

**T.C.
KİLİS 7 ARALIK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**KUANTUM PSEUDODOT YAPILARINDA ELEKTRON FONON
ETKİLEŞİMİ**

Müzeyyen ÇİLOĞULLARI

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Abdurahman ÇETİN

**KİLİS
2011**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Yrd. Doç. Dr. Abdurahman ÇETİN danışmanlığında, Müzeyyen ÇİLOĞULLARI tarafından hazırlanan “**Kuantum Pseudodot Yapılarında Elektron Fonon Etkileşimi**” adlı tez çalışması 16/02/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri	Unvanı, Adı Soyadı (Kurumu)	İmza
Başkan	Prof. Dr. Abdulkadir Yıldız (Kilis 7 Aralık Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik ABD)	
Üye	Doç. Dr. İsmail Hakkı KARAHAN (Mustafa Kemal Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik ABD)	
Üye	Yrd. Doç. Dr. Abdurahman ÇETİN (Kilis 7 Aralık Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik ABD)	

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun/...../2011 tarih ve/..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Tez No:

Doç. Dr. Ahmet ÇAKIR

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

KUANTUM PSEUDODOT YAPILARINDA ELEKTRON FONON ETKİLEŞİMİ

Müzeyyen ÇİLOĞULLARI

Kilis 7 Aralık Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Abdurahman ÇETİN

Yıl: 2011 Sayfa: 29

Bu tez çalışmasında, yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel ile oluşturulan quantum pseudodot yapısının enerji seviyeleri üzerinde elektron-boyuna optik fonon etkileşiminin, Aharonov-Bohm alanının ve dışarıdan uygulanan kuvvetli manyetik alanın etkisi varyasyon metodu kullanılarak incelendi. Enerji seviyeleri hesaplanırken kuantum pseudodot yapısında elektron-fonon etkileşiminin katkısını hesaplamak için Fröhlich Polaron Hamiltoniyeni kullanıldı. Yapılan hesap sonucunda bir enerji değeri bulundu. Bu değer varyasyon parametrelerine göre minimize edildi ve bulunan enerji değerleri uygun limitlerde literatürdeki sonuçlarla karşılaştırıldı. Son olarak bulunan enerji değerleri bazı polar kristaller (AgCl ve ZnSe) için nümerik olarak analiz edildi.

Anahtar Kelimeler: Elektron Fonon Etkileşimi, Fröhlich Polaron Hamiltoniyeni, Nanoyapılar, Polaron, Pseudodot.

ABSTRACT

Master of Science Thesis

ELECTRON-PHONON INTERACTION ON THE QUANTUM PSEUDODOT STRUCTURES

Müzeyyen ÇİLOĞULLARI

Kilis 7 Aralık University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Abdurahman ÇETİN

Year: 2011 Page: 29

In the present thesis, electron-longitudinal optical phonon interaction on the energy spectrum of quantum pseudodot structure created by 2-Dimensional pseudoharmonic potential both including harmonic dot and antidot potentials in the presence of a strong magnetic field together with an Aharonov-Bohm flux field by using a method of variation were investigated. The Frölich Polarons Hamiltonian is defined for electron-phonon interaction on the quantum pseudodot structure when calculating the energy spectrums. An energy value was found as result of the account. This energy value was minimized by variation of parameters and energy values were compared with results obtained from the appropriate limits in the literature. Finally, energy levels for some polar crystals (AgCl and ZnSe) were analyzed numerically.

Key Words: Electron Phonon Interaction, Frölich Polarons Hamiltonian, Nanostructures, Polaron, Pseudodot.

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarımda bilgi ve tecrübelerini benimle paylaőan, karőılaőtıđım bütün problem ve zorluklarda her türlü olumlu yönlendirmeleriyle yardımlarını esirgemeyen değerli danışman hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Abdurahman Çetin'e en içten teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca hayatımın her safhasında maddi ve manevi desteklerini, tüm yardımlarını eksik etmeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Müzeyyen ÇİLOĞULLARI

Kilis, Őubat 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. FRÖHLICH POLARON HAMILTONYENİ	3
2.1. FRÖHLICH POLARON HAMILTONYENİN ÇIKARILMASI	6
3. PSEUDO-HARMONİK KUANTUM NOKTASINDA POLARON ETKİLERİ.....	9
4. SONUÇ VE TARTIŞMA	16
5. KAYNAKLAR	28
ÖZGEÇMİŞ.....	29

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

b_k^\dagger	:Fonon yaratma operatörü
b_k	:Fonon yok etme operatörü
c	:Işık hızı
\vec{A}	:Manyetik vektör potansiyeli
$D_{(f)}$:Lee-Low-Pines üniter dönüşümü
e	:Elektron yükü
\mathbf{k}	:Dalga vektörü
L_n^β	:Laguerre Polinomları
\hbar	:Planck sabiti
ω_0	:Boyuna optik fonon frekansı
ω_c	:Siklotron frekansı
H	:Sistemin toplam Hamiltoniyeni
H^E	:Elektronik Hamiltoniyeni
H^{Ph}	:Fonon Hamiltoniyeni
H^{Int}	:Etkileşim Hamiltoniyeni
m	:Magnetik kuantum sayısı
m^*	:Elektronun etkin kütlesi
n	:Temel kuantum sayısı
N	:Normalizasyon katsayısı
V	:2-Boyutlu kristalin yüzey alanı
V_0	:Elektronun potansiyel enerjisi
α	:AB akısının manyetik akı kuantumuna oranı
α^*	:Elektron-fonon etkileşim sabiti

γ	:Varyasyon parametresi
Γ	:Gama fonksiyonu
Ψ	:Dalga fonksiyonu
$ 0\rangle_{ph}$:Hiç fononun olmadığı fonon taban durumu vektörü
$ \Psi_{nm}\rangle$:Varyasyonel durum vektörü

Kısaltmalar

AB	:Aharonov-Bohm
2B	:2-Boyutlu
2BPHP	:2-Boyutlu Pseudoharmonik Potansiyel
KN	:Kuantum Noktası
KPD	:Kuantum Pseudodot
LO	:Boyuna Optik
LLP	:Lee-Low-Pines
STM	:Scanning Tunneling Microscope
AgCl	:Gümüş Klorür
NaCl	:Sodyum Klorür
ZnSe	:Çinko Selenür
fcc	:Yüzey Merkezli Kübik

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2. 1 NaCl iyonik katısı ve bir elektronun bu örgüde oluşturduğu değişimin şematik gösterimi.....	3
Şekil 2. 2 NaCl iyonik katısındaki bir elektronun örgüde oluşturduğu değişimin şematik gösterimi.....	4
Şekil 2. 3 Elektron ile elektronun etrafında oluşan fonon bulutu	4
Şekil 3. 1 Yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel (2BPHP) ile oluşturulan quantum pseudodot (KPD) potansiyeli.....	9
Şekil 4.1 Manyetik kuantum sayısının fonksiyonu olarak $\hbar\omega_c$ biriminde $\alpha = 12$ alınarak elektron-fonon etkileşmesi ve AB alanının yokluğunda $E_{0,m}$ ve Landau Enerji Düzeyleri sırasıyla kesikli ve sürekli çizgi ile gösterilmiştir.....	18
Şekil 4.2 $m = 0$ ve $\alpha = 5$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir.....	19
Şekil 4.3 $m = 5$ ve $\alpha = 0$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir.....	20
Şekil 4.4 $m = 5$ ve $\alpha = 4$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir.....	21
Şekil 4.5 $m = 4$ ve $\alpha = 5$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir.....	22
Şekil 4.6 ZnSe kristalinde $m = 5$ ve $\alpha = 0$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir.....	23
Şekil 4.7 ZnSe için $m = 0$ ve $\alpha = 5$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir.....	24
Şekil 4.8 ZnSe için $m=5$ ve $\alpha = 4$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir.....	25

Şekil 4.9 ZnSe için $m=4$ ve $\alpha = 5$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir.....26

1. GİRİŞ

Son yıllarda elektronik ve optoelektronik alanında 10-100 Å uzunluk aralığında ultra küçük sistemlerin mümkün uygulamalarını içeren çok sayıda çalışma vardır. Boyutları bu uzunluk aralığında olan sistemler genellikle nanoyapılar olarak isimlendirilir. Bu yeterince küçük sistemlerde kuantum mekanik etkiler çok büyük önem kazanmaktadır. Onların yeni aletler yapımında potansiyel kullanımından başka temel fizik bakış açısından da oldukça ilgi çekicidir. Küçük boyutlardaki materyal üretimindeki son gelişmeler, elektron ve x-ışını ile aşındırma teknikleri ve STM (Scanning Tunneling Microscope) ile tek atomları hareket ettirme becerisiyle moleküler sentezdeki son gelişmelerin birleştirilmesi moleküler boyutta yeni aletler yapmanın yolunu açmıştır. Bunlara ilave olarak C₆₀ buckyball, gözenekli silikon tüpler, karbon nanotüpler (Iijima, 1991) ve biyolojik yapılar gibi doğal olarak oluşan birçok nanoyapı vardır. Tüm bu sayılanlardan dolayı nanoyapılara olan ilgi mühendislik, kimya, malzeme bilimi, moleküler biyoloji ve fizik alanında yayılmıştır (Johnson, 1995).

Katıhal fiziği ve yoğun madde fiziğinin aktif çalışma alanlarından biri olan nanoyapılar fiziği 1970'lerin başında keşfedilen ve elektronik hareketin iki boyuta kısıtlandığı kuantum kuyusu (Esaki, et al., 1970) olarak isimlendirilen yapıların keşfinden beri üzerinde yoğun bir şekilde çalışılmaktadır. Kuantum kuyusuna ek olarak elektronik hareketin tek boyuta kısıtlandığı kuantum teli üzerinde çalışmalar da giderek artan yoğunlukta devam etmektedir. Elektronik hareketin hiç serbest yönünün olmadığı ve üç boyutta da kısıtlandığı yapılar kuantum noktası (KN) ismini alır ve bu yapıların gerek doğal gerek yapay olarak farkına varıldığından beri üzerinde yapılan çalışmalar artan yoğunlukta devam etmektedir. Teorik ve deneysel olarak iki farklı kolda yürütülen bu çalışmaların sayısında gün geçtikçe artma olması bu yapılara olan ilginin gün geçtikçe arttığını gösterir. Gerek kuantum kuyusu gerek kuantum teli ve gerekse kuantum noktalarında farklı isimlendirmeler vardır. Bu isimlendirmeler elektronları hapsedme yöntemine göre farklı olmaktadır. Örneğin elektronları manyetik yolla hapsederek oluşturulan kuantum noktaları manyetik kuantum noktaları (Schwartz, et al., 2003; Cheng, 2009), harmonik bir potansiyel ile oluşturulanlar harmonik kuantum noktaları,

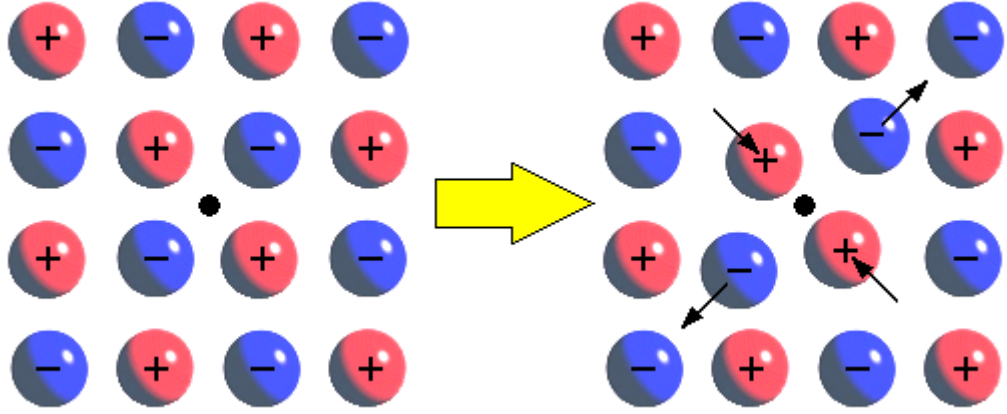
pseudoharmonik potansiyel ile hapsederek oluşturulanlar pseudodot olarak adlandırılır (Çetin, 2008), yapısında hem kuantum dot potansiyeli hem de antidot potansiyeli bulunanlar manyetik antidot olarak adlandırılır (Reijniers, et al., 1999).

Teorik olarak yürütülen çalışmaların büyük bir kısmı band yapısı hesaplamaları, transport özellikler ve polaron etkileri (Çetin, 2009; Kandemir, et al., 2002) üzerinde yoğunlaşmaktadır.

Dört bölümden oluşmuş bu tez çalışmasında, ikinci bölümde Fröhlich Polaron Hamiltonyeni matematiksel bağıntısı verilmiştir. Üçüncü bölümde, yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel (2BPHP) ile oluşturulan quantum pseudodot (KPD) yapısının enerji seviyeleri üzerinde elektron-fonon etkileşiminin, Aharonov-Bohm (AB) alanının ve dışarıdan uygulanan kuvvetli manyetik alanın etkileri varyasyon metodu kullanılarak incelendi. Enerji seviyeleri hesaplanırken KPD yapısında elektron-fonon etkileşiminin katkısını hesaplamak için Fröhlich Polaron Hamiltonyeni kullanıldı. Yapılan hesap sonucunda bir enerji değeri bulunmuş, bu değer varyasyon parametrelerine göre minimize edilmiş ve bulunan enerji değerleri uygun limitlerde literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Son bölüm olan sonuç ve tartışma konusunda ise, bulunan enerji değerleri bazı polar kristaller için nümerik olarak analiz edilmiştir.

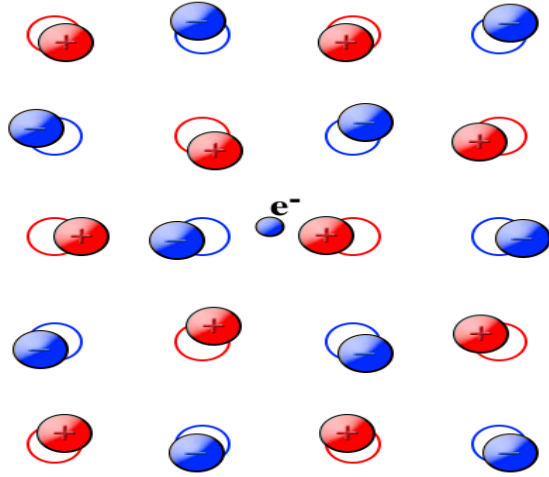
2. FRÖHLICH POLARON HAMILTONYENİ

Polar bir kristaldeki elektronun kendinden daha ağır olan iyon merkezlerini sürüklenme çabısından dolayı, elektron ve onun oluşturduğu gerilme alanı polaron olarak bilinir. Polaronun daha iyi anlaşılabilmesi için ideal iyonik yada yarı-iletken kristallerin, iletim bandında bulunan yavaş bir elektronun, örgü içinde oluşturacağı etkiyi incelemeye çalışalım. Örneğin, fcc (face centered cubic) yapıya sahip olan NaCl iyonik katısını ele alırsak, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi yapı içerisindeki serbest bir elektronun yapacağı değişim incelenebilir.



Şekil 2. 1 NaCl iyonik katısı ve bir elektronun bu örgüde oluşturduğu değişimin şematik gösterimi

Aşağıdaki Şekil 2.2’den de görüleceği gibi elektron, pozitif yükleri kendine doğru çekip, negatif yükleri iteceğinden, örgüde bir bozulmaya (distortion) neden olacaktır. Oluşan bu bozulma, elektronla birlikte hareket eder ve elektronun çevresinde olur. Dolayısıyla, elektronla birlikte hareket eden iyon değil, bozulmadır.

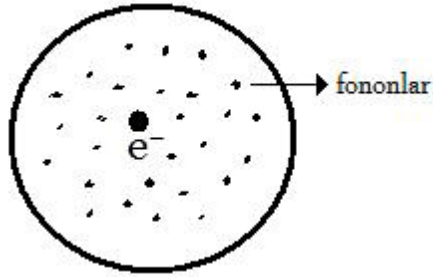


Şekil 2. 2 NaCl iyonik katısındaki bir elektronun örgüde oluşturduğu değışimin şematik gösterimi

Dolayısıyla polaron, örgüde hareket eden elektronla, bu elektronun etrafında oluşturduğu bozulmanın (distortion) bir toplamıdır.

Elektron + Bozulma (Distortion) = Polaron

Elektronun etrafında meydana getirdiği bozulma, elektron etrafında fonon bulutu olarak görülür.



Şekil 2. 3 Elektron ile elektronun etrafında oluşan fonon bulutu

Bu durumda polaronu; çıplak elektronun, fonon tarafından çevrenmesiyle oluşmuş elektron olarak da düşünebiliriz.

Elektron + Fonon Bulutu = Polaron

Elektron-fonon etkileşmesi kuvvetli ise potansiyel kuyusu büyük olur. Bu durumda polaron küçüktür. Elektron-fonon etkileşmesi zayıf ise; potansiyel kuyusu derin olmaz. Elektronun etrafında oluşturacağı tahribat küçük olacağından dolayı polaron büyüktür (Yanar, 2008).

Burada elektronun oluşturduğu gerilme alanından kaynaklanan elektron-fonon etkileşim hamiltonienin çıkarılması verilecektir.

2.1. FRÖHLICH POLARON HAMILTONYENİN ÇIKARILMASI

Katıların band modelinde, bir katıdaki elektronlar tek elektron durumlarını işgal eden parçacığımsı yapılar olup Bloch fonksiyonları ile temsil edilirler. Örgünün titreşim durumları k dalga vektörlü ve ω_k dispersiyon (dağıtmalı) bağıntılı fononlar ile karakterize edilir. Tek bir elektron ve örgüden oluşan sistem için pertürbe olmamış Hamiltoniyen

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k \quad (2.1.1)$$

ile verilir. Elektron-iyon etkileşimini de hesaba katmak için H_1 'in belirlenmesinde elektronun sadece boyuna optik fononlarla etkileştiği ($\omega_k = \omega_0$) dikkate alınacak olursa, ikinci kuantumlanmış notasyonda etkileşim Hamiltoniyeni

$$\begin{aligned} H_1 &= \sum_{k,k',\ell} \langle k|V(r - R_\ell - y_\ell)|k'\rangle c_k^\dagger c_{k'} \\ &= \sum_{k,k',\ell} e^{i(k'-k)\cdot(R_\ell+y_\ell)} M_{k-k'} c_k^\dagger c_{k'} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

olarak yazılır (Taylor 1970). Bu denklemden $V(r-R_\ell - y_\ell)$, denge konumu R_ℓ olan ve bu denge konumundan y_ℓ kadar yerdeğiştirmiş ℓ numaralı iyonun r konumunda oluşturduğu potansiyel ve $M_{k-k'}$ bu potansiyelin Fourier dönüşümüdür. Denge konumu R_ℓ olan iyonun y_ℓ yer değiştirmesinin çok küçük olduğunu yani $(k' - k)y_\ell \ll 1$ varsayılır ise

$$\begin{aligned} e^{i(k'-k)y_\ell} &= 1 + i(k' - k)y_\ell \\ &= 1 + \frac{1}{\sqrt{N}}(k' - k) \sum_q e^{iqR_\ell} \hat{y}_q \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

olarak yazılabilir. Burada y_q , y_ℓ yer değiştirmesinin Fourier dönüşümüdür. Böylece etkileşim Hamiltoniyeni

$$H_1 = \sum_{k,k',\ell} e^{i(k'-k)R_\ell} M_{k-k'} c_k^\dagger c_{k'} + 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q e^{i(k'-k+q)R_\ell} M_{k-k'} (k'-k) \hat{y}_q c_k^\dagger c_{k'} \quad (2.1.4)$$

şeklini alır. Denklem (2.1.4)'ün ilk teriminde $g(e^{ig \cdot R_\ell} = 1)$ ters örgü vektörünün kullanımı ile

$$\sum_{k,k'} M_{k-k'} c_k^\dagger c_{k'} \delta(k'-k+g) = \sum_{k'} M_g c_{k'+g}^\dagger c_{k'} \quad (2.1.5)$$

şekline dönüşür. Bu ifade, örgünün örgü vektörünün tam katları kadar ötelemesini ifade eder ve bu terimin katkısı alınmayacaktır. Bu durumda

$$H = i\sqrt{N} \sum_{k,k',q} M_{k-k'} |k'-k| c_k^\dagger c_{k'} y_q \delta(k'-k+q) \quad (2.1.6)$$

olur. Denklem (2.1.6)'daki Hamiltoniyeenin fonon kısmı işgal sayısı temsilinde $y_q = \sqrt{\hbar/2m\omega_0} (b_{-q}^\dagger + b_q)$ yazarak ve $M_{k-k'} = -4\pi e e^x / V |k'-k|^2$ kullanarak

$$H = -i\sqrt{N} \frac{4\pi e e^x}{V} \sqrt{\hbar/2m\omega_0} \left[\sum_{k',q} \frac{1}{|q|} b_{-q}^\dagger c_{k'+q}^\dagger c_{k'} + \sum_{k,q} \frac{1}{|q|} b_q c_k^\dagger c_{k-q} \right] \quad (2.1.7)$$

bulunur. Denklem (2.1.7)'nin ilk teriminde $k = k' + q$ ve ikinci teriminde $k' = k - q$ kullanarak, ayrıca ilk toplamda $q \rightarrow -q$ yazar ve toplamın sınırı düzenlenerek

$$H_1 = -\sqrt{N} \frac{4\pi e e^x}{V} \sqrt{\hbar/2m\omega_0} \sum_q \frac{1}{|q|} [b_q e^{iq \cdot r} - b_q^\dagger e^{-iq \cdot r}] \quad (2.1.8.)$$

elde edilir. Sabitler düzenlendiğinde son ifade

$$H_1 = \sum_q [V_q b_q e^{iq \cdot r} + V_q^* b_q^\dagger e^{-iq \cdot r}] \quad (2.1.9)$$

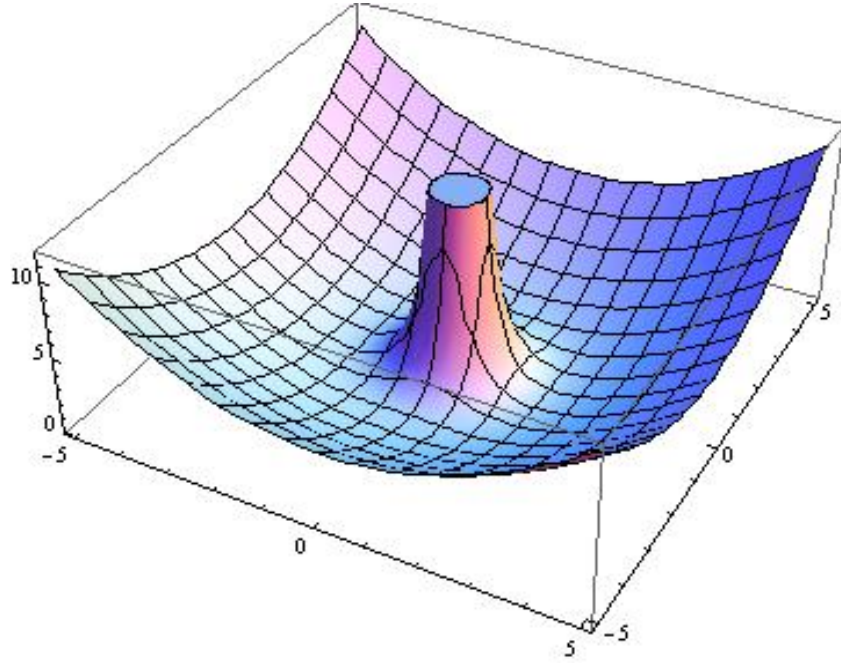
formuna indirgenir. Burada sabitler için $V_q = -i\hbar\omega_0(4\pi\alpha r_0/V)^{1/2}/|q|$ kullanılmıştır ve bu ifade elektron-fonon etkileşme genliği olarak bilinir. Bu son ifadede $\alpha = (1/2\hbar\omega_0)(e^2/\bar{\epsilon}r_0)$ elektron-fonon bağlaşım sabiti ve $r_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega_0}$ polaron yarıçapıdır. Ayrıca $\epsilon_\infty(\epsilon_0)$ yüksek frekans (durgun) dielektrik sabiti olmak üzere $1/\bar{\epsilon} = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$ dir. Sonuç olarak toplam Hamiltoniyen

$$H = \frac{p^2}{2m} + \sum_q \hbar\omega_0 b_q^\dagger b_q + \sum_q [V_q b_q e^{iq \cdot r} + V_q^* b_q^\dagger e^{-iq \cdot r}] \quad (2.1.10)$$

olarak yazılır. Bu denklem Fröhlich polaron Hamiltoniyeni olarak bilinir (Fröhlich 1954).

3. PSEUDO-HARMONİK KUANTUM NOKTASINDA POLARON ETKİLERİ

Yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel (2BPHP) ile oluşturulan quantum pseudodot (KPD) potansiyeli Şekil 3.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3. 1 Yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel (2BPHP) ile oluşturulan quantum pseudodot (KPD) potansiyeli

Manyetik alan ve AB alanının varlığında, yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunduran 2BPHP ile hapsedilmiş ve içinde bulunduğu kristalin LO fononlarıyla etkileşen bir elektron sisteminin Hamiltonyeni

$$H = H^E + H^{Ph} + H^{Int} \quad (3.1)$$

olarak yazılır. Burada H^E , H^{Ph} ve H^{Int} sırasıyla elektron, fonon ve elektron-fonon etkileşim hamiltonyenini gösterir. Elektronik Hamiltonyen, 2BPHP ve manyetik alan ile AB alanının varlığından dolayı

$$H^E = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{P} + \frac{e}{c} \vec{A} \right]^2 + V_0 \left[\frac{r}{r_0} - \frac{r_0}{r} \right]^2 \quad (3.2)$$

şeklinde yazılır. Buradaki vektör potansiyel $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$ yapısında olup uygulanan manyetik alandan kaynaklanan vektör potansiyel $\vec{V} \times \vec{A}_1 = \vec{H}$ şeklinde tanımlanır, $\vec{V} \times \vec{A}_2 = 0$ şeklinde tanımlanan vektör potansiyel pseudodot içine yerleştirilmiş bir selenoid tarafından oluşturulan AB akısı Φ_{AB} tarafından oluşturulur. Bu vektör potansiyellerin bileşenleri silindirik koordinatlarda $\vec{A}_1 = (0, \frac{Br}{2}, 0)$ ve $\vec{A}_2 = (0, \frac{\Phi_{AB}}{2\pi r}, 0)$ şeklinde tanımlanır. Fonon Hamiltonyeni

$$H^{Ph} = \sum_k \hbar\omega_0 b_k^\dagger b_k \quad (3.3)$$

dır. Burada $b_k^\dagger(b_k)$, $\hbar\omega_0$ enerjili ve \vec{k} dalga vektörlü fonon yaratma (yok etme) operatörüdür. Elektron ile fonon arasındaki etkileşmeden kaynaklanan etkileşim Hamiltonyeni

$$H^{Int} = \sum_k \left[V_k b_k e^{i\vec{k}\vec{r}} + V_k^* b_k^\dagger e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] \quad (3.4)$$

olup burada $|V_k|^2 = (\hbar\omega_0)^2 (2\pi\alpha^*/V.k)(\hbar/2m^*\omega_0)^{1/2}$ elektron-fonon etkileşme genliğidir. α^* elektron-fonon etkileşim sabiti ve V 2-boyutlu kristalin yüzey alanıdır.

(3.1)'deki Hamiltonyen için varyasyonel durum vektörü

$$|\Psi_{nm}\rangle = |nm\rangle \otimes D(f) |0\rangle_{ph} \quad (3.5)$$

şeklinde tanımlanırsa, $\langle r, \phi | nm \rangle = N r^\beta e^{-\gamma r^2/2} L_n^\beta(\gamma r^2) e^{im\phi}$ ve normalizasyon katsayısı $N = \left[\frac{\gamma^{\beta+1}}{\pi} \frac{n!}{(n+\beta)!} \right]^{1/2}$ olarak alınır (Çetin, 2008). Denk.(3.5)'de $D(f) = \exp[\sum_k (b_k^\dagger f_k - b_k f_k^*)]$ Lee-Low-Pines üniter dönüşümü ve $|0\rangle_{ph}$ hiç fononun olmadığı fonon taban durumu vektörüdür. Burada $\beta = [(m + \alpha)^2 + a^2]^{1/2}$ ve γ varyasyon parametresidir.

(3.3)'teki fonon hamiltonyeni ve (3.4)'teki etkileşim hamiltonyeni üzerinde Lee-Low-Pines üniter dönüşümünün etkisini bulmak için, önce b_k (fonon yok etme operatörü) üzerine uygulanırsa

$$U^{-1} b_k U = b_k^\dagger + f_k^*$$

elde edilir. Aynı işlem b_k^\dagger (fonon yaratma operatörü) üzerine uygulanırsa

$$U^{-1} b_k^\dagger U = b_k + f_k$$

elde edilir. Burada U, Lee-Low-Pines üniter dönüşümüdür.

(3.1)'deki toplam hamiltonyen için Lee-Low-Pines üniter dönüşümü uygulanırsa

$$\begin{aligned} U^{-1} H U &= H^E \\ &+ \sum_k \hbar\omega_0 (b_k^\dagger + f_k^*) (b_k + f_k) \\ &+ \sum_k \left[V_k (b_k + f_k) e^{i\vec{k}\vec{r}} + V_k^* (b_k^\dagger + f_k^*) e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

elde edilir. Enerji ifadesi

$$E = \langle \Psi | H | \Psi \rangle$$

$$E = E^E + \sum_k \hbar\omega_0 |f_k|^2 + \sum_k \left[V_k f_k \langle e^{i\vec{k}\vec{r}} \rangle + V_k^* f_k^* \langle e^{-i\vec{k}\vec{r}} \rangle \right] \quad (3.7)$$

olarak yazılır. Elektronik enerji ifadesi ise,

$$E^E = \left(\frac{m^* \omega^2}{4\gamma} + \frac{\hbar^2 \gamma}{m^*} \right) \left[n + \frac{[(m+\alpha)^2 + a^2]^{1/2} + 1}{2} \right] + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 \quad (3.8)$$

olarak bulunur.

Enerji ifadesinin f_k^* a göre minimize edilmesiyle $\frac{\partial E}{\partial f_k^*} = \hbar\omega_0 f_k + V_k^* \langle e^{-i\vec{k}\vec{r}} \rangle = 0$, f_k değeri

$$f_k = -\frac{V_k^*}{\hbar\omega_0} \langle e^{-i\vec{k}\vec{r}} \rangle \quad (3.9)$$

olarak bulunur. Ve enerji ifadesinin f_k 'ya göre minimize edilmesi

$$\frac{\partial E}{\partial f_k} = \hbar\omega_0 f_k^* + V_k \langle e^{i\vec{k}\vec{r}} \rangle = 0 \quad \text{ile de } f_k^*$$

$$f_k^* = -\frac{V_k}{\hbar\omega_0} \langle e^{i\vec{k}\vec{r}} \rangle \quad (3.10)$$

olarak bulunur. f_k^* ve f_k için bulunan bu değerlerin (3.7)'de yerine yazılmasıyla enerji

$$E = E^E - \sum_k \frac{|V_k|^2}{\hbar\omega_0} |\rho_{n\beta}|^2 \quad (3.11)$$

olarak bulunur. Burada $\rho_{n\beta} = \langle e^{i\vec{k}\vec{r}} \rangle = \langle nm | e^{i\vec{k}\vec{r}} | nm \rangle$ ve $e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{ikr \cos \varphi}$ dir. ρ_{nm} ifadesi daha açık olarak yazılırsa

$$\rho_{n\beta} = N^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty r^\beta e^{-\gamma r^2/2} L_n^\beta(\gamma r^2) e^{-im\varphi} e^{ikr \cos \varphi} r^\beta e^{-\gamma r^2/2} L_n^\beta(\gamma r^2) e^{im\varphi} r dr d\varphi \quad (3.12)$$

olarak yazılan $\rho_{n\beta}$ basit bir işlemle

$$\rho_{n\beta} = N^2 \int_0^\infty r^{2\beta} e^{-\gamma r^2} [L_n^\beta(\gamma r^2)]^2 \left[\int_0^{2\pi} e^{ikr \cos \varphi} d\varphi \right] r dr \quad (3.12)$$

şekline indirgenir. $e^{ikr \cos \varphi}$ ifadesi seriye açılıp ile $\rho_{n\beta}$ ifadesi yeniden yazılırsa

$$\rho_{n\beta} = N^2 \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{(k)^{2p} (2p-1)!!}{(2p)! (2p)!!} 2\pi \int_0^\infty r^{2(\beta+p)} e^{-\gamma r^2} [L_n^\beta(\gamma r^2)]^2 r dr \quad (3.13)$$

olarak yazılır. Denk. (3.13)'te $\int_0^\infty r^{2(\beta+p)} e^{-\gamma r^2} [L_n^\beta(\gamma r^2)]^2 r dr$ integralini alabilmek için $\gamma r^2 = x$ değişken değişimi yapılırsa

$$\int_0^\infty r^{2(\beta+p)} e^{-\gamma r^2} [L_n^\beta(\gamma r^2)]^2 r dr = \frac{1}{2\gamma^{\beta+p+1}} \int_0^\infty x^{\beta+p} e^{-x} [L_n^\beta(x)]^2 dx \quad (3.14)$$

Bulunan bu değer denklem (3.13)'de yerine yazılırsa

$$\rho_{n\beta} = \frac{n!}{(n+\beta)!} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{(p!)^2} \left(-\frac{k^2}{4\gamma}\right)^p \int_0^\infty x^{\beta+p} e^{-x} [L_n^\beta(x)]^2 dx \quad (3.15)$$

şeklinde $\rho_{n\beta}$ için genel bir ifade elde edilir. İki boyut için tanımlanan $|V_k|^2$

$$|V_k|^2 = (\hbar\omega_0)^2 \frac{2\pi\alpha^*}{V} \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_0}\right)^{1/2} \frac{1}{k} \quad (3.16)$$

ifadesi Denk. (3.11)'in sağ tarafında yerine yazılır ve k üzerinden olan toplam integrale çevrilirse

$$\begin{aligned} \sum_k \frac{|V_k|^2}{\hbar\omega_0} |\rho_{n\beta}|^2 &= \hbar\omega_0 \frac{2\pi\alpha}{V} \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_0}\right)^{1/2} \frac{V}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty k dk \frac{1}{k} |\rho_{n\beta}|^2 \\ &= \hbar\omega_0 \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_0}\right)^{1/2} 2\pi \int_0^\infty dk |\rho_{n\beta}|^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Şeklinde elde edilen bu ifadede $\rho_{n\beta}$, k değişkenine bağlı olduğundan Denk. (3.15) ve (3.17)'de $\frac{k}{\sqrt{2\gamma}} = y$ şeklinde bir değişken değişimi yapılırsa Denk. (3.15)'deki $\rho_{n\beta}$

$$\rho_{n\beta}(y) = \frac{n!}{(n+\beta)!} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{(p!)^2} \left(-\frac{y^2}{2}\right)^p \int_0^\infty x^{\beta+p} e^{-x} [L_n^\beta(x)]^2 dx \quad (3.18)$$

şekline dönüşür. Denk. (3.18)'in Denk.(3.17)'de yerine yazılması ile

$$\begin{aligned} \sum_k \frac{|V_k|^2}{\hbar\omega_0} |\rho_{n\beta}|^2 &= \hbar\omega_0 \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_0}\right)^{1/2} \sqrt{2}\sqrt{\gamma}\alpha^* \int_0^\infty dy |\rho_{n\beta}(y)|^2 \\ &= \hbar\omega_0 \left(\frac{\hbar}{m^*}\right)^{1/2} \sqrt{\gamma}\alpha^* \int_0^\infty dy |\rho_{n\beta}(y)|^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

bulunur ki bu Denk. (3.19) ifadesinin Denk. (3.11) enerji ifadesinde yerine yazılması gereklidir. Bu işlemler sonucunda enerji ifadesi

$$E = \left(\frac{m^* \omega^2}{4\gamma} + \frac{\hbar^2 \gamma}{m^*} \right) \left(n + \frac{[(m + \alpha)^2 + a^2]^{1/2} + 1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 - \hbar \omega_0 \left(\frac{\hbar}{m^* \omega_0} \right)^{1/2} \sqrt{\gamma} \alpha^* \int_0^\infty dy \left| \rho_{n\beta}(y) \right|^2 \quad (3.20)$$

olarak elde edilir.

$\left(\frac{\hbar \gamma}{m^* \omega_0} \right)^{1/2} = \frac{1}{\bar{\gamma}}$ şeklinde varyasyon parametresi yeniden tanımlanırsa, (3.20)'deki enerji ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E = \left(\frac{\hbar \omega^2}{4\omega_0} \bar{\gamma}^2 + \frac{\hbar \omega_0}{\bar{\gamma}^2} \right) \left(n + \frac{\beta + 1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 - \frac{\hbar \omega_0}{\bar{\gamma}} \alpha^* \int_0^\infty dy \left| \rho_{n\beta}(y) \right|^2 \quad (3.21)$$

Bulunan bu enerji ifadesinde $\beta = [(m + \alpha)^2 + a^2]^{1/2}$ kısaltması yapılmıştır. Bu enerji ifadesi uygun limitlerde literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmasında yarar vardır.

Bu karşılaştırmayı yapmak üzere ilk olarak $\alpha^* = 0$ yani elektron-fonon etkileşmesinin olmadığı durumda enerji

$$E = \left(\frac{\hbar \omega^2}{4\omega_0} \bar{\gamma}^2 + \frac{\hbar \omega_0}{\bar{\gamma}^2} \right) \left(n + \frac{\beta + 1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 \quad (3.22)$$

olarak yazılır. Denk. (3.22) varyasyon parametresi $\bar{\gamma}$ 'ye göre minimize edilirse

$$\frac{\partial E}{\partial \bar{\gamma}} = \left(\frac{\hbar \omega^2}{2\omega_0} \bar{\gamma} + \frac{2\hbar \omega_0}{\bar{\gamma}^3} \right) \left(n + \frac{\beta + 1}{2} \right) = 0 \quad (3.23)$$

varyasyon parametresi $\bar{\gamma}^2 = \frac{2\omega_0}{\omega}$ olarak bulunur. Bu değer Denk. (3.22)'de yerine yazılırsa $E = \hbar \omega \left(n + \frac{\beta + 1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0$ olarak bulunur. $2V_0$ değerini eşitliğin diğer tarafına geçirirsek $E - 2V_0 = \hbar \omega \left(n + \frac{\beta + 1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_c}{2} (m + \alpha)$ bulunur ki, bu değer

Çetin (Çetin, 2008) tarafından daha önce bulunan AB alanı, kuvvetli manyetik alan ve 2BPHP varlığında bir elektrona ait enerji değeridir.

Denk. (3.21)'de $\alpha^* = 0$ ve $V_0 = 0$ için yani elektron-fonon etkileşmesi ve pseudodot potansiyellerinin olmadığı durumda $\omega^2 = \omega_c^2$ ve $\beta = |m + \alpha|$ olur ve enerji ifadesi

$$E = \left(\frac{\hbar\omega_c^2}{4\omega_0} \bar{\gamma}^2 + \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}^2} \right) \left(n + \frac{|m + \alpha| + 1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha) \quad (3.24)$$

olarak yazılır. Bu enerji ifadesi varyasyon parametresine göre minimize edilirse

$$\frac{\partial E}{\partial \bar{\gamma}} = \left(\frac{2\hbar\omega_c^2}{4\omega_0} \bar{\gamma} - \frac{2\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}^3} \right) \left(n + \frac{|m+\alpha|+1}{2} \right) = 0 \quad \text{varyasyon parametresi } \bar{\gamma}, \quad \bar{\gamma}^2 = \frac{2\omega_0}{\omega_c} \quad \text{olarak}$$

bulunur, bulunan bu $\bar{\gamma}^2$ Denklem(3.24)'da yerine yazılırsa enerji için

$$E = \left(\frac{\hbar\omega_c^2}{4\omega_0} \frac{2\omega_0}{\omega_c} + \frac{\hbar\omega_0}{\frac{2\omega_0}{\omega_c}} \right) \left(n + \frac{|m + \alpha| + 1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha)$$

şeklinde bir ifade bulunur. Gerekli sadeleştirmelerden sonra enerji ifadesi daha yalın bir şekilde

$$E = \hbar\omega_c \left(n + \frac{|m + \alpha| + m + \alpha + 1}{2} \right) \quad (3.25)$$

olarak yazılabilir.

$\alpha = 0$ için, yani AB alanının olmadığı durumda enerji,

$$E = \hbar\omega_c \left(n + \frac{|m| + m + 1}{2} \right)$$

Landau enerji seviyelerine indirgenir.

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Yapısında hem dot hem de antidot potansiyeli bulunan 2-boyutlu pseudoharmonik potansiyel (2BPHP) ile oluşturulan quantum pseudodot (KPD) yapısının enerji seviyeleri üzerinde elektron-fonon etkileşiminin, Aharonov-Bohm (AB) alanının ve dışarıdan uygulanan kuvvetli manyetik alanın etkisini araştırmak için Denk. (3.21)'i ele almak gereklidir. $n \neq 0$ için analitik sonuç bulmak zordur ama $n = 0$ durumu kullanılırsa enerji için analitik bir sonuç bulunabilir.

Denk. (3.21)'te, $n = 0$ özel durumu ele alınırsa, bu durumda enerji ifadesi

$$E = \left(\frac{\hbar\omega^2}{4\omega_0} \bar{\gamma}^2 + \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}^2} \right) \left(\frac{\beta+1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 - \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}} \alpha^* \int_0^\infty dy \left| \rho_{0\beta}(y) \right|^2 \quad (4.1)$$

şekline indirgenir. $\rho_{0\beta}(y)$ 'nin Denk (3.18) den hesaplanıp, Denk (4.1)'de yerine yazılması gereklidir. Denk (3.18)'de $n = 0$ özel durumu kullanılırsa

$$\rho_{0\beta}(y) = \frac{1}{\beta!} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{(p!)^2} \left(-\frac{y^2}{2} \right)^p \int_0^\infty x^{\beta+p} e^{-x} [L_0^\beta(x)]^2 dx \quad (4.2)$$

şeklinde elde edilecek ifade de $L_0^\beta(x) = 1$ kullanılır ve geriye kalan Γ integrali için $\int_0^\infty x^{\beta+p} e^{-x} dx = (p + \beta)!$ sonucu kullanılır ve sonsuz toplam yapılırsa $\rho_{0\beta}(y)$

$$\rho_{0\beta}(y) = {}_1F_1(\beta + 1, 1, -\frac{y^2}{2}) \quad (4.3)$$

olarak bulunur, burada ${}_1F_1(\beta + 1, 1, -\frac{y^2}{2})$ hypergeometrik fonksiyondur. Bu sonuç Denk. (4.1)'de yerine yazılır ve Denk. (4.1)'in son terimindeki integral alınırsa enerji için

$$E_{0,m} = \left(\frac{\hbar\omega^2}{4\omega_0} \bar{\gamma}^2 + \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}^2} \right) \left(\frac{\beta + 1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 - \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\gamma}} \alpha^* G(\beta) \quad (4.4)$$

şeklinde bir sonuç bulunur. Denk. (4.4)'de kullanılan $G(\beta)$ kısaltmasının açık ifadesi $G(\beta) = (-1)^\beta \pi {}_3F_2 \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \beta + 1; 1, \frac{1}{2}, -\beta; -1 \right)$ şeklindedir. Denk. (4.4) enerji ifadenin $\bar{\gamma}$

varyasyon parametresine göre minimize edilmesi gereklidir. Eğer Denk. (4.4) $\bar{\gamma}$ varyasyon parametresine göre minimize edilirse

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \bar{\gamma}^4 + 4 \frac{\alpha^* G(\beta)}{\beta+1} \bar{\gamma} - 4 = 0 \quad (4.5)$$

dördüncü dereceden bir denklem bulunur. Bu denklem tam olarak çözülebilir ama bu denklemi $(\omega/\omega_0)^2 \gg 4\alpha^* G(\beta)/(\beta+1)$ olduğu limit durumda değerlendirmek yararlıdır. Bu limitte $\bar{\gamma}^2 = \frac{2\omega_0}{\omega}$ olarak bulunur, bu ifade Denk. (4.4)'de yerine yazılırsa, enerji

$$E_{0,m} = \hbar\omega \left(\frac{\beta+1}{2}\right) + \frac{\hbar\omega_c}{2} (m + \alpha) + 2V_0 - \hbar \sqrt{\frac{\omega\omega_0}{2}} \alpha^* G(\beta) \quad (4.6)$$

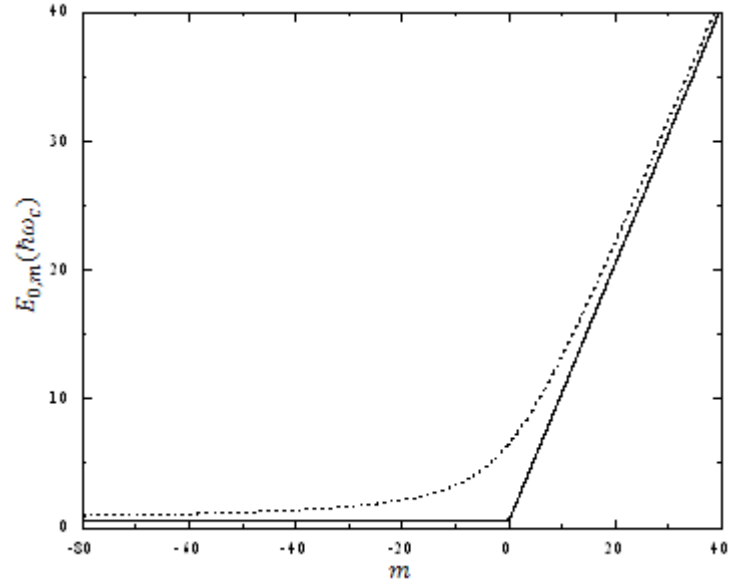
olarak bulunur. Bu enerji ifadesini analiz etmeye başlamadan önce $\alpha^* = 0$ ve $V_0 = 0$ durumunu analiz ederek Fock-Darwin ve Bogachek-Landman enerji durumlarını analiz etmekte yarar vardır. Eğer Denk. (4.6)'daki enerji ifadesinde elektron-fonon etkileşmesinin olmadığı durum yani $\alpha^* = 0$ ve pseudo harmonik potansiyelin olmadığı durum yani $V_0 = 0$ yazarsak $\omega \rightarrow \omega_c$, $\beta \rightarrow |m + \alpha|$ ifadelerine indirgenir, böylece enerji

$$E_{0,m} = \hbar\omega_c \left(\frac{|m+\alpha|+m+\alpha+1}{2}\right) \quad (4.7)$$

şeklini alır ki bu ifade dot ve antidot potansiyelinin olmadığı durumda Bogachek-Landman (Bogachek, at al., 1995) enerji seviyeleridir. Bu enerji ifadesi Aharonov-Bohm alanının olmadığı yani $\alpha = 0$ yani durumda yazılırsa

$$E_{0,m} = \hbar\omega_c \left(\frac{|m|+m+1}{2}\right) \quad (4.8)$$

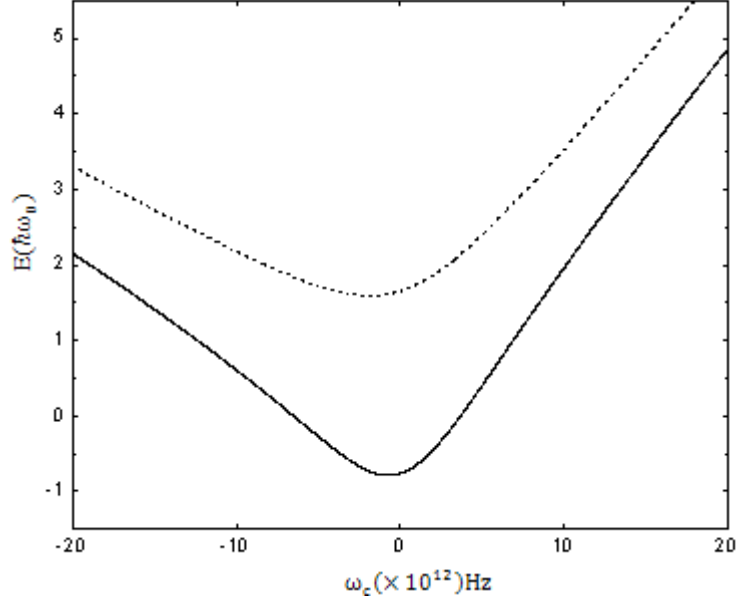
Landau enerji seviyelerini elde ederiz.



Şekil 4.1 Manyetik kuantum sayısının fonksiyonu olarak $\hbar\omega_c$ biriminde $a = 12$ alınarak elektron-fonon etkileşmesi ve AB alanının yokluğunda $E_{0,m}$ ve Landau Enerji Düzeyleri sırasıyla kesikli ve sürekli çizgi ile gösterilmiştir

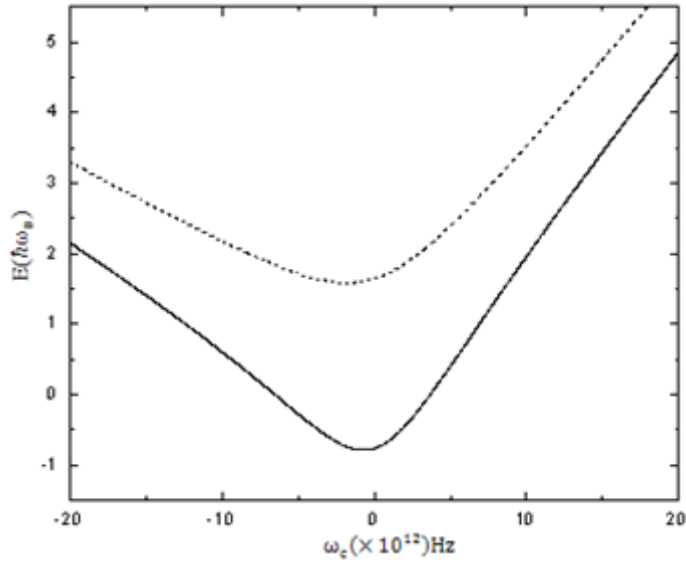
Şekil 4.1’de Landau enerji seviyelerine $a = 12$ alınarak düzeltmeler yapılmıştır. Şekilde açıkça görünmektedir ki büyük m (negatif ve pozitif) değerlerinde Landau enerji seviyeleri ile düzeltilmiş enerji seviyeleri yaklaşık örtüşmektedir. Küçük m (negatif ve pozitif) değerlerinde fark açılmaktadır. Ayrıca Pseudodot potansiyelinin varlığı (yani $a \neq 0$) negatif m değerlerindeki enerjideki katlılığı ortadan kaldırmaktadır.

Denk. (4.4) enerji ifadesi gümüş klorür (AgCl) için nümerik olarak analiz edecek olursa, burada AgCl için $\alpha^* = 2.2$, $\omega_0 = 36.9$ THz nümerik değerleri kullanılacaktır.



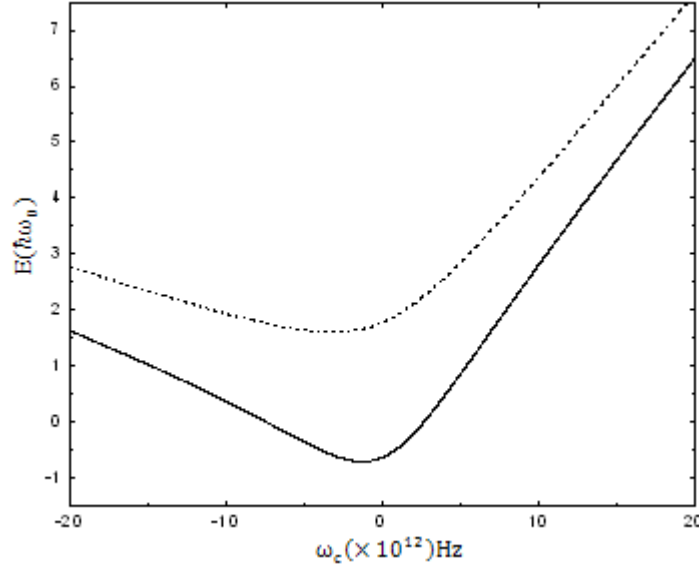
Şekil 4.2 $m = 0$ ve $\alpha = 5$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir

Şekil 4.2'de AgCl için $m = 0$ ve $\alpha = 5$ şartlarında elektron-fonon etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durum için çizilmiştir. Şekilden açıkça görülmektedir ki elektron-fonon etkileşmesinin varlığı (sürekli çizgiler) enerji seviyesini daha aşağı seviyelere çekmekte, manyetik alanın küçük olduğu durumda bu fark daha fazla olmaktadır. Manyetik alanın artması enerjinin artmasına sebep olmakta ama manyetik alanın yönünün değişmesi enerji seviyeleri üzerinde bir değişikliğe sebep olmaktadır.



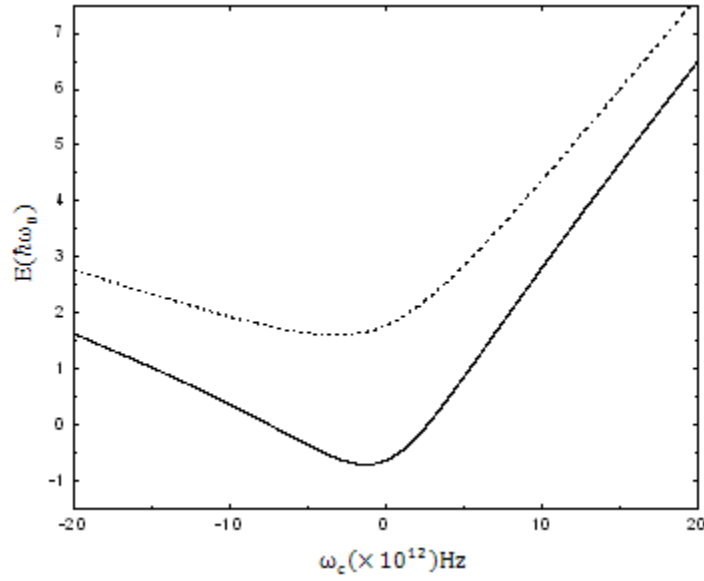
Şekil 4.3 $m = 5$ ve $\alpha = 0$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir

Şekil 4.3'de AgCl için $m = 5$ ve $\alpha = 0$ şartlarında elektron-fonon etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durum için çizilmiştir. Şekil 4.2 ve Şekil 4.3 karşılaştırıldığında açıkça görünmektedir önemli olan enerji ifadesindeki $m + \alpha$ değeridir, m veya α 'nın hangi değerleri aldığı çok önemli değildir.



Şekil 4.4 $m = 5$ ve $\alpha = 4$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir

Şekil 4.4'de AgCl için $m = 5$ ve $\alpha = 4$ şartlarında elektron-fonon etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durum için çizilmiştir. Şekilden açıkça görünmektedir ki m değerlerinin veya α değerinin artması şekilde ki simetriyi daha da bozmakta manyetik alanın yön değiştirmesi durumunda enerji seviyeleri arasındaki fark daha da açılmaktadır.



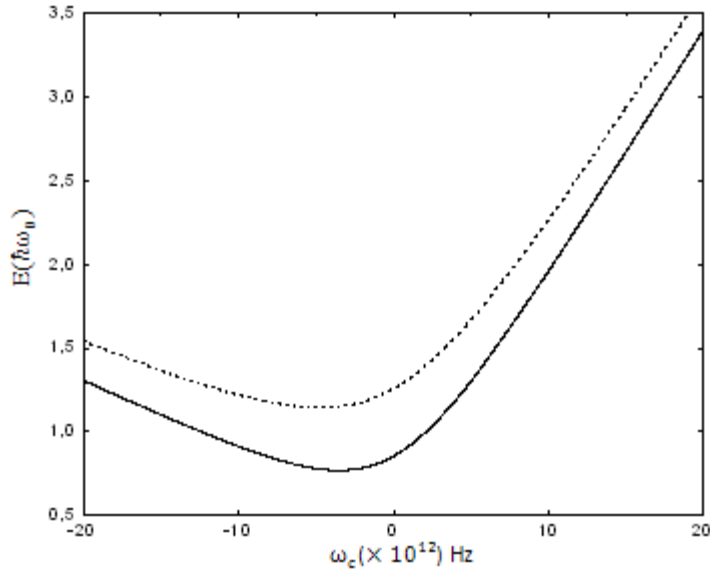
Şekil 4.5 $m = 4$ ve $\alpha = 5$ değerlerinde AgCl için manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak enerji değerleri, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda kesiksiz çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında çizilmiştir

Şekil 4.5'de AgCl için $m = 4$ ve $\alpha = 5$ değerlerinde elektron-fonon etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durum için çizilmiştir. Burada yine benzer şekilde, Şekil 4.4 ve Şekil 4.5 karşılaştırılırsa, enerji ifadesindeki $m + \alpha$ değerinin önemli olduğu, m veya α 'nın hangi değerleri aldığı çok önemli olmadığı görülmektedir. $m + \alpha$ değerinin artması enerjide bir artmaya sebep olmakta ama manyetik alanın yön değiştirmesini gösteren negatif ω_c değerlerinde aynı şeyi söylemek mümkün görünmemektedir.

Gümüş klorür (AgCl) için yaptığımız tartışmayı, gerek karşılaştırma gerekse diğer polar kristallerde de geçerli olup olmadığını görmek açısından başka bir kristal içinde yapmak yararlıdır. Bu tartışmayı yapmak için bir başka polar kristal olan çinko selenür (ZnSe) için nümerik sonuçlar irdelenecektir. ZnSe polar kristaline özel değerler olan $\alpha^* = 0.4$, $\omega_0 = 47.7$ THz değerleri kullanılacak ve enerji m ve α 'nın çeşitli değerleri için nümerik olarak analiz edilecektir.

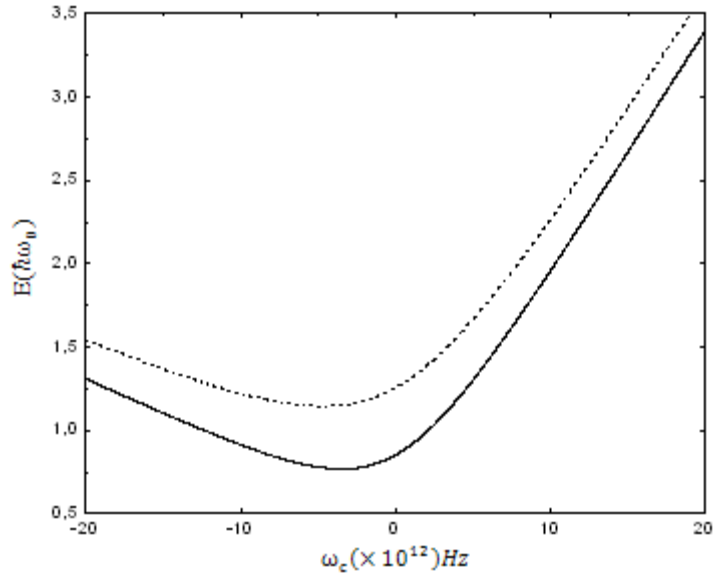
İlk olarak ZnSe kristalinde $m = 5$ ve $\alpha = 0$ alınarak, enerji değerleri manyetik alanın çeşitli değerleri için hesaplanır ve enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak çizilirse, Şekil 6'daki sonuçlar elde edilir.

Şekil 4.6’de görüldüğü gibi manyetik alanın artması enerji değerlerinde bir artmaya sebep olmaktadır, elektron-fonon etkileşmesinin yokluğundaki enerjileri gösteren kesikli çizgilerle varlığındaki enerji düzeylerini gösteren sürekli çizgiler karşılaştırıldığında, elektron fonon etkileşmesinin varlığı enerji düzeylerini aşağı çekmekte ve elektron-fonon etkileşmesinin elektronik enerji seviyelerinde bir azalmaya sebep olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 4.6 ZnSe kristalinde $m = 5$ ve $\alpha = 0$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir

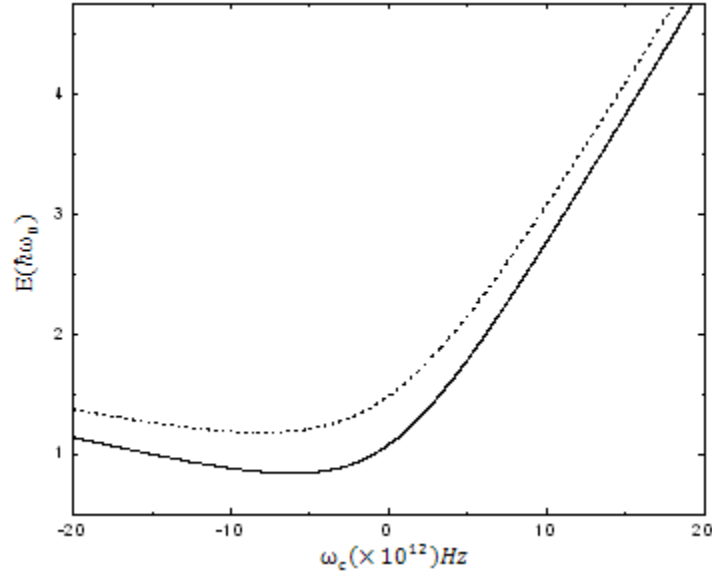
Farklı kristallerin aynı durumlarına karşı gelen Şekil 4.2 ve Şekil 4.6 karşılaştırıldığında daha büyük elektron-fonon etkileşim sabitine sahip olan AgCl kristalinin (Şekil 4.2) enerji seviyelerinin küçük manyetik alanda daha düşük enerji seviyelerine sahip olmasına rağmen daha büyük manyetik alanda ZnSe kristaline (şekil 4.6) göre daha büyük enerjilerde olmaktadır.



Şekil 4.7 ZnSe için $m = 0$ ve $\alpha = 5$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir

Şekil 4.7'de ZnSe için $m = 0$ ve $\alpha = 5$ şartlarında elektron-fonon etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durum için çizilmiştir. Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 karşılaştırıldığında açıkça görünmektedir ki, önemli olan enerji ifadesindeki $m + \alpha$ değeridir, m veya α 'nın hangi değerleri aldığı çok önemli değildir.

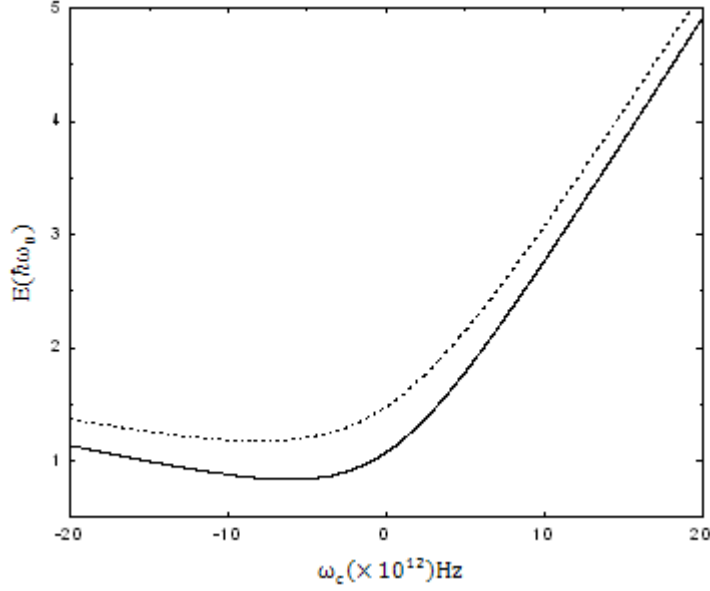
Yukarıdaki açıklamadan, farklı kristallerin aynı durumuna karşılık gelen Şekil 4.3 ve Şekil 4.7 karşılaştırıldığında değerlendirmenin AgCl kristali (Şekil 4.2) ve ZnSe kristalinin (Şekil 4.6) yorumuyla aynı olduğu görülür.



Şekil 4.8 ZnSe için $m=5$ ve $\alpha = 4$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir

Şekil 4.8'de açıkça görülmektedir ki m değerinin veya α değerinin artması şekildeki simetriyi iyice bozmakta, manyetik alanın yön değiştirmesi durumunda enerji seviyeleri arasındaki fark daha da açılmaktadır. Ayrıca manyetik alanın artması enerji değerlerinde bir artmaya sebep olmaktadır, elektron-fonon etkileşmesinin yokluğundaki enerjileri gösteren kesikli çizgilerle varlığındaki enerji düzeylerini gösteren sürekli çizgiler karşılaştırıldığında, elektron fonon etkileşmesinin varlığı enerji düzeylerini aşağı çekmekte ve elektron-fonon etkileşmesinin elektronik enerji seviyelerinde bir azalmaya sebep olduğu anlaşılmaktadır.

Farklı kristallerin aynı durumlarına karşı gelen Şekil 4.4 ve Şekil 4.8 karşılaştırıldığında daha büyük elektron-fonon etkileşim sabitine sahip olan AgCl kristalinin (Şekil 4.4) enerji seviyelerinin küçük manyetik alanda daha büyük enerji seviyelerine sahip olmakta ve elektron-fonon etkileşmesinin yokluğu (kesikli çizgiler) enerji seviyesini daha yukarı seviyelere çekmektedir. Daha büyük manyetik alanda ise ZnSe kristali (şekil 4.8) daha büyük enerjilerde olmaktadır. Ayrıca ZnSe'nin (Şekil 4.8) grafik simetrisinin oldukça bozulduğu görülmektedir.



Şekil 4.9 ZnSe için $m=4$ ve $\alpha = 5$ değerleri alınarak enerji manyetik alan ω_c 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir, kesikli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin yokluğunda sürekli çizgiler elektron-fonon etkileşmesinin varlığında $\hbar\omega_c$ biriminde çizilmiştir

Şekil 4.9'da $m = 4$ ve $\alpha = 5$ değerinde, manyetik alanın yön değiştirmesi durumunda enerji seviyeleri arasındaki fark, Şekil 4.8'e göre biraz daha az olmaktadır. Ayrıca manyetik alanın artması, Şekil 4.8'deki kadar çok olmasa da, enerji değerlerinde bir artmaya sebep olmaktadır. Elektron-fonon etkileşmesinin yokluğundaki enerjileri gösteren kesikli çizgilerle varlığındaki enerji düzeylerini gösteren sürekli çizgiler karşılaştırıldığında, elektron fonon etkileşmesinin hem varlığı ve hem yokluğunda enerji düzeylerinin aşağı çekildiği görülmektedir.

Farklı kristallerin aynı durumlarına karşı gelen Şekil 4.5 ve Şekil 4.9 karşılaştırıldığında daha büyük elektron-fonon etkileşim sabitine sahip olan AgCl kristalinin (Şekil 4.5) enerji seviyelerinin küçük manyetik alanda daha büyük enerji seviyelerine sahip olmakta ve elektron-fonon etkileşmesinin yokluğu (kesikli çizgiler) enerji seviyesini daha yukarı seviyelere çekmektedir. ZnSe kristalinde (şekil 4.8) daha büyük manyetik alanda elektron-fonon etkileşimin varlığında (sürekli çizgiler) enerji seviyeleri daha büyük enerjilerde olmaktadır. Ayrıca ZnSe'nin (Şekil 4.8) grafik simetrisinin oldukça

bozulduğu ve elektron-fonon etkileşiminin yokluğunda enerji seviyesini aşağılara çektiği görölmektedir.

5. KAYNAKLAR

- Cheng, Shun-Jen. 2009.** Magnetic anisotropy in symmetric magnetic colloidal quantum dots doped with few Mn²⁺ impurities. *Physical Review B*. 279, 2009, Cilt 245301.
- Çetin, A. 2008.** A quantum pseudodot system with a two-dimensional pseudoharmonic potential. *Physics Letters A*, 372. 2008, s. 3852-3856.
- Çetin, A. 2009.** Effect of electron-phonon interaction on the energy spectrum of a quantum antidot in the presence of a uniform strong magnetic field. *Physica B*, 404. 2009, s. 3982.
- Bogachev, E. N. ve Landman, U. 1995.** *Edge states, Aharonov-Bohm oscillations, and thermodynamic and spectral properties in a two-dimensional electron gas with an antidot.* Phys. Rev. B, 1995, Cilt 52. s. 14067.
- Fröhlich, H. 1954.** *Electrons in lattice fields.* Adv. Phys., 1954, Vol. 3. s. 325.
- Esaki, L. ve Tsu, R. 1970.** Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. *IBM J. Res. Dev.* 14. 1970, s. 61.
- Iijima, S. 1991.** Helical microtubules of graphitic carbon. *Nature (London)* 354. 1991, s. 56-58.
- Johnson, N. F. 1995.** Quantum dots: few-body, low-dimensional systems. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 7. 1995, s. 965.
- Kandemir, B. S. ve Çetin, A. 2002.** Ground-and first-excited state energies of impurity magnetopolaron in an anisotropic quantum dot. *Physical Review B* 65. 2002, s. 054303.
- Reijniers, J., Peeters, F. M. ve Matilus, A. 1999.** Quantum states in a magnetic antidot. *Physical Review B*. 59, 1999, 2817.
- Schwartz, Dana, A., et al. 2003.** Magnetic Quantum Dots: Synthesis, Spectroscopy, and Magnetism of Co²⁺- and Ni²⁺-Doped ZnO Nanocrystals. *Journal of American Chemical Society*. 125 (43), 2003, Cilt 13205.
- Yanar, S. 2008.** *Polaron oluşumu. Katılarda çok elektron etkileşmesi, Yüksek lisans tezi.* Ankara : Ankara Üniversitesi, 2008. 23-25.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Müzeyyen ÇİLOĞULLARI

Doğum Yeri : Bahçe

Doğum Tarihi : 07.04.1977

Medeni Hali : Bekar

E posta : mzcilogullari@gmail.com

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Okul, mezuniyet yılı, şehir)

Orta Öğretim : Düziçi Anadolu Öğretmen Lisesi, 1995, Osmaniye

Lisans : Balıkesir Üniversitesi, Necatibey Eğitim Fakültesi, 2000, Balıkesir

Yüksek Lisans : Kilis 7 Aralık Üniversitesi

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:

Düziçi İlçe Milli Eğitim Müdürlüğü, Ücretli Öğretmenlik, 2000-2003

Düziçi Özel Özdem Dershane, Fizik Öğretmeni, 2003-2008