

BASAMAKLI KUANTUM KUYULARINDA
SİMETRİNİN ÖZKUTUPLANMAYA
ETKİSİ

MEHMET ALİ ERDEM

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI
2012

CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BASAMAKLI KUANTUM KUYULARINDA
SİMETRİNİN ÖZKUTUPLANMAYA
ETKİSİ

MEHMET ALİ ERDEM

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
PROF.DR. HÜSEYİN SARI

SİVAS
2012

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE

Bu çalışma Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanmış ve jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Rauf AMİROV

Üye: Prof. Dr. Esin KASAPOĞLU

Üye (Danışman): Prof. Dr. Hüseyin SARI

ONAY

Bu tez çalışması, 08/11/2012 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulu tarafından belirlenen ve yukarıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Mustafa DEĞİRMENCİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜ MÜDÜRÜ

Bu tez Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 24.09.2008 tarihli ve 009 sayılı toplantısında kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

ÖZET

BASAMAKLI KUANTUM KUYULARINDA SİMETRİNİN ÖZKUTUPLANMAYA ETKİSİ

Mehmet Ali ERDEM

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hüseyin SARI

2012, 50 sayfa

Tez çalışması kapsamında düşük boyutlu yarıiletken bileşiklere dayalı elektronik devre elemanlarının geliştirilmesinde önemli bir yer tutan basamaklı asimetric kuantum kuyusunda elektronik yapı ve safsızlık düzeyleri araştırılacaktır. Ayrıca, elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombic bağlanma, öz kutuplanma farklı simetri durumları için incelenecektir.

Anahtar kelimeler: Kuantum kuyusu, Öz kutuplanma, Safsızlık

ABSTRACT

THE EFFECT OF THE SYMMETRY ON THE SELF-POLARIZATION IN THE ASYMMETRIC STEP LIKE QUANTUM WELLS

Mehmet Ali ERDEM

Master of Science Thesis, Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Hüseyin SARI

2012, 50 pages

In this study, the electronic structure and impurity states in the asymmetric quantum well which is important for developing new electronic circuit elements based on the low dimensional semiconductor compounds will be investigated. Furthermore; the Coulombic binding between the electron and the impurity and self-polarization will be investigated for different symmetries.

Key Words: Quantum Well, Self-polarization, Impurity

TEŞEKKÜR

Konu seçiminde ve çalışmalarımın her aşamasında bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım danışman hocam Sayın Prof. Dr. Hüseyin SARI'ya ve çalışmam boyunca yardımcı olan tüm hocalarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
1. YARIİLETKENLER	1
1.1 KATILARDA BANT OLUŞUMU VE YARIİLETKENLERDE BANT YAPISI	3
2. HETEROYAPILAR	6
3. KATKILI YARIİLETKENLER	13
3.1 n - TİPİ YARIİLETKEN	13
3.2 p - TİPİ YARIİLETKEN	15
4. BASAMAKLI KUANTUM KUYUSUNDA SAFSIZLIK ATOMU	18
5. KUTUPLANMA	22
5.1 BASAMAKLI KUANTUM KUYUSUNDA SAFSIZLIK ATOMUNUN KUTUPLANMA BİLİRLİĞİ	22
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	36
7. KAYNAKLAR	37

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 Metal, yarıiletken ve yalıtkanların enerji band diyagramları.....	1
Şekil 1.2 Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (0°K) ve (b) oda sıcaklığında (300°K) iletim ve valans bantları ile ısıl olarak uyarılmış elektron ve deşikler [4].....	3
Şekil 1.3 Atomlar arası uzaklığın fonksiyonu olarak karbon (C) kristalinde enerji bant diagramı [4].....	4
Şekil 2.1 Band aralıkları farklı iki yarıiletkenin (A,B) birleştirilmesiyle oluşan heteroyapı.....	6
Şekil 2.2 GaAlAs ve GaAs tabakaları arasında hareket eden bir yük taşıyıcının şematik gösterimi.....	8
Şekil 2.3 a) Yasak enerji aralıkları farklı iki yarıiletkenin band diyagramı, b) Farklı iki yarıiletkenin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapıdaki band süreksizlikleri, ΔE_c iletimlik, ΔE_v valans bandında oluşan süreksizliklerdir.....	9
Şekil 2.4 İletim ve valans bandındaki bir boyutlu $V(z)$ potansiyeli.....	10
Şekil 2.5 a) Tekli kuantum kuyusu b) Asimetrik basamaklı kuantum kuyusu.....	11
Şekil 2.6 I. ve II. tip kuantum kuyuları.....	12
Şekil 3.1 Silisyumun arsenik katkılanması.....	14
Şekil 3.2 n-tipi bir yarıiletkenin a) 0°K ve b) $T > 0^{\circ}\text{K}$ sıcaklıkta enerji band diyagramı [12].....	15
Şekil 3.3 Silisyum (Si) kristaline galyum (Ga) atomu katkılanması.....	16
Şekil 3.4 p-tipi bir yarıiletkenin (a) 0°K ve (b) yüksek sıcaklıklarda band diyagramı [12].....	16
Şekil 4.1 Basamaklı GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ kuantum kuyusu.....	18
Şekil 5.1 Basamaklı kuantum kuyusunda bulunan donör atomu için negatif ve pozitif yük dağılımlarının şematik gösterimi.....	22
Şekil 5.2 Basamaklı GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi.....	23
Şekil 5.3 GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 100 \text{ \AA}$ ve $\sigma = 2$ için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	24
Şekil 5.4 GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ basamaklı kuantum kuyusunda farklı λ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	25
Şekil 5.5 GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	26

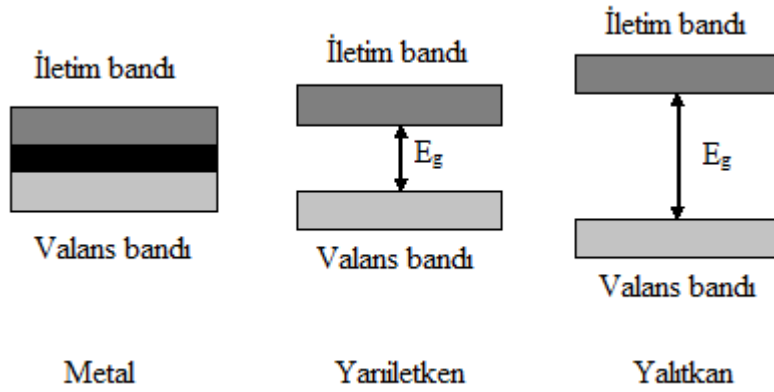
Şekil 5.6 $\sigma = 1$ ve $V_0 = V$ için basamaklı kuantum kuyusu.....	27
Şekil 5.7 $\sigma = 4$ için asimetrik kuantum kuyusu.....	27
Şekil 5.8 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 100 \text{ Å}$, $\lambda = 1$ ve farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi....	28
Şekil 5.9 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10 \text{ Å}$ ve $\sigma = 2$ için, bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	29
Şekil 5.10 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunda farklı λ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	30
Şekil 5.11 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	31
Şekil 5.12 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	32
Şekil 5.13 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi.....	33
Şekil 5.14 GaAs / Ga _{1-x} Al _x As basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10 \text{ Å}$ ve $\lambda = 0.1$ için, kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.....	34
Şekil 5.15 Farklı σ değerleri için elektron dalga fonksiyonunun karesinin konumuna göre değişimi.....	35

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Bazı önemli heteroyapıların valans band süreksizliğinin kuramsal ve deneysel sonuçları.....	7
---	---

1. YARIİLETKENLER

Yarıiletkenlerin tarihi Edmond Becquerel ve Faraday'a kadar uzanır. 1839'da Edmond Becquerel aynı elektrolit içine batırılmış iki elektrottan biri üzerine ışık düşürüldüğü zaman bunlar arasında potansiyel farkının meydana geldiğini gözlemiştir. 1883 yıllarında Faraday, gümüş sülfatın direncinin sıcaklık ile değişim katsayısının negatif olduğunu keşfetmiştir. 1923'de Schottky kuru redresörlerin teorisini yayınlamış ve bu yarıiletkenlerin teorik incelenmesinde ilk adım olmuştur. 1958'de Shockley yüzey temaslı transistorü bulmuştur.



Şekil 1.1 Metal, yarıiletken ve yalıtkanların enerji band diyagramları.

Katılar elektriksel ve optik özelliklerine göre; iletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenler olmak üzere üç grupta toplanır. Bu grupların enerji-bant yapıları arasında temel farklılıklar vardır. Valans bandı tamamen dolu ve iletim bandı tamamen boş ise böyle katılara “yalıtkanlar” adı verilir. Yalıtkanlarda yasak enerji aralığı geniştir ve oda sıcaklığında elektronların valans bandından iletim bandına geçmeleri olanaksızdır. Bu nedenle yalıtkan materyaller elektriği iletmezler. Valans ve iletim bantları üst üste binen yani yasak enerji aralığı olmayan katılara “iletkenler” denir. İletken materyaller elektriği iyi iletirler. Yarıiletkenlerin ise yasak enerji aralığı öyle bir değere sahiptir ki, ısı uyarılma ile erime noktalarının altındaki sıcaklıklarda bile elektriksel özellik gösterirler. Bu nedenle yarıiletkenlerde oda sıcaklığında elektronlar valans bandından iletim bandına geçebilirler ve iletim sağlayabilirler.

Yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça valans bandındaki elektronlar iletim bandına ısı olarak uyarılacaklardır. Sonuçta, iletim bandındaki elektronlar ile valans bandındaki elektronlar tarafından geride bırakılan yüklü boşluklar iletkenliğe katkıda bulunacaklardır.

Yarıiletkenlerin en belirgin özelliği, sıcaklık ve yabancı madde yoğunluğu arttıkça elektriksel öz direncinin azalmasıdır. Bu özellik, iletkenlerdeki durumun tamamen tersidir. Yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça iletkenlik artmasına rağmen, iletkenlerde sıcaklık arttıkça iletkenlik azalmaktadır. Bu durum yarıiletkenleri iletkenlerden ayıran en önemli özelliktir. Ayrıca yarıiletkenler, mutlak sıfır sıcaklığında ($T=0^0K$ 'de) iyi bir yalıtkandırlar. Oda sıcaklığında yarıiletkenlerin, yalıtkanların ve iletkenlerin öz dirençleri sırasıyla $10^{-2}-10^9$, $10^{14}-10^{22}$ ve 10^{-6} (ohm-cm) mertebesinde-dir. Bir katının yarıiletken sınıfına girebilmesi için elektriksel öz direncinin verilen değerlerde olması yeterli değildir. Ayrıca yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları da dikkate alınmalıdır. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralıklarının, $E_g \cong 2$ eV mertebesi civarında veya bu mertebeden küçük olduğu söylenir [1].

Katıların optik özellikleri enerji-bant yapılarıyla yakından ilişkilidir. Görünür ışık fotonları 1,7–3 eV arasında enerjilere sahiptir. Bir metaldeki bir serbest elektron, bu miktarda bir enerjiyi valans bandından ayrılmadan kolayca soğurabileceğinden, metaller saydam değildir. Diğer taraftan, bir yalıtkandaki bir valans elektronunun bir fotonu soğurması için, eğer elektron yasak enerji aralığını aşıp iletim bandına geçecekse, foton enerjisinin 3 eV'den çok olması gerekir. Bundan dolayı yalıtkanlar görünür ışık fotonlarını soğuramazlar ve saydamdırlar. Yalıtkanların saydam görünmemelerinin sebebi düzensiz yapılarından dolayı fotonları saçmalarından ileri gelmektedir. Yarıiletkenlerde ise yasak enerji aralığı, görülen ışığın foton enerjisiyle hemen hemen aynı olduğundan, bunlar genellikle görülen ışığı geçirmezler ve saydam değildirler. Fakat daha düşük frekanslardaki kızıl ötesi ışığa saydamdırlar. Bundan yararlanılarak yarıiletken germanyumdan kızıl ötesi mercekle yapılabilir [2].

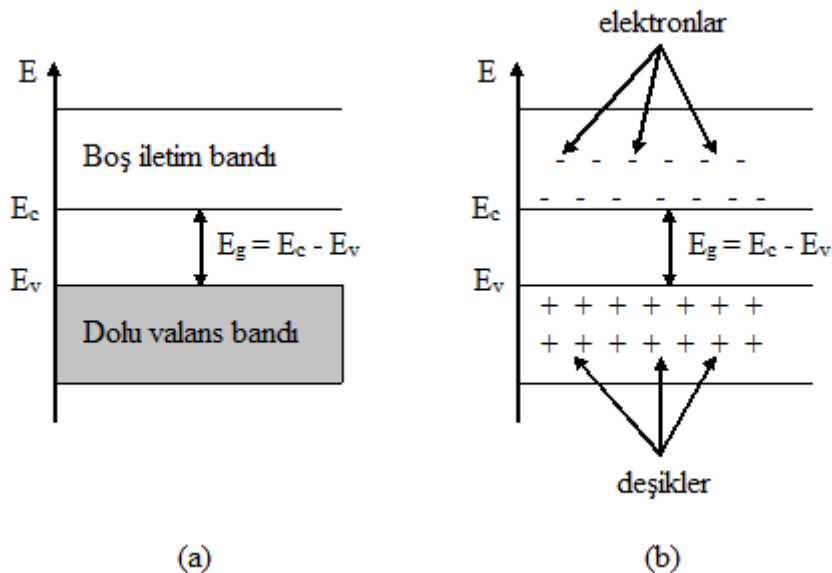
Günümüzde en iyi bilinen ve en çok kullanılan yarıiletkenler periyodik tablonun IV. grubunda bulunan silisyum (Si) ve germanyum (Ge) elementleridir. Bu elementlerin son yörüngelerinde dört valans elektronu bulunmaktadır. Her ikisi de elmas kübik yapıya sahiptir. Oda sıcaklığında yasak enerji aralıkları silisyum için 1,1 eV ve germanyum için 0,7 eV' dir. Yine bu gruptaki karbon elmas yapıda iken yalıtkan; kalay, gri kalay yapısında iken yarıiletken-dir.

Yarıiletkenlerin diğer önemli sınıfını da III–V grup ikili bileşikler-i oluşturur. Bu gruba (InSb, InAs, GaAs...) örnek olarak verilebilir. Bu bileşikler periyodik tablonun üçüncü ve beşinci grup elementlerinin bileşik oluşturacak şekilde bir araya gelmesiyle oluşurlar. Böyle elementler kübik yapıda kristalleşir ve bağ yapısı

çoğunlukla kovalenttir. Yarıiletken özellik gösteren ve son yıllarda üzerinde çokça durulan diğer bir grup ise II-VI grubu bileşikleridir (CdZnS, ZnS, ZnO, CdS, CdSe...). Bu bileşiklerin bağlanma çeşitleri iyonik ve kovalent olup hem kübik hem de hekzagonal yapıda kristallenirler [3].

1.1 KATILARDA BANT OLUŞUMU VE YARIİLETKENLERDE BANT YAPISI

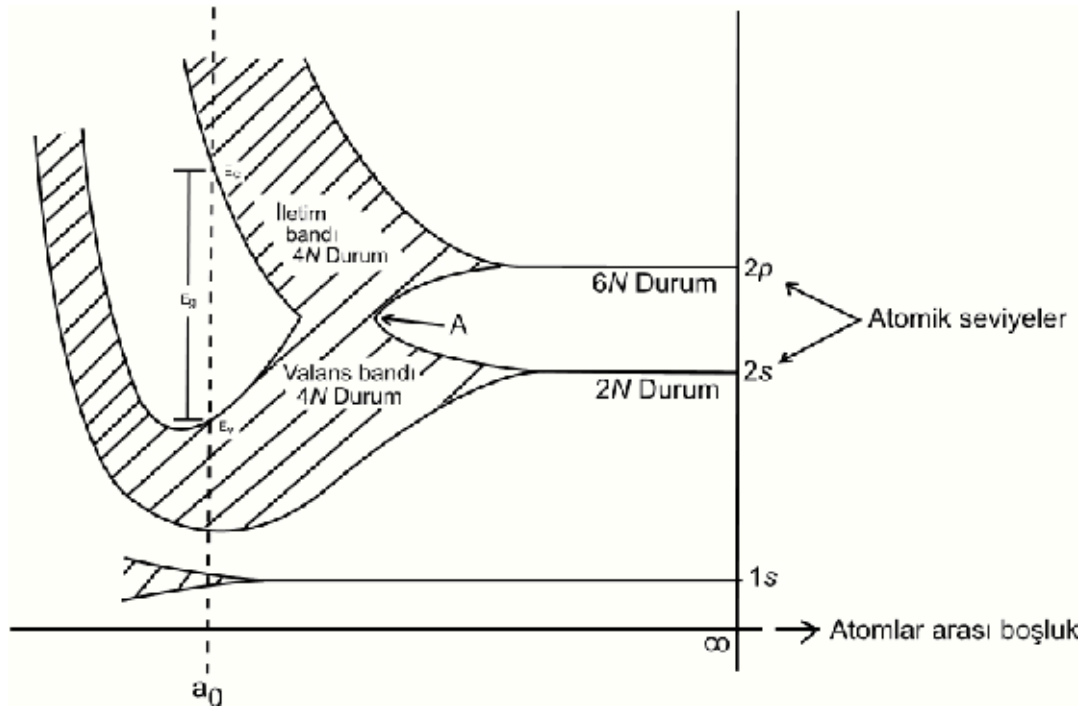
Bir yarıiletkenin enerji bant yapısı, mutlak sıcaklıkta (0°K) tamamen dolu elektronik durumlardan oluşan bir valans bandı, boş bir iletim bandı ve bu iki bant arasında dar bir yasak enerji aralığı şeklindedir (Şekil 1.2a). Yarıiletken, mutlak sıfır sıcaklığında kısmen dolu bandı bulunmadığı için mükemmel bir yalıtkandır. Bununla birlikte, daha yüksek sıcaklıklarda, valans bandından birkaç elektron rastgele bir biçimde yeterli ısı enerjisi elde ederek yasak bant üzerinden uyarılıp daha önce boş olan iletim bandına geçerek iletim elektronu olabilir. Valans bandında elektronun ayrıldığı geride kalan enerji durumu pozitif bir yük gibi davranır. Buna deşik (hole) adı verilir. Sıcaklık arttıkça iletim bandına çıkan elektron sayısını artırır, aynı sayıda valans bandında deşik (boşluk) oluşur. Yarıiletken elektrik alan uygulandığında iletim bandında elektronlar, valans bandında ise zıt yönde deşikler hareket ederek her iki taşıyıcı tip de iletkenliğe katkıda bulunur [4]. Sıcaklık artışı ile her iki tipte de taşıyıcı (elektron-deşik) oluştuğundan yarıiletkenlerde iletkenlik sıcaklığın bir fonksiyonudur.



Şekil 1.2 Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (0°K) ve (b) oda sıcaklığında (300°K) iletim ve valans bantları ile ısı olarak uyarılmış elektron ve deşikler [4].

Yarıiletkenlerin bant yapısını daha iyi anlamak için, benzer atomlar katı bir kristali oluşturacak şekilde bir araya getirildiklerinde, bu atomların elektronik seviyelerinin nasıl davranacağını bilmek gerekir. Periyodik şekilde dizilmiş N tane atomdan oluşan bir kristali ele alırsak, atomlar birbirinden ayrı iken aralarında bir etkileşme olmayacağı ve bu sistemin izinli durumlarının uzayda N kez tekrar edilen tek bir atomun durumları gibi olacağı söylenebilir. İki benzer atom birbirlerine yaklaşırken bunların elektronlarının dalga fonksiyonları üst üste gelmeye başlar. Pauli' nin dışarlama ilkesini sağlamak için, tüm spin-çiftlenimli elektronların durumları izole atomdaki değerlerinden biraz farklı enerjiler elde ederler. Bu durumda eğer N atom bir etkileşim menziline bir araya gelirse, aynı orbitalin $2N$ elektronu $2N$ farklı durumu işgal edebilir. Bunlar izole atomdaki gibi ayrı bir seviye yerine, durumların bir bandını oluşturur [5].

Durumların enerji dağılımı atomlar arası mesafeye kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Karbon (elmas), germanyum ve silisyum gibi elmas yapıda kristalleşen kovalent yarıiletkenlerde elektron ve deşik iletiminin fiziksel mekanizması şekil 1.3' den anlaşılabilir.



Şekil 1.3 Atomlar arası uzaklığın fonksiyonu olarak karbon (C) kristalinde enerji-bant diagramı [4].

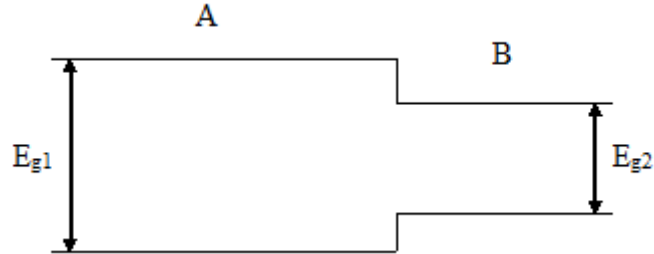
Bu şekilde, karbonun hesaplanmış enerji bant yapısının atomlar arası mesafeye karşı çizilmiş grafiğini gösterir. Silisyum ve germanyum için de karşılık gelen

diyagramlar oldukça benzerdir. N tane izole edilmiş atom, bir kristalde bir araya getirildiğinde, 2s ve 2p atomik seviyeleri önce enerji bantlarına genişler, sonra atomlar arası mesafe azaldığında bu bantlar daha da genişler ve en son üst üste gelirler. Atomlar arası mesafe küçülmeye devam ederken, aslında 2s ve 2p olan durumların sürekliliği bir kez daha iki banda yarılır. Bu iki bandın her biri, tam olarak 4N durum içerirler. Atomlar arası denge mesafesinde (a_0), bu bantlar E_g genişliğinde bir “enerji aralığı” ya da yasak bölge ile ikiye ayrılır. Karbonun elektronik yapısı $1s^2 2s^2 2p^2$ olduğundan 4N değerlik elektronu vardır. Bu iki banttan daha alçak olan bant elektronlar kadar durum içerir. Bu değerlik elektronları iki bandın daha alçak olanını doldurmaya tam yeterli gelir ve kristalin valans bandını oluşturur. Valans bandı tamamen elektronlarla dolu olması gerçeğiyle karakterize edilir. Durumların elektron içermeyen üstteki bandına ise iletim bandı denir [1-6].

Yasak enerji bölgesi normal koşullar altında elmasta 7 eV, silisyumda 1.2 eV, germanyumda 0.7 eV genişliğe sahiptir. Örgünün ısı genişlemesinden dolayı, bu “enerji aralığı” sıcaklığa zayıf olarak bağlıdır. Kristal genişlerken enerji aralığının azalacağı şekilde (şekil 1.3) açıkça görülmektedir. Bu diyagramdan ayrıca, E_g yasak enerji aralığının basıncın bir fonksiyonu olacağı ve hidrostatik ya da başka yollarla basınç uygulanarak atomlar arası mesafe azaltılırken, E_g yasak enerji aralığının daha büyük olacağı bellidir. A noktasının ötesinde, şekil 1.3’ de, 1s ve 2s bantlarının üst üste geldiği elektronik durumların s ve p karakterleri kaybolmuştur; bu yüzden yarıiletkenin valans bandında, elektron dalga fonksiyonları s ve p dalga fonksiyonlarının bir karışımıdır. Valans bandından iletim bandına bir elektronun ısı olarak uyarılması fiziksel olarak örgünün bir elektronunun bir kovalent çift bağdan ısı olarak uyarılması sonucu kaldırılmasına karşılık gelir. Böylece elektron serbest hale gelir ve ilettime katkıda bulunur [4].

2. HETEROYAPILAR

Birbirinden farklı iki yarıiletkenin bir araya getirilmesiyle oluşturulan yapıya “heteroyapı” denir. Heteroyapıyı oluşturan külçelerin benzer yapıda olmaları, uygulamada önemli sonuçların alınmasını sağlar.



Şekil 2.1 Band aralıkları farklı iki yarıiletkenin (A,B) birleştirilmesiyle oluşan heteroyapı.

Heteroyapıyı oluşturan bir yarıiletkenin kristal potansiyeli ile elektronik yapısının, ara yüzey düzlemine kadar değişmediği kabul edilir. Ara yüzeyde elektronik yapı ve kristal potansiyel, aniden diğer külçenin özelliklerini sergileyecek şekilde değişir. Teknolojik uygulamada önemli olan yarıiletkenlerin çoğu, aynı simetri grubuna sahip olduklarından heteroyapı için kabul edilen koşullar sağlanmış olur. Genel olarak külçelerin örgü sabiti, heteroyapı için uygunluk sabiti olarak değerlendirilir. Benzer örgüye sahip materyaller arasında yapılan ekleme ile yapının iletim ve valans bantlarında süreksizlikler meydana gelir. Bu süreksizlikler tekrarlanarak kuantum çukuru/çukurlarını oluştururlar ve böylece yük taşıyıcılarının büyütme doğrultusundaki hareketlerini sınırlayarak kuşatmaya neden olurlar [20-21]. Bu yapı içinde artık kuantum etkileri söz konusu olur ve enerji durumları kesikli bir spektrum oluştururlar. Yarıiletkenlere dayalı elektronik devre elemanlarında GaAs ve GaAlAs materyalleri sıkça kullanılır. Şekil 2.1’de band aralıkları farklı iki yarıiletkenin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapı görülmektedir.

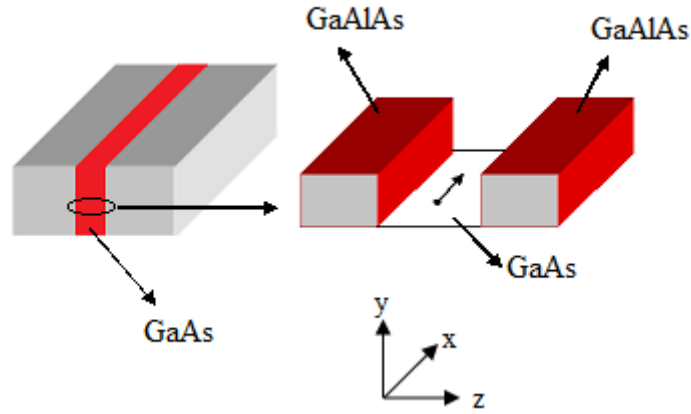
Çizelge 2. 1 bazı önemli heteroyapıların örgü sabitleri arasındaki farkları ve valans band süreksizliklerini göstermektedir. Örgü sabitleri birbirine yakın yarıiletkenlerin oluşturdukları heteroyapıda, eğer bu yarıiletkenin temel band aralığı direkt ise, band süreksizlik profili, kuantum çukuru modelini temsil eder. Kuantum çukurunu oluşturan yarıiletkenlerin band yapıları, band sınırlarında benzer olduklarından dolayı engelde ve çukurda etkin kütle farkı önemsenebilir. Bir

boyutlu potansiyel içinde kuşatılan elektron ve deşik, kuşatma doğrultusuna dik (x-y) düzleminde serbest parçacık karakterinde olup sanki iki boyutta hareket ediyormuş gibi davranış gösterir.

Çizelge 2.1 Bazı önemli heteroyapıların valans band süreksizliğinin kuramsal ve deneysel sonuçları.

Heteroyapı	(örgü sabitleri arasındaki fark) Å	Kuramsal (ΔE_v) eV	Deneysel (ΔE_v) eV
GaAs-Ge	0.00	0.47	0.56
GaP-Si	0.01	0.47	0.8
AlAs-GaAs	0.01	0.43	0.5
AlAs-GaAs	0.01	0.89	0.95
ZnSe-Ge	0.00	1.51	1.52
ZnSe-GaAs	0.00	1.04	0.96
Si-Ge	0.22	0.48	-

Şekil 2.2’de GaAlAs ve GaAs tabakaları arasında hareket eden bir yük taşıyıcı şematik olarak görülmektedir. Malzemeler katkı olmadıkları için band bükülmesi görülmez ve potansiyel iki basamak potansiyelinin yan yana gelmesiyle oluşur. Şekil 2.2’de verilen kuantum kuyusundaki elektronun davranışı incelenirse elektron en düşük enerjiyi, yani GaAs tabakasını tercih edecektir. Heteroyapı bileşenlerinin birinde katkı maddelerinin olması durumunda heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve bu durum band bükülmesine neden olur. Heteroyapılarda mobilite, GaAs ve GaAlAs uygulanan modülasyon katkılama tekniği ile artırılabilir. Elektronun dalga fonksiyonunun kuantum kuyusu içinde duran dalga formunda olması, GaAs kuyusu dışında ise dalga fonksiyonunun üstel olarak azalması beklenir. Elektronun enerjisi GaAs’ın iletim bandından (E_c) itibaren, deşiğin enerjisi ise valans bandından (E_v) itibaren ölçülür. Etkin kütle küçüldükçe en düşük kuşatılmış durum iletim band (E_c) sınırından yukarı kaydırılır ve daha da küçültülürse dalga fonksiyonunun kuyunun dışına sızması beklenir.



Şekil 2.2 GaAlAs ve GaAs tabakaları arasında hareket eden bir yük taşıyıcının şematik gösterimi.

İletim bandı sınırındaki elektronların kuşatılmasının açıklandığı yöntemle valans bandındaki deşiklerin kuşatılması da açıklanabilir. ΔE_c potansiyel kuyusuna karşılık ΔE_v değerinde bir potansiyel engeli elde edilir. Bu durumda valans bandında, GaAs külçesinin valans bandının tepesinden daha düşük enerjili durumların elde edilmesi beklenir. Bu durumların külçe band sınırına göre konumları iletim bandındaki gibi değildir. Çünkü potansiyel yüksekliği ve etkin kütleler farklı değerdedir. Oluşturulan yapıya ışık gönderilirse yasak bandın büyüklüğüne eşit veya daha büyük enerjili fotonlar valans elektronları tarafından soğurulur. Bu incelemelere göre kuşatılmış elektronun en düşük enerjili durumu GaAs külçesinin valans bandının tepesinden daha alttadır. Bunun sonucu olarak kuantum kuyusu yapısında elektronun valans bandından iletim bandına gidebilmesi için GaAs'ın yasak band aralığından daha büyük bir enerjiye ihtiyacı vardır. Bu enerji;

$$E = E_g + E_{el} + E_{hl} \quad 2.1$$

E_{el} : Kuşatılmış elektronun en düşük enerjili durumu

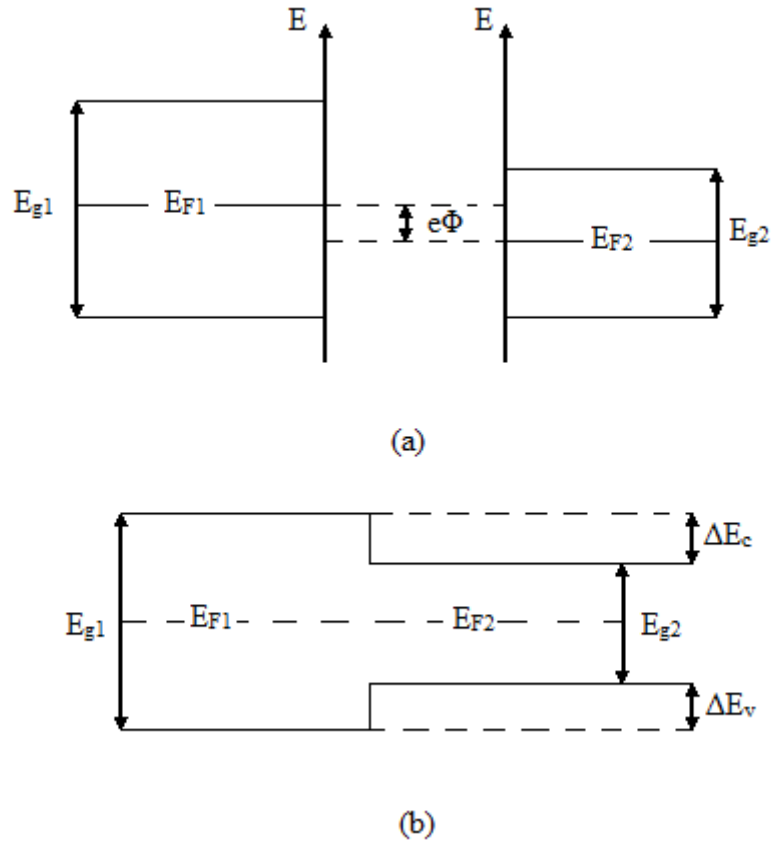
E_{hl} : Kuşatılmış deşiğin en düşük enerjili durumu

E_g : Yasak band aralığı

ile verilmektedir.

Bu ilk durumlar arası geçiş, kuantum kuyusu için soğurma ve yayma eşik değerlerini belirler. Yani kuantum kuyusunun yasak band aralığı kuşatılma etkilerine bağlıdır. Kullanılan alaşımda özel bir alüminyum konsantrasyonu seçilirse iletim ve

valans bandlarının süreksizlikleri ayarlanabilir. ΔE_c ve ΔE_v 'nin toplamı heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin enerji aralıkları arasındaki farka eşit olmak zorundadır [7]. Yasak enerji aralıkları farklı iki yarıiletkenin band diyagramı ve bu yarıiletkenlerin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapıdaki band süreksizlikleri Şekil 2.3'de gösterilmektedir. Heteroyapıyı oluşturan band yapıların ara yüzeylerin ortalama elektron yoğunluklarının aynı olduğu kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerjisi aynı zamanda her iki külçenin yasak enerji bant aralığının ortasında meydana gelecektir. Sonuçta kuantum kuyusu yapısının band aralığı ile kuşatılmış seviyelerin konumu değiştirilebilir. Ayrıca kuyu genişliğinin değiştirilmesi, kuantum kuyusunun band aralıklarının değişmesine neden olur. Böylece kuantum kuyusunun parametreleri ile sistemin elektriksel ve optiksel özellikleri ayarlanabilir [20-21].



Şekil 2.3 a) Yasak enerji aralıkları farklı iki yarıiletkenin band diyagramı, b) Farklı iki yarıiletkenin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapıdaki band süreksizlikleri, ΔE_c iletkenlik, ΔE_v valans bandında oluşan süreksizliklerdir.

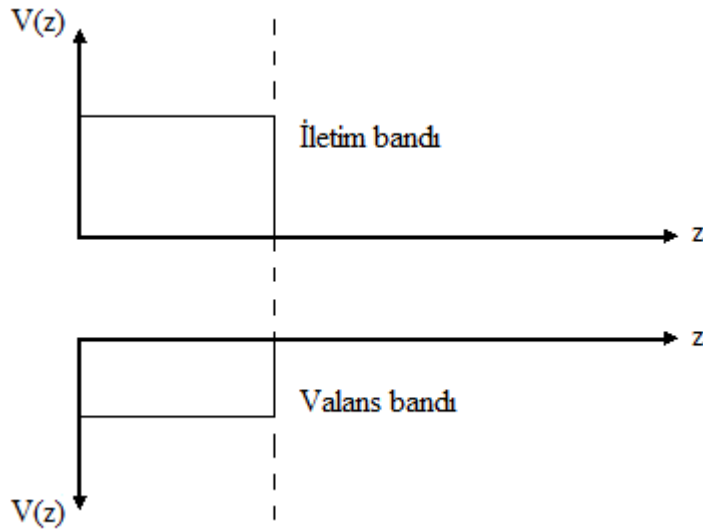
Elektronun dalga fonksiyonuyla kıyaslandığında etkin olarak sonsuz kabul edilen bir yarıiletken kristal için etkin kütle yaklaşımı geçerli olup bu yaklaşım çerçevesinde Schrödinger denklemi;

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \Psi(z) = E \Psi(z) \quad 2.2$$

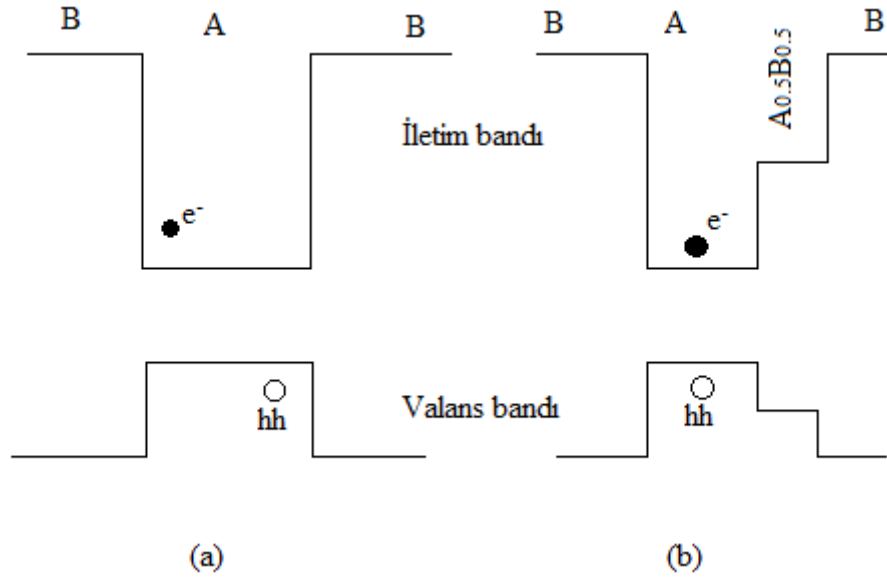
ifadesiyle verilir. İki farklı yarıiletken malzemenin bir araya getirilmesiyle oluşturulan bir heteroeklemde, etkin kütle konumun bir fonksiyonu olduğundan, Schrödinger denklemi her bir malzeme için ayrı ayrı geçerlidir. Heteroeklemi oluşturan yarıiletken malzemelerin band aralıklarındaki farklılıklar sabit bir potansiyele neden olur. Malzemeler arasındaki etkin kütle farklılıklarının göz önüne alınmadığı bir durum için Schrödinger denklemi;

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \Psi(z) + V(z)\Psi(z) = E \Psi(z) \quad 2.3$$

ifadesiyle verilir. Heteroeklemdeki band süreksizliklerini gösteren bir boyutlu potansiyeli Şekil 2.4’de görülmektedir.

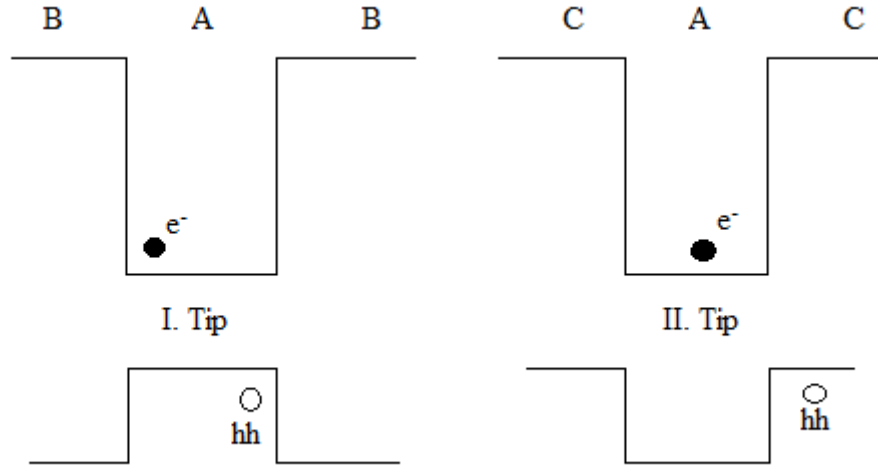


Şekil 2.4 İletim ve valans bandındaki bir boyutlu $V(z)$ potansiyeli.



Şekil 2.5 a) Tekli kuantum kuyusu b) Asimetrik basamaklı kuantum kuyusu.

Heteroyapılar, birden fazla heteroeklemin bir araya getirilmesinden oluşur. Şekil 2.5 a ve b'deki koyu noktalar elektronları açık noktalar ise boşlukları (boşluk) göstermektedir. Şekil 2.5a, dar band aralığına sahip bir A malzemesinin daha geniş band aralığına sahip iki B malzemesi arasına yerleştirildiği bir yapıyı göstermektedir. Bu yapı, iki heteroeklemin bir araya getirilmesinden oluşur ve tekli kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Çok sayıda yarıiletken tabaka kullanılarak farklı sınırlandırıcı potansiyele sahip heteroyapılar oluşturmak mümkündür. Şekil 2.5b'de A ve B malzemeleri arasına bir alaşımın eklenmesiyle oluşturulmuş asimetrik basamaklı kuantum kuyusu görülmektedir. Tabaka sayısı artırılarak simetrik ve asimetrik çift kuantum kuyuları, çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler gibi daha kompleks yapıları oluşturmak da mümkündür. Çoklu kuantum kuyu ve süperörgü yapılar, etkileşme yönüyle, birbirlerine göre farklılık gösterirler. Çoklu kuantum kuyu yapılar, birbirlerinden izole edilmiş (yani etkileşmeyen) tekli kuantum kuyuların bir araya gelmesinden oluşurken süper örgü yapılar birbirleriyle etkileşen çok sayıdaki kuantum kuyudan oluşur [8].



Şekil 2.6 I. ve II. tip kuantum kuyuları.

Yukarıda sözü edilen yapıların tamamı I. tip sistemlere örnektir. Bu tip sistemlerde, bir malzeme kendisinden daha geniş band aralığına sahip malzemeler arasına yerleştirilmiştir ve bunun sonucunda elektron ve deşik aynı tür malzeme içerisinde sınırlandırılmıştır. Dolayısıyla bu tipteki bir heteroyapıda daha hızlı bir yeniden birleşme süreci gerçekleşir. II. tip sistemlerde ise A ve C malzemelerinin band aralıkları, iletim ve valans bandındaki kuantum kuyularının farklı malzemelerde oluşacağı şekilde düzenlenmiştir. Bu durum, elektron ve deşiklerin farklı yarıiletken tabakalarda sınırlandırılmasıyla sonuçlanır. Dolayısıyla bu tip heteroyapılardaki yeniden birleşme süreci, daha uzun zamanda gerçekleşir. Şekil 2.6'da her iki tipteki kuantum kuyuları görülmektedir [8].

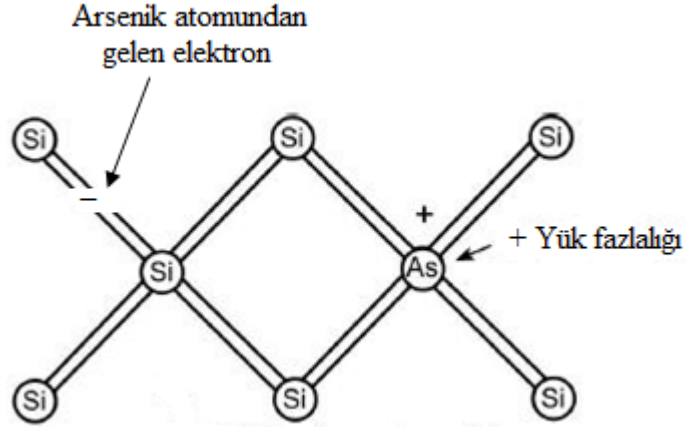
3. KATKILI YARIİLETKENLER

Yarıiletkenlerin katkılanmasıdaki amaç, yarıiletkenlerde serbest taşıyıcı yoğunluk değişimini kontrollü bir şekilde yapmaktır. Bu, safsızlık atomların iyonize olmasını gerektirir. Donor iyonize olduğunda, kristalin içinde pozitif yüklü bir iyon vardır. Bu sabit yüklü merkez, serbest elektronlar için saçılmaya neden olur ve iyonize safsızlık saçılması, önemli bir saçılma merkezidir. Saçılma, elektronların geçiş özelliklerinde bir bozulmaya neden olur. Safsızlık atomlarından saçılmanın gözlenmediği, yüksek mobiliteye sahip iki boyutlu elektron gazı Dingle ve Ark.[9] ile Stormer ve Ark.[10] tarafından GaAs /Ga_{1-x}Al_xAs heteroyapılara uygulanan düzenli (modulation) katkılama tekniği ile oluşturulmuştur. Bu yöntemde, heteroyapı büyütülür ve yasak enerji band aralığı büyük olan engel karakterindeki bölge katkılanır. Engeldeki donörlerin iyonlaşmasıyla ortaya çıkan elektronlar, dar yasak enerjili GaAs bölgesindeki düşük enerji durumlarını görür, bu bölgeye geçer ve burada kuşatılırlar. Bu şekilde yük taşıyıcıları ve safsızlık iyonları, uzaysal olarak birbirinden ayrılmış olur. GaAs da yoğunlaşan elektron konsantrasyonu, katkılama miktarına ve böylece Fermi enerjisine bağlı olacaktır. Pozitif yüklü donörler ve negatif yüklü elektronların bu uzaysal ayrımı, bir band bükülmesine sebep olur. İyonize safsızlık saçılması, hareketli elektronlar ve sabit iyonize saçılma merkezleri arasındaki bu fiziksel ayırımla ortadan kaldırılır. Sonuç olarak GaAs, yapıda katkı atomlarından arınmış bölge olduğundan, düşük sıcaklıklarda hareketliliği azaltan safsızlık saçılması ortadan kalkmış olur ve elektronların hareketliliği yüksek oranda bulunur. Yani elektronlar, donör atomlarının lokalize taban durumundan daha düşük enerji konumlarında olduğu için, malzemenin niteliğinin saf olması koşuluyla, en düşük sıcaklıklarda bile hareketli kalırlar.

3.1 n - TİPİ YARIİLETKEN

Saf yarıiletken olan silisyum ve germanyum kristallerine katkı atomları katkıldığında bu yapıların temel fiziksel özellikleri değişir. IV. grup elementlerinden silisyum ve germanyum elmas yapısında kristalleşir ve her atom komşu dört atomla kovalent bağlı olup değerliği dördtür. Değerliği beş olan fosfor, arsenik veya antimon gibi bir katkı elementi, örgüdeki normal bir atomla yer değiştirirse, dört kovalent bağı tamamladıktan sonra geriye bir valans elektronu kalır. Böylece, bir katkı maddesi örgüyü en az bozacak şekilde yerleşmiş olur. Şekil 3.1’de silisyum kristaline arsenik atomunun katkılanması görülmektedir. Kristal içerisinde arsenik atomunun beş değerlik

elektronundan dördü, silisyum atomunun dört değerlik elektronu ile kovalent bağ yapar. Arsenik atomunun beşinci elektronu arsenik atomuna zayıf bir kuvvetle bağlıdır. Bu beşinci elektron ortamdaki ısı ile kolayca iyonlaşabilir ve bir fazla iletim elektronu ortaya çıkar. Arsenik atomu ise dört komşu silisyum atomu tarafından sıkı bir bağla bağlı olduğu için hareketsizdir.



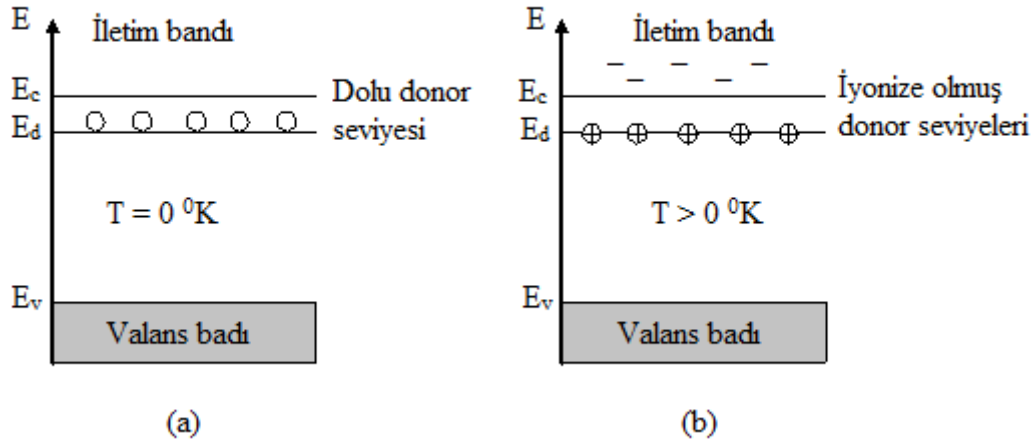
Şekil 3.1 Silisyumun arsenik katkılanması.

Elektron yoğunluğunun, deşik yoğunluğundan fazla olduğu yarıiletkenlere n-tipi yarıiletken adı verilir. Kristale katkılanan atomlara elektron veren anlamında donör ve katkılanan atomların bulunduğu enerji seviyesine de donör enerji seviyesi denir. Donörün iyonlaşma enerjisi Bohr atom modeli kullanılarak hesaplanır. Hidrojen atomunun birinci iyonizasyon enerjisi -13.6 eV ’ dir. Buna göre katkılı yarıiletkende donör enerji seviyesi E_d ;

$$E_d = \left(\frac{1}{\epsilon_r}\right)^2 \left(\frac{m_e^*}{m_e}\right) E_h \quad 3.1$$

bağıntısı ile verilir. Burada; ϵ_r , yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti, m_e elektronun boşluktaki kütlesi, m_e^* elektronun kristal örgü içinde hareketi esnasındaki etkin kütlesi ve E_h ise hidrojen atomunun birinci iyonlaşma enerjisidir. n-tipi yarıiletkenlerde donör atomunun iyonlaşması ile donör enerji seviyesinden iletim bandına çıkan elektronlara karşılık valans bandında deşikler oluşmaz. Donör yoğunluğuna bağlı olarak, n-tipi yarıiletken materyallerde elektron yoğunluğu deşik yoğunluğundan büyük olacağından, elektriksel iletkenliğe elektronlardan gelen katkı daha fazla olacaktır. Bu nedenle, n-tipi yarıiletkenlerde elektronlara çoğunluk taşıyıcıları, deşiklere ise azınlık taşıyıcıları denir [11]. Donörün enerji seviyesi, yasak enerji aralığında yer alır ve iletim bandının biraz

aşağısında bulunur (şekil 3.2). Bununla birlikte n-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak iletim bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar. Bundan dolayı, küçük bir enerjiyle donör atomlarının iyonlaşmasıyla birlikte donör elektronları iletim bandına geçerler. Bu enerjiye katkılanan atomun iyonlaşma enerjisi denir [1].

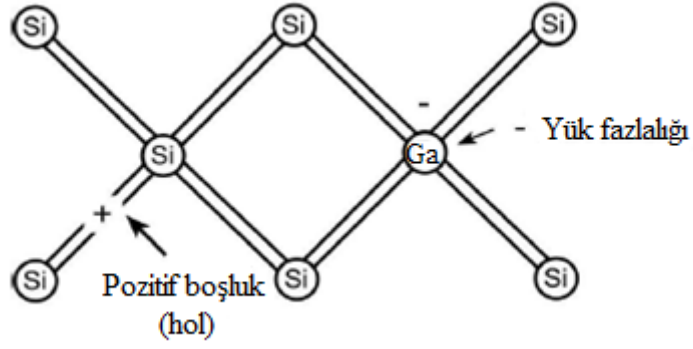


Şekil 3.2 n-tipi bir yarıiletkenin a) 0 K ve b) $T > 0 \text{ K}$ sıcaklıkta enerji bant diyagramı [12].

Silisyuma katkılanan, beş değerlikli başlıca donörlerin iyonlaşma enerjileri, fosfor (P) için 0.045 eV , arsenik (As) için 0.049 eV ve antimon (Sb) için ise 0.039 eV 'tur. Germanyuma katkılanan donörlerin iyonizasyon enerjileri, P için 0.012 eV , As için 0.0127 eV ve Sb için ise 0.0096 eV 'dir [4].

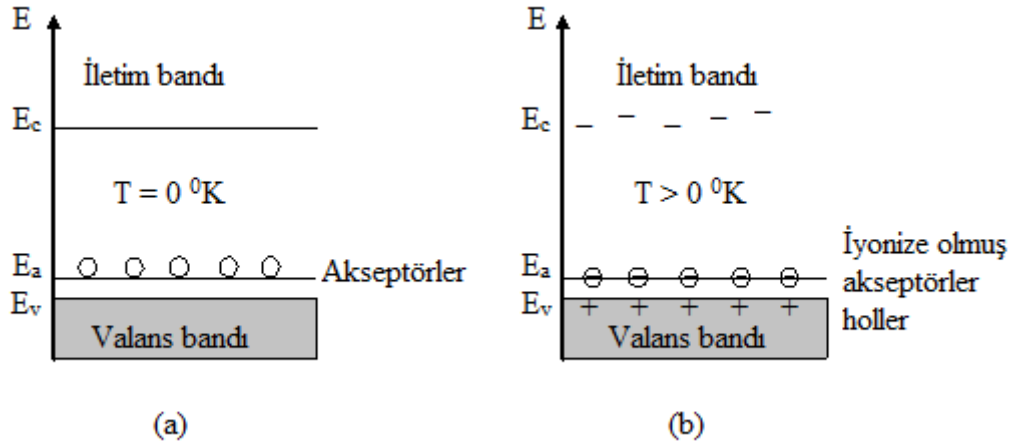
3.2 p - TİPİ YARIİLETKEN

Periyodik tablonun dördüncü grubunda yer alan silisyum ve germanyum elementlerine periyodik tablonun üçüncü grubunda yer alan bor, alüminyum, galyum ve indiyum gibi maddeler katkılanabilir. Silisyum kristaline galyum atomu katkılanması durumunda galyum atomu üç tane değerlik elektronuna sahiptir ve silisyuma katkıldığında elektron bağlarından biri boş kalır (şekil 3.3). Bu boşluk yani deşik bir diğer bağlanmadan kapılan bir elektronla doldurulabilir ve deşik bu elektronun yerine geçer. Böylece deşik kristal içerisinde hareket etmiş olur. B, Al, Ga ve In gibi üç değerlikli katkı atomları, komşu atomlarla kovalent bağı tamamlayabilmek için valans bandından elektron alıp geride bir boşluk bıraktıkları için alan anlamında akseptör olarak adlandırılırlar ve bulundukları enerji seviyesine de akseptör enerji seviyesi denir.



Şekil 3.3 Silisyum (Si) kristaline galyum (Ga) atomu katkılanması.

Bir akseptör atomu iyonlaştığında bir boşluğun serbest kalması için enerji verilmesi gerekir. Enerji bant diyagramında görüldüğü gibi bir elektron enerji aldığında bandın üst tarafına çıkar, boşluk (deşik) ise enerji verdiğinden aşağı iner. Şekil 3.4’de görüldüğü gibi akseptör enerji seviyeleri yasak enerji aralığında yer alır ve valans bandına yakındır [12].



Şekil 3.4 p-tipi bir yarıiletkenin (a) 0 $^{\circ}\text{K}$ ve (b) yüksek sıcaklıklarda bant diyagramı [12].

Bu tip katkılamada akseptör atomları iyonlaştığında deşik konsantrasyonu fazla olduğu için p-tipi katkılama denir. Ayrıca p-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak valans bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar.

Akseptör enerji seviyesi, akseptör tarafından bir deşiğin yakalanabilmesi için gerekli enerjiye eşittir. Akseptör iyonlaştığında, bir elektron valans bandından deşiğin

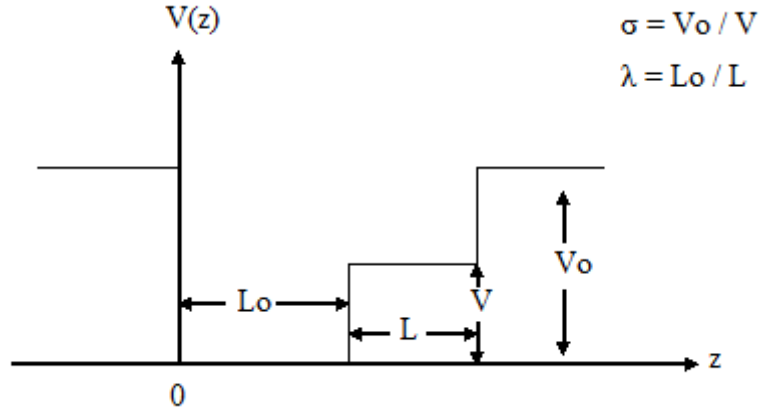
bulunduğu yeri dolduracak şekilde uyarıldığında, deşik valans bandının en üst enerji seviyesine düşer ve serbest bir taşıyıcı haline gelir. Bu yüzden iyonlaşma olayı, enerji diyagramında elektronun yukarıya doğru çıkışı, deşğin ise aşağıya inişi olarak temsil edilebilir [13]. Donor enerji seviyelerine benzer olarak akseptör enerji seviyeleri;

$$E_a = \left(\frac{1}{\epsilon_r}\right)^2 \left(\frac{m_e^*}{m_e}\right) E_h \quad 3.2$$

bağıntısı ile verilir.

4. BASAMAKLI KUANTUM KUYUSUNDA SAFSIZLIK ATOMU

Çalışmamızda potansiyel profili şekil 4.1’de verildi gibi GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusundaki, elektron ve safsızlık atomunun oluşturduğu yapının bağlanma enerjisi kuantum kuyu genişliği (L_z) ve etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenmiştir.



Şekil 4.1 Basamaklı GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusu.

z doğrultusunda kuşatılmış elektron – safsızlık sisteminin Hamiltonian’ ı;

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_e^*} + V(z) + V_c \quad 4.1$$

biçiminde verilir. Burada $\vec{p}$ elektronun momentumu, e elektronun yükü, m_e^* elektronun etkin kütlesi ve Coulombic potansiyeli (V_c),

$$V_c = \frac{-e^2}{\epsilon_0 \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} \quad 4.2$$

elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombic potansiyel ve ϵ_0 ortamın dielektrik sabitidir (kuyu ve engel içinde aynı alınmıştır) [14]. Burada (x_i , y_i , z_i) safsızlık atomunun konumunu, (x , y , z) ise elektronun koordinatlarını göstermektedir. Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri $m_e^* = 0.0665 m_0$ (m_0 , serbest elektronun kütlesi) $\epsilon_0 = 12.58$, GaAs – Ga_{0.7}Al_{0.3}As yapısının iletkenlik bandının süreksizliği $V_0 = 228$ meV olarak alınmıştır [15].

V_c , potansiyelinin değeri yerine yazılırsa sistemin Hamiltonian'ı;

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} \quad 4.3$$

şeklinde elde edilir. V potansiyel basamağı Al oranının değiştirilmesi ile belirlenebilecek bir büyüklük olarak alınmıştır.

Hamiltonian' deki tüm uzunluklar Bohr yarıçapı $a_0 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m_e^* e^2}$ ve tüm enerji terimleri Rydberg, ($Ryd = \frac{m_e^* e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$) cinsinden yazılarak boyutsuz Hamiltonian;

$$\tilde{H} = - \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} \right) + \tilde{V}(\tilde{z}) - \frac{2}{\epsilon_0 \sqrt{(\tilde{x} - \tilde{x}_i)^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}_i)^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \quad 4.4$$

biçiminde elde edilir [16].

$$x = \rho \cos \varphi$$

$$y = \rho \sin \varphi \quad 4.5$$

$$z = z$$

dönüşümü yapılarak silindirik koordinatlardaki Hamiltonian ifadesi;

$$\tilde{H} = - \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2} \right) - \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) - \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \quad 4.6$$

sonucu elde edilir.

Elektron-safsızlık atomu sistemi için Schrödinger denklemi;

$$\tilde{H}\Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = \tilde{E}\Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) \quad 4.7$$

biçiminde yazılabilir. Sistemi tanımlayan genel dalga fonksiyonu;

$$\Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = N f(\tilde{z}) e^{-\tilde{\rho}/\alpha} \quad 4.8$$

biçimindedir. Burada α varyasyon parametresi, N normalizasyon katsayısıdır.

N normalizasyon katsayısı;

$$\int |\Psi|^2 d\tau = 1 \quad 4.9$$

ifadesiyle bulunur ve değeri;

$$N = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\alpha} \quad 4.10$$

biçimindedir. Dolayısıyla sistemin dalga fonksiyonu;

$$\Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\alpha} f(\tilde{z}) e^{-\tilde{\rho}/\alpha} \quad 4.11$$

ile verilir. Sistemin toplam enerjisi;

$$\min_{\alpha} \langle \Psi | \tilde{H} | \Psi \rangle = \tilde{E} \quad 4.12$$

eşitliğiyle elde edilir. Burada $\tilde{E}$ enerji öz değerini minimum yapan varyasyon parametresi α ile belirlenir. Boyutsuz Hamiltonian' in beklenen değeri;

$$\langle \tilde{H} \rangle = \iiint \Psi^*(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) \tilde{H} \Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) \tilde{\rho} d\tilde{\rho} d\tilde{z} \quad 4.13$$

şeklinde hesaplanır. Dolayısıyla $\Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha)$ ve $\Psi^*(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha)$ yerlerine yazılıp integraller çözüldüğünde Hamiltonian' in beklenen değeri;

$$\begin{aligned} \langle \tilde{H} \rangle &= \frac{1}{\alpha^2} - \int f(\tilde{z}) \frac{d^2 f(\tilde{z})}{d\tilde{z}^2} d\tilde{z} + \int |f(\tilde{z})|^2 V(\tilde{z}) d\tilde{z} \\ &\quad - \frac{8}{\alpha^2} \iint \frac{|f(\tilde{z})|^2 e^{-2\tilde{\rho}/\alpha}}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \tilde{\rho} d\tilde{\rho} d\tilde{z} \end{aligned} \quad 4.14$$

biçiminde bulunur. 4.14 denklemini düzenlersek;

$$\langle \tilde{H} \rangle = \frac{1}{\alpha^2} + \int f^*(\tilde{z}) \left(-\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + V(\tilde{z}) \right) f(\tilde{z}) d\tilde{z} - \frac{8}{\alpha^2} \iint \frac{|f(\tilde{z})|^2 e^{-2\tilde{\rho}/\alpha}}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \tilde{\rho} d\tilde{\rho} d\tilde{z} \quad 4.15$$

4.15 denklemi elde edilir ve ikinci terimde integralde yer alan parantez ifadesi için;

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + V(\tilde{z})\right) f(\tilde{z}) = \tilde{E}_z f(\tilde{z}) \quad 4.16$$

eşitliği kullanılarak Hamiltonian' in beklenen değeri;

$$\langle \tilde{H} \rangle = \frac{1}{\alpha^2} + \tilde{E}_z - \frac{8}{\alpha^2} \iint \frac{|f(\tilde{z})|^2 e^{-2\tilde{p}/\alpha}}{\sqrt{\tilde{p}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \tilde{p} d\tilde{p} d\tilde{z} \quad 4.17$$

biçiminde elde edilir. Taban durumunda bulunan safsızlık atomunun bağlanma enerjisi ise boyutsuz olarak;

$$\tilde{E}_b = \tilde{E}_z - \langle \tilde{H} \rangle \quad 4.18$$

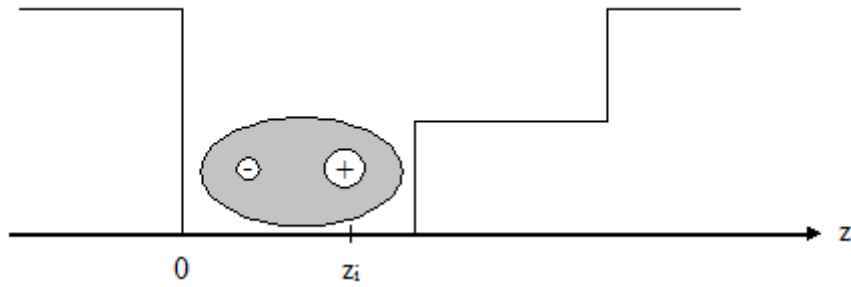
bağıntısı ile verilir. Boyutsuz Hamiltonian' in beklenen değeri yani 4.18' de yerine yazarsak. Boyutsuz bağlanma enerjisi;

$$\tilde{E}_b = \tilde{E}_z - \langle \tilde{H} \rangle = -\frac{1}{\alpha^2} + \frac{8}{\alpha^2} \iint \frac{|f(\tilde{z})|^2 e^{-2\tilde{p}/\alpha}}{\sqrt{\tilde{p}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \tilde{p} d\tilde{p} d\tilde{z} \quad 4.19$$

bulunmuş olur.

5. KUTUPLANMA

Kutuplanma sistemimizde dış etkiler sebebiyle elektron dağılımındaki değişimin bir ölçüsüdür. Katılarda atomik seviyede üç çeşit polarizasyon söz konusudur. Birincisi, polar moleküllerin elektrik alan ile kısmi ya da tamamen düzenlenmesi sonucu oluşan polarizasyon, ikincisi, tamamen veya kısmi iyonik kristallerde pozitif ve negatif iyonların elektrik alan altında göreceli hareketleri sonucu oluşan dipolün indüklediği iyonik polarizasyon; üçüncüsü ise tüm dielektrikte mevcut olan elektronik polarizasyondur [19]. Bu çalışmada basamaklı kuantum kuyusunda bulunan bir pozitif donor iyonu ve bu iyona bağlı elektrondan oluşan sistemde safsızlık atomunun konumuna bağlı olarak kutuplanmadan söz edilmektedir. Kuantum kuyusunda sistemin z_i ' de bulunan donor atomu için negatif ve pozitif yük dağılımları şematik olarak şekil 5.1'de verilmiştir.



Şekil 5. 1 Basamaklı kuantum kuyusunda bulunan donor atomu için negatif ve pozitif yük dağılımlarının şematik gösterimi.

5.1 BASAMAKLI KUANTUM KUYUSUNDA SAFSIZLIK ATOMUNUN KUTUPLANMA BİLİRLİĞİ

Bu bölümde GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusundaki, elektron ve safsızlık atomunun oluşturduğu yapının kutuplanabilirliği kuantum kuyu genişliği (L_z) ve etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenecektir.

z doğrultusunda kuşatılmış elektron – safsızlık sisteminin Hamiltonian' ı

$$\tilde{H} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2}\right) - \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) - \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} \quad 5.1$$

ile verilir.

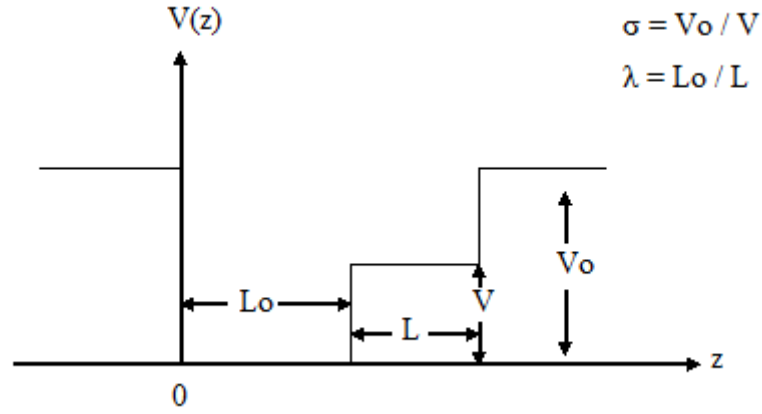
Basamaklı kuantum kuyusundaki safsızlık atomunun öz-kutuplanması;

$$\frac{P}{e} = -\langle \Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) | (\tilde{z} - \tilde{z}_i) | \Psi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) \rangle + \langle \Psi_1(\tilde{z}, \tilde{\rho}) | (\tilde{z} - \tilde{z}_i) | \Psi_1(\tilde{z}, \tilde{\rho}) \rangle \quad 5.2$$

ile verilmektedir. İkinci terimde verilen $\Psi_1(\tilde{z}, \tilde{\rho})$ fonksiyonu;

$$\Psi_1(\tilde{z}, \tilde{\rho}) = N_1 e^{-\tilde{\rho}/\alpha}$$

kuşatma potansiyelinin olmadığı durumda safsızlık atomuna bağlı elektronu tanımlayan hidrojen atomu taban durum dalga fonksiyonudur [22].

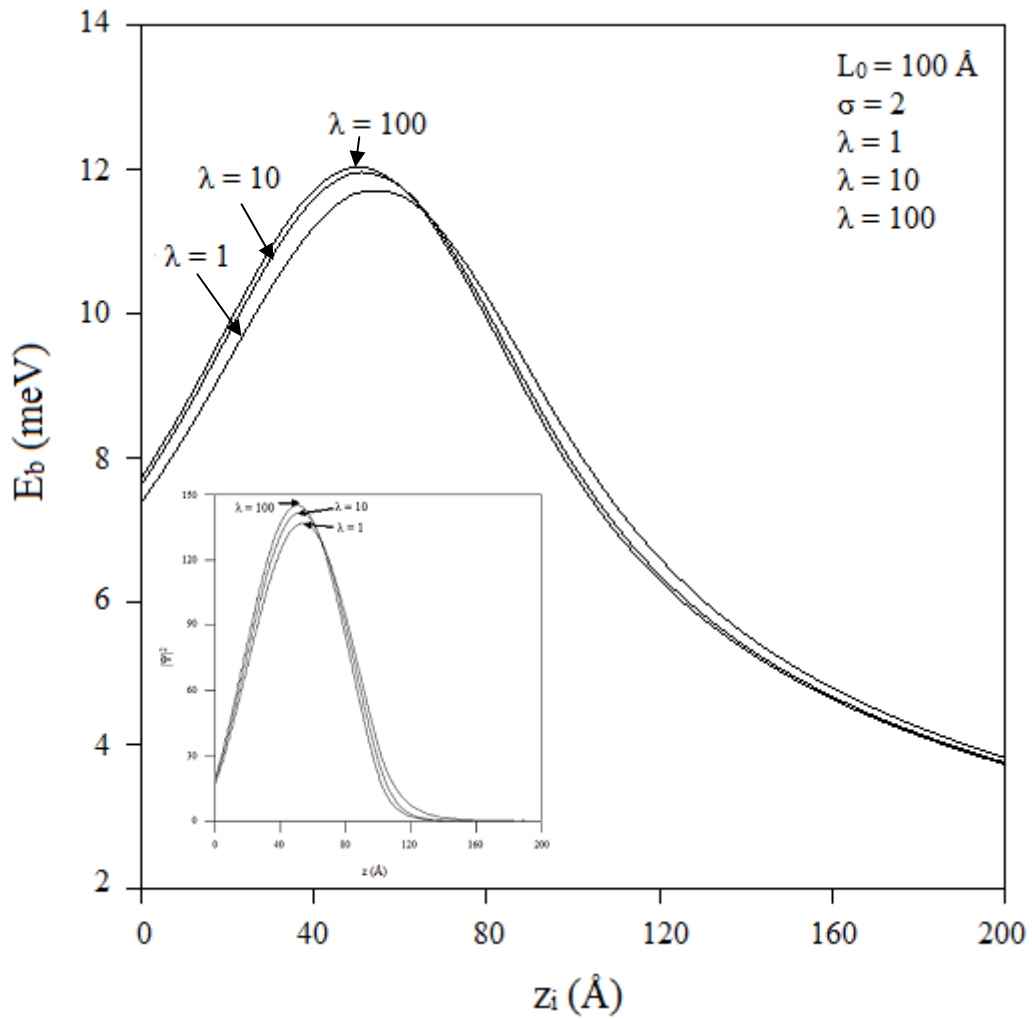


Şekil 5.2 Basamaklı GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusunun şematik gösterimi.

Şekil 5.2'de şematik olarak verilen kuşatma potansiyelinde bulunan donör elektronunun özdeğer ve özfonksiyonları σ ve λ parametreleri belirlendikten sonra nümerik olarak elde edilmiştir. Elektronun z-doğrultusundaki hareketleri tanımlayan özdeğer denklemi çözüldükten sonra sistemin bağlanma enerjisi ve kutuplanabilirliği üzerinde durulmuştur.

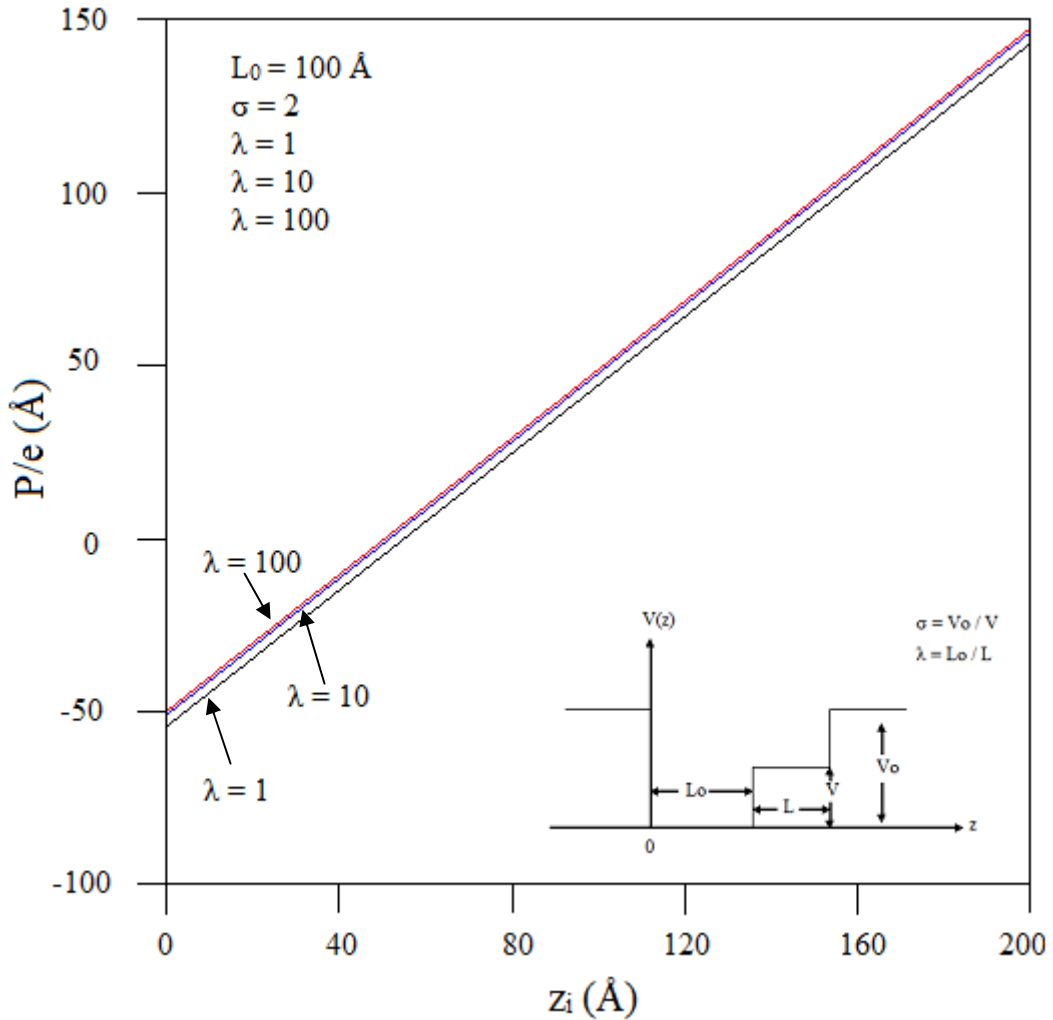
İlk olarak GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 100 \text{ Å}$ ve $\sigma = 2$ için, donör safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi şekil 5.3'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi $\lambda = 1$ için safsızlık atomunun konumu $z_i = 0 \text{ Å}$ dan $z_i = 200 \text{ Å}$ 'a kadar ötelendiğinde bağlanma enerjisi $z_i \cong 60 \text{ Å}$ civarına kadar artar ve maksimum olur. z_i 'nin daha büyük değerlerinde bağlanma enerjisi azalmaya başlar. Bunun nedeni; $z_i \cong 60 \text{ Å}$ civarına kadar safsızlık atomu ile elektronun bir birini görme olasılığı arttığından bağlanma enerjisi artar. Safsızlık atomu için $z_i \geq 60 \text{ Å}$ değerlerinde safsızlık atomuyla elektronun aynı düzlemde bir birini görme olasılığı azaldığından bağlanma enerjisinde azalma

meydana gelir. Aynı şekilde $\lambda = 10$ ve $\lambda = 100$ değerleri için basamaklı kuantum kuyusunda basamak kalınlığı azaldığından yapı L_0 genişlikli tek kuantum kuyusuna benzer bir durum sergileyecektir. Bu durumda, elektronun L_0 genişlikli kuyu bölgesinde bulunma olasılığı λ ile birlikte arttığından $z_i < L_0$ diliminde bağlanma enerjisinde de bir artış gözlenir. Bu davranışın sonucu olarak $z_i > L_0$ diliminde ise büyük λ değerlerinde elektron ile safsızlık atomu arasındaki mesafe arttığından bağlanma enerjisi λ ile birlikte azalmaktadır.



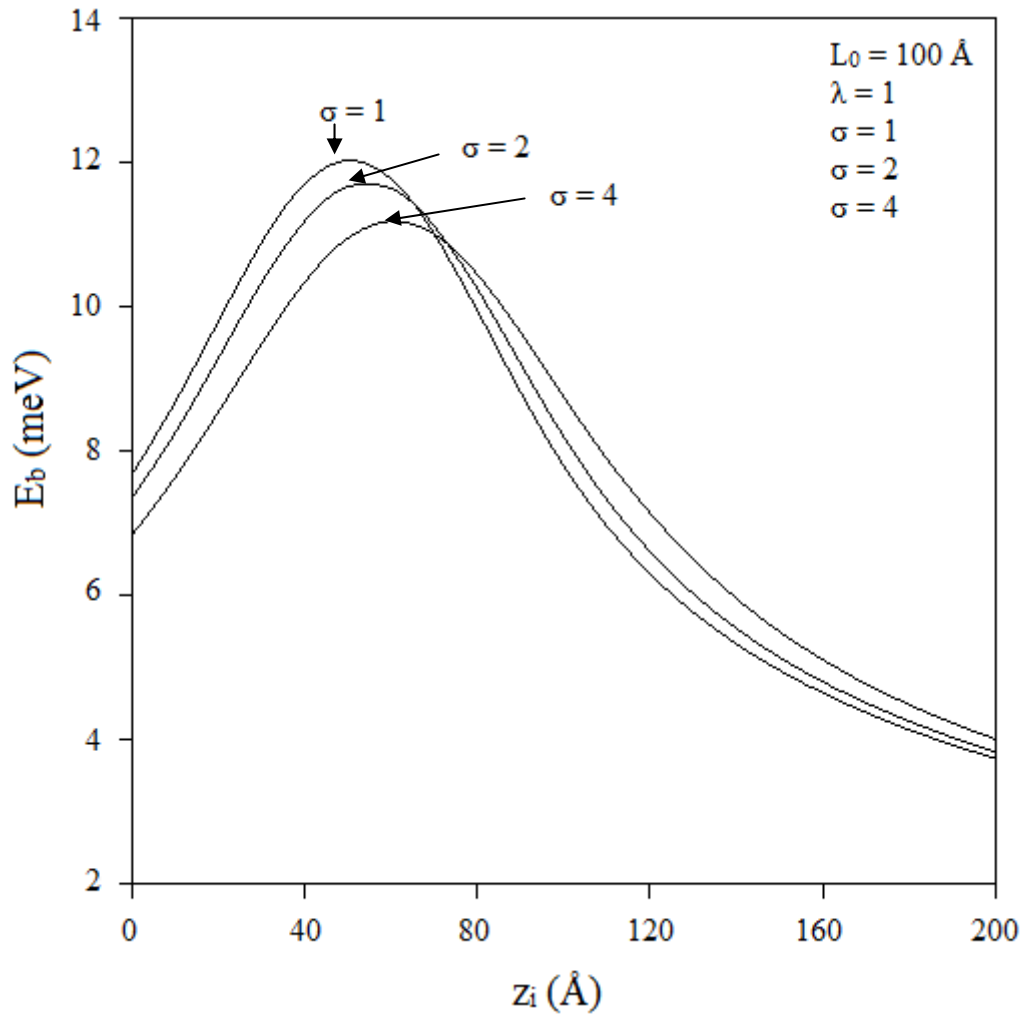
Şekil 5.3 GaAs / $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 100$ Å ve $\sigma = 2$ için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 100 \text{ \AA}$ ve $\sigma = 2$ için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi şekil 5.4’de verilmiştir. Yapılan tanımlamaya göre kutuplanma safsızlık atomu ve elektron arasındaki mesafeyle orantılıdır. Şekil 5.4’de açıkça görüldüğü gibi safsızlık atomunun konumu kuyunun sol köşesinden ($z_i = 0$) kuyunun sağ tarafına doğru kaydırıldığında elektron ile safsızlık atomu arasındaki mesafenin azalmasına bağlı olarak kutuplanma lineer bir biçimde azalmakta ve $z_i \cong 60 \text{ \AA}$ civarında ise sıfır olmaktadır. $z_i \geq 60 \text{ \AA}$ bölgesinde ise; negatif ve pozitif yük dağılımları yer değiştirdiğinden kutuplanmanın işareti değişir ve artan z_i değerleriyle lineer olarak artar. Yine bu şekilde görüldüğü gibi λ parametresinin elektron kuşatılması üzerindeki etkisine bağlı olarak artan λ değerleri ile birlikte kutuplanmada artış gözlenmektedir.



Şekil 5.4 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı λ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

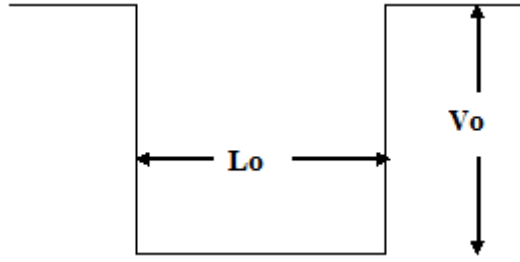
Şekil 5.5’de farklı σ değerleri için GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 100 \text{ Å}$ ve $\lambda = 1$ için, donör safsızlık atomunun bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi verilmiştir. Şekil 5.5’de görüldüğü gibi $\sigma = 1$ için ($V_0 = V$) basamaklı kuantum kuyusunun biçimi şekil 5.6’daki gibi olur. Burada simetrik kuantum kuyu rejimine benzer bir durum söz konusudur. Safsızlık atomu konumu $z_i = 0$ ’ dan $z_i \cong 56 \text{ Å}$ ’ a kadar ötelendiğinde bağlanma enerjisi artarak maksimum değerine ulaşır. $z_i > 56 \text{ Å}$ ’ dan daha büyük değerlere doğru gidildikçe bağlanma enerjisinin azaldığı görülür.



Şekil 5.5 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

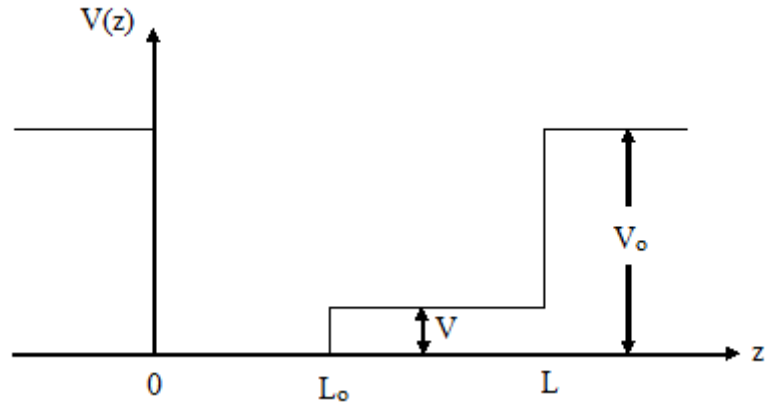
$\sigma = 2$ için asimetrik kuantum kuyusu şekil 5.2’deki gibidir. Bu potansiyelde safsızlık atomu konumu $z_i = 0$ ’ dan $z_i = 200 \text{ Å}$ ’ a kadar kaydırıldığında safsızlık atomu ile elektronun birbirini görme olasılığı önce artmaya başlar ve bağlanma enerjisi $z_i \cong 58 \text{ Å}$ civarında maksimum değerine ulaşır. z_i ’ nin daha büyük değerlerinde ise

safsızlık atomuyla elektronun birbirini görme olasılığı azaldığından artan z_i değerleriyle birlikte bağlanma enerjisi azalmaya başlar.

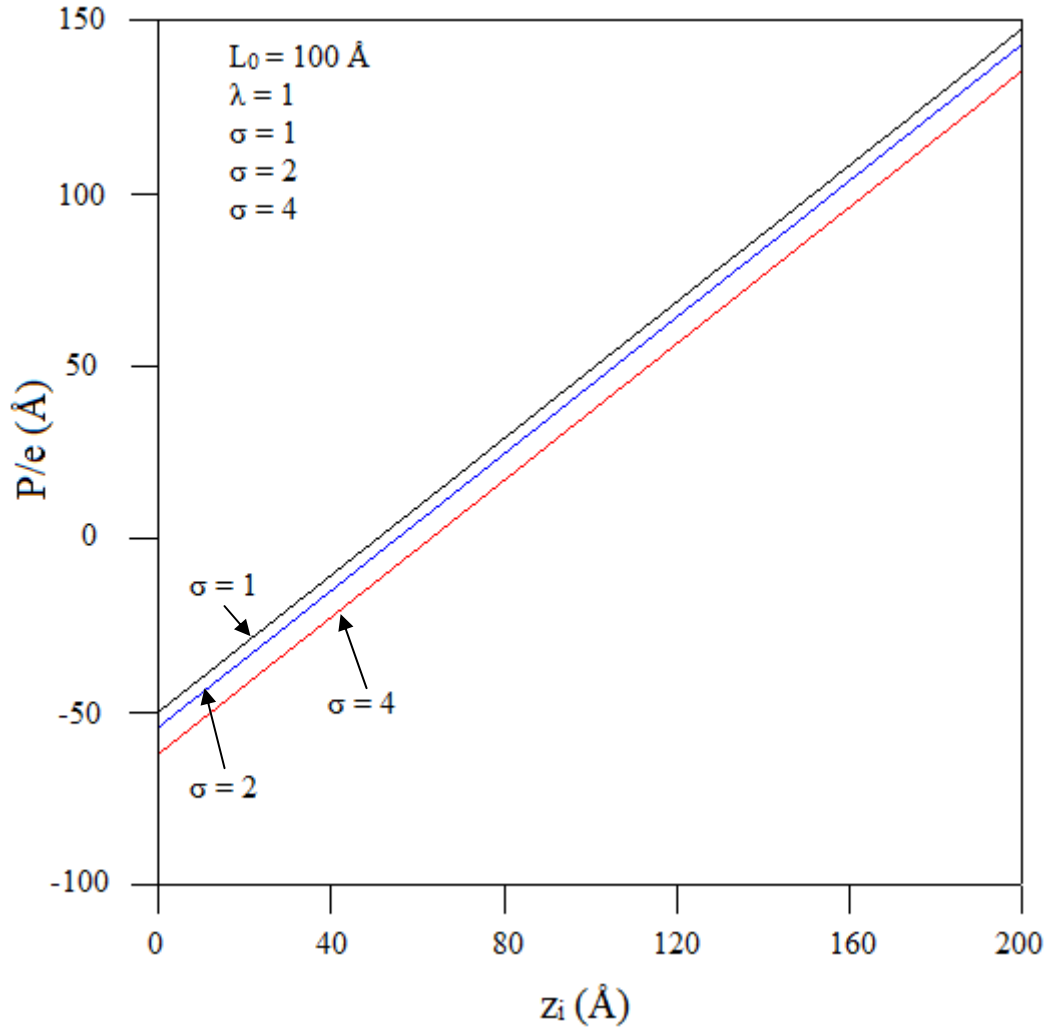


Şekil 5.6 $\sigma = 1$ ve $V_0 = V$ için basamaklı kuantum kuyusu.

$\sigma = 4$ için asimetrik kuantum kuyusu şekil 5.7'deki gibi olur ve bağlanma enerjisinin z_i 'ye göre değişimi $\sigma = 2$ durumuna benzer bir davranış sergiler. Ayrıca şekil 5.5'de açıkça görüldüğü gibi bağlanma enerjisinin maksimum değere ulaştığı z_i konumu σ ile birlikte artmaktadır.

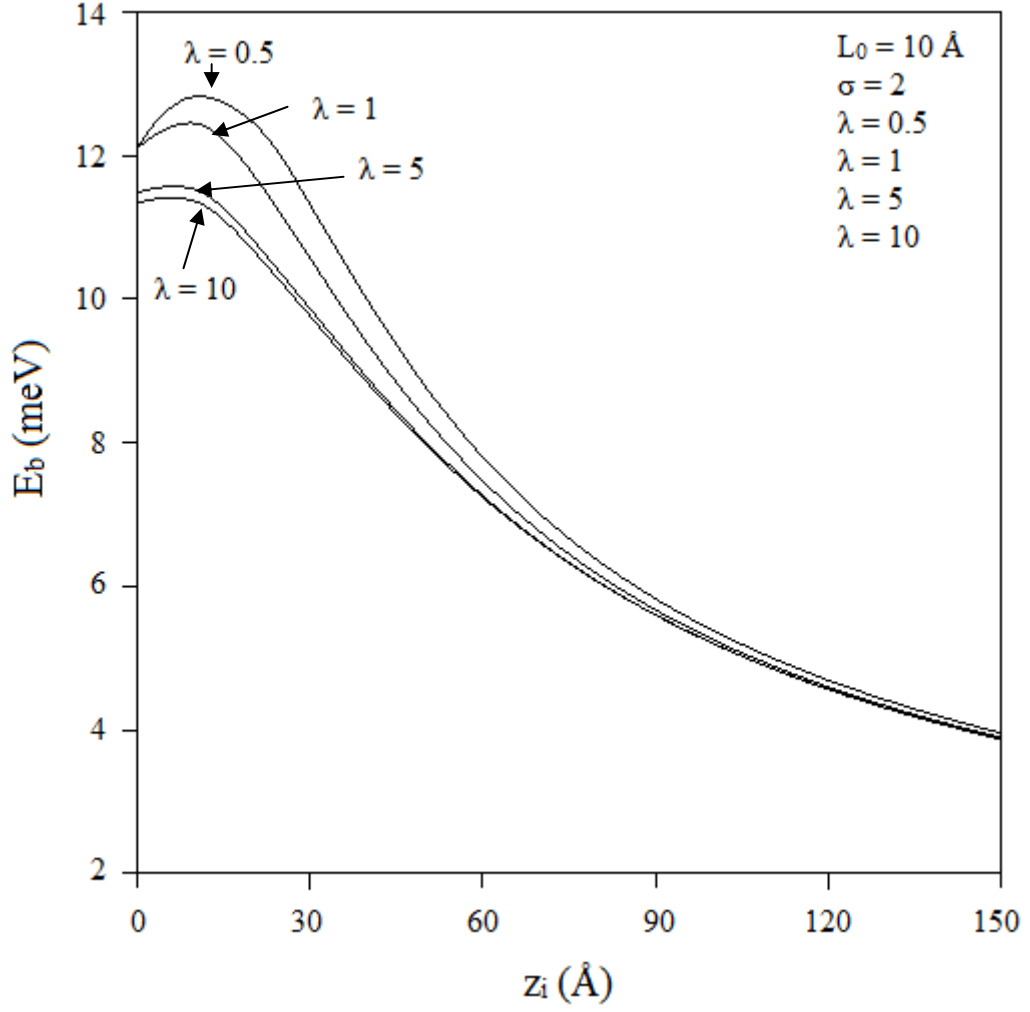


Şekil 5.7 $\sigma = 4$ için asimetrik kuantum kuyu biçimi.



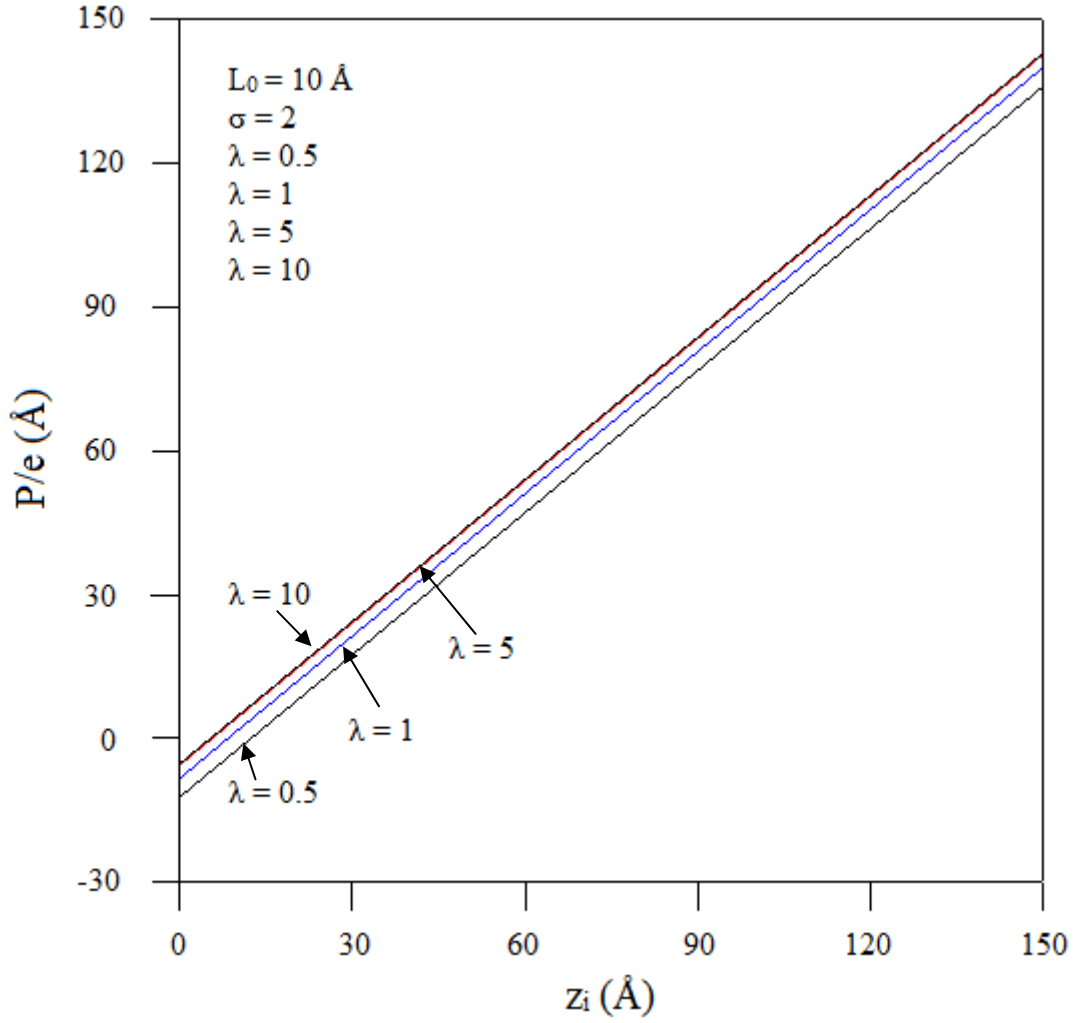
Şekil 5.8 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 100 \text{ Å}$, $\lambda = 1$ ve farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

Şekil 5.8’de GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için, kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi gösterilmiştir. Daha önce belirtildiği gibi kutuplanma safsızlık atomu ve elektron arasındaki mesafeyle orantılı olduğundan σ parametresinin elektron kuşatması üzerindeki etkisine bağlı olarak bütün z_i değerleri için azalan σ değerleri ile birlikte kutuplanmada bir artma gözlenmektedir.



Şekil 5.9 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10$ Å ve $\sigma = 2$ için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

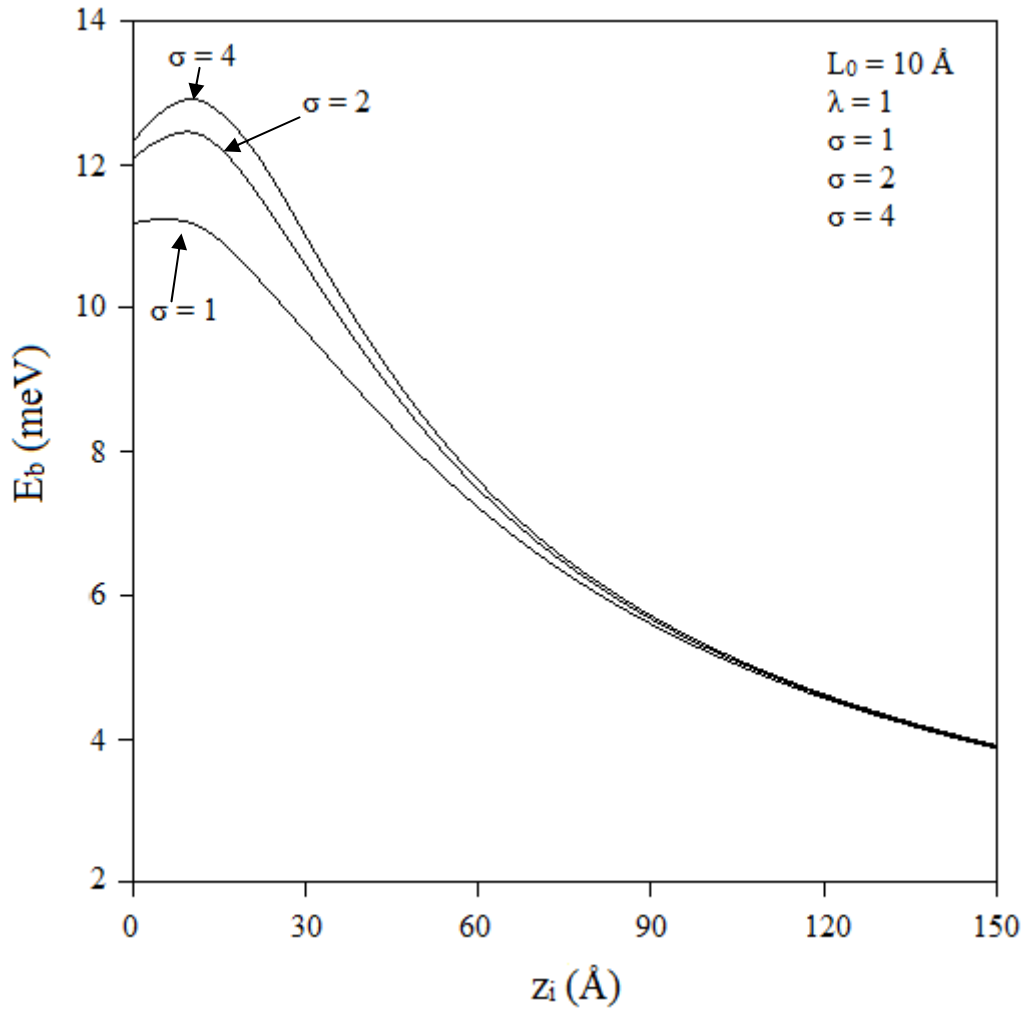
Şekil 5.9’ da GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10$ Å, $\sigma = 2$ ve farklı λ değerleri için, bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi; alınan bütün λ değerleri için bağlanma enerjisi z_i ’ nin artan değerleriyle önce artmaya başlayarak maksimum değerine ulaşır ve daha sonra azalmaya başlayarak külçe malzeme değerine ulaşır. Bu şekilde vurgulanması gereken önemli nokta ise; bağlanma enerjisinin maksimum değerine ulaştığı z_i konumu λ ile birlikte azalmaktadır. Örneğin $\lambda = 0.5$ için bağlanma enerjisi $z_i \cong 16$ Å’ da en büyük değerine ulaşırken $\lambda = 10$ için $z_i \cong 14$ Å’ da gerçekleşmektedir. Bağlanma enerjisinin pik konumunda meydana gelen bu kayma λ ’ nın kuşatma potansiyeli üzerindeki etkisine bağlıdır.



Şekil 5.10 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı λ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

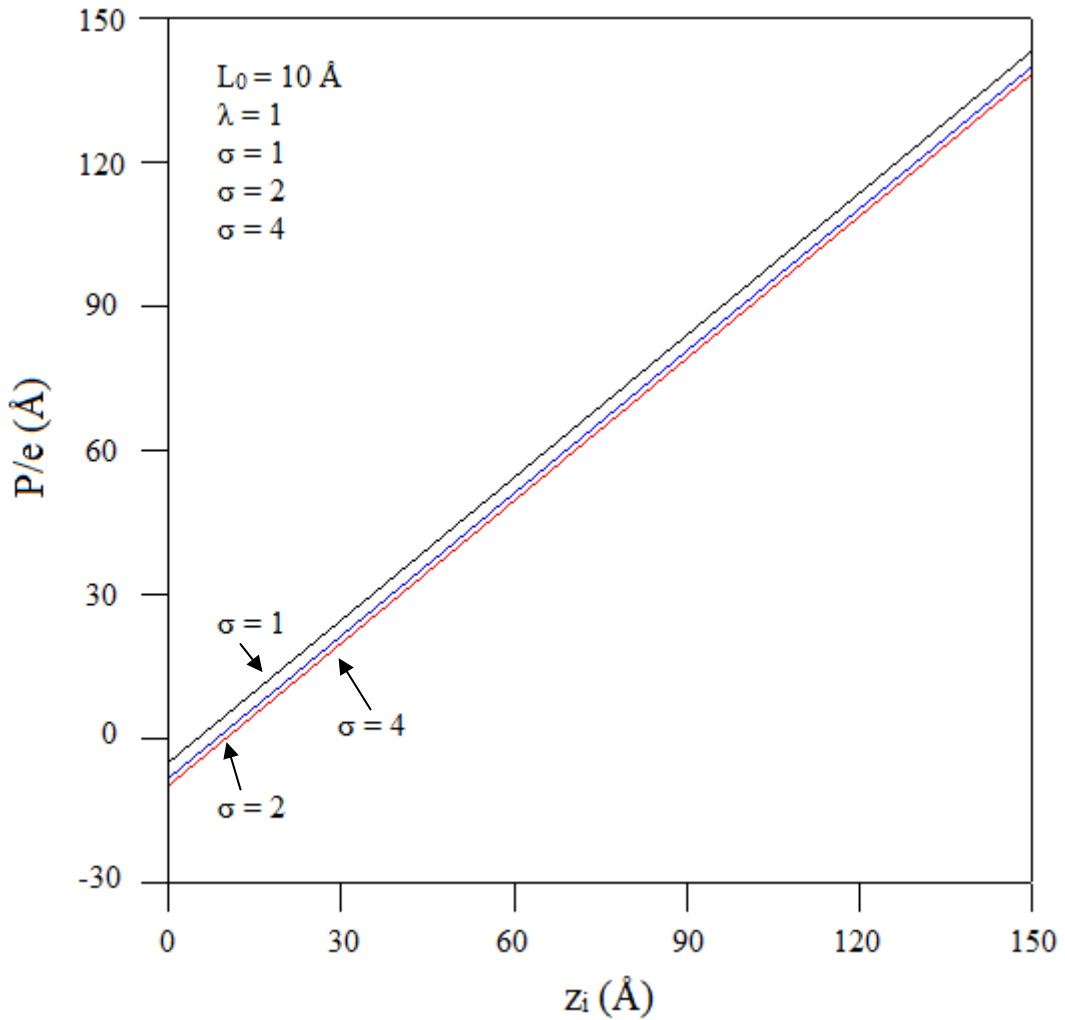
GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 10 \text{ Å}$ ve $\sigma = 2$ için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi şekil 5.10'da verilmiştir. Kutuplanma safsızlık atomu ve elektron arasındaki mesafeyle orantılı bir değere sahiptir. Şekilde açıkça görüldüğü gibi safsızlık atomunun konumu kuyunun köşesinden ($z_i = 0$) kuyunun sağ tarafına doğru kaydırıldığında elektron ile safsızlık atomu arasındaki mesafenin azalmasına bağlı olarak kutuplanma lineer bir biçimde azalmakta ve elektronun bulunma olasılığının maksimum olduğu $z_i \cong 16 \text{ Å}$ civarında ise sıfır olmaktadır. $z_i > 16 \text{ Å}$ bölgesinde ise; negatif ve pozitif yük dağılımları yer değiştirdiğinden kutuplanmanın işareti değişir ve artan z_i değerleriyle lineer olarak artar. Şekilde görüldüğü gibi λ parametresinin elektron kuşatması üzerindeki etkisine bağlı olarak artan λ değerleri ile birlikte kutuplanmada artış gözlenmektedir.

Şekil 5.11’de farklı σ değerleri için GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 10 \text{ Å}$ ve $\lambda = 1$ için, bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi verilmiştir. Safsızlık atomu $z_i = 0 \text{ Å}$ ’ dan $z_i \cong 12 \text{ Å}$ ’ a kadar ötelendiğinde bağlanma enerjisi artarak maksimum değerine ulaşır. $z_i > 12 \text{ Å}$ ’ dan daha büyük değerlere doğru gidildikçe bağlanma enerjisi azaldığı görülür. $\sigma = 2$ için safsızlık atomu konumu $z_i = 0$ ’ dan $z_i = 150 \text{ Å}$ ’ a kadar ötelendiğinde safsızlık atomu ile elektronun birbirini görme olasılığı önce artmaya başlar ve bağlanma enerjisi $z_i \cong 14 \text{ Å}$ civarında maksimum değerine ulaşır. z_i ’ nin daha büyük değerlerinde ise elektronu tanımlayan öz fonksiyonun biçimine bağlı olarak safsızlık atomuyla elektronun aynı düzlemde birbirini görme olasılığı azaldığından bağlanma enerjisi azalmaya başlar. $\sigma = 4$ için bağlanma enerjisinin z_i ’ ye göre değişimi $\sigma = 2$ durumuna benzer bir davranış sergiler.



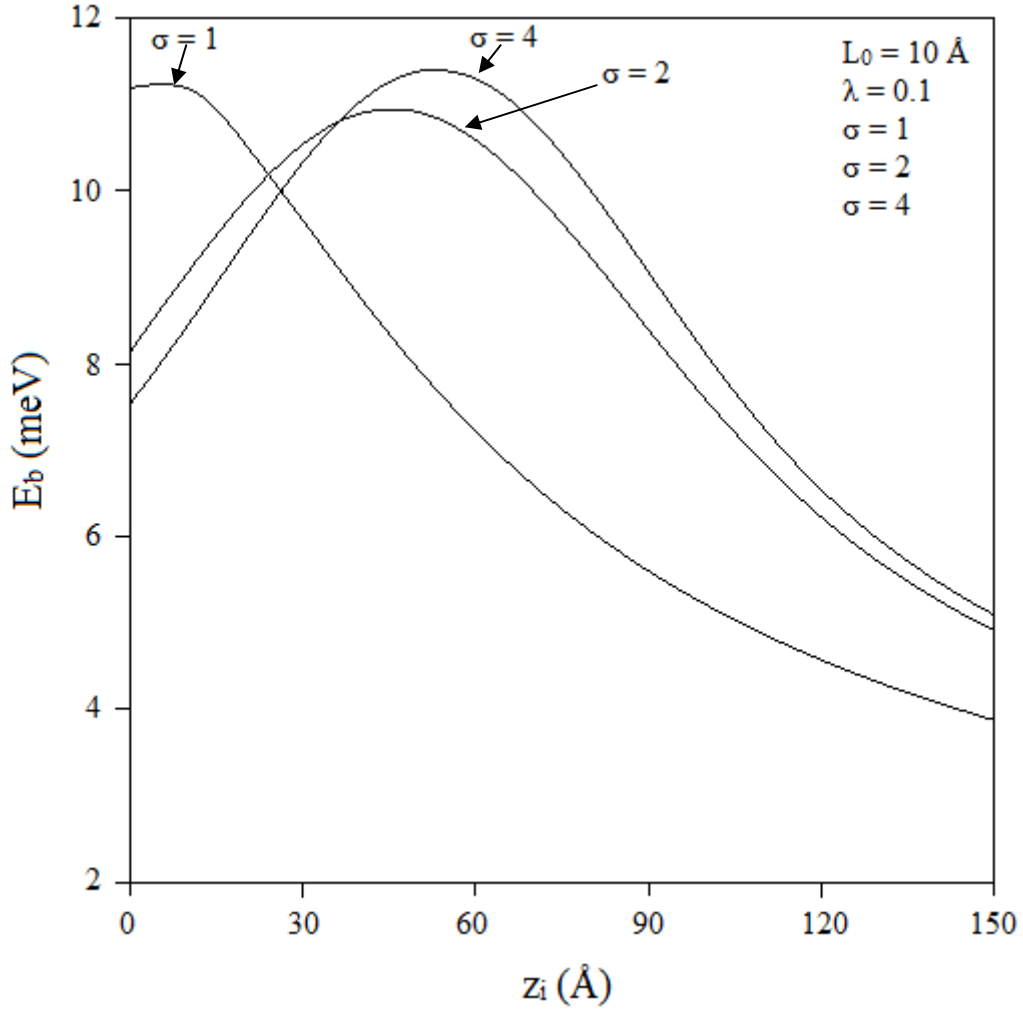
Şekil 5.11 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda $L_0 = 10 \text{ \AA}$, $\lambda = 1$ ve farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi şekil 5.12’ de verilmiştir. Şekilde açıkça görüldüğü gibi safsızlık atomu konumu $z_i = 0$ ’dan $z_i = 150 \text{ \AA}$ ’ a kadar kaydırıldığında elektron ile safsızlık atomu arasındaki mesafenin azalmasına bağlı olarak kutuplanma lineer bir biçimde azalmakta ve $\sigma = 1$ için, elektronun bulunma olasılığı maksimum olduğu $z_i \cong 12 \text{ \AA}$ civarında ise sıfır olmaktadır. $z_i > 12 \text{ \AA}$ bölgesinde ise negatif ve pozitif yük dağılımının yer değiştirdiğinden kutuplanmanın işareti değişir ve artan z_i değerleriyle lineer olarak artar. Artan σ değerleriyle elektronun bulunma olasılığının maksimum olduğu değerler de artmaktadır. σ parametresinin elektron kuşatması üzerindeki etkisine bağlı olarak azalan σ değerleri ile birlikte kutuplanmanın arttığı görülmektedir.



Şekil 5.12 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

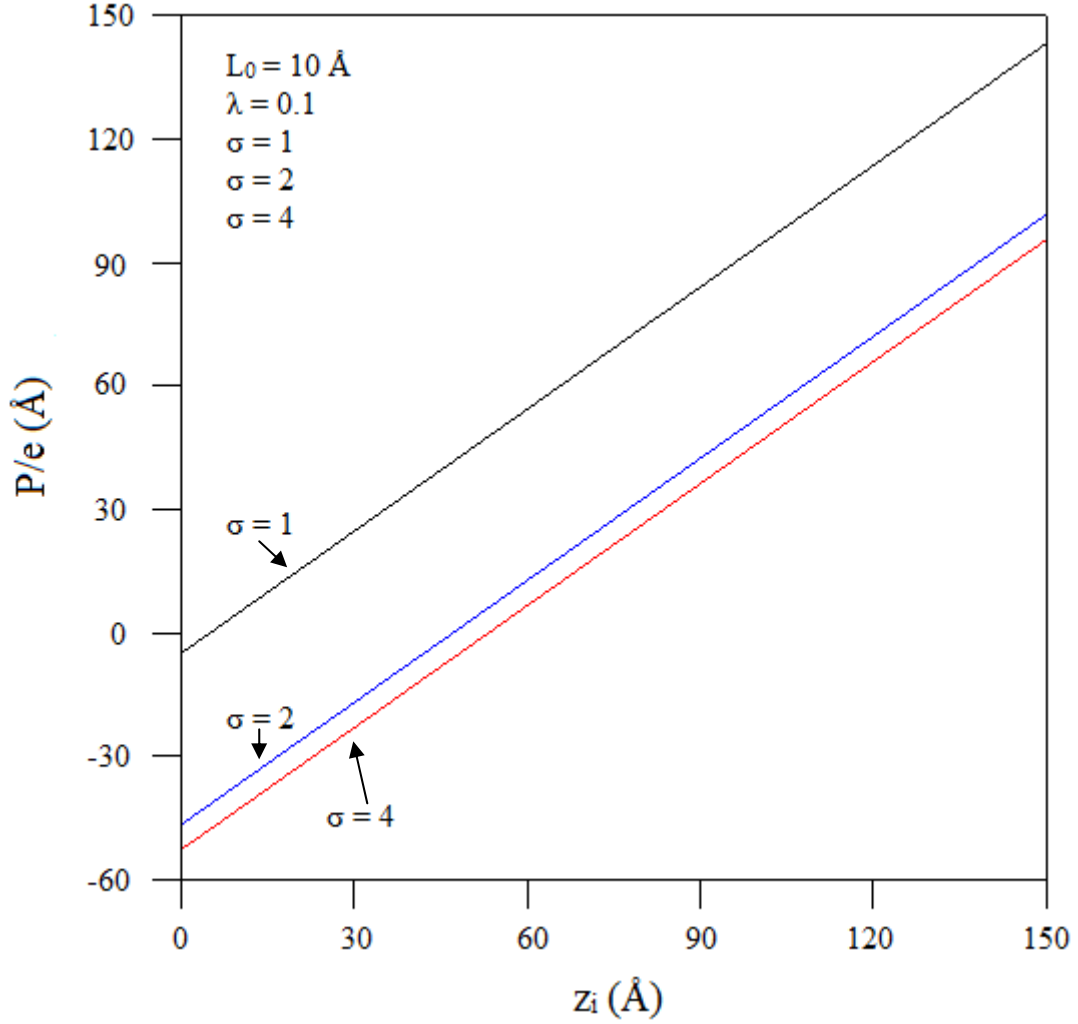
Şekil 5.13’de farklı σ değerleri için GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10 \text{ Å}$ ve $\lambda = 0.1$ için, bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna göre değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi σ ’nın kuşatma potansiyeli üzerindeki etkisine bağlı olarak bağlanma enerjisinin pik konumu sağa doğru kaymaktadır. Artan σ değerleriyle elektronun bulunma olasılığı, basamaklı kuantum kuyusunda sağa doğru kaydığından bağlanma enerjisinin pik konumu da sağa doğru kayar.



Şekil 5.13 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunda farklı σ değerleri için bağlanma enerjisinin safsızlık atomunun konumuna göre değişimi.

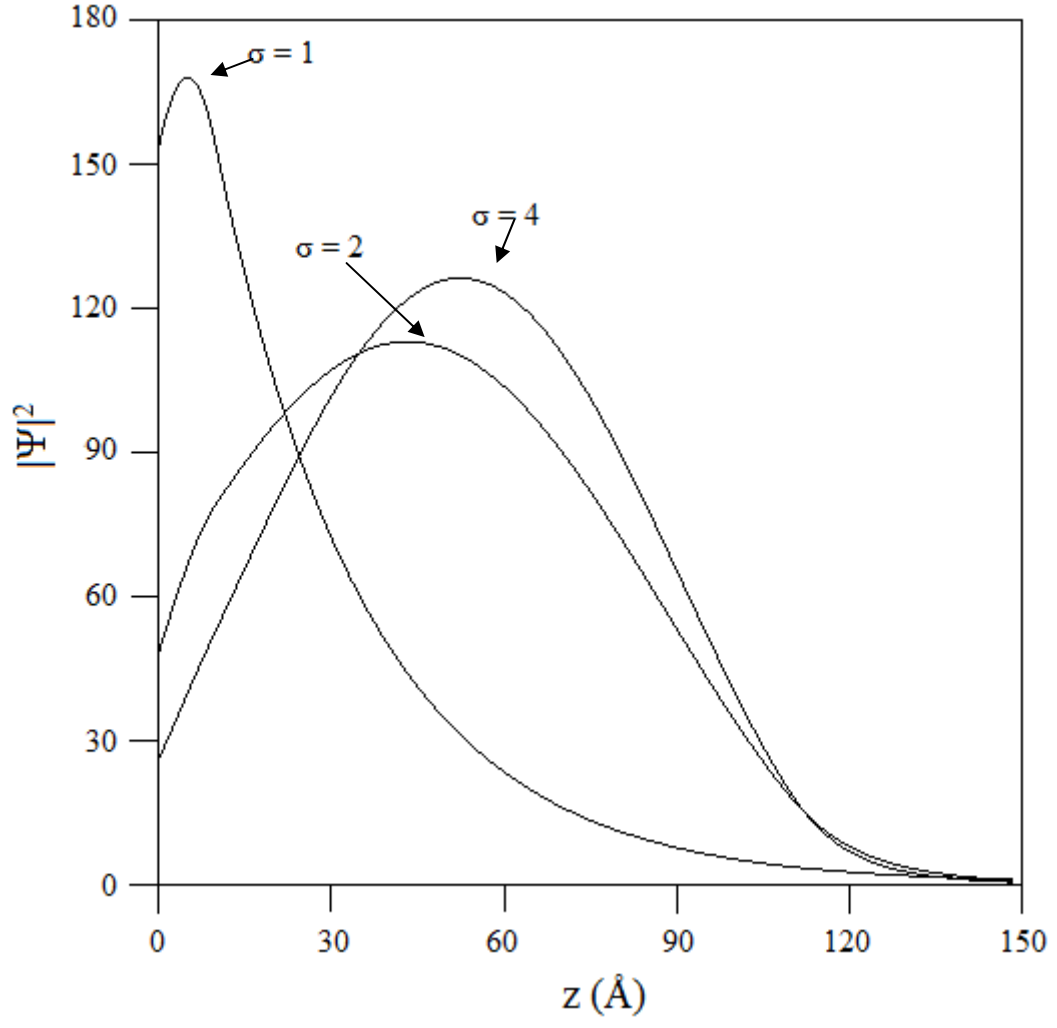
GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10 \text{ Å}$, $\lambda = 0.1$ ve farklı σ değerleri için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi şekil 5.14’de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi alınan bütün σ değerleri için kutuplanma safsızlık atomunun başlangıç noktalarına yakın konumlarında negatif bir büyüklüğe sahiptir. Safsızlık atomunun konumu başlangıç noktalarında sağa doğru kaydırıldığında kutuplanmanın lineer olarak azaldığı ve her σ değeri için belirli bir z_i değerinde sıfıra

gittiği görülmektedir. Her σ değeri için belirli bir z_i değerinden daha büyük konumlarda kutuplanma kuyudaki yük dağılımına bağlı olarak pozitif değerler alır ve z_i 'nin lineer bir fonksiyon gibi davranır. σ parametresinin kutuplanma üzerindeki etkisi daha ayrıntılı değerlendirebilmek amacıyla farklı σ değerleri için, elektronun taban durum dalga fonksiyonunun konuma göre değişimi şekil 5.15'te verilmiştir.



Şekil 5.14 GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs basamaklı kuantum kuyusunun $L_0 = 10$ Å ve $\lambda = 0.1$ için kutuplanmanın safsızlık atomu konumuna göre değişimi.

Şekil 5.15'te açıkça görüldüğü gibi elektron olasılık yoğunluğunun genliği σ ile azalırken elektronun bulunma olasılığının maksimum olduğu konum σ parametresiyle artmaktadır. Yani σ parametresinin kuşatma üzerindeki etkisine bağlı olarak negatif yük dağılımı sağa doğru kaymaktadır. Örneğin olasılık yoğunluğunun pik konumu $\sigma = 1$ için yaklaşık olarak 8Å civarındadır. Oysa, bu değer $\sigma = 2$ için yaklaşık olarak 48Å ve $\sigma = 4$ için yaklaşık 56Å dolayındadır.



Şekil 5.15 Farklı σ değerleri için elektron dalga fonksiyonunun karesinin konumuna göre değişimi.

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında safsızlık atomu katkılı basamaklı kuantum kuyusu ele alınarak, sistem içerisinde bulunan elektron ve safsızlık atomu arasındaki bağlanma enerjisi safsızlık atomu konumu ve kuantum kuyu genişliğine göre incelenmiştir. Ayrıca, elektron ve safsızlık atomu arasındaki öz-kutuplanma safsızlık atomunun konumuna ve basamaklı asimmetrik kuantum kuyusunun parametrelerine bağlı değişimi hesaplanmıştır. Basamaklı kuantum kuyusundaki safsızlık atomu problemi etkin kütle yaklaşımı varyasyonel hesap tekniği ile çözülmüştür.

Yapılan çalışmada elde edilen sonuçlara göre kuşatma potansiyelinin simetrisinin safsızlık bağlanma enerjisi ve öz-kutuplanma üzerinde oldukça etkili olduğu görülmüştür. Bağlanma enerjisi ve kutuplanma, safsızlık atomunun konumuna oldukça duyarlıdır. Elektron ile safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılığı ne kadar fazla ise bağlanma enerjisi o kadar büyük olur. Ancak kutuplanma minimum değerine sahip olduğu görülmüştür. $\sigma = V_o/V$ ve $\lambda = L_o/L$ parametresi değiştirilerek bağlanma enerjisi ve kutuplanma amaca uygun olarak ayarlanabileceği sonucuna varılmıştır. Ayrıca; yapılan çalışmada elde edilen fiziksel büyüklüklerin daha önce elde edilen sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür.

7. KAYNAKLAR

1. Omar, M.A., Elementary Solid State Physics, Addison-Wesley Publishing, California, ABD (1975)
2. Beiser, A., Modern Fiziğin Kavramları, (çev. G. ÖNENGÜT), Akademi Yayınları, İstanbul, Türkiye, (1997)
3. Muller, J. ve Weibenrieder, R.S. , (1997), Conductivity Model for Sputtered ZnO thin Films Gas Sensors. Thin Solid Films, 300, p 30.
4. McKelvey, J.P., Solid State and Semiconductor Physics, Harper & Row Pres, New York, (1966)
5. Pankove, J.I., Optical Process in Semiconductors, Princeton Press, New Jersey, USA, (1971)
6. Streetman, B.G., Solid State Electronic Devices, Prentice Hall Int., New Jersey, (1980)
7. Jasprit Sing, Semiconductor Devices, McGraw-Hill Inc., (1994)
8. Harrison, P. Quantum Wells, Wires and Dots. Second Edition. John Wiley & Sons, New York, USA, (1999)
9. R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard and W. W. Wiegman (1978) “Evolution and recent advances in RF/Microwave transistors” , Appl. Phys. Lett., 33, 665
10. H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. W. Wiegman and M. D. Sturge (1979), “Two-dimensional electron gas at differentially doped GaAs–Al_x Ga_{1-x} As heterojunction interface” J. Vac. Sci. Technol., 16, 1517
11. Smith, W.T. , Principles of Materials Science and Engineering, McGraw - Hill Inc. , USA, (1990)
12. Allison, J., Electronic Engineering Semiconductors and Devices, McGraw- Hill Book Company, UK (1990)
13. Dikici, M., Katıhal Fizigine Giriş, On Dokuz Mayıs Üniversitesi Yayınları, Samsun, Türkiye (1993)
14. E. Kasapoğlu, H. Sarı, İ. Sökmen, Solid State Communications 125 (2003)
15. G. Bastard ‘Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures Halsted, New York (1998)
16. E. Kasapoğlu, H. Sarı, İ. Sökmen Physica B 315 (2002) 261-266

17. K. Navaneethakrishnan, B. Sukumar, Phys. Rev. B Vol:41 No:18 12911-12914
18. V. Narayni, B. Sukumar, Solid State Commun. 97 (1996) 643
19. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J.R., Weimann, N.G., Chu, K., Murphy, M., Schaff, W.J., Eastman, L.F., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzmann, M., Rieger, W., and Hilsenbeck, J., "Two dimensional electron gas", *J.Appl.Phys.*, 85, 3222, (1999)
20. L. Esaki and R. Tsu 'Superlattices and Negative Conductivity in Semiconductors' IBM Res. Note, RC-2414 (1969)
21. S.Mori, T. Ando, Surface Science 98, 101 (1980)
22. I. Erdogan, O. Akankan and H. Akbas, "Effects of hydrostatic pressure on the self-polarization in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells under the electric field", *Physica E* 42 (2009) 136-140

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı	Mehmet Ali ERDEM
Doğum Yeri ve Tarihi	Bursa 17.03.1986
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü 58140 / Sivas
E-posta Adresi	mehmetali_erdem@hotmail.com
Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2009
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2012