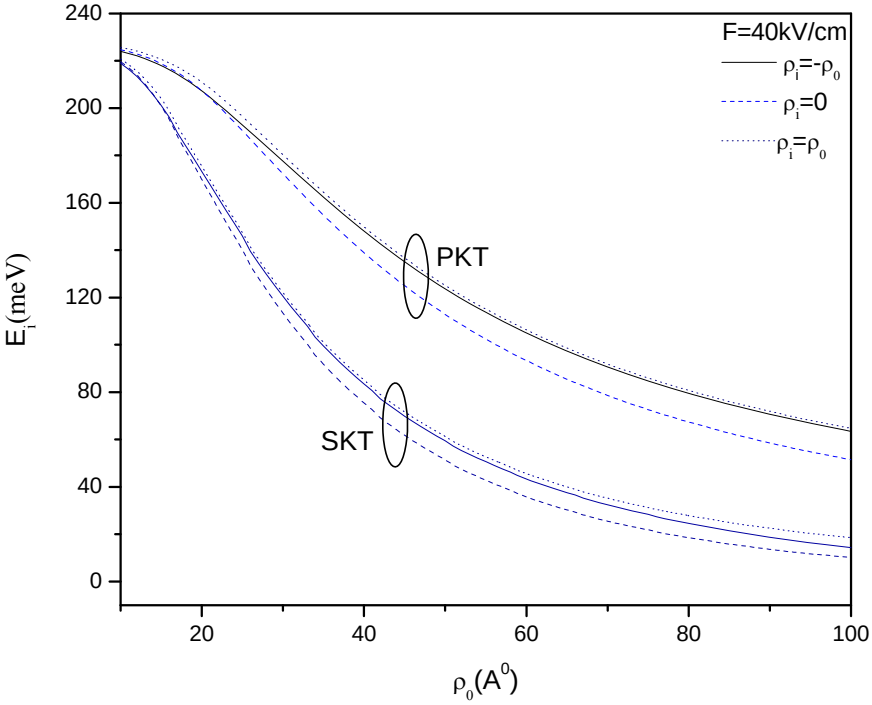
Şekil 4.9.' de farklı yabancı atom konumlarına göre bağlanma enerji değişimi gösterilir. Yabancı atomun yapının merkezinde olduğu (ρ_i=0) konumunda elektrik alanın artımıyla bağlanma enerjisinin azaldığı görülür. Yabancı atom ρ_i=- ρ_o ve ρ_i=ρ_o konumlarına yerleştirildiğinde sırasıyla enerji arttığı ve azaldığı görülür.

Elektrik alanın sabit alınarak kuantum tel yarıçapını değiştirildiğindeki enerji değişimleri aşağıdaki şekillerde incelenir. Öncelikle F=40kV/cm değerinde şekil 4.10.'da taban durum enerjisi gösterilir. Yapının büyümesiyle taban durum enerjisi azalır. Özellikle kritik değerlere kadar ($\rho_0 \approx 30A^0$-$40A^0$ civarında) hızla azalır ve sonra daha yavaş bir azalma gösterir.

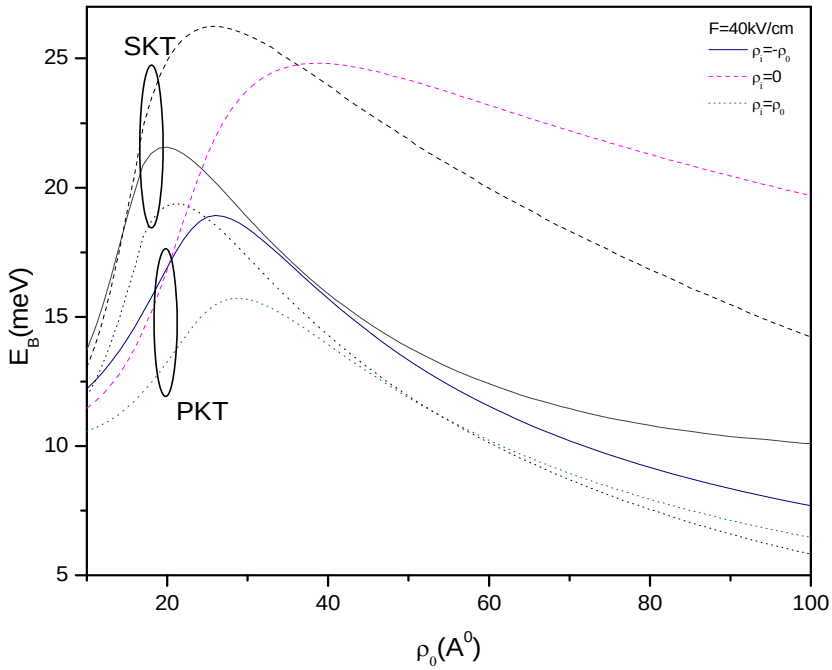


Şekil 4.10. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı taban durum enerjisi.

Şekil 4.11'de farklı yabancı atom konumları için enerji değişimleri gösterilir. Bu şekillerde tüm durumlar için yapı büyürken enerji azalma gösterir. Elektrik alanın uygulanmasıyla yabancı atom ρ_i=-ρ_0 ve ρ_i=ρ_0 konumlarındayken farklı enerji değerleri aldığı görülür. Şekil 4.2.' de yabancı atom bu konumlardayken aynı enerji değerini gösterirken bu şekilde F=40kV/cm elektrik alan uygulanmasıyla yapı değişmiştir, az da olsa, enerjilerde değişmiştir.



Şekil 4.11. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı yabancı atom enerjisi.

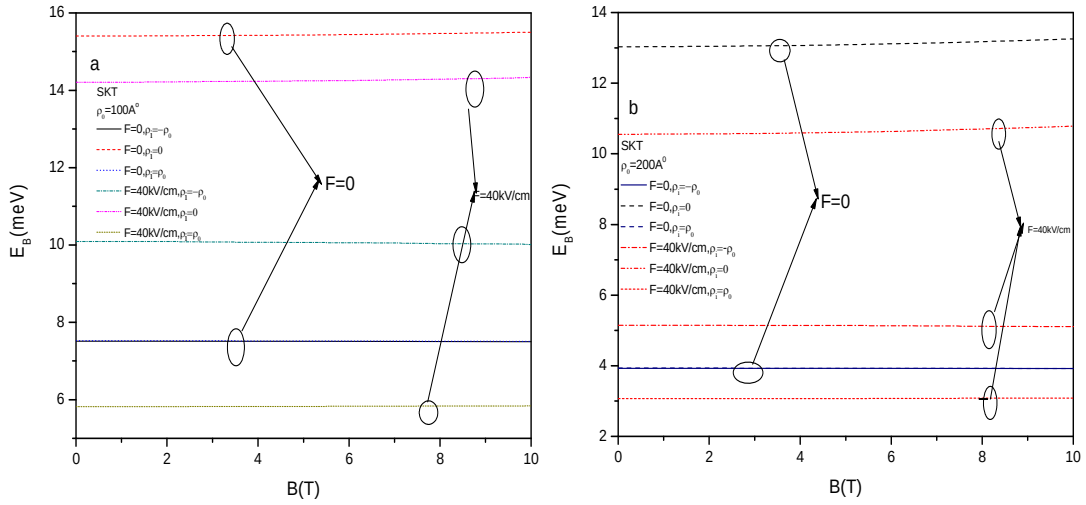


Şekil 4.12. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde F=40kV/cm değerinde yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimleri.

Şekil 4.12.'de elektrik alanın 40 kV/cm değeri için farklı yabancı atom pozisyonlarında kuantum telinin yarıçapına bağlı olarak bağlanma enerjisi gösterilir. Tel yarıçapı küçülürken bağlanma enerjisi artar ve bu artım belirli bir kritik yarıçap değerine kadar devam eder. Bu kritik değerden sonra küçük yarıçap değerlerinde keskin azalmalar görülür. Bağlanma enerjisinde yabancı atomun konumunun ve elektrik alanın etkisi daha belirgin ortaya çıkar. Bu etki Coulomb etkileşmesinden ve elektrik alanın kuantum kuyu telinin şeklini değiştirmesinden dolayı oluşmaktadır.

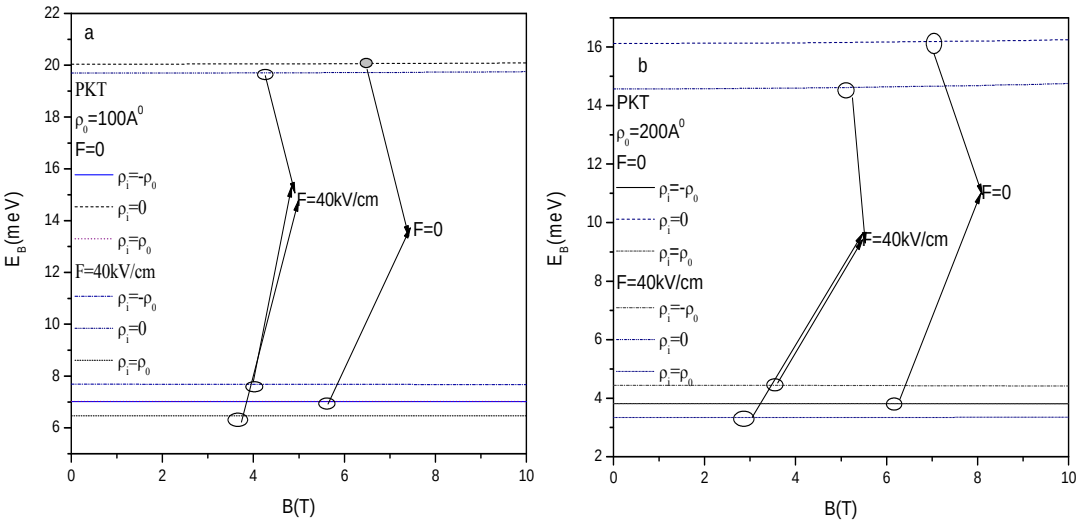
4.4. Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Tellerinde Elektrik ve Manyetik Alanların Etkisinde Enerjiler

Bu bölümde elektrik ve manyetik alanın birlikte kuantum tellerine etkileri incelenir. Şekil 4.13.'de sonlu silindirik kuantum tel yarıçapının a) ρ_0=100A^o ve b) ρ_0=200A^o değerleri için farklı yabancı atom konumlarında manyetik alanın fonksiyonu olarak bağlanma enerji değişimleri gösterilir. Bu şekillerde manyetik alanın artmasıyla



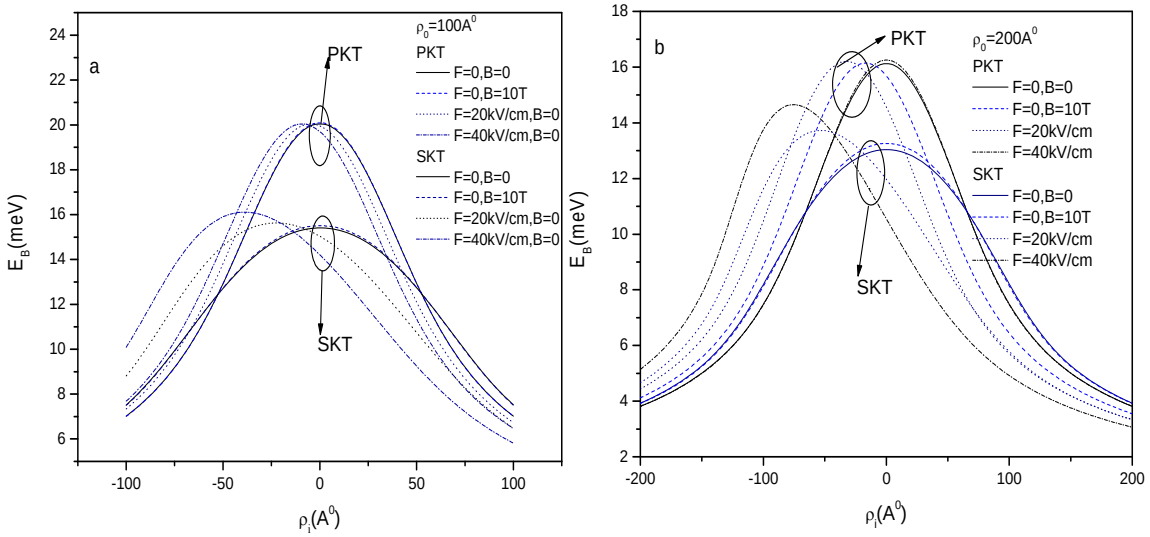
Şekil 4.13. Sonlu silindirik kuantum tel yarıçapının a)ρ_0=100A^0 ve b)ρ_0=200A^0 değerleri için farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin manyetik alana bağlı değişimleri.

elektrik alan uygulandığında enerjilerin azaldığı ve yabancı atomun konumunun önemli olduğu görülür. Yabancı atom yapının merkezindeyken bağlanma enerjisi büyük değer alır. Tel yarıçapının büyümesiyle bağlanma enerjisi değerleri düşer.



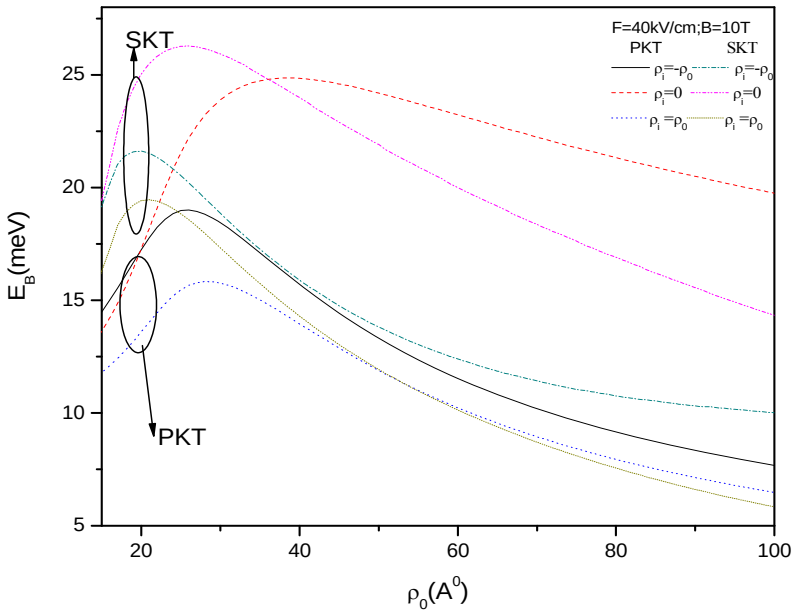
Şekil 4.14. Sonlu parabolik kuantum tel yarıçapının a)$\rho_0=100A^0$ ve b) $\rho_0=200A^0$değerleri için farklı yabancı atom konumlarında bağlanma enerjisinin manyetik alana bağlı değişimleri.

Şekil 4.14.'de sonlu parabolik kuantum teli için elektrik alan varken ve yokken manyetik alan ile bağlanma enerjisi değişimi gösterilir. Bu şekillerde de silindirik tel için görülen etki görülür. Fakat yabancı atomun ortada olması enerjisini yükseltmiştir. Çünkü parabolik etki birleşmiştir ve bağlanma enerji değeri artmıştır.



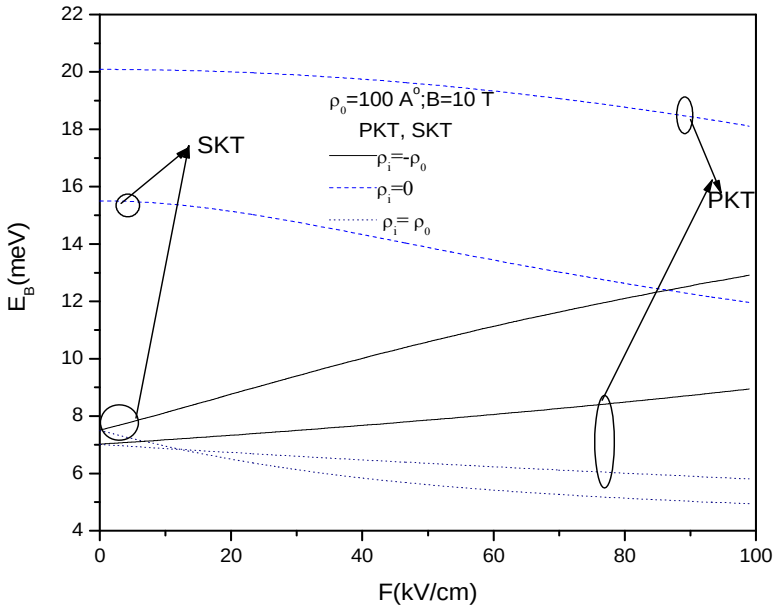
Şekil 4.15. Farklı elektrik ve manyetik alanlar altında sonlu silindirik ve parabolik kuantum tel yarıçapının a) $\rho_0=100A^0$ve b) $\rho_0=200A^0$ değerleri için yabancı atomun konumuna bağlı bağlanma enerjisi değişimi.

Farklı elektrik ve manyetik alan değerleri için (a)ρ_0=100A^0ve (b)ρ_0=200A^0 değerlerinde yabancı atomun konumuna bağlı olarak bağlanma enerjisi değişimi şekil 4.15.'de gösterilir. Manyetik alan etkisinin yabancı atom ortada olduğu konumda daha etkili olduğu görülüyor. Elektrik alanın uygulama yönünden dolayı bağlanma enerjisi maksimumlarının sola doğru kaydığı görülür. Sonlu silindirik kuantum telinde yabancı atomun konumunun ve uygulanan elektrik alanın bağlanma enerjisinde daha etkili olduğu gözlenir.



Şekil 4.16. Sonlu parabolik ve silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumlarına göre tel yarıçapına bağlı bağlanma enerjisi değişimi.

Üç farklı yabancı atom konumu için, F=40kV/cm ve B=10T değerinde yarıçapa bağlı bağlanma enerjisi değişimi şekil 4.16.'da verilir. Bu şekille 4.3. ile karşılaştırıldığında yabancı atomun konumunun uygulanan elektrik ve manyetik alan ile etkili olduğu görülür. Elektrik ve manyetik alanlar kuantum tellerine uygulanmadığında yabancı atomun yerinin simetrik değişmesi bağlanma enerjisinde etkili olmuyor. Fakat bu şekilde elektrik ve manyetik alanlar uygulandığında tel potansiyel profilinin geometrisinin değiştiğinden yabancı atomu yerinin simetrik değiştirildiğinde bağlanma enerjisinde etkili olduğu görülür. Elektrik ve manyetik alan olmaya durumla ile var olan durum kıyaslandığında yabancı atom merkezdeyken enerji değerleri çok az değişirken, yabancı atom kuantum telinin -ρ_0 konumunda iken enerji artıyor ve + ρ_0 konumunda ise enerji azalıyor.

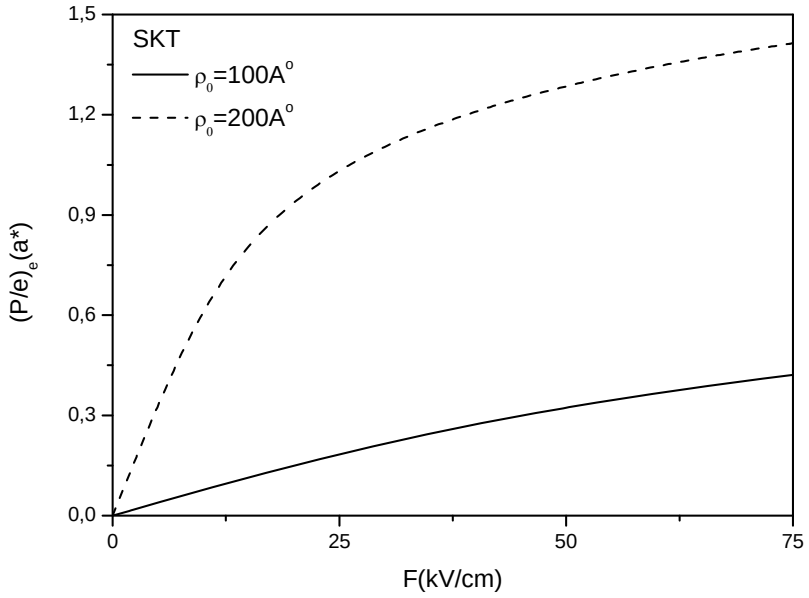


Şekil 4.17. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde B=10T için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana bağlı enerjisi değişimi.

Sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde B =10T değeri için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana bağlı bağlanma enerjisi değişimi şekil 4.17.'de gösterilir. Bu şekilde yabancı atom merkezdeyken elektrik alanın artmasıyla bağlanma enerjisinin azaldığı görülür. Yabancı atomu $-\rho_0$ noktasına yerleştirildiğinde elektrik alanla bağlanma enerjisini arttırdığı görülür. $+\rho_0$ konumunda yabancı atom bulunurken parabolik bir azalma görülür. Bu tezdeki sonuçlardan yararlanılarak düşük boyutlu yapılar tasarlanıp, elektrik ve manyetik alan değiştirilerek istenilen enerjiler elde edilebilir.

4.5.A Elektrik Alan Altında Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Telinde Polarizasyon ve Dalgalar

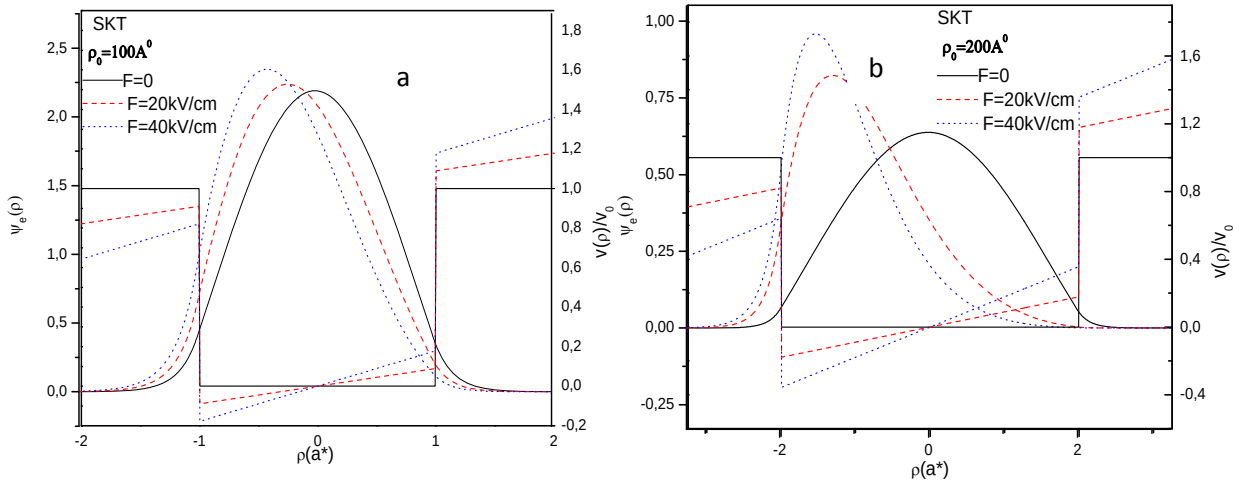
Bölüm 3'de denklem 3.20 de tanımlanan elektronun polarizasyon ifadesine göre sonlu silindirik kuantum teli için farklı yarıçap değerlerinde elektrik alana bağlı olarak polarizasyon şekil 4.18.'de verilir.



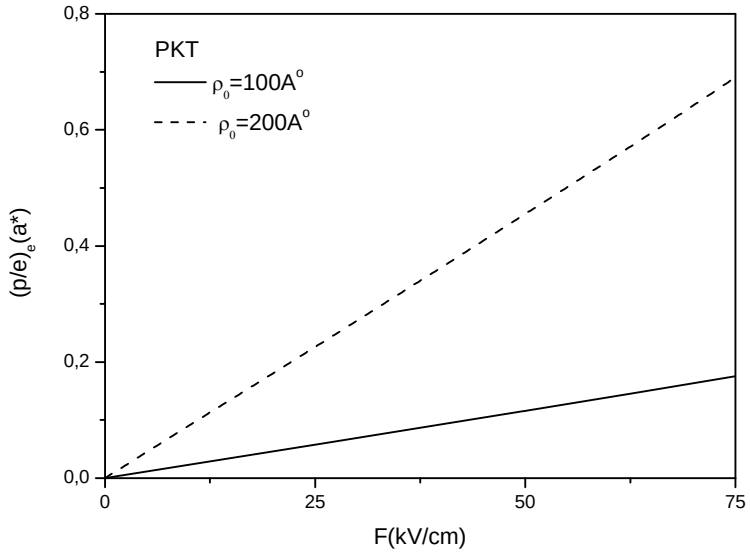
Şekil 4.18. Sonlu silindirik kuantum telinde farklı yarıçap değerleri için elektrik alana bağlı elektronun polarizasyonu.

Sonlu silindirik kuantum telinin yarıçapı 100 A^0'da iken elektrik alan artımıyla elektronun polarizasyonu doğrusal artar. Tel yarıçapı 200 A^0'da iken polarizasyon belirli bir elektrik alan değerine kadar hızla artıp daha sonra yavaş bir artım gösterir. Bu davranışı açıklamak için şekil 4.19'da elektrik alan altında elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili gösterilmiştir. Küçük kuantum tel yarıçapında elektrik alan etkisiyle dalga fonksiyonu sol tarafa daha az lokalize olurken büyük kuantum telinde daha çok yer almaktadır. Bu şekilden de görüldüğü gibi elektrik alanın etkisi büyük kuantum tellerinde daha fazladır.

Sonlu parabolik kuantum telinde elektrik alanın elektronun polarizasyonuna etkisi şekil 4.20.'de gösterilir. Bu şekilde farklı yarıçap değerleri için elektronu polarizasyonu gösterilir. Yarıçap değerlerinin artmasıyla eğimi daha büyük doğrusal artan bir polarizasyon gözlenir. Bu davranışı açıklamak için şekil 4.21.'de elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili gösterilir. Parabolik kuantum telinde elektrik alanın küçük yarıçap değerlerinde çok az etkili olduğu görülür. Yarıçap değerinin

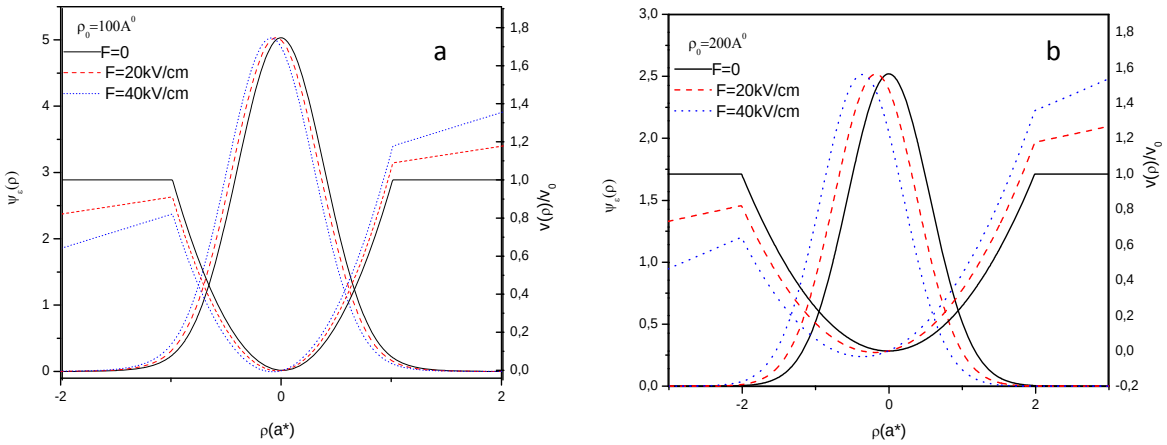


Şekil 4.19. Sonlu silindirik kuantum telinde a) ρ_0=100 A^0 ve b) ρ_0=200 A^0yarıçapları için farklı elektrik alan değerinde elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili

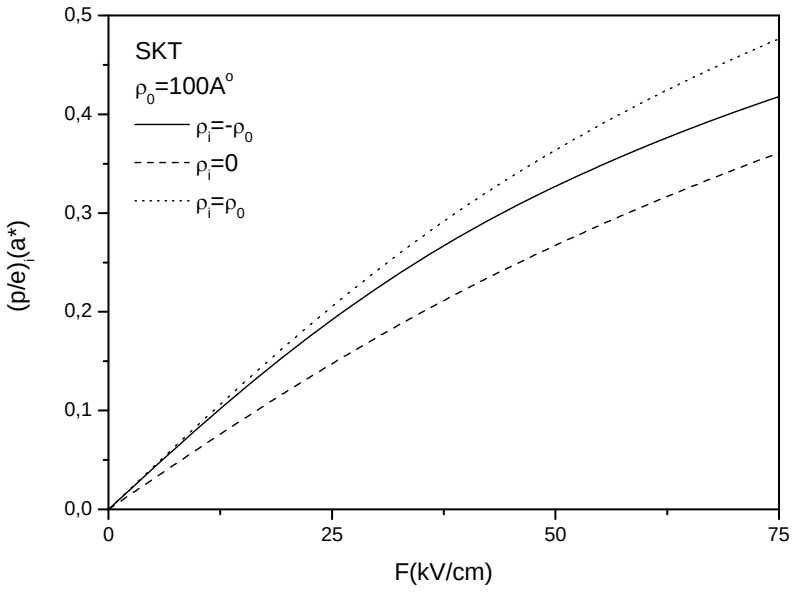


Şekil 4.20. Sonlu parabolik kuantum telinde farklı yarıçap değerleri elektrik alana bağlı elektronun polarizasyonu.

artmasıyla elektrik alan etkisi de artar. Sonlu silindirik kuantum teli ile sonlu parabolik kuantum teli karşılaştırıldığında, elektronun polarizasyonunda elektrik alanın etkisi silindirik kuantum telinde daha fazla olmaktadır.

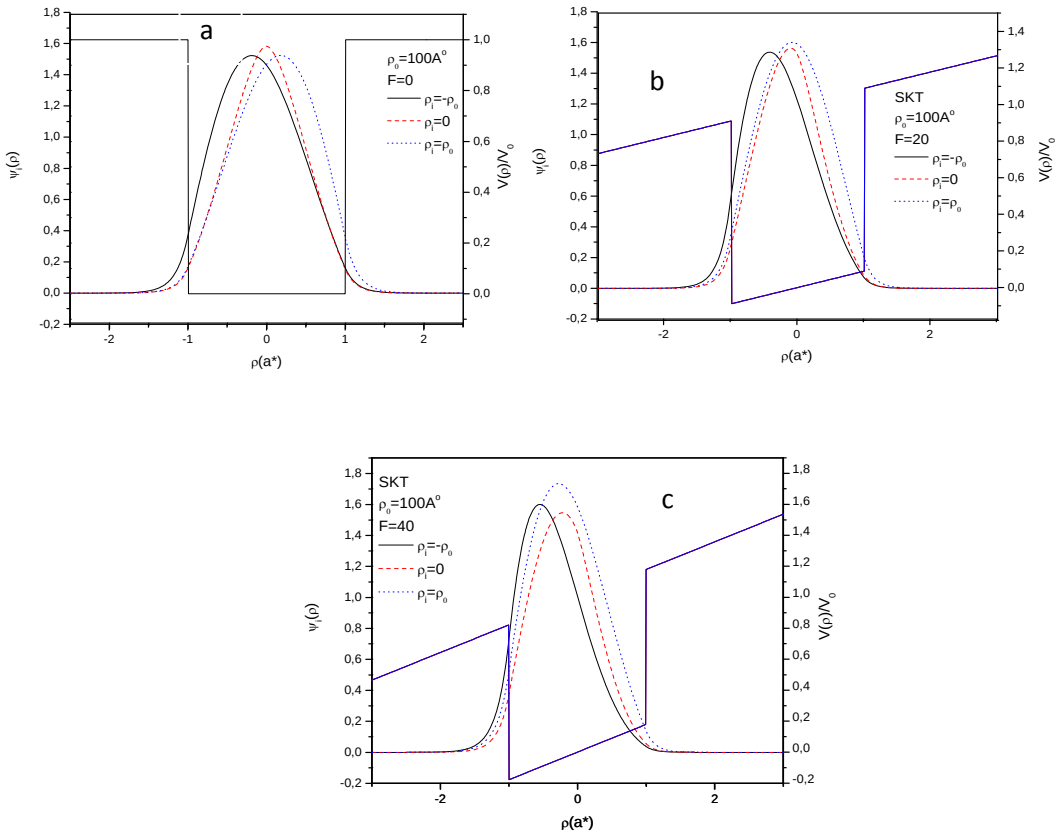


Şekil 4.21.Sonlu parabolik kuantum telinde a)ρ_0=100 A^0 ve b) ρ_0=200 A^0 yarıçapları için farklı elektrik alan değerinde elektron dalga fonksiyonu ve potansiyel profili.

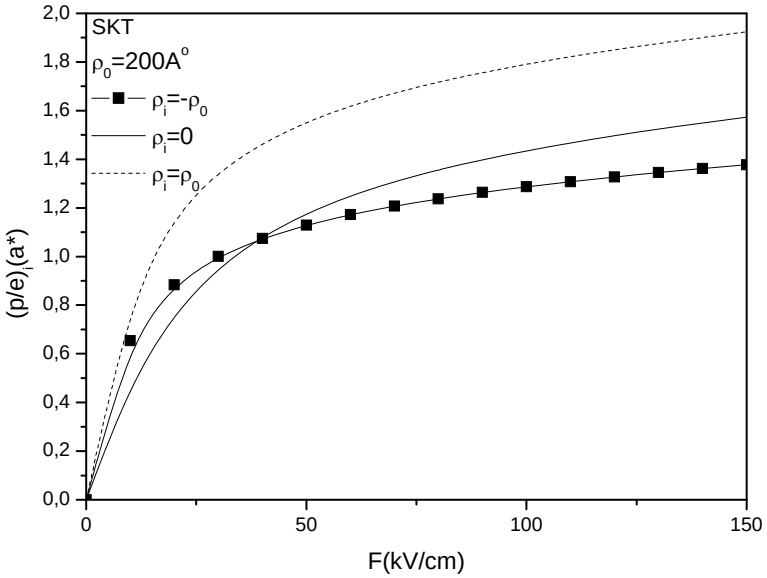


Şekil 4.22. Sonlu silindirik kuntum telinde ρ_0=100 A^0 için yabancı atomun farklı konumlarında elektrik alana göre polarizasyon.

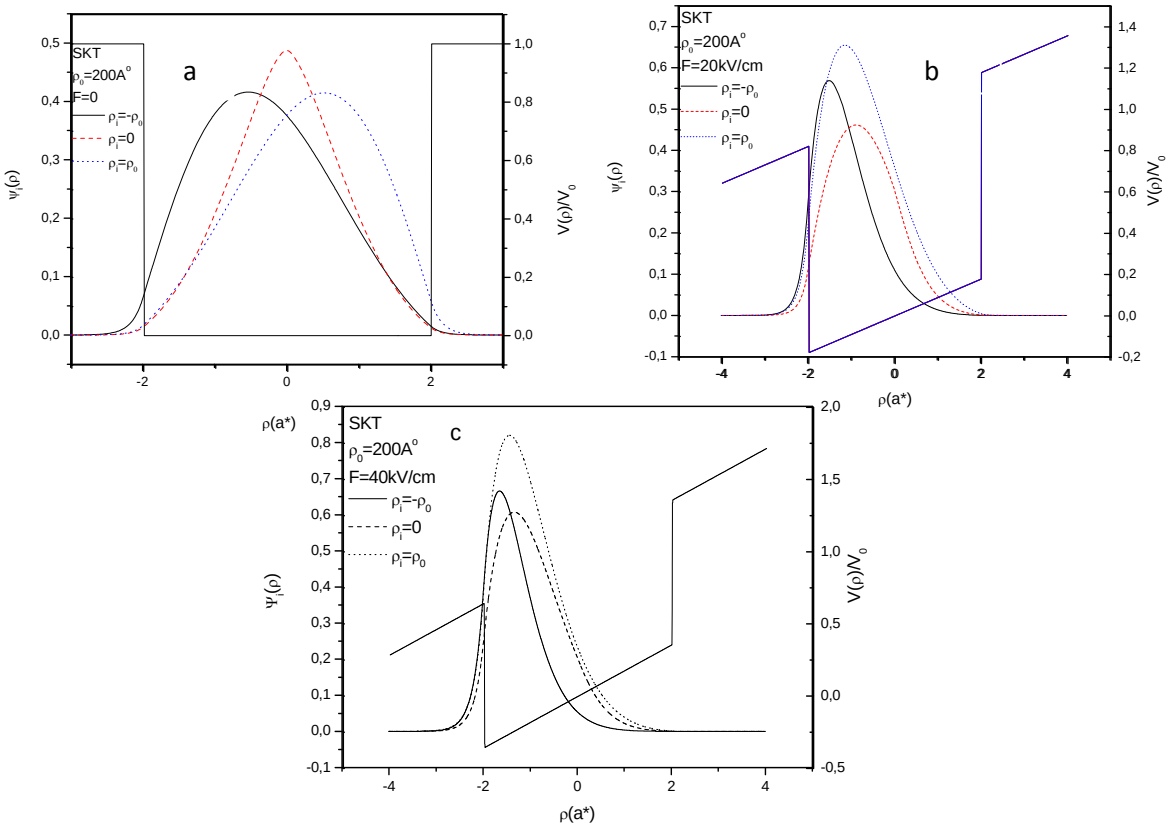
Şekil 4.22'te ρ_0=100 A^0 yarıçaplı sonlu silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumları için elektrik alanla yabancı atomlu polarizasyon değişimi gösterilir. Bu şekilde tüm yabancı atom konumları için elektrik alan artımıyla polarizasyonun arttığı görülür. Yabancı atomun konumuna göre farklı elektrik alan değerleri için dalga fonksiyonu ve potansiyel profili şekil 4.23.'de gösterilir. Bu şekillerde görüldüğü gibi yabancı atomun ρ_i=-ρ_0 ve $\rho_{i=+}\rho_0$ konumlarında elektrik alan yokken elektron dalga fonksiyonu yabancı atom konumlarına doğru kaymıştır. Elektrik alan uygulandığında elektrik alanın uygulama yönünden dolayı tüm dalga fonksiyonlarının sola doğru lokalize olduğu görülmektedir. Bundan dolayı şekil 4.22.'de ρ_i=-ρ_0 ve ρ_i=ρ_0 yabancı atom konumundaki polarizasyon değerleri ρ_i=0 konumundan daha büyük olmaktadır.



Şekil 4.23. Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=100 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm c)F=40 kV/cm değerleri için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili.



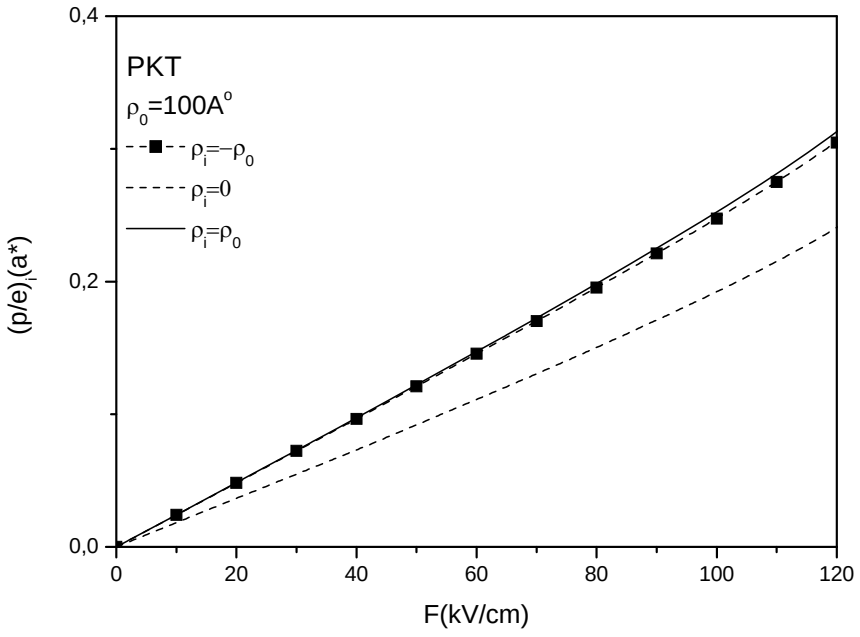
Şekil 4.24. Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=200 A^0 için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon.



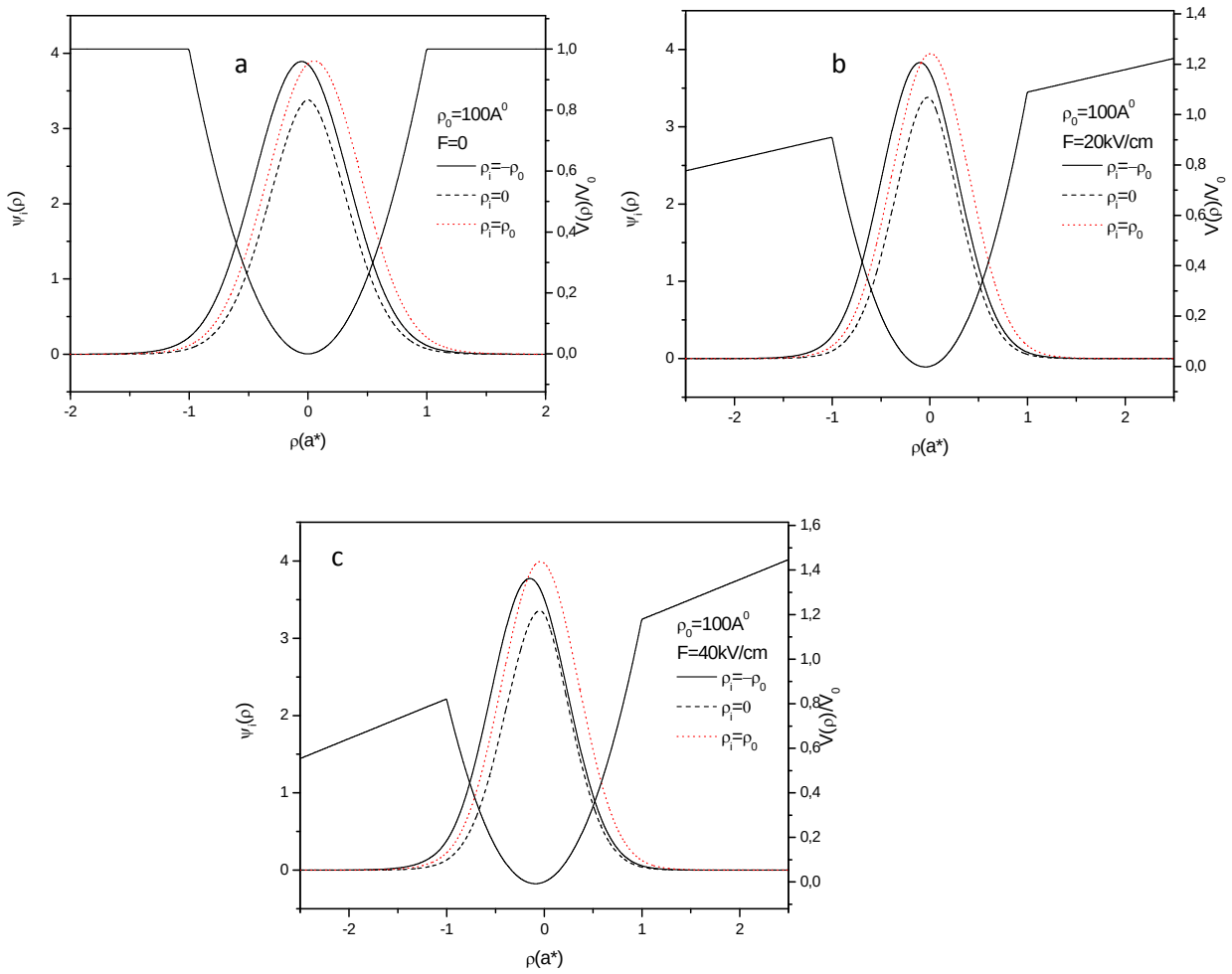
Şekil 4.25. Sonlu silindirik kuantum telinde ρ_0=200 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel. profili.

Şekil 4.24.'de sonlu silindirik kuantum telinin yarıçapı $200A^0$ olduğunda yabancı atomun farklı konumlarında elektrik alana bağlı polarizasyon gösterilir. Silindir yarıçapı büyültüldüğünde elektrik alanın belirli bir değerine kadar yabancı atomlu polarizasyonun hızla arttığı ve sonra sabit kaldığı görülür. Şekil 4.25.'de bu hızla arttığı değere kadar dalga fonksiyonu ve potansiyel profili gösterilmiştir. Bu şekillerden de yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu elektrik alandan tüm durumda etkilendiği görülür. Büyük kuantum tellerinde elektrik alan yaklaşık 50 kV/cm değerine kadar çok etkili olduğu görülür. Elektrik alanın bu değerinden sonra elektronun bir kısmı Al(GaAs) bölgesinde yer almaya başladığından yabancı atomlu polarizasyon sabit kalır.

Sonlu silindirik kuantum teli için yapılan incelemenin aynısı sonlu parabolik kuantum teli için yapıldığında aşağıdaki sonuçlar çıkar. Sonlu parabolik kuantum teli için ρ_0=100 A^0 yarıçap değerinde elektrik alan ile farklı yabancı atom konumları için polarizasyon değişimi şekil 4.26.'da verilir. Sonlu parabolik kuantum telinde yabancı atomun ρ_0 veya $-\rho_0$ konumunda olması polarizasyonda çok az değişiklik yaptığı görülür. Etkinin yabancı atom merkezde olmasıyla farklı olduğu görülür.



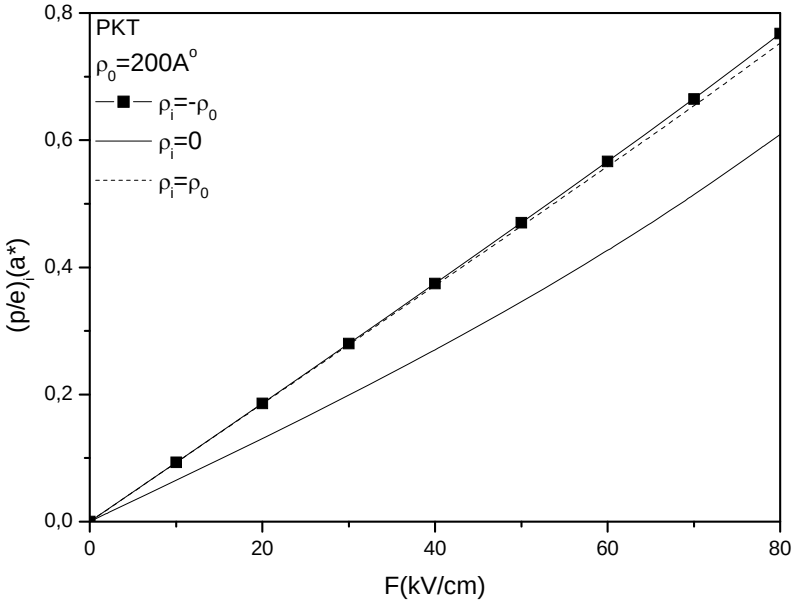
Şekil 4.26.Sonlu parabolik kuntum telinde ρ_0=100 A^0 için yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon.



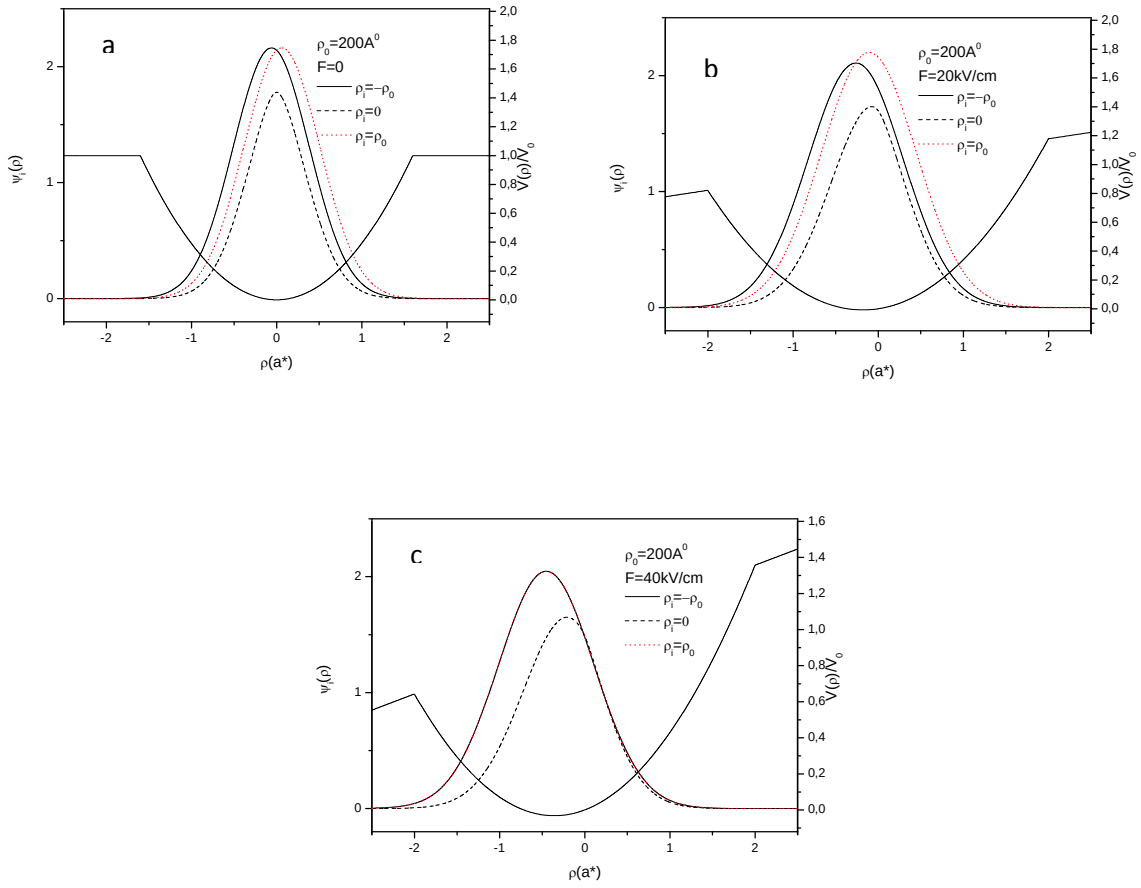
Şekil 4.27. Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=100 A^0'da için a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm değerleri için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili.

Şekil 4.27.'de farklı elektrik alan değerleri için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel grafiği gösterilir. Bu grafiklere dikkat edildiğinde ρ_0=100 A^0'lu parabolik kuantum telinde elektrik alanın yabancı atomlu elektron konumu çok fazla yer değiştirmediği görülür. Yapının parabolik etkisinin daha üstün olduğu görülür.

Yapının yarıçapı büyütüldüğünde şekil 4.28.'de görüldüğü gibi polarizasyon değerlerin büyüdüğü görülür fakat davranış şekil 4.26.'daki gibidir.



Şekil 4.28. Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=200 A^0 için farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana göre polarizasyon.



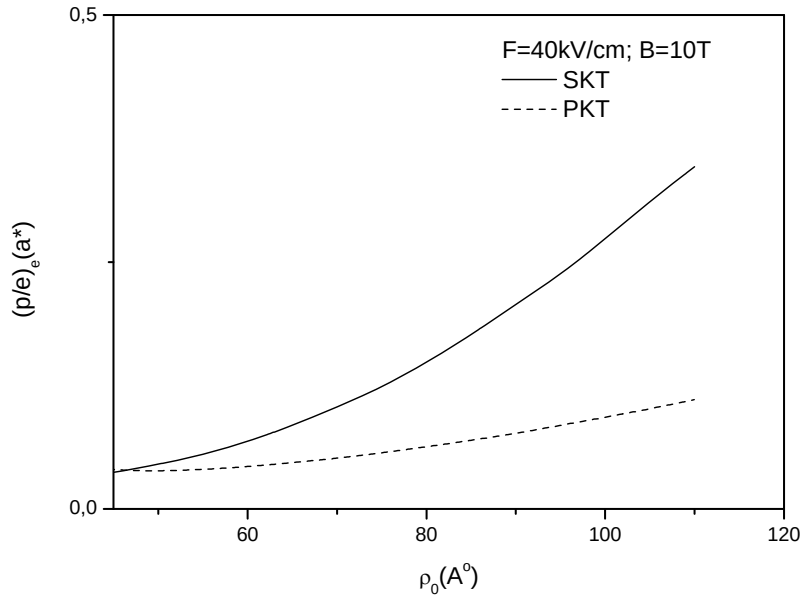
Şekil 4.29. Sonlu parabolik kuantum telinde ρ_0=200 A^0'da konumunda a)F=0, b)F=20 kV/cm, c)F=40 kV/cm için yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonu ve potansiyel profili.

Şekil 4.29.'daki dalga fonksiyonları incelendiğinde yabancı atom merkezdeyken elektrik alanın dalga fonksiyonu etkisi diğer konumlara göre azdır. Dikkat çeken bir başka nokta ise elektrik alan değerinin artmasıyla yabancı atomlu elektronun dalga fonksiyonunun sola doğru lokalizasyonunun daha az olmasıdır. Bu davranış kuantum telinin geometrisinden kaynaklanmaktadır.

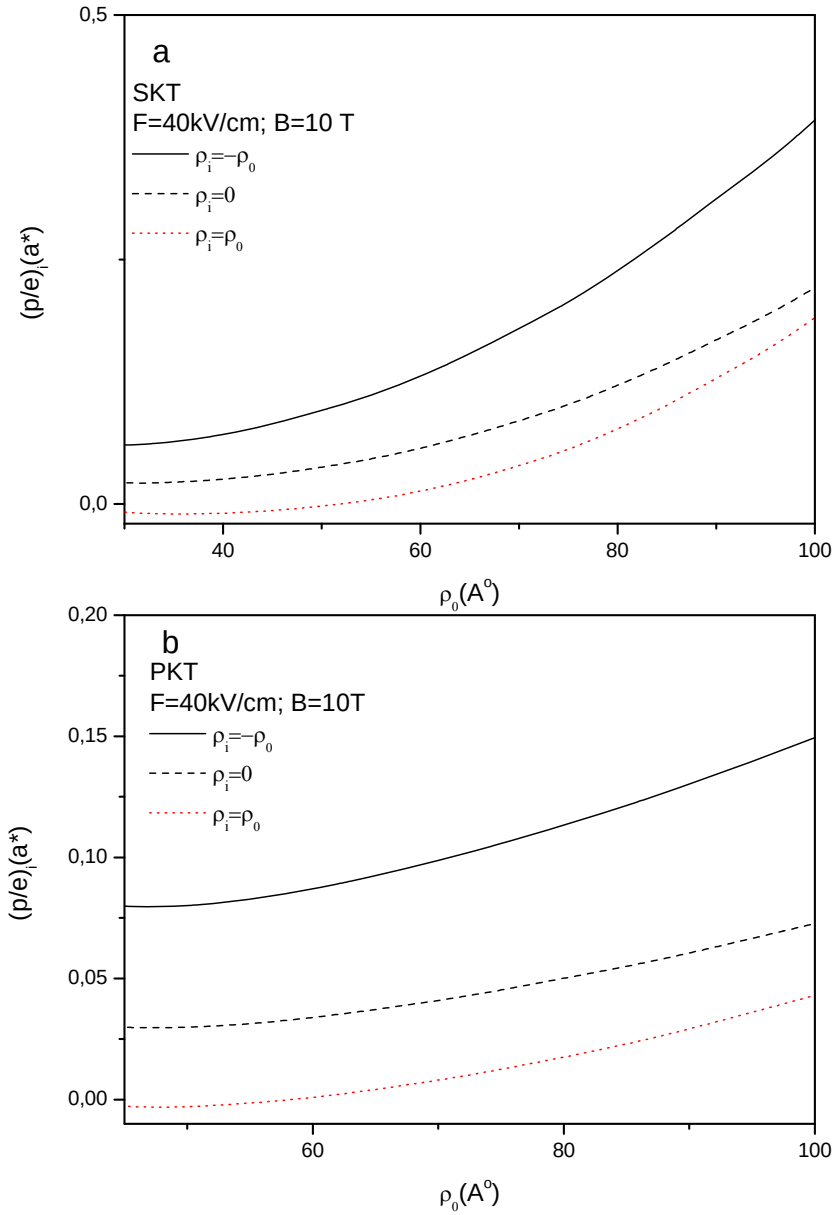
Sonlu silindirik kuantum teli ile sonlu parabolik kuantum telinde yabancı atomlu elektrik alana bağlı polarizasyonlar karşılaştırıldığında silindirik telde elektrik alan daha etkili olduğu görülür.

4.5.B Elektrik ve Manyetik Alanlar Altında Sonlu Silindirik ve Parabolik Kuantum Telinde Polarizasyon

Bu bölümde sonlu silindirik ve parabolik kuantum telinde aynı anda elektrik ve manyetik alan altında yabancı atom varken ve yokken elektronun polarizasyon değişimi incelenir. Polarizasyon değişimi yarıçapa ve elektrik alana bağlı olarak incelenir. Şekil 4.30.'da F=40kV/cm ve B=10T değerinde elektronun yarıçapa bağlı polarizasyonu gösterilir. Bu şekilde sabit bir elektrik ve manyetik alan varken polarizasyonun büyük değerler aldığı görülür. Sonlu silindirik kuantum telinde elektronun polarizasyonu



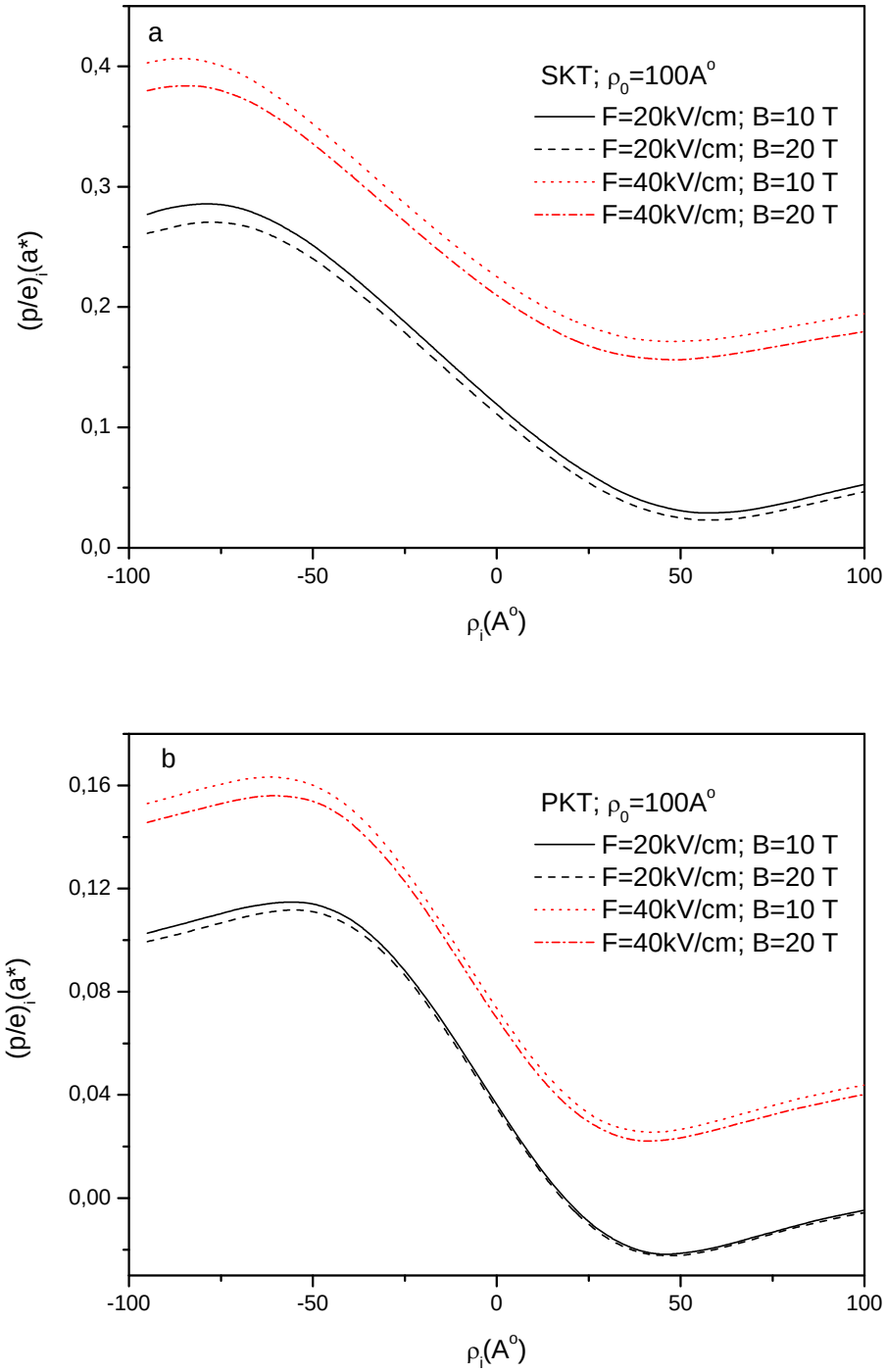
Şekil 4.30. F=40kV/cm ve B=10T değerinde elektronun yarıçapa bağlı polarizasyonu.



Şekil 4.31. F=40kV/cm ve B=10T değerlerinde a) SKT ve b) PKT için yabancı atomlu elektronun yarıçapa bağlı polarizasyonu

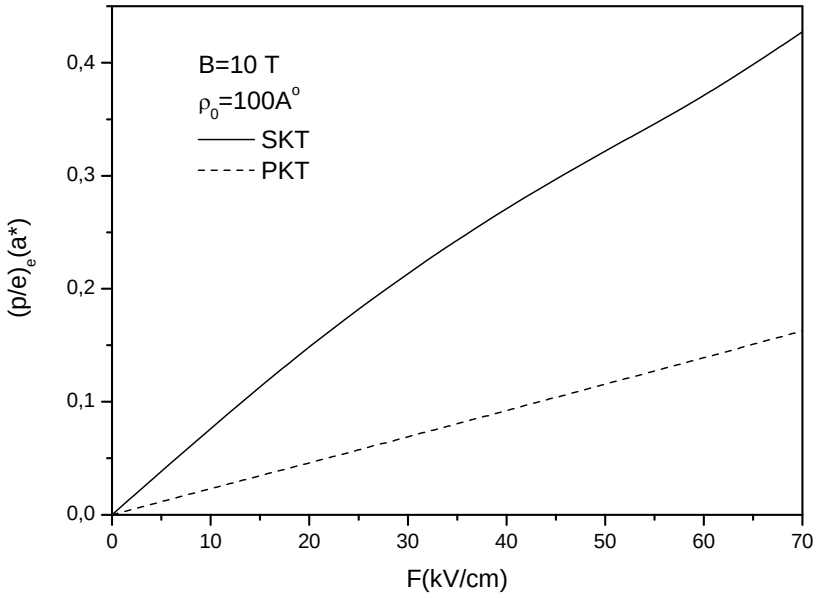
yarıçapın artımıyla keskin bir artış gözlenir. Parabolik kuantum telinde ise elektronun polarizasyonu yarıçap ile artış gösterir. Fakat sonlu silindir tel kadar keskin değildir.

Şekil 4.31.'de yabancı atomlu elektronun polarizasyonu verilir. F=40 kV/cm ve B=10 T olduğundaki değerlerinde yarıçapa bağlı polarizasyonun arttığı görülür. Yabancı atomun soldan sağa doğru yer değiştirmesiyle polarizasyon değerinin düştüğü gözlenir. Sonlu silindirik kuantum telinde polarizasyon artımları sonlu parabolik kuantum teline göre daha fazladır.



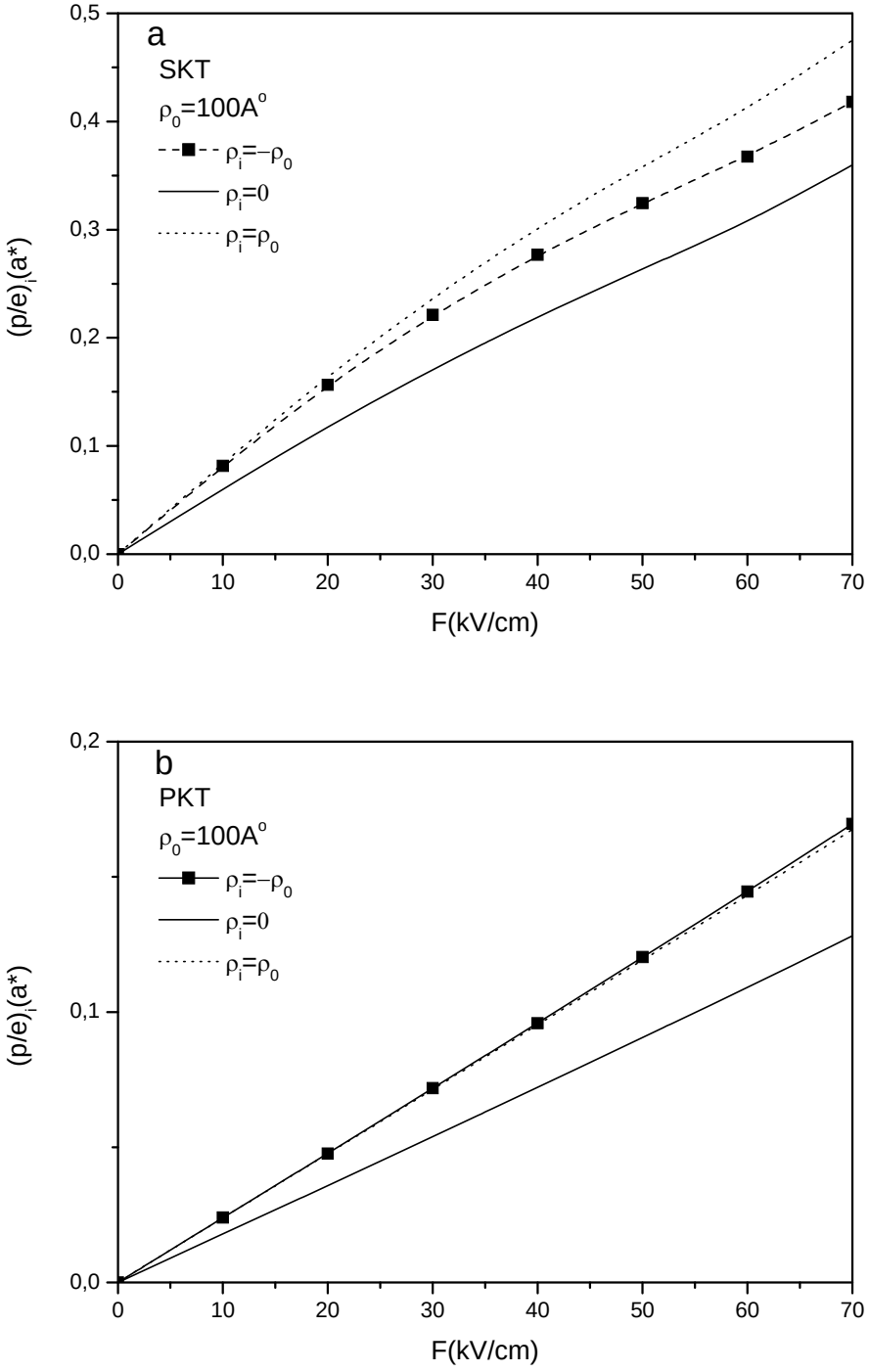
Şekil 4.32. $\rho_0=100A^0$ yarıçaplı a) sonlu silindirik ve b) sonlu parabolik kuantum telinde yabancı atomun konumuna bağlı olarak polarizasyon.

Sonlu silindirik ve parabolik ρ_0=100 A^0 'luk kuantum telinde yabancı atomun konumuna bağlı olarak polarizasyon şekil 4.32.'de gösterilir. Burada polarizasyondaki değişimler dramatiktir. $\rho_i \approx$ -50 A^0 civarına kadar polarizasyon sabitken $\rho_i \approx$ -50 A^0 ile .$\rho_i \approx$ 50 A^0 aralığında lineer azalma görülür. Bu değerden sonra ise çok az bir artım vardır. Manyetik alan arttırıldığında polarizasyon değerini düşürdüğü görülür. Elektrik alan arttırıldığında ise polarizasyon değeri artmaktadır. Sonlu parabolik kuantum telindeki değişimde silindirik kuantum teline benzer ama buradaki değişim aralığı çok küçüktür. Bu şekillerden 100 A^o yarıçaplı oluşturulan kuantum tellerinde yabancı atomun $\rho_i \approx$ -50 A^0 ile .$\rho_i \approx$ 50 A^0 aralığında olduğunda polarizasyonda acayip değişimlerin olduğu görülmüştür. Bu çalışmadaki sonuçlar bildiğimiz kadar literatürde ilk kez bizim tarafımızdan verilmektedir.



Şekil 4.33. Sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinde B=10T için elektrik alana bağlı polarizasyon

Şekil 4.33.'de B=10 T için ρ_0=100 A^0 yarıçaplı kuantum teli için elektrik alana bağlı polarizasyon verilir. Silindirik kuantum telinde polarizasyon değişimi daha fazladır. Bu şeklin sonuçları manyetik alan yokken ki durumla karşılaştırdığında, manyetik alanın elektronun polarizasyon değerini bir miktar düşürdüğü görülür.



4.34. B=10T için a) sonlu silindirik ve b) sonlu parabolik kuantum tellerinde farklı yabancı atom konumlarında elektrik alana bağlı polarizasyon.

Yabancı atomu üç farklı konuma yerleştirildiğinde manyetik alanın 10T değerinde elektrik alanla polarizasyon değişimi şekil 4.34.'de verilir. Tüm durumlar için elektrik alanın artmasıyla polarizasyon artar. Silindirik kuantum telinde yabancı atomun $-\rho_0$ ve $+\rho_0$ da olması farklı sonuçlar verirken parabolik kuantum telinde ise birbirine yakın sonuçlar görülür. Yukarıdaki iki şekilden anlaşıldığı üzere elektrik alanın sonlu silindirik kuantum telini daha çok etkilediği görülür.

Sonuç olarak bu tezde öncelikle iki geometrik yapıya sahip kuantum teli çalışıldı. Bu düşük boyutlu yapıların geometrileri sonlu silindirik ve parabolik kesitli kuantum telleridir. Kuantum tellerinde enerji hesapları etkin kütle yaklaşımında Ryberg birim sisteminde yapıldı. Sonlu kuantum tellerinde manyetik alan varken enerji ve dalga fonksiyonları dördüncü derece Runge-Kutta metodu kullanılarak hesaplandı. Kuantum tellerine elektrik alan etkisinde bir deneme dalga fonksiyonu kullanılarak enerji varyasyon metoduyla bulundu. Kuantum teline yabancı atom katıldığında deneme bir dalga fonksiyonu tanımlanarak varyasyon metodu kullanılarak enerjiler hesaplandı.

Sonlu silindirik ve parabolik kuantum tellerinde manyetik ve elektrik alanlar yokken tel yarıçapın artımıyla taban durum ve yabancı atomlu enerjilerin azaldığı gözlendi. Alanların etkisi yokken bağlanma enerji her iki tel için de tel yarıçapın artımıyla bir maksimum yapıp azalma gösterdi. Sadece manyetik alanın silindirik telde parabolik tele göre daha etkili olduğu görüldü. Elektrik alanın kuantum tellerine uygulandığında taban durum enerjilerini azalttığı, yabancı atomlu ve bağlanma enerjilerinde ise yabancı atomun konumuna bağlı olarak dramatik değişimler yaptığı görüldü. Elektrik ve manyetik alanların birlikte etkisinde yabancı atomun konumunun çok etkili olduğu görüldü.

Elektrik alan altında elektronun yabancı atom yokken ve varken polarizasyon her iki kuantum teli için çalışıldı. Bu şekillerde elektrik alan değişimiyle polarizasyon sonlu silindirik kuantum tellerinde hızla artıp sabit değere giderken, sonlu parabolik kuantum tellerinde lineer artışlar gösterdi. Dalga fonksiyonlarına bakıldığında silindirik telde elektrik alanın daha etkili olduğu görüldü.

Elektrik ve manyetik alanlar birlikte uygulandığında polarizasyonda tel yarıçapının ve yabancı atomun konumunun önemli olduğu görüldü. Bu sonuçlarla sonlu

silindirik ve parabolik kuantum tellerinin elektronik özellikleri açıklarken, optik özelliklerinin açıklanması için bir alt yapı oluştuğumuzu düşünüyoruz. Buradaki sonuçlar kullanılarak bu kuantum tellerinin optik özeliklerinin bir kısmı açıklanabilir.

KAYNAKLAR

[1] H. Weller., A. Eychmüller, ***Preparation and characterization of semiconductor nanoparticles*****,** Semiconductor Nanoclustrers: Physical, Chemical, and Catalytic Aspects(Studies in Surface Science and Catalysis) 103, 5, (1997).

[2] P.M.Petroff, A.C.Gossard , R.A. Logan, W. Wiegmann, ***Toward quantum well wires:Fabrication and optical properties***, App.Phys.Lett. , 41, 635, (1982).

[3] J.Lee, H.N.Spector, ***Hydrogenic impurity states in a quantum well wire,*** J. Vac.Sci, Technol B**,** 2, 16, (1984).

[4] G. W. Bryant, ***Hydrogenic impurity states in quantum-well wires,*** Phys. Rev. B, 29, 6632, (1984).

[5] G. W. Bryant, ***Hydrogenic impurity states in quantum –well wires: Shape effects***, Phys.Rev.B.,31, 7812, (1985).

[6] D.S.Chuu, C.M.Hsiao, W. N. Mei, ***Hydrogenic impurity states in quantum dots and quantum wires***, Phys.Rev. B, 46, 3898, (1992).

[7] A.Montes, C-A. Duque, N. Parros Montenegre, ***The binding energies of shallow donor impurities in GaAs quantum-well wires under apllied electric fields***, Journel of Applied Physics,81, 7890, (1991).

[8] A.Montes, C.A.Duque, N.Parros-Montenegro, ***Binding energy at the ground and first few excited states of a shollow-donor ımpurity in rectangular – cross-sectional area GaAs quantum well wires under applied electric field***, Phys. Stat. Sol.(b) 210, 731, (1998).

[9] A.Montes, C.A. Duque, N.Parras-Montenegro, ***Density of shallow donor impurity states in rectangular cross section GaAs quantum well wires under applied electric field***, J Phys: Condens Matter, 10, 5351, (1998).

[10] A.I.Mese, S.E.Okan, ***Binding energy of relavistic hydrogenic impurities in cyclindrical quantum well wires under an applied electric field***, Physica Status Solid:B-Basic Research ,241, 3525, (2004).

[11] M.Ulas, I.Erdoğan, E.Cicek, S.Senturk Dalgıc, ***Self polarization in GaAs-(GaAl)As quantum well wires electric field and geometrical effects***, Physica E, 25, 515, (2005).

[12] Ali İhsan Meşe, ***Kuantum tellerinde hidrojen türü yabancı atomların bağlanma enerjilerinin genel olarak incelenmesi***, Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (2004).

[13] K-H. Li, Y-C. Li, ***Electric effect of impurity in square quantum wires***, Chin.phy. Lett, 21, 1616, (2004).

[14] C.A. Duque, A.Montes, A. L. Morales, ***Binding energy and polarizability in GaAs-(Ga,Al)As quantum well wires*****,** Physica B, 302-303, 84, (2001).

[15] Serkan Kılın, ***Eğik elektrik alan altında GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telindeki donör safsızlık atomlarının bağlanma enerjileri***, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (2009).

[16] E.Kasapoğlu, U.Yeşilgül, H.Sari, I. Sökmen, ***The effect of hydostatic pressure on the photoionization cross-section and binding energy of impurities in quantum –well wire under the electric field***, Physica B, 368, 76, (2005).

[17] C.A. Duque, M.E. Mora-Ramos, U.Yesilgul, F.Ungen, S.Sakiroğlu, E.Kasapoğlu, H.Sarı, I. Sökmen, ***Intense laser field effects on the shallow donor impurity states in rectangular –shaged quantum well wires***, Acta Physica Polarica A, 125, 198, (2014).

[18] Xing- Tao, Jian-Jun Liu, ***Hydrogenic impurities in parabolic quantum well wires in a magnetic field,*** J. Appl. Phys., 99, 123713, (2006).

[19] Li-Xue Zhai, Jian-Jun Liu, ***Negatively charged donors in parabolic quantum-well wires under magnetic field***, J.Appl. Phys., 102, 053706, (2007).

[20] L.Liu, J-J. Liu, ***Binding energy of ionized-donor bound excitons in parabolic quantum-well wires in a magnetic field***, J.Appl-Phys., 106, 053704, (2008).

[21] S.Wang, G. Z. Weı, Y.Han, ***Stark effect dependence on hydrogenic impurities in GaAs parabolic quantum-well wires***, Commu Theor. Phys. (Beijing,China), 52, 953-959, (2009).

[22] V.L.Arshak, Y. A. Mkrtich, V.A.Karen, ***Polaron effects on the binding energy of a hydrogenic impurity in parabolic quantum wires in perpendicular electric and magnetic fields,*** Superlattices and Microstructer,49, 382, (2011).

[23] S.Elagöz, O.Uslu, P.Başer, ***Çift parabolik kuşatma altında kuantum sistemi elektronik enerji düzeyleri,*** Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi , 20, 1-12, Marmara Üniversitesi,(2008).

[24] P.Willamil, ***Donor in cyclindrical quantum well wire under the action of an pplied magnetic field,*** Physica E 42, 2436-2440,(2010).

[25] E.Tangarife, C.A.Duque, ***Simultaneous effects magnetic field hydrostatic pressure and electric field on impurity binding energy and polarizability in coupled InAs/GaAs quantum wires***, Physica B 406, 902-956,(2011).

[26] B.Zh. Poghosyan, ***Binding energy of hydrogen-like impurities in quantum well wires of InSb/GaAs in a magnetic field,*** Nanoscale Res Lett, 2:515-518, (2007).

[27] Haddou ElGhazi, Izeddine Zorkani, AnourJorio, ***Stark effect-dependent of ground-state donor binding energy in InGaN/GaN parabolic QWW,*** Physica B-Condensed Matter ,412,87, (2013).

[28] Haddou ElGhazi, AnourJorio, Izeddine Zorkani, ***Magnetic field effecton the ground –state binding energy in InGaN/GaN parabolic QWW***, Physica B-Condensed Matter 421, 73(2013).

[29] K.F.Ilaiwi, M.I. EL-Kawni, M. Tomak, ***Electronic structure of modulation –doped heterostructers:electric field effects,*** Superlattices and Microstructer,24, 61 (1998).

[30] H.Akbaş, Ş. Aktaş, S.Ekmekçi, M. TOMAK, ***Hydrogenic ımpurities quantum wells under electric field,*** Doğa-Tr. J. of Physics, 17, 974-980, (1993).

[31] S.E.Okan, H.Akbaş, Ş. Aktaş, ***Binding energies of helium-like impurities in parabolic quantum wells under an applied electric field***, Superlattices and Microstructer,28, 171, (2000).

[32] H.Sarı, E.Kasapoğlu, I.Sokmen and N. Balkan, ***Intense field effects on shallow donor impurities in graded quantum wells,*** Semicond Sci. Technol,18, 470-474, (2003).

[33] G.Şen, ***Kuantum kuyularında bağlanma enerjisi ve polarazibilite***, Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yükeklisans Tezi, (2011).

[34] K.F.Ilaiwi and M. Tomak, ***Polarizabilities of shallow donors in finite-barrier quantum wells,*** Physical Review B,42, 3132, (1990).

[35] H.T.Cao, D. B. Tran Thoa, ***Effects of the electric field on energy levels in a surface quantum wire***, Solid State Communations, 97, 643-645, (1996).

[36] D.B.Thran Thaoi, Q.C.Ninh, H.T.Cao, ***Polarizability of a hydrogenic ımpurityin a quantum-well wire:Effect of finite barrıer height and nonsquare cross-section***, Solid State Communations, 104, 11-15, (1997).

[37] I. Zorkan, L.Filali, ***Polaron and form effects on polarizabilities of shallow donors in quantum well wires,*** Phys. Stat. Sol. 215, 999, (1999).

[38] .O.Akankan, ***Kuantum Telinde Sığ Verici***, Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (2004).

[39] İ.Erdoğan, ***Düşük boyutlu yapılarda yabancı atom problemi ve polarizasyon***, Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (2003).

[40] O.Akankan, I.Erdoğan, H.Akbaş, ***Spatial electric field effect on the self-polarization in GaAs/AlAs square quantum-well wires***, Physica E,35, 217-221, (2006)

[41] I.Erdoğan, O.Akankan, H.Akbaş, ***Electric and magnetic field effects on the self polarization in GaAs/AlAs cyclindrical quantum well-wires***, Physica E, 33, 83-87, (2006).

[42] R.L.Restrepo, G. L. Miranda, C.A. Duque, M.E.Mora-Ramos, ***Simultaneous effects of hydrostatic pressure and applied elecyric field on the impurity-related self –polarization in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ multiple***, Journal of Luminescence, 131, 1016-1021, (2011).

[43] I.Erdoğan, O.Akankan, H.Akbaş, ***Simultaneous effects of tempereture,hydrostatic pressure and electric field on the self-polarization and electric field polarization in a GaAs/$Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ spherical quantum dot with a donor impurity***, Superlattice and Microstructures, 59, 13-20, (2013).

[44] O.Akankan, ***A study of the effects of spatial electric field on the binding energy and polarization of a donor impurity in GaAs /AlAs tetragonal quantum dot (TQD),*** Superlattices and Microstructers**,**55, 45-52, (2013).

[45] http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1073/mod_resource/content/1/Bolum-12.pdf.

[46] E.Bahadır. Al, ***GaInNAs/GaAs kuantum kuyularında hidrojenik düzeyler arasında kızılötesi geçişler,*** Cumhuriyet Üniversitesi**,** Fen Bilimler Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (2014).

[47] .H.Taş, ***Çok Tabakalı Bir Yarıiletken Kuantum Noktasındaki Donor Safsızlığının Optik Özellikleri,*** Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (2011)

[48] Katıların Fiziği, Richard Turton, Çeviren: Prof. Dr. Yahya Kemal Yoğurtçu, Aktif Yayınevi, İstanbul (2007).

[49] Katıların Fiziğine Giriş, Charles Kittel, Türkçesi: Bekir Karaoğlu, BilgiTek Yayıncılık, İstanbul (1996).

[50] htp://w3.balikesir.edu.tr/~kahveci/der

[51] M.Şahin, ***Yarıiletken kuantum nokta yapılarının incelenmesi***, Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi,(2005)

[52] Benjamin Bruhn, ***Fabrication and characterizetion of single luminesscing quantum dots from 1D silicon nanostructer***, ,Stockholm ,Sweden, Doktora Tezi, (2012)

[53] C. Weisbuch, B Vinter, ***Quantum semiconductor structures,: Fundamental and applications,***, Academic Press, (1991).

[54] S.Lee, W.,Hirakawa, K. Shimada, Y.,Modulation, ***Doped Quantum Dot Infrared Photodetectors Using self Assemblend in As Quantum Dots***, ,Physica E, 7 ,499 ,(2000).

[55] W.Huang; M. Xu, F. Jain, ***1.55 μm InGaAs-InP Quantum wire optical modulators:Optimazation of wire width to maximize absorbation and index of refraction changes due to Excitonic transitions ,*** International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 22, 1009-1018, (2001).

[56] J.Cibert, P.M.Petroff, G.J.Dolan, S.J.Pearton, A.C.Gossard***, Optically detected carrier confinement to one and zero dimension in GaAs quantum well wires and boxes***, Appl. Phys. Lett. 49, (1986).

[57] E.Kasapoğlu, F.Ungan, H.Sari, I.Sökmen, ***The hydrostatic pressure and temperature effects on donor impurities in cyclindrical quantum wire under the magnetic field***, Physical E 42, 1623-1626, (2010).

[58] F.K.Boz, S.Aktas, ***Magnetic field effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in coaxial GaAs/Al_xGal-xAs quantum well wires***, Superlattice and Microstructure, 37, 281,(2005).

[59] S.Aktas, F.K.Boz, ,Bilekkaya A. Okan S.E, ***The electronic properties of a coaxial square GaAs/Al_xGal-xAs quantum well wire in an electric field,*** *Physica E,41, 1572, (2009)*

[60] S.Aktaş, F.K. Boz S.Dalgıç, ***Electric and magnetic field effects on the binding energy of a hydrogenic donor impurity in a coaxial quantum well wire,*** Superlattices and Microstructers , 37, 281,(2005).

[61] M.Masale, ***Optical transitions in a cylindrical quantum wire***, Physica E, 5, 98, (1999).

[62] M.Masale, ***Electron states in quasi-one-dimensional structures;azimuthal applied magnetic field***, Physica Scripta, 65, 459, (2002).

[63] F. Boz, ***Düşük boyutlu yapılarda yabancı atom problemi ve eksitonlar,*** Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi, (2005).

[64] İ.Uzun, ***Nümerik analiz,*** Beta basım, İstanbul,(2000).

[65] B.Demirtaş, ***Yabancı atomlu ve yabancı atomsuz çok katmanlı küresel kuantum noktalarında enerji durumlarının radyal olasılık yoğunluğunun incelenmesi,*** Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Llisans Tezi, (2015).

[66] M.M. Aghasyan, A.A.Kirakosyan, ***Binding energy of impurity in a size-quantized coated semiconductor wire:role of dielectric-constant mismatch,*** Physica E 8,281,(2000).

[67] S.E Okan, H.Akbaş Ş. Aktaş,M.Tomak, ***Binding energies of helium –like impurities in parabolic quantum wells under an applied electric field,*** Superlattice and Microstructure, 28, 171,(2000).

[68] N.Baraz, ***GaN/$In_xGa_{1-x}N$ silindirik kuantum telinde verici safsızlık enerji düzeyleri,*** Cumhuriyet Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü**,** Yüksek Lisans Tezi, (2012).

ÖZGEÇMİŞ

1990 yılında Keşan'da doğdu. İlköğrenimini Zafer İlköğretim Okulu'nda tamamladı. Lise öğrenimini ise Keşan Anadolu Lisesi'nde bitirdi. 2008 yılında İstanbul Kültür Üniversitesi Fizik Bölümü'nde okumaya başladı. 2012'nin Eylül ayında Trakya Üniversitesi Fizik Bölümü'nde yüksek lisans eğitimine başladı ve halen devam etmektedir.