

İKİ ELEKTRONLU VE ÇOK TABAKALI KÜRESEL BİR KUANTUM NOKTASININ ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Raşit AYDIN¹, Mehmet ŞAHİN²

¹ Selçuk Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Konya-TÜRKİYE

² Abdullah Gül Üniversitesi, Malzeme Bilimi ve Nanoteknoloji Mühendisliği Bölümü, Kayseri-TÜRKİYE

e-mail: raydin@selcuk.edu.tr

(Geliş:22 Mayıs 2015; Düzeltme:02 Haziran 2015; Kabul:01 Temmuz 2015)

Özet: Bu çalışmada, çekirdek/kabuk/kuyu/kabuk yapısına sahip CdSe/ZnS kuantum nokta heteroyapıdaki çift elektronun, elektronik özellikleri araştırılmıştır. İlk olarak, merkezdeki donör safsızlığının varlığında ve yokluğunda, bu yapıya ait enerji özdeğerleri ve dalga fonksiyonları tabaka kalınlıklarının fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Bu amaçla, Poisson-Schrödinger denklemleri, etkin kütle ve Hartree yaklaşımında öz-uyumlu olarak çözülmüştür. Elde edilen sonuçlar, çekirdek yarıçapının ve tabaka kalınlıklarının fonksiyonu olarak, safsızlığın olduğu ve olmadığı durumlar için ayrıntılı bir şekilde analiz edilmiş ve fiziksel yorumları yapılmıştır. Elektronik özelliklerin, tabaka kalınlıklarına sıkı bir şekilde bağlı olduğu ve safsızlık atomunun varlığında önemli şekilde değiştiği gözlenmiştir.

Anahtar kelimeler: Çok tabakalı kuantum nokta, matris köşegenleştirme, Schrödinger-Poisson denklemi.

ELECTRONIC PROPERTIES OF A MULTI-LAYERED SPHERICAL QUANTUM DOT WITH DOUBLE ELECTRONS

Abstract: In this study, the electronic properties of a core/shell/well/shell CdSe/ZnS quantum dot heterostructure with double electron have been investigated. First, the energy eigenvalues and corresponding wave functions of this structure have been calculated as a function of the layer thicknesses for cases with and without an on-center donor impurity. For this purpose, the Poisson-Schrödinger equations have been solved self-consistently in the frame of effective mass approximation and Hartree treatment. The results have been analyzed in a detail as a function of the core radius and layer thicknesses for cases with and without the impurity and physical reasons have been discussed. We have observed that the electronic properties are drastically dependent on the layer thicknesses and these properties can change importantly with existing of the impurity atom.

Keywords: Multi layered quantum dot, matrix diagonalization, Schrödinger-Poisson equation.

1. Giriş

Nanofabrikasyon teknolojisindeki son gelişmeler, düşük boyutlu yarıiletken kuantum nanoyapıların üretilmesini mümkün hale getirmiştir. Kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları gibi bir, iki ve üç boyutta sınırlandırılmış nano boyutlu yapılar, elektronik

ve optoelektronik uygulamalar için oldukça dikkat çekmiştir. Geçtiğimiz yıllarda, yarıiletken kuantum nanoyapılar arasında en çok ilgiyi, aygıt uygulamaları ve ilginç temel fiziksel özellikleri nedeniyle sıfır boyutlu kuantum nanoyapılar görmüştür. Pek çok araştırmacı tarafından kuantum noktaların çeşitli elektronik ve optik özellikleri, hem teorik hem de deneysel olarak yoğun bir şekilde araştırılmaktadır (Zhu ve ark., 1990; Niculescu ve Niculescu, 1997; Lien ve Trihn, 2001; Peter, 2005).

Kuantum noktadaki hidrojenik safsızlık problemi, bu yapıların elektronik ve optik özelliklerinin anlaşılmasında oldukça faydalı bir model olması nedeniyle ilgi çeken bir konu olmuştur. Bu nedenle kuantum nokta yapılarda hidrojenik safsızlık problemi, çeşitli analitik ve nümerik yöntemler kullanılarak, birçok yazar tarafından incelenmiştir (Xie, 2010; Zhang ve ark., 2010; Boichuk ve ark., 2011; Rezaei ve ark., 2011; Taş ve Şahin, 2012b; Şahin ve Köksal, 2012; Riberio ve Latge, 1994; Bose ve Sarkar, 2000; Sadeghi, 2009; Nasri ve Sekkal, 2010). Küresel kuantum noktalarda merkezde (Porras-Montenegro ve Perez-Merchancano, 1992; Deng ve ark., 1994; Chuu ve ark., 1992; Bose ve Sarkar, 1998; Bose, 1999; Safarpour ve ark., 2012a) veya merkez dışında (Zhu ve Chen, 1994; Rezaei ve ark., 2012) konumlanan hidrojenik safsızlık, etkin kütle yaklaşımında, farklı yöntemler kullanılarak pek çok araştırmacı tarafından incelenmiştir (Murillo ve Porras-Montenegro, 2000; Dane ve ark., 2008; Stojanovic ve Kostic, 2012). Yarıiletken kuantum nokta yapılara uygulanan dış elektrik alan, manyetik alan, hidrostatik basınç ve sıcaklık etkileri, kuantum noktaların elektronik özellikleri hakkında çok önemli bilgiler sağlamaktadır. Bir çok araştırmacı tarafından elektrik alan (Gerardin Jayam ve Navaneethakrishnan, 2003; He ve Xie, 2010; Vazquez ve ark., 2004), manyetik alan (Wu ve Wan, 2012), hidrostatik basınç (Perez-Merchancano ve ark., 2008; Sivakami ve Mahendran, 2010; Dane ve ark., 2011) ve sıcaklık etkisi (Elabsy, 1999; Liang ve Xie, 2011; Safarpour ve ark., 2012b) altında, hidrojenik bir safsızlığın bağlanma enerjisi çalışılmıştır.

Nano fizikte bir elektronlu kuantum nokta yapılar yaygın olarak kullanılmaktadır. İki ve daha fazla elektronlu kuantum noktaların elektronik ve optik özelliklerinin anlaşılması, bu yapıların, tek elektron transistörleri, kuantum nokta gece görüş sistemleri gibi aygıt uygulamaları açısından son derece önemli ve kritiktir (Lu ve ark., 2011; Mengesha ve Mal'nev, 2012; Xie, 2006). Kuantum noktalardaki elektronların sayısının artması durumunda, elektronlar arası Coulomb etkileşmesi oldukça önemli hale gelir ve yapının birçok temel fiziksel özelliğini değiştirir (Gu ve Liang, 2005; Garcia ve ark., 2006; Xie, 2008a; Xie, 2008b; Xie, 2009a; Xie, 2009b; Gomez ve Romero, 2010; Boda ve Chatterjee, 2012).

Son yıllarda nanoyapı üretim teknolojilerindeki gelişmeler sayesinde, çok tabakalı küresel kuantum nokta yapıların üretilmesi mümkün hale gelmiştir. Çok tabakalı yapıların elektronik özellikleri, tabaka kalınlıklarına bağlı olarak kontrol edilebilmektedir. Örneğin iki kuantum sınırlandırma bölgesini ayıran potansiyel engelinin kalınlığına bağlı olarak parçacıkların tünelleme yapma olasılıkları kontrol edilebilmektedir. Ayrıca elektronik özelliklerin tabaka kalınlıklarıyla böylesi bir kontrolü bu tür yapılarda optik özelliklerinde kontrolüne imkan sağlamaktadır. Bu durum kızılötesi bölgede çalışan cihaz uygulamaları açısından da son derece önemlidir. Buna bağlı olarak bu tür yapılar üzerinde son yıllarda deneysel ve teorik çalışmalar yapılmaya başlanmıştır (Hsieh, 2000; Hsieh ve Chuu, 2000; Zheng, 2008; Aktas ve Boz, 2008; Boz ve ark., 2009; Boz ve ark., 2010; Mikhail ve Sayed, 2011; Şahin ve ark., 2012; Taş ve Sahin, 2012a; Akgül ve ark., 2012).

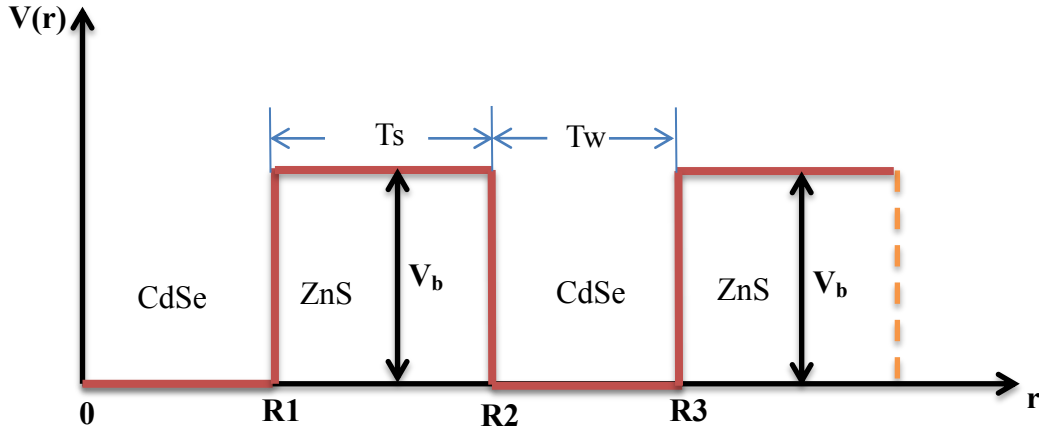
Bu çalışmada, iki elektrona sahip çekirdek/kabuk/kuyu/kabuk yapısına sahip bir CdSe/ZnS kuantum nokta heteroyapının, elektronik özellikleri safsızlığın varlığında ve

yokluğunda tabaka kalınlıklarına bağlı olarak incelenmiş ve olası fiziksel nedenleri tartışılmıştır.

2. Materyal ve Metot

2.1. Elektronik Yapı Hesabı

Bu çalışmada iki elektronlu ve çok tabakalı çekirdek/kabuk/kuyu/kabuk yapılı küresel bir CdSe/ZnS/CdSe/ZnS kuantum noktası göz önüne alınmıştır. Bu heteroyapının potansiyel profili Şekil 1’de görüldüğü gibidir.



Şekil 1. Çok tabakalı küresel kuantum nokta yapısının potansiyel profile

Etkin kütle yaklaşımında ve BenDaniel-Duke sınır şartlarında, iki elektronlu küresel simetrik bir kuantum nokta için safsızlık atomunun varlığı durumunda tek parçacık Schrödinger denklemi

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla}_r \left(\frac{1}{m_e^*(r)} \vec{\nabla}_r \right) - e\phi_{sc} - \frac{Ze^2}{\kappa(r)r} + V_b(r) \right] R_{nl}(r) = \varepsilon_{nl} R_{nl}(r) \quad (1)$$

ile verilir. Burada ilk terim elektronun kinetik enerji terimi, \hbar indirgenmiş Planck sabiti, $m_e^*(r)$ elektronun konuma bağlı etkin kütlesi, e elektronik yük, ϕ_{sc} elektronlar arasındaki öz uyumlu Hartree potansiyelidir. Üçüncü terim elektronla hidrojenik donör safsızlık arasındaki Coulomb etkileşimi, Z ise safsızlık yüküdür. $V_b(r)$ elektronun konuma bağlı sınırlandırıcı potansiyeli, $\kappa(r)$ konuma bağlı dielektrik sabitidir. ε_{nl} tek parçacık enerji özdeğerleri, $R_{nl}(r)$ elektronun radyal dalga fonksiyonunu göstermektedir. Burada $Z = 1$ ise kuantum noktanın merkezinde bir hidrojenik donör safsızlığı vardır ve bu yapı negatif yüklü donör merkezi (D^-) olarak adlandırılır. Ancak $Z = 0$ ise safsızlık atomu yoktur ve yapı iki elektronlu kuantum nokta olarak adlandırılır.

Şekil 1’de şematik olarak gösterilen potansiyel profilinin matematiksel ifadesi,

$$V(r) = \begin{cases} 0, & 0 \leq r \leq R_1 \\ V_b, & R_1 < r < R_2 \\ 0, & R_2 \leq r \leq R_3 \\ V_b, & r > R_3 \end{cases} \quad (2)$$

biçimindedir. Burada V_b , CdSe ve ZnS malzemeleri arasındaki iletim bandında oluşan sınırlandırma potansiyelidir. Çok tabakalı küresel simetrik bir kuantum nokta yapı için Denk.(1) ile verilen Schrödinger denklemini çözerken kuantum mekaniksel süreklilik şartının sağlanması için BenDaniel-Duke sınır şartları uygulanmıştır. Şekil 1’de göz önüne alınan potansiyel profiline göre Denk.(1)’deki Schrödinger denklemi için BenDaniel-Duke sınır şartları

$$R_1(r) \Big|_{r=R_1} = R_2(r) \Big|_{r=R_1}$$

$$R_2(r) \Big|_{r=R_2} = R_3(r) \Big|_{r=R_2}$$

$$R_3(r) \Big|_{r=R_3} = R_4(r) \Big|_{r=R_3}$$

$$\frac{1}{m_{CdSe}} \frac{dR_1(r)}{dr} \Big|_{r=R_1} = \frac{1}{m_{ZnS}} \frac{dR_2(r)}{dr} \Big|_{r=R_1}$$

$$\frac{1}{m_{ZnS}} \frac{dR_2(r)}{dr} \Big|_{r=R_2} = \frac{1}{m_{CdSe}} \frac{dR_3(r)}{dr} \Big|_{r=R_2}$$

$$\frac{1}{m_{CdSe}} \frac{dR_3(r)}{dr} \Big|_{r=R_3} = \frac{1}{m_{ZnS}} \frac{dR_4(r)}{dr} \Big|_{r=R_3} \quad (3)$$

ile ifade edilebilir. Burada m_{CdSe} ve m_{ZnS} sırasıyla elektronun, CdSe ve ZnS malzemeleri içerisindeki etkin kütleleridir.

Yapı içerisinde birden fazla elektron olması durumunda elektronlar arası etkileşmeden kaynaklanan elektrostatik Coulomb potansiyeli, Poisson denkleminin çözülmesiyle belirlenir. Poisson denklemi ara yüzey kutuplanmalarını da içerecek biçimde

$$\vec{\nabla} \kappa(r) \vec{\nabla} \phi_{sc} = \frac{e}{\epsilon_0} \rho_e(r) \quad (4)$$

olarak yazılabilir. Burada $\rho_e(r)$ elektron yoğunluğu, ϵ_0 boşluğun dielektrik geçirgenliğidir. $\rho_e(r)$ elektron yoğunluğu

$$\rho_e(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^p 2(2l+1) \sum_{n=1}^{np} |R_{n,l}^{elec}(r)|^2 + \frac{1}{4\pi} q |R_{nq,lq}^{elec}(r)|^2 \quad (5)$$

ifadesinden belirlenir. Burada $2(2l+1)$ terimi, spin ve manyetik dejenerelikleri, p ve np sırasıyla tam dolu kabukların açıl momentum kuantum sayısı ve baş kuantum sayısını, q kısmen dolu son kabuktaki elektronların ve deşiklerin sayısını, nq ve lq sırasıyla son kabuğun baş kuantum sayısını ve açıl momentum kuantum sayısını göstermektedir. Hartree yaklaşımında iki elektronun oluşturduğu ortalama bir potansiyelde bir elektronun hareket ettiği göz önüne alınır. Bu çalışmada Hartree yaklaşımı, biraz farklı uygulanmıştır. Ayrıntısı başka bir çalışmada verilen (Aydın, 2013; Aydın ve Şahin, 2013) bu uygulamada, bir elektronun oluşturduğu ortalama bir elektrostatik potansiyelde, diğer elektronun hareketi göz önüne alınmıştır. Dolayısıyla yük yoğunluğu

$$\rho_e(r) = \frac{1}{4\pi} q |R_{nq,lq}^{elec}(r)|^2 \quad (6)$$

ifadesi ile belirlenmiştir.

Sistemin elektronik özelliklerini belirlemek için çok tabakalı iki elektronlu kuantum nokta yapı küresel simetrik kabul edildi. Hesaplamalar Hartree yaklaşımında Denk. (1), Denk. (4), Denk. (6), Poisson-Schrödinger denklemlerinin tam sayısal öz-uyumlu (self-consistent) çözümlerine bağlı olarak gerçekleştirildi (Aydın, 2013; Aydın ve Şahin, 2013). Tek parçacık enerji özdeğerlerini ve dalga fonksiyonunu belirlemek için karşılaşılan denklemlerin çözümünde sayısal analiz tekniklerinden matris köşegenleştirme tekniği kullanıldı. Bunun için Hamiltoniyen operatörü sonlu fark denklemlerinden yararlanılarak yazıldı ve Schrödinger denklemleri bir matris özdeğer denklemine indirildi. Bu matrisin özdeğer ve özvektörleri EISPACK altprogramı kullanılarak belirlendi.

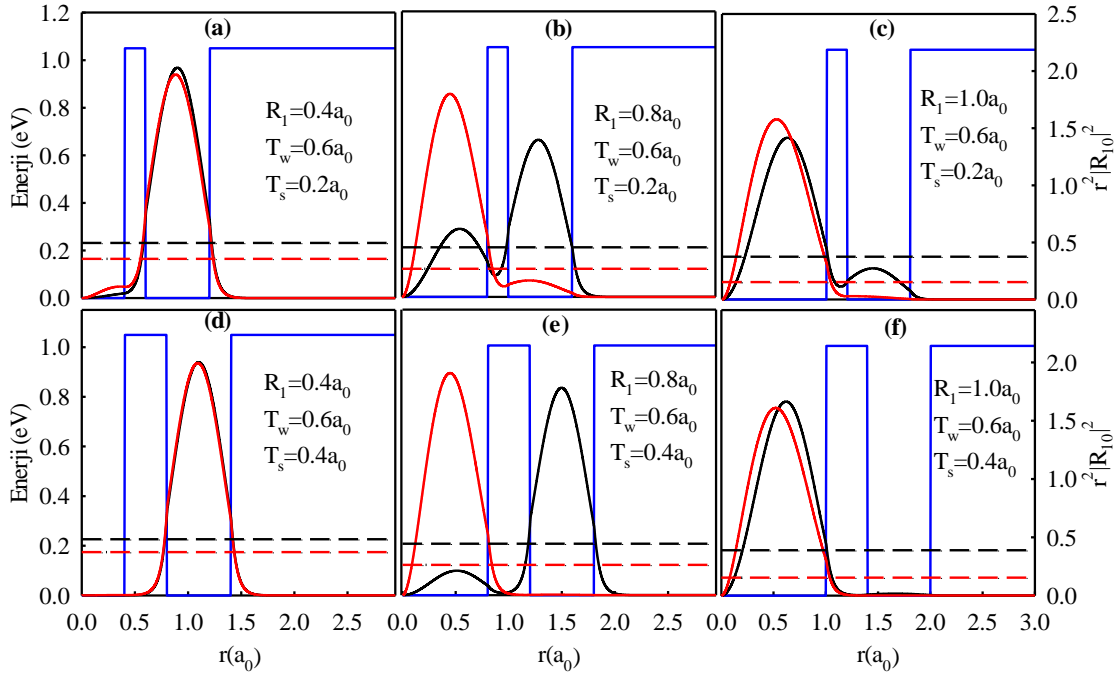
3. Araştırma Sonuçları ve Tartışma

Hesaplamalarda $m = e = \hbar = 1$ olan atomik birim sistemleri kullanılmış ve sonuçlar bu birim sisteminde verilmiştir. Burada göz önüne alınan yapı CdSe/ZnS/ CdSe/ZnS çok tabakalı bir kuantum noktası olup malzeme parametreleri olarak bu yapıya ait malzeme parametreleri kullanılmıştır. Yani $\epsilon_{CdSe} = 9.3\epsilon_0$, $m_{CdSe} = 0.13m_0$, $\epsilon_{ZnS} = 8.1\epsilon_0$, $m_{ZnS} = 0.28m_0$ dır (Şahin ve ark., 2009; Hamizi ve Johan, 2012). Buradaki ϵ_0 , boşluğun dielektrik geçirgenliği, m_0 , serbest elektron kütlesidir. Dolayısıyla CdSe için etkin Bohr yarıçapı $a_0^* = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{e^2m^*} \cong 37.84 \text{ \AA}$ ve etkin Rydber enerjisi ise $R_y^* = \frac{e^4m^*}{32\pi^2\hbar^2\epsilon^2} = 20.44 \text{ meV}$ 'dir. Yine bu yapı için sınırlandırıcı potansiyelin yüksekliği $V_b = 1.05 \text{ eV}$ olarak alınmıştır (Aydın ve Şahin, 2013).

İki elektronlu ve çok tabakalı yarıiletken küresel bir kuantum noktası için, safsızlığın olmadığı durum ($Z=0$) ve safsızlığın olduğu durum ($Z=1$) için, tabaka kalınlıklarına bağlı olarak, elektronların taban durum yoğunluk dağılımları Şekil 2’de verilmektedir.

Şekil 2’de üst panelde (a, b, c) bariyer genişliği $T_s = 0.2a_0$, alt panelde (d, e, f) ise bariyer genişliği $T_s = 0.4a_0$ dır. Siyah ve kırmızı çizgiler sırasıyla, safsızlığın olmadığı ($Z=0$) ve safsızlığın olduğu ($Z=1$) duruma karşılık gelmektedir. Kesikli çizgiler ise tek parçacık enerji seviyelerini göstermektedir.

Grafikten de görüldüğü gibi, R_1 çekirdek yarıçapının küçük değerlerinde, gerek safsızlığın olmadığı durum, gerekse safsızlığın olduğu durum için, elektronların kuyu bölgesinde bulunma olasılığı, çekirdek bölgesinde bulunma olasılığından daha fazla olmaktadır. Çekirdek yarıçapı arttıkça, enerjinin minimum olma ilkesi gereği, elektronların çekirdek bölgesinde bulunma olasılığı artmaya başlamaktadır.



Şekil 2. Çeşitli çekirdek yarıçapları (R_1), farklı bariyer genişlikleri (T_s) ve kuyu genişliği $T_w = 0.6a_0$ için yarıçapın fonksiyonu olarak elektronların olasılık dağılımları. Siyah ve kırmızı çizgiler sırasıyla, safsızlığın olmadığı ($Z=0$) ve safsızlığın olduğu ($Z=1$) duruma karşılık gelmektedir. Kesikli çizgiler ise tek parçacık enerji seviyelerini göstermektedir.

Bununla birlikte elektronlar, kuyu bölgesinin etkisini hala hissetmektedir. Belirli yarıçap değerlerinden sonra, hem $Z=0$ durumunun hem de $Z=1$ durumunun olasılık yoğunlukları, çekirdek bölgesinde maksimum olmaktadır. Yani elektronlar, artık kuyu bölgesinin etkisini hissetmemekte ve dolayısıyla kuyu bölgesinin, enerji seviyeleri üzerindeki etkisi kaybolmaktadır.

Şekil 2’den de görüldüğü gibi safsızlığın olmadığı $Z=0$ durumunda elektronlar, birbirlerinden Coulomb itmesi nedeniyle uzaklaşacakları için, olasılık yoğunluğu kuantum noktasının duvarına doğru kaymaktadır. Safsızlığın olduğu $Z=1$ durumunda ise safsızlık,

elektronları birbirine yaklaştırıp daha dar bir alanda yoğunlaştıracağı için olasılık yoğunluğu kuantum noktasının merkezine doğru kaymaktadır.

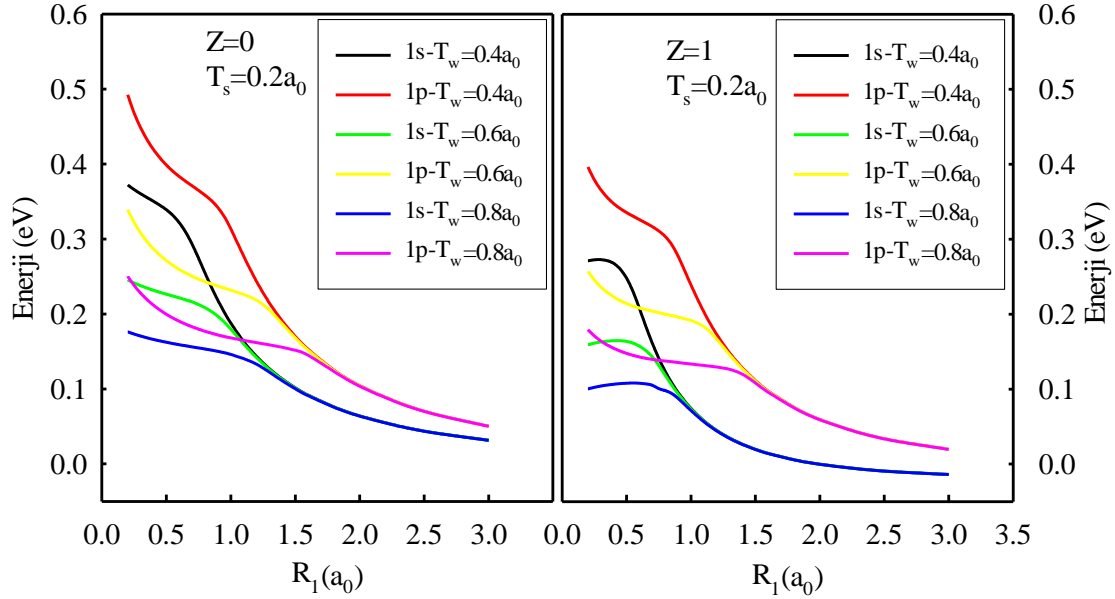
Şekil 2 üst ve alt panellerden bariyer genişliği T_s 'nin olasılık yoğunlukları üzerine olan etkisine bakıldığında, safsızlığın olduğu durumda, bariyer genişliği $T_s=0.2a_0$ ve çekirdek yarıçapı $R_1=0.4a_0$ olduğunda (Şekil 2a) elektronların az da olsa çekirdek bölgesinde bulunma olasılığından söz edilebilirken, $T_s=0.4a_0$ olduğunda (Şekil 2d) elektronların çekirdek bölgesinde bulunma olasılığı yaklaşık sıfır olur. Burada, bariyer kalınlığının $T_s=0.2a_0$ küçük olması nedeniyle, parçacık çekirdek bölgesine bir miktar tünelleme yapabilmektedir. Fakat artan bariyer kalınlığı, artık çekirdek bölgesinin etkisini hissettirmemektedir ve elektronlar tamamen kuyu bölgesinde lokalize olmaktadır. Safsızlığın olmadığı durumda $T_s=0.2a_0$ ve $R_1=1.0a_0$ için (Şekil 2c), elektronların kuyu bölgesinde bulunma olasılığından az da olsa bahsedilebilirken, şeklin alt panelinden de görülebileceği gibi, aynı çekirdek yarıçapında, $T_s=0.4a_0$ olduğunda (Şekil 2f), elektronların kuyu bölgesinde bulunma olasılığı yok olur. Burada bariyer kalınlığının ($T_s=0.4a_0$) artmasıyla tünelleme olasılığı azalmaktadır ve artan bariyer kalınlığı artık kuyu bölgesinin etkisini hissettirmemektedir. Böylece elektronlar neredeyse tamamen çekirdek bölgesinde lokalize olmuşlardır. Buradan, iki elektronlu ve çok tabakalı bir kuantum noktasının elektronik özellikleri üzerinde, bariyer kalınlığı T_s 'nin büyük bir etkisinin olduğu görülmektedir.

İki elektronlu çok tabakalı yarıiletken küresel bir kuantum noktası için, safsızlığın olmadığı durum ve safsızlığın olduğu durum için, ayrı ayrı taban durum (1s) ve uyarılmış durum (1p) tek parçacık enerji seviyelerinin R_1 çekirdek yarıçapına bağlı değişimleri, Şekil 3'te verilmiştir. Hesaplamalarda, bariyer genişliği $T_s=0.2a_0$ olarak alınmış olup sonuçlar üç farklı kuyu genişliği için, $T_w=0.4a_0$, $T_w=0.6a_0$ ve $T_w=0.8a_0$, karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Grafikten de görüldüğü gibi, enerji ile yarıçap arasında $E \propto 1/R^2$ şeklinde bir ilişki olduğu için hem taban durum tek parçacık enerjileri, hem de uyarılmış durum tek parçacık enerjileri artan R_1 değerleri ile birlikte azalma eğilimi sergilemektedir. Yine grafiklere baktığımızda, farklı kuyu genişlikleri için, $T_w=0.4a_0$, $T_w=0.6a_0$ ve $T_w=0.8a_0$, hem $Z=0$ hem de $Z=1$ durumlarında, taban ve uyarılmış durum tek parçacık enerjileri belirli bir R_1 değerine kadar, farklı değerlere sahipken, bu yarıçap değerinden sonra taban durum tek parçacık enerjileri kendi aralarında, uyarılmış durum tek parçacık enerjileri de kendi aralarında birbirlerine yaklaşmakta ve çekirdek yarıçapının daha da artmasıyla birlikte, aynı enerji değerlerine sahip olmaktadır.

Şekilden de anlaşılacağı gibi, safsızlığın varlığında, hem taban hem de uyarılmış durum tek parçacık enerji seviyesi, safsızlığın olmadığı, durumdaki tek parçacık enerji değerlerinden daha küçüktür. Bu durum, safsızlık atomunun çekici Coulomb potansiyelinden kaynaklanmaktadır. Aynı zamanda bu potansiyelin taban durum tek parçacık enerji seviyesine olan etkisi daha fazla olduğundan dolayı, $Z=1$ durumunda taban durum tek parçacık enerjisi ile uyarılmış durum tek parçacık enerjisi arasındaki farkın, $Z=0$ durumundaki farktan, daha büyük olduğu görülmektedir.

Safsızlığın olmadığı durumda tek parçacık enerji seviyelerine, sadece potansiyel duvarlarının etkisi söz konusu iken, safsızlığın olduğu durumda, bu etkiye ilaveten bir de çekici bir Coulomb potansiyelinden kaynaklanan etki gelmektedir. Coulomb potansiyelinin çekici etkisinin taban durum üzerine olan etkisi, uyarılmış durum üzerine olan etkisinden daha fazla olduğundan, taban durumda hissedilir bir azalma meydana getirmekte ve böylece bu iki seviye arası enerji farkı daha büyük olmaktadır.



Şekil 3. Sabit bariyer kalınlığı ($T_s=0.2a_0$) ve farklı kuyu genişlikleri için, $T_w=0.4a_0$, $T_w=0.6a_0$ ve $T_w=0.8a_0$, safsızlığın olmadığı ($Z=0$) ve olduğu ($Z=1$) durumları için, taban durum ve uyarılmış durum tek parçacık enerjilerinin çekirdek yarıçapı (R_1) ile değişimi

Açıklama

Bu çalışma Selçuk Üniversitesi Fizik bölümünde Raşit Aydın tarafından hazırlanan Doktora tezinin bir bölümüdür.

Kaynaklar

- Akgül S, Şahin M, Köksal K (2012). A detailed investigation of the electronic properties of a multi-layer spherical quantum dot with a parabolic confinement, *Journal of Luminescence* 132 1705-1713
- Aktas S, Boz FK (2008). The binding energy of hydrogenic impurity in multilayered spherical quantum dot, *Physica E* 40 753-758
- Aydın R (2013). İki elektronlu ve çok tabakalı küresel bir kuantum noktasının optik özelliklerinin incelenmesi, Doktora tezi
- Aydın R, Şahin M (2013). The electronic properties of two-electron multi Shell quantum dot-quantum well heterostructure, *J. Appl. Phys.* 114 043706(1-6)
- Boda A, Chatterjee A (2012). Ground state and binding energies of (D^0), (D^-) centres and resultant dipole moment of a (D^-) centre in a GaAs quantum dot with Gaussian confinement, *Physica E* 45 36-40
- Boichuk VI, Bilynskyi IV, Leshko RY, Turyanska LM (2011). The effect of the polarization charges on the optical properties of a spherical quantum dot with an off-central hydrogenic impurity, *Physica E* 44 476-482
- Bose C (1999). Perturbation calculation of impurity states in spherical quantum dots with parabolic confinement, *Physica E* 4 180-184
- Bose C, Sarkar CK (1998). Effect of parabolic potential on the impurity binding energy in spherical quantum dots, *Physica B* 253 238-241
- Bose C, Sarkar C K (2000). Binding energy of impurity states in spherical GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum dots, *Phys. Stat. Sol. B* 218 461-469
- Boz FK, Aktas S, Bilekkaya A, Okan SE (2009). Geometric effects on energy states of a hydrogenic impurity in multilayered spherical quantum dot, *Applied Surface Science* 255 6561-6564
- Boz FK, Aktas S, Bilekkaya A, Okan SE (2010). The multilayered spherical quantum dot under magnetic field, *Applied Surface Science* 256 3832-3836

- Bransden BH, Joachain CJ (2000). Quantum Mechanics, *Pearson Education Limited*, England
- Chuu DS, Hsiaho CM, Mei WN (1992). Hydrogenic impurity states in quantum dots and quantum wires, *Phys Rev. B* 46 3898-3905
- Dane C, Akbas H, Guleroglu A, Minez S, Kasapoğlu K (2011). The hydrostatic pressure and electric field effects on the normalized binding energy of hydrogenic impurity in a GaAs/AlAs spherical quantum dot, *Physica E* 44 186-189
- Dane C, Akbas H, Minez S, Guleroglu A (2008). Electric field effect in a GaAs/AlAs spherical quantum dot, *Physica E* 41 278-281
- Deng ZY, Guo JK, Lai TR (1994). Impurity states in a spherical GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum dot: Effects of a spatial variation of dielectric screening, *Phys Rev. B* 50 5736-5739
- Elabsy AM (1999). Effect of temperature on the binding energy of a confined impurity to a spherical semiconductor quantum dot, *Physica Scripta* 59 328-330
- Garcia LF, Marin JH, Mikhailov ID (2006). Negatively charged donors in flat quantum dots, *Brazilian Journal of Physics* 36 878-881
- Gerardin Jayam Sr, Navaneethkrishnan K (2003). Effects of electric field and hydrostatic pressure on donor binding energies in a spherical quantum dot, *Solid States Communications* 126 681-685
- Gomez SS, Romero RH (2010). Binding energy of an off-center shallow donor D⁻ in a spherical quantum dot, *Physica E* 42 1563-1566
- Gu J, Liang JQ (2005). Energy spectra of D⁻ centres quantum dots in a Gaussian potential, *Physics Letters A* 335 451-456
- He L, Xie W (2010). Effects of an electric field on the confined hydrogen impurity states in a spherical parabolic quantum dot, *Superlattices and Microstructures* 47 266-273
- Hsieh CY, Chuu DS (2000). Donor states in a multi-layered quantum dot, *J. Phys. Condens. Matter* 12 8641-8653
- Hsieh CY (2000). Lower lying states of hydrogenic impurity in a multi-layer quantum *John Wiley & Sons Inc*, Chichester
- Liang SJ, Xie WF (2011). The hydrostatic pressure and temperature effects on a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot, *Eur. Phys. J. B* 81 79-84
- Lien NV, Trinh NM (2001). Electric field effects on the binding energy of hydrogen impurities in quantum dots with parabolic confinements, *J. Phys. Condens. Matter* 13 2563-2571
- Lu L, Xie W, Hassanabadi H (2011). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in a two-electron quantum dot, *J. Appl. Phys.* 109 063108(1-5)
- Mengesha M, Mal'nev V (2012). Optical properties of two-electron quantum dots in low lying para-and ortho-states, *Superlattices and Microstructures* 52 1-10
- Mikhael IFI, El Sayed SBA (2011). Exact and variational calculations of a hydrogenic impurity binding energy in a multilayered spherical quantum dot, *Physica E* 43 1371-1378
- Murillo G, Porras-Montenegro N (2000). Effect of Electric Field on the Binding Energy of a Donor Impurity in a Spherical GaAs-(Ga,Al)As Quantum Dot with Parabolic Confinement, *Phys. Stat. Sol. B* 220 187-190
- Nasri D, Sekkal N (2010). General properties of confined hydrogenic impurities in spherical quantum dots, *Physica E* 42 2257-2263
- Niculescu EC, Niculescu A (1997). Donor states in spherical GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum dot, *Modern Physics Letters* 11 673-679
- Perez-Merchancano ST, Franco R, Valencia JS (2008). Impurity states in a spherical GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum dots: Effects of hydrostatic pressure, *Microelectronics Journal* 39 383-386
- Peter AJ (2005). The effect of hydrostatic pressure on binding energy of impurity states in spherical quantum dots, *Physica E* 28 225-229
- Porras-Montenegro N, Perez-Merchancano ST (1992). Hydrogenic impurities in GaAs-(Ga,Al)As, *Phys Rev. B* 46 9780-9783
- Rezaei G, Taghizadeh SF, Enshaeian AA (2012). External electric field hydrostatic pressure and temperature effects on the binding energy of an off-center hydrogenic impurity confined in a spherical Gaussian quantum dot, *Physica E* 44 1562-1566
- Rezaei G, Vahdani MRK, Vaseghi B (2011). Nonlinear optical properties of a hydrogenic impurity in an ellipsoidal finite potential quantum dot, *Current Applied Physics* 11 176-181
- Riberio FJ, Latge A (1994). Impurities in a quantum dot: A comparative study, *Phys Rev. B* 50 4913-4916
- Sadeghi E (2009). Impurity binding energy of excited states in spherical quantum dot, *Physica E* 41 1319-1322

- Safarpour Gh, Barati M, Moradi M, Davatolhagh S, Zamani A (2012a). Binding energy and diamagnetic susceptibility of an on-center hydrogenic donor impurity in a spherical quantum dot placed at the center of a cylindrical nano-wire, *Superlattices and Microstructures* 52 387-397
- Safarpour Gh, Moradi M, Barati M (2012b). Hydrostatic pressure and temperature effects on the electronic energy levels of a spherical quantum dot placed at the center of a nano-wire, *Superlattices and Microstructures* 52 687-696
- Sivakami A, Mahendran M, (2010). Hydrostatic pressure and temperature dependence of correlation energy in a spherical quantum dot, *Superlattices and Microstructures* 47 530-537
- Stojanovic D, Kostic R (2012). Electric field effect on D^0 binding energies in a CdTe/ZnTe spherical quantum dot, *Superlattices and Microstructures* 52 687-696
- Şahin M, Köksal K (2012). The linear optical properties of a multi-shell spherical quantum dot of a parabolic confinement for cases with and without a hydrogenic impurity, *Semicond. Sci. Technol.* 27 125011 (1-9)
- Şahin M, Tek F, Erdiñç A (2012). The photoionization cross section of a hydrogenic impurity in a multi-layered spherical quantum dot, *J. Appl. Phys.* 111 084317(1-8)
- Taş H, Şahin M (2012a). The electronic properties of a core/Shell/well/Shell spherical quantum dot with and without a hydrogenic impurity, *J. Appl. Phys.* 111 083702 (1-8)
- Taş H, Şahin M (2012b). The inter-sublevel optical properties of a spherical quantum dot-quantum well with and without a donor impurity, *J. Appl. Phys.* 112 053717 (1-9)
- Vazquez GJ, Castillo Mussot M, Mendoza CI, Spector HN (2004). Spherical quantum dot under an electric field, *Phys. Stat. Sol. C* 1 54-57
- Wu S, Wan L (2012). Electronic structures in a CdSe spherical quantum dot in a magnetic field: Diagonalization method and variational method, *J. Appl. Phys.* 111 063711 1-10
- Xie W (2006). Three electrons confined in multilayer quantum dots studied by exact diagonalization method, *Phys Rev. B* 74 1-6
- Xie W (2008a). Investigation of D^- centers confined by spherical quantum dots, *Phys. Stat. Sol. B* 245 101-105
- Xie WF (2008b). A negative donor center trapped by a spherical quantum dot, *Commun. Theor. Phys.*, 49 507-510
- Xie WF (2009a). Binding energies of D^- centers trapped by quantum dot in a magnetic field, *Commun. Theor. Phys.*, 51 748-750
- Xie WF (2009b). Binding energy of an off-center D^- in a spherical quantum dot, *Commun. Theor. Phys.*, 51 919-922
- Xie W (2010). Optical properties of an off-center hydrogenic impurity in a spherical quantum dot with Gaussian potential, *Superlattices and Microstructures* 48 239-247
- Zhang L, Yu Z, Yao W, Liu Y, Ye H (2010). Linear and nonlinear optical properties of strained GaN/AlN quantum dots: Effects of impurities, radii of QDs, and the incident optical intensity, *Superlattices and Microstructures* 48 434-441
- Zheng JL (2008). Binding energy of hydrogenic impurity in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multi-quantum dot structure, *Physica E* 40 2879-2883
- Zhu JL, Chen X (1994). Spectrum and binding of an off-center donor in a spherical quantum dot, *Phys Rev. B* 50 4497-4502
- Zhu JL, Xiong JJ, Gu BL (1990). Confined electron and hydrogenic donor states in a spherical quantum dot of GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs, *Phys Rev. B* 41 6001-6007