

T.C.
CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BİR BOYUTLU SİSTEMLERDE EKŞİTONLAR

T-121571

Metin GÜNEŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Haziran 2002

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Danışman: Doç. Dr. Hüseyin SARI

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

BİR BOYUTLU SİSTEMLERDE EKŞİTONLAR

Metin GÜNEŞ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
Haziran 2002**

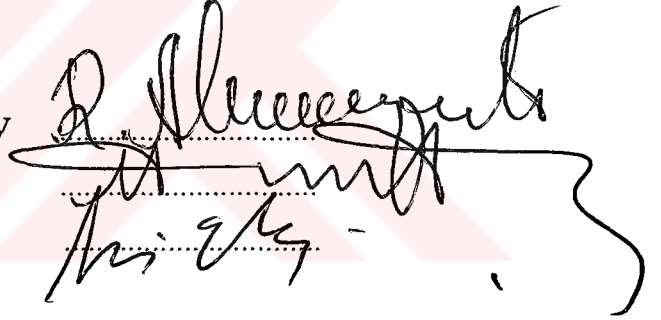
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ' NE

Bu çalışma jürimiz tarafından, Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Rauf AMİROV

Üye: Doç. Dr. Hüseyin SARI

Üye: Doç. Dr. Sezai ELAGÖZ



ONAY

Yukardaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

..../..../2002

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Prof. Dr. Necati Celik



Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosunun 05.01.1984 tarihli toplantısında kabul edilen ve daha sonra 30.12.1993 tarihinde C.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğünce hazırlanan ve yayınlanan 'Yüksek Lisans ve Doktora tez yazım kılavuzu' adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

ÖZET
Yüksek Lisans Tezi

BİR BOYUTLU SİSTEMLERDE EKŞİTONLAR

Metin GÜNEŞ
Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Bölümü
Haziran-2002

Danışman: Doç. Dr. Hüseyin SARI

Bu çalışmanın ilk aşamasında düşük boyutlu sistemler hakkında genel bilgi verilmiştir. Daha sonra simetrik ve asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde taban durumdaki eksitonun bağlanma enerjisinin tel genişliği (L_x), tel kalınlığı (L_z) ve engel genişliği (L_b) ile değişimi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel yöntemle incelenmiştir.

ANAHTAR KELİMELELER: Eksitonik Bağlanma, Çiftlenimli Kuantum Teli, Düşük Boyutlu Sistem

SUMMARY

MSc Thesis

EXCITONS IN ONE DIMENSIONAL SYSTEM

Metin GÜNEŞ

Cumhuriyet University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

June-2002

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Hüseyin SARI

In this study first, general information about low dimensional systems is given. Then, the variation of ground state exciton binding energy in symmetric and asymmetric coupled $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wires with wire width (L_x), wire thickness (L_z) and barrier width (L_b) is investigated variationally within effective mass approximation.

KEY WORDS: Excitonic Binding, Coupled Quantum Wire, Low Dimensional System

TEŞEKKÜR

Konu seçimimde ve çalışmalarımın her aşamasında bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım danışman hocam Sayın Doç.Dr.Hüseyin Sarı'ya, tez çalışmamın başlangıcından bitimine kadar her konuda bana yardım eden hocam Yrd. Doç.Dr. Esin Kasapoğlu'na teşekkür ederim. Ayrıca değerli fikirleriyle tezime katkıda bulunan Arş.Gör. Murat Bursal'a, tüm çalışmalarımda bana hep destek olan E.Gülşen Güneş'e, diğer araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
SUMMARY.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
TABLOLAR DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. DÜŞÜK BOYUTLU SİSTEMLER.....	4
2.1 Giriş.....	4
2.2 Eksitonlar.....	6
2.3 Heteroyapılar.....	12
2.4 Kuantum Kuyuları.....	21
2.5 Kuantum Telleri.....	24
3. ÇİFTLENİMLİ $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ KUANTUM TELLERİNİN ELEKTRONİK VE EKŞİTONİK YAPISI.....	27
3.1 Giriş.....	27
3.2 Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Tellerinde Eksiton Bağlanma.....	29
3.3 Simetrik Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Telinde Eksitonik Bağlanma.....	34
3.4 Asimetrik Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Telinde Eksitonik Bağlanma.....	37
4. SONUÇ.....	53
5. KAYNAKLAR.....	55
6. ÖZGEÇMİŞ.....	58

ŞEKİLLER DİZİNİ

- Şekil 2-1. (a) Eksiton, bağlı bir elektron-boşluk çifti olup genelde kristal içinde serbestçe dolaşabilir. Bazı yönlerden, bir pozitronla elektrondan oluşan pozitronyum atomuna benzer. Şekilde gösterilen Mott-Wannier tipi eksiton zayıf bağlı olup elektron-boşluk uzaklığı örgü sabitine kıyasla büyüktür.(b) Alkali halojen kristalinde bir atom etrafında sıkı yerleşmiş sıkı bağlı bir Frenkel eksitonu kristal içinde, boşluk elektronun çok yakınında bir dalga gibi dolaşır. 7
- Şekil 2-2. İletkenlik ve valans bant kıyıları $\vec{k} = 0$ da olan bir bant yapısında, eksiton düzeylerinin iletkenlik bant kıyasına göre konumları. 8
- Şekil 2-3. Doğrudan bir olayda yaratılan eksitonun enerji düzeyleri. Valans bandının üst ucundan olan geçişler oklarla gösterilmiş olup en uzun ok aralık enerjisine karşılık gelir. 9
- Şekil 2-4. 21 K sıcaklıkta *GaAs*'ta, E_g bant aralığı civarında enerjiye sahip fotonların yarıiletken optik soğurulmasında eksiton düzeyinin etkisi. Düşey ölçek $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\alpha x)$ ifadesindeki α soğurma katsayısıdır. Soğurulma eğrisinin biçiminden aralık enerjisi ve eksiton bağlanma enerjisi elde edilebilir. E_g aralığı 1.521 eV ve eksiton bağlanma enerjisi 0.0034 eV bulunur..... 10
- Şekil 2-5. (a) Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin bant diyagramı. (b) Örgü sabitleri özdeş 1 ve 2 yarıiletkenlerinin bantlarının eklenmesi ile heteroyapının oluşturulması. Burada ΔE_v ve ΔE_c sırasıyla valans ve iletim bandındaki süreksizliklerdir. Materyallerin katkısız ve ara yüzeyde yük transferi etkisinin az olduğu kabul edilmiştir. E_{g1} ve E_{g2} temel bant aralıklarıdır. 14
- Şekil 2-6. *GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As* (n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi. ΔE_c saf yapının bant süreksizliğidir. Kesikli çizgilerle heteroyapının *GaAs* bölümünde kuşatılmış durumlar belirtilmiştir. .. 17

Şekil 2-7. Bant süreksizliğine göre heteroyapı türleri.....	18
Şekil 2-8. Heteroyapılar için rezonans tünelleme modeli.....	20
Şekil 2-9. (a) $GaAs$ ve $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile oluşturulan heteroyapı. (b) $GaAs$ - $Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun elektronik yapısı.....	21
Şekil 2-10. (a) $GaAs$ kuantum teli (b) $GaAs$ kuantum telinin iletim bant diyagramı (ΔE_c , $GaAs$ ile $Ga_{1-x}Al_xAs$ arasındaki iletim bant süreksizliğidir).....	24
Şekil 3-1. Çiftlenimli kuantum telinde iletkenlik ve valans bandının x ve z doğrul- tularındaki şematik gösterimi	30
Şekil 3-2. Simetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi	35
Şekil 3-3. Simetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi	36
Şekil 3-4. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 10 \text{ \AA}$).....	38
Şekil 3-5. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 20 \text{ \AA}$).....	39
Şekil 3-6. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 80 \text{ \AA}$).....	40
Şekil 3-7. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 200 \text{ \AA}$).....	41
Şekil 3-8. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-GaAlAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 10 \text{ \AA}$).....	43
Şekil 3-9. (a) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 5 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksi- yonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi	44
Şekil 3-9. (b) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 40 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonk- siyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi.....	45
Şekil 3-10. (a) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 10 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi	46

Şekil 3-10. (b) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 20 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi	47
Şekil 3-11. Asimetrik çiftlenimli <i>GaAs-GaAlAs</i> kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 20 \text{ \AA}$)	48
Şekil 3-12. Asimetrik çiftlenimli <i>GaAs-GaAlAs</i> kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 80 \text{ \AA}$)	49
Şekil 3-13. Simetrik çiftlenimli <i>GaAs-GaAlAs</i> kuantum telinde $F(0)$ – overlap fonksiyonunun L 'ye göre değişimi	51
Şekil 3-14. Simetrik çiftlenimli <i>GaAs-GaAlAs</i> kuantum telinde $F(0)$ – overlap fonksiyonunun engel genişliği L_b 'ye göre değişimi	52

TABLolar DİZİNİ

Tablo 1. Eksiton bağlanma enerjileri (<i>meV</i>)	8
Tablo 2. Bazı önemli heteroyapılar için valans bandı süreksizliğinin deneysel ve kuramsal sonuçları. δa külçe örgü sabiti farkıdır	15

1. GİRİŞ

Yarıiletkenlerin elektronikte kullanılması, belki de katıhal fiziğinin 20. yüzyıl teknolojisine getirdiği en büyük katkıdır. Yarıiletkenler elektriksel iletkenlikleri metal ve yalıtkanlar arasında olan malzemelerdir. Bu malzemelerin iletkenlikleri; sıcaklık, optik uyarılmalar ve katkılama ile büyük ölçüde değişir. Yarıiletken materyallerin bu özelliği yani elektriksel özelliklerinin dış etkilerle değişebilir olması elektronik cihaz yapımında tercih nedenidir.

Bir yarıiletkeni metal ve yalıtkanlardan ayıran en temel özelliklerden birisi enerji bant aralığıdır. Bu aralık yarıiletken tarafından yayılan veya soğurulan ışığın dalga boyu ile belirlenir. Örneğin, *GaAs*'ın enerji bant aralığı yaklaşık 1.43 eV dir ve bu değer yakın kırmızı ötesi bölgesindeki elektromanyetik dalganın dalga boyuna karşılık gelir. Bunun tersine *GaP*'ın bant aralığı yaklaşık 2.3 eV dir. Bu değer spektrumun yeşil bölgesine karşılık gelir. Yarıiletkenlerin bant aralıklarının değişiminin bir sonucu olarak spektrumun kırmızı ötesi ve görünür bölgesine düşen dalga boylarında ışık yayan diyotlar (LED) ve lazerler yapılabilir. Yarıiletkenlerin elektronik ve optik özellikleri katkı atomları ile de belirgin bir şekilde değişir.

Son yıllarda yapay yarıiletken heteroyapılar üzerinde hem deneysel hem de kuramsal olarak yoğun çalışmalar yapılmıştır. Heteroyapılar, modern büyütme teknikleri kullanılarak kolayca büyütülebilen bir boyutlu kuantum kuyuları ve süperörgütlerden[1] başlayarak, büyütme tekniğindeki gelişmeler (epitaxy, etching ve lithography bileşimi) ile, yük taşıyıcılarının yapay olarak iki boyutta kuşatıldığı kuantum telleri ve üç boyutta kuşatıldığı kuantum kutularına kaydırılmıştır. Ayrıca bir boyutlu periyodik yapılarda ve kuantum kuyularındaki eksitonların araştırılması yoğun bir çalışma alanı oluşturmuştur. Eksiton bağlanma enerjisi hakkındaki bilgiler heteroyapılardaki elektronik özellikleri belirlemede kullanılan fotoluminesans eksiton spektrumu ve fotoluminesans spektrumunu yorumlamada çok önemlidir. Eksiton bağlanma enerjisi elektron ve boşlukların kuşatılma etkilerinin kolayca görüldüğü ince tabakaların yapılması mümkün olduğu için de çok önemlidir. Örneğin, *GaAs*'ta eksiton rezonansı sadece çok düşük sıcaklıklarda

gözlenebilir. Oda sıcaklığında eksiton rezonansı çok zayıf ve bu yüzden gözlenemez.

Şimdiye kadar üzerinde çalışılan düşük boyutlu sistemler genellikle simetrik olarak alınmıştır. Fakat son yıllarda asimetrik düşük boyutlu sistemler üzerinde yapılan çalışmaların sonucunda uygulamada[2-9] önemli olan yeni özelliklerin olduğu görülmüştür. Yarıiletkenlerin lineer ve lineer olmayan optik özellikleri üzerine yapılan araştırmalar yarıiletken diyot, lazer ve iletişimde kullanılan optoelektronik cihazların uygulama alanlarının artmasıyla hız kazanmıştır. $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ sisteminin direkt bant aralığına sahip olması parçacıkların yeniden birleşmesini (recombination) çok verimli duruma getirir. Bu durum uygulama alanında[10] önemli bir avantaj sağlar. Bu fiziksel özellikler, çok hızlı açma-kapama devrelerinin yapımında oldukça önemlidir. Düşük boyutlu yapılardaki bir elektronun enerji spektrumunu incelemek son derece ilginçtir ve farklı potansiyel biçimli cihazların kuantum etkilerini, iletim olayını ve optik özelliklerini belirlemede oldukça yararlıdır. Son yıllarda geniş bant aralığına sahip bileşik yarıiletken kuantum kuyularının optik özelliklerini belirlemek için birçok deneysel çalışmalar yapılmış ve bu materyallerde güçlü eksitonik etkiler ölçülmüştür[11-15].

Düşük boyutlu sistemlerin külçe yapılara göre üstünlüğü, bu sistemlerdeki boyut farklılığından kaynaklanır. Düşük boyutlu sistemlerde son derece dar ve iyi tanımlanmış enerji düzeylerini elde etmek mümkündür. Buna ek olarak bu sistemlerde elektron (veya boşluk) yoğunluğu istenildiği gibi değiştirilebilir. Üç boyutlu yarıiletken sistemlerde ise, yüksek taşıyıcı yoğunluğu elde etmek için birçok seçenek vardır. Sıcaklığı yükseltebilir ve taşıyıcıları termal olarak uyarabiliriz. Bunun sonucunda da iki tip taşıyıcı ve çok yüksek sıcaklıklarda fononların varlığına bağlı olarak daha çok saçılma olur. Benzer bir yaklaşım da yarıiletken üzerine bir ışık düşürülmesidir. Bu durumda yine iki tip taşıyıcı fakat daha az sayıda fonon oluşur. Ancak ışığın homojen olarak soğurulmamasından kaçınmak zordur. Bir başka yöntem olarak kristal, donör veya akseptörlerle katkılanabilir. Bu durumda tek tip yük taşıyıcıları oluşur, fakat bu taşıyıcıların aynı uzayda açık Coulomb merkezleri oluşturmaları istenmeyen bir durumdur.

Ayrıca eşit yük ve sayı yoğunluğuna sahip dengeleme yükü mobiliteyi önemli miktarda azaltır. Oysa iki boyutlu sistemlerde yük taşıyıcıları dengeleme yükten ayrı olarak uzayın farklı bölgelerinde lokalize oldukları için yukarıda sözü edilen olumsuzluklar söz konusu olmaz. İki boyutlu sistemlerin ilginç olmaları elektronik özelliklerinden kaynaklanır. Bu sistemlerde tek taşıyıcı sistemlerinin yaşam süreleri arttırılabilir ve yük taşıyıcılarının yoğunluğu değiştirilebilir. Ayrıca yarıiletken mikroyapılar, elektronik cihazların hızlarının arttırılmasında da çok önemli etkilere sahiptir. Bu devre elemanlarının boyutlarının çok küçük olması elektron iletimi için gereken net zamanı doğal olarak çok kısaltır. Bu nedenle çok daha küçük boyutlu elektronik cihazların oluşturulması konusunda yoğun çalışmalar yapılmaktadır.

Katkılı yarıiletken heteroyapılar da uygulama alanında yeni olanaklar sağlarlar. Örneğin, bu yapılarda mobilite, modülasyon katkılama ile arttırılabilir. Bu yöntem ile engel karakterinde olan bölge katkılanır, engeldeki donörler iyonlaşarak bu bölgeden çukura doğru hareket ederler ve orada kuşatılırlar. Bu şekilde yük taşıyıcıları ve safsızlık iyonları ayrılmış olurlar. Böylece düşük sıcaklıklarda mobiliteyi azaltan safsızlık saçılması ortadan kalkmış olur. Ara yüzeye paralel doğrultudaki mobilite değeri, homojen katkılanmış yapının mobilite değerinden oldukça büyüktür.

Bu çalışmada; çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinin simetri özelliklerine bağlı olarak elektron-boşluk arasındaki eksitonik bağlanma etkin kütle çerçevesinde varyasyonel olarak incelenmiş, parçacıkların davranışları sistemin boyut parametrelerine ve simetrisine bağlı olarak araştırılmıştır. Bir boyutlu yarıiletken sistemde eksitonik yapıyı tanımlayan fonksiyon, varyasyonel fonksiyon (Gaussian-tip "orbital" fonksiyonu) ile parçacıkların kuantum telindeki kuşatılmalarını tanımlayan tam çözümlerin birleşiminden oluşmuştur.

2. DÜŞÜK BOYUTLU SİSTEMLER

2.1 Giriş

Kristal katıların fiziksel özellikleri, normal olarak örneklerin biçim ve büyüklüklerinden bağımsız katsayılar cinsinden belirlenebilir. Örneğin, özgül ısı sığası (birim kütle başına ısı sığası) katının kütlesi ile çarpıldığında o katının ısı sığasını veren bir katsayıdır. Katının boyutlarından biri veya birkaçı yeterince azaltılırsa katının özellikleri artık bu katsayılar cinsinden verilemez. Böylece bu örnek düşük boyutlu bir sistem (Low Dimensional System) olarak tanımlanır. Düşük boyutlu sistemler fizikte indirgenen boyut sayısına göre sınıflandırılırlar. Örneğin; ince filmler iki boyutludur, çünkü sadece filmin kalınlığı küçültülmüştür, ince teller bir boyutludur, çünkü sadece uzunluğu büyüktür, noktalar sıfır boyutludur, çünkü bu durumda üç boyutta kuşatma sağlanmıştır.

Düşük boyutlu sistemlerde örgü sabiti birbirine yakın farklı türde yarıiletkenler bir araya getirilerek yük taşıyıcılarının hareketleri uzamsal olarak sınırlandırılır. Bu sınırlamalar sonucu külçe materyalin sürekli enerji durumları yerine kuantum etkileri sonucu kesikli enerji değerleri elde edilir.

Üç boyutlu yapılarda yük taşıyıcı yoğunluğunu arttırabilmek için; sıcaklık arttırılabilir (ısısal uyarma), katıya ışık gönderilebilir veya yabancı atomlarla katkılama yapılabilir. Fakat bu yöntemlerin önemli dezavantajları vardır. Sıcaklık arttırıldığında iki tür yük taşıyıcısı oluşur (elektron, boşluk), fakat sıcaklık yükseldikçe fonon saçılmaları artar. Kristal katıya ışık gönderilirse yine iki tür yük taşıyıcısı oluşur ama oluşan fonon sayısı azdır. Burada ise ışığın madde tarafından homojen soğurulması sağlanamaz. Katkılamada ise tek tip yük taşıyıcısı oluşur. Bu yöntemde Coulomb merkezlerinin oluşması, eşit yük ve eşit sayıdaki dengeleme yükünün mobilitayı azaltması istenmeyen durumlardır.

Oysa yarıiletkenlerde, yük taşıyıcılarının hareket ettiği boyut azaltılırsa yük taşıyıcıları ve dengeleme yükü uzayın farklı bölgesinde lokalize olacağından yukarıdaki sorunlar çıkmaz. Ayrıca düşük boyutlu sistemlerde taşıyıcıların yaşam süresi ve yoğunluklarını değiştirmek daha kolaydır. Düşük boyutlu sistemlerde

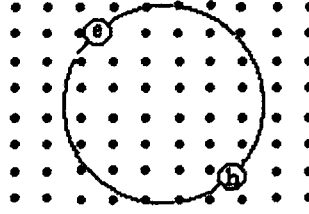
boyut azaldıkça taşıyıcıların yaşam süreleri artar. Bunun nedeni saçılmaların azalmasıdır. Üç boyutlu sistemlerde fonon saçılmaları enerji kaybının temel nedenidir. Durum yoğunluğu fonksiyonu sürekli olduğu için $\hbar\omega_0$ 'dan yüksek enerjili elektronlar saçılmaya uğrarlar. Taşıyıcıların yaşam süresi 1-2 ps kadardır. İki ve üç boyutlu yapılar arasındaki temel fark durum yoğunlukları arasındaki farktır. Boyut azaldıkça taşıyıcıların saçılmaya uğrama olasılıkları azalır ve bunun sonucunda taşıyıcıların yaşam süreleri artar. İki boyutlu yapılarıdaki taşıyıcıların yaşam süresi 10 ps civarındadır. Bir boyutlu yapılarıdaki taşıyıcıların yaşam süresi ise 100 ps civarındadır. Yük taşıyıcı yoğunluğu arttıkça yaşam süresi artar. Çünkü, taşıyıcı konsantrasyonu arttıkça saçılma potansiyeline karşı perdeleme etkisi gösterir. Düşük boyutlu sistemlerde parçacığın bulunduğu kuantum çukurundan tünelleme süresi yaşam süresine göre daha uzun olduğu için tünelleme olayı ihmal edilebilir.

Düşük boyutlu sistemlerin önemi sistemin fiziksel parametrelerinin ayarlanabilir olmasıdır. Örneğin, iki boyutlu sistemlerde optik özellikler kuşatılmış durumlara duyarlı bir biçimde bağlıdır. Sözü edilen bu durumlar ise, kuantum kuyusunun ayarlanabilir parametreleri olan kuyu genişliği ve engel yüksekliğinin değiştirilmesi ile istenildiği biçimde elde edilirler. Heteroyapılarda yasak bant genişliği de ayarlanabilir olduğu için, sonuçta bu sistemlerde optiksel özelliklerin değiştirilmesi mümkündür. İki boyutlu sistemlerde kuantum kuyusunun fiziksel parametreleri değiştirilerek, sistemin optik özellikleri istenilen biçimde ayarlanabilir. Aynı şekilde bir boyutlu sistemlerde kuantum telinin ayarlanabilir fiziksel parametreleri kullanılarak, sistemin optik özellikleri daha hassas bir biçimde ayarlanabilir. Çünkü, kuantum tellerinde sistemin kuşatma boyutu arttırıldığından ayarlanabilir parametrelerin sayısı daha fazladır. Ayarlanabilir parametrelerin artması da optik özelliklerin daha hassas bir biçimde ayarlanabilmesi anlamına gelir.

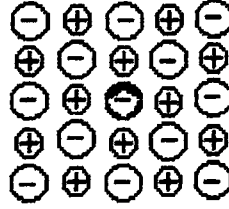
2.2 Eksitonlar

Yasak enerji aralığı E_g olan bir yarıiletken üzerine $E > E_g$ olan bir foton gönderilirse valans bandından iletkenlik bandına bir elektron uyarılır ve valans bandında bir boşluk (hole) yaratılır. Böylece elektron-boşluk çifti oluşturulmuş olur. Foton enerjisi bant aralığı enerjisinin hemen altında olduğu yani kristalin saydam olmasını beklediğimiz durumda, yansıma ve soğurulma spektrumları beklenenden farklı bir yapı gösterir. Bu yapı, soğurulan bir fotonun bağlı bir elektron-boşluk çifti yaratmasından kaynaklanır. Elektron ve boşluk, aralarındaki Coulomb etkileşmesi nedeniyle, tıpkı hidrojen atomundaki elektron ve proton gibi bağlı duruma geçebilir. Aralarındaki Coulombic etkileşim sonucu birbirini etrafında yörüngesel hareket eden elektron-boşluk çiftinin oluşturduğu sisteme eksiton denir. Bağlı elektron-boşluk çiftinin oluşturduğu eksiton Şekil 2-1'de gösterilmiştir. Bir eksiton kristal içinde dolaşıp enerji iletir. Ancak, nötr olduğu için elektrik yükü iletmez. Bir elektron ve pozitrondan oluşan pozitronyum parçacığının bir benzeridir.

Yasak bant aralığı E_g olan direkt bant aralıklı bir malzemeye $E_g \geq \hbar\omega$ enerjili bir ışın düşürüldüğünde elektron-boşluk çifti oluşturulmuş olur. Soğurma sınırı E_g 'dir, ama elektron ve boşluk arası Coulombic etkileşim bu durumu değiştirir. Soğurma spektrumunda E_g 'nin hemen altında gözlenen dar pik eksitonların varlığının kanıtıdır.



(a)



(b)

Şekil 2-1. (a) Eksiton, bağlı bir elektron-boşluk çifti olup genelde kristal içinde serbestçe dolaşabilir. Bazı yönlerden, bir pozitronla elektrondan oluşan pozitronyum atomuna benzer. Şekilde gösterilen Mott-Wannier tipi eksiton zayıf bağlı olup elektron-boşluk uzaklığı örgü sabitine kıyasla büyüktür.

(b) Alkali halojen kristalinde bir atom etrafında sıkı yerleşmiş sıkı bağlı bir Frenkel eksitonu kristal içinde, boşluk elektronun çok yakınında bir dalga gibi dolaşır.

Eksitonlar bir yalıtkan kristalde oluşabilirler. Dolaylı (indirekt) bir bant aralığı varsa, doğrudan bir bant civarındaki eksitonların serbest elektron ve boşluğa dönüşmesi engellenmiş olabilir. Tüm eksitonlar, en son aşama olan elektronun boşluğa dönüşüp onu yok etmesi olayına karşı kararsızdırlar.

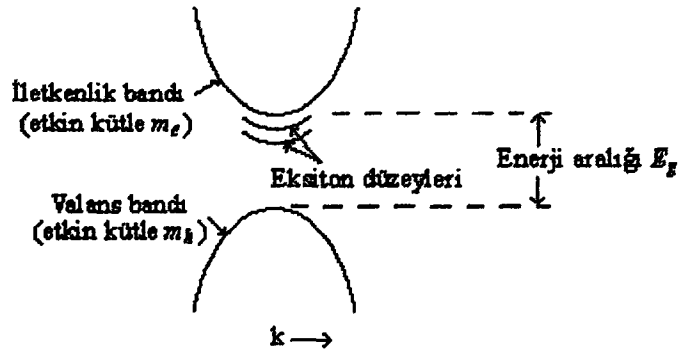
Kristal ortamında soğurulan bir fotonun enerjisi aralık enerjisinden büyükse her zaman bir elektron ve boşluk çifti oluşur. Doğrudan bir olayda bu sürecin eşik enerjisi $\hbar\omega > E_g$ dir. Fonon yardımıyla gerçekleşen dolaylı bir olayda

ise eşik enerjisi, fonon enerjisi $\hbar\Omega$ kadar daha azdır. Eksiton uyarılma eşik enerjisi, eksitonun bağlanma enerjisi nedeniyle, bu iki tür olayın eşik enerjilerinden daha düşüktür. Bu enerji değerleri bazı maddeler için Tablo 1'de gösterilmiştir.

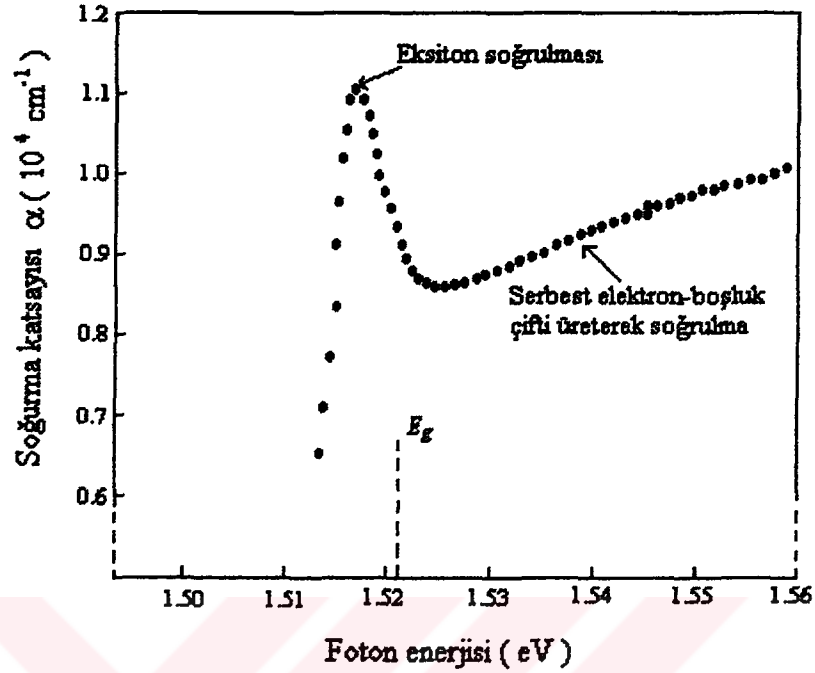
Madde	Eksiton bağlanma enerjisi (meV)
Si	14.7
Ge	4.15
GaAs	4.2
GaP	3.5
InP	4.0
InSb	0.4
KI	480
KCl	400
CdS	29
CdSe	15
TlCl	11
TlBr	6

Eksitonlar, denklem 2-1'deki kritik noktalardan herhangi birinde foton soğurulmasıyla yaratılabilirler, çünkü $\vec{V}_k E_v = \vec{V}_k E_c$ olduğunda elektron ve boşluğun grup hızları eşit olup, parçacıklar Coulomb etkileşmesiyle bağlanabilirler. Enerji aralığının altında eksiton oluşmasına yol açarı geçişler Şekil 2-2 ve Şekil 2-3'te gösterilmiştir.

$$\vec{V}_k [E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k})] = 0 \quad (2-1)$$



Şekil 2-2. İletkenlik ve valans bant kıyıları $\vec{k} = 0$ da olan bir bant yapısında, eksiton düzeylerinin iletkenlik bant kıyısına göre konumları.



Şekil 2-4. 21 K sıcaklıkta $GaAs$ 'ta, E_g bant aralığı civarında enerjiye sahip fotonların yarıiletkende optik soğurulmasında eksiton düzeyinin etkisi. Düşey ölçek $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\alpha x)$ ifadesindeki α soğurma katsayısıdır. Soğurulma eğrisinin biçiminden aralık enerjisi ve eksiton bağlanma enerjisi elde edilebilir. E_g aralığı 1.521 eV ve eksiton bağlanma enerjisi 0.0034 eV bulunur.

Eksitonlar iki limitte incelenir. Eksitonların sayıca az ve sıkı bağlı olduğu Frenkel limiti ile, eksitonların zayıf bağlı ve elektron-boşluk mesafesinin örgü sabitine göre büyük olduğu Mott-Wannier limiti.

$GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum çukurlarında soğurma ve ışıma spektrumlarında eksitonik etkiler etkilidir. Özellikle saf yarıiletkenlerin düşük sıcaklıktaki soğurma bant sınırı eksiton rezonans soğurmasına bağlıdır. Eksitonlar elektron ve boşlukların kuşatıldığı $GaAs$ katmanlarında oluşurlar. $GaAs$ ve birçok külçe yarıiletkeninde oda sıcaklığında eksiton rezonansı gözlenmezken kuantum çukurlarında oda sıcaklığında bile eksiton rezonansı gözlenebilir. Külçe yarıiletkenlerin optik spektrumunda eksitonların gözlenebilmesi için yarıiletkenin çok saf olması gereklidir. Çünkü, eksiton piki safsızlık potansiyelleri etkisiyle yayvanlaşır ve geçişlerin gözlenmesi için çok saf bir yarıiletken ve düşük

sıcaklıklar gerekir. Dar yasak bant aralığına sahip yarıiletkenlerde eksitonların belirlenmesi daha zordur. Çünkü, eksiton bağlanma enerjisi çok küçüktür. Kuantum kuyularında eksiton bağlanma enerjisi külçe malzemedeki bağlanma enerjisine göre kuşatılma etkisiyle daha fazla artar. Bu nedenle eksiton rezonansı külçe malzemede görülmediği halde kuantum etkili bir kuşatılma yapılırsa görülebilir. Külçe malzemelerde eksitonların enerjileri Coulombic etkileşme nedeniyle yasak bant aralığından $2-6 \text{ meV}$ kadar azdır. Eksiton problemi farklı durumlar altında hidrojen atomunun incelenmesine benzerdir. Hidrojen atomunun yörünge yarıçapı yaklaşık 0.5 \AA iken külçe eksiton yörünge yarıçapı 300 \AA 'dur. Hidrojen atomunun taban enerjisi yaklaşık -13.6 meV iken eksitonun taban enerjisi -10 meV 'dir. Gerçekte hidrojen atomunun yörünge yarıçapının bu oranda değişmesi söz konusu değildir. Serbest taşıyıcılar elektron ve boşluk arasındaki Coulombic etkileşimin zayıflamasına yol açarak eksiton bağlanma enerjisinin azalmasına yol açar. Yani, serbest taşıyıcılar nedeniyle elektron-boşluk etkileşimi perdelenir.

2.3 Heteroyapılar

Birbirinden farklı iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşan yapıya yarıiletken literatüründe heteroyapı (heterostructure) adı verilir. İki farklı yarıiletkenin birbirine eklenmesi sonucunda, p ve n tipi katkı malzemelerin eklemlerinde görülen bant bükülmeleri meydana gelmez. İletim ve valans bantlarının birbirlerine göre konumları sonucu bu bantlarda süreksizlikler oluşur. Bu süreksizlikler yük taşıyıcılarının belli bölgelerde kuşatılmalarına yol açar. Heteroyapıyı oluşturan külçelerin benzer yapıda olmaları, uygulamada önemli sonuçların alınmasını sağlar. Aynı zamanda bu koşul ile elektron dalga vektörünün ara yüzeyde değişmemesi de sağlanmış olur. 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 biçimde değişir. Zaten teknolojik uygulamada önemli olan yarıiletkenlerin çoğu aynı simetri grubuna sahip olduklarından, heteroyapı için kabul edilen koşullar sağlanmış olur. Genel olarak, külçelerin örgü sabiti heteroyapı oluşumu için uygunluk sabiti olarak değerlendirilir.

Heteroyapıyı oluşturan külçelerin dağılımı bağıntılarının ayrıntılarına bakmaksızın, ara yüzeyin her iki yanında bant yapısının yapıyı oluşturan külçelerin bant yapıları ile benzer olduğunu kabul ederek, heteroyapının elektronik dağılımını oluşturabiliriz. Başka bir anlatım ile, sistemimizin bant yapısını elde etmek için külçelerin enerji bantlarını bir araya getirebiliriz. Burada en önemli nokta ise, heteroyapıyı oluşturan külçelerin bant yapılarının konumlarıdır. Çünkü, iletim ve valans bantlarındaki kesiklilikler bu konumlara bağlı olacaktır. Ara yüzeyin her iki kenarında ortalama elektron yoğunluğunun aynı olduğu kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerjisi aynı zamanda her iki külçenin yasak bant aralığının ortasını temsil edecektir. Örgü sabitlerinin farklılığından kaynaklanan elektron yoğunluğundaki küçük fark, ara yüzeyden yük transferine neden olur. Sözü edilen yük transferi önemsiz büyüklükte olduğu için ihmal edilebilir. Böylece saf yarıiletkenler için yük

transferinin neden olduğu çift yüklü tabaka olgusu ara yüzey için ihmal edilir. Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin bant yapılarının toplamı Şekil 2-5'te şematik olarak gösterilmiştir. Burada külçelerin bant yapıları birbirlerine göre kaydırılarak Fermi düzeyleri eşit kılınmıştır.

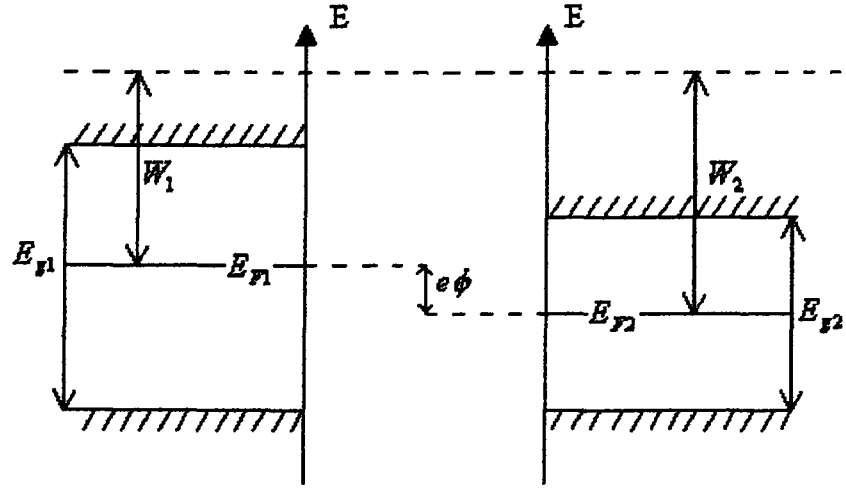
Heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin özdeş veya birbirine yakın örgü sabitine sahip olmaları durumunda, külçelerin Fermi enerjileri zamanla aynı düzeye ulaşırlar. Bunun sonucu olarak valans bandında oluşan kesiklilik ise

$\Delta E_v = \frac{(E_{g1} - E_{g2})}{2}$ eşitliği ile verilir. Tablo 2'de önemli birkaç heteroyapı için

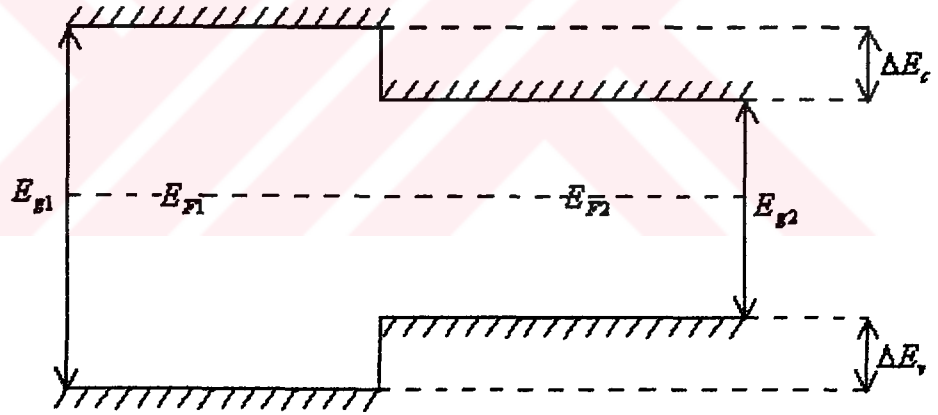
ΔE_v değerleri verilmiştir. Kuramsal sonuçların deneysel sonuçlar ile kıyaslanabilir büyüklükte olduğu açıkça görülmektedir. İletim bandının karmaşık yapısından dolayı aynı yöntem ile iletim bandındaki kesiklilik sağlıklı bir biçimde elde edilemez. Fakat iletim bandındaki kesikliliği

$$\Delta E_c = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_v| \quad (2-2)$$

eşitliği ile verme şansımız vardır. Burada E_{g1}^f ve E_{g2}^f külçelerin deneysel temel bant aralıklarıdır.



(a)



(b)

Şekil 2-5. (a) Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin bant diyagramı. (b) Örgü sabitleri özdeş 1 ve 2 yarıiletkenlerinin bantlarının eklenmesi ile heteroyapımın oluşturulması. Burada ΔE_v ve ΔE_c sırasıyla valans ve iletim bandındaki süreksizliklerdir. Materyallerin katkısız ve ara yüzeyde yük transferi etkisinin az olduğu kabul edilmiştir. E_{g1} ve E_{g2} temel bant aralıklarıdır.

Eğer heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin ikisi de direkt bant aralıklı ise, ΔE_c yukarıda verilen bağıntı ile kolayca hesaplanır. Fakat, eğer her iki yarıiletken direkt bant aralıklı özelliğini taşıyorsa, iletim bandındaki kesiklilik hesaplanırken aynı iletim bandı minimumlarının farkı alınmalıdır. Yani külçe bant diyagramında aynı k dalga vektörü ile tanımlı olmalıdır. Heteroyapılarda kullanılan süreklilik koşulu, elektronun ara yüzeyden geçerken k dalga vektörü ile kütlelerinin değişmemesi olarak ifade edilebilir. *GaAs-ALAs* örneğinde olduğu gibi farklı bant aralığına sahip materyallerin oluşturduğu heteroyapılarda süreklilik koşulu, *GaAs* katmanının Γ bandında olan bir elektronun ara yüzeye yaklaşırken X bandı minimumunu (vadisini) görme olasılığının çok az olması durumunda sağlanmış olur.

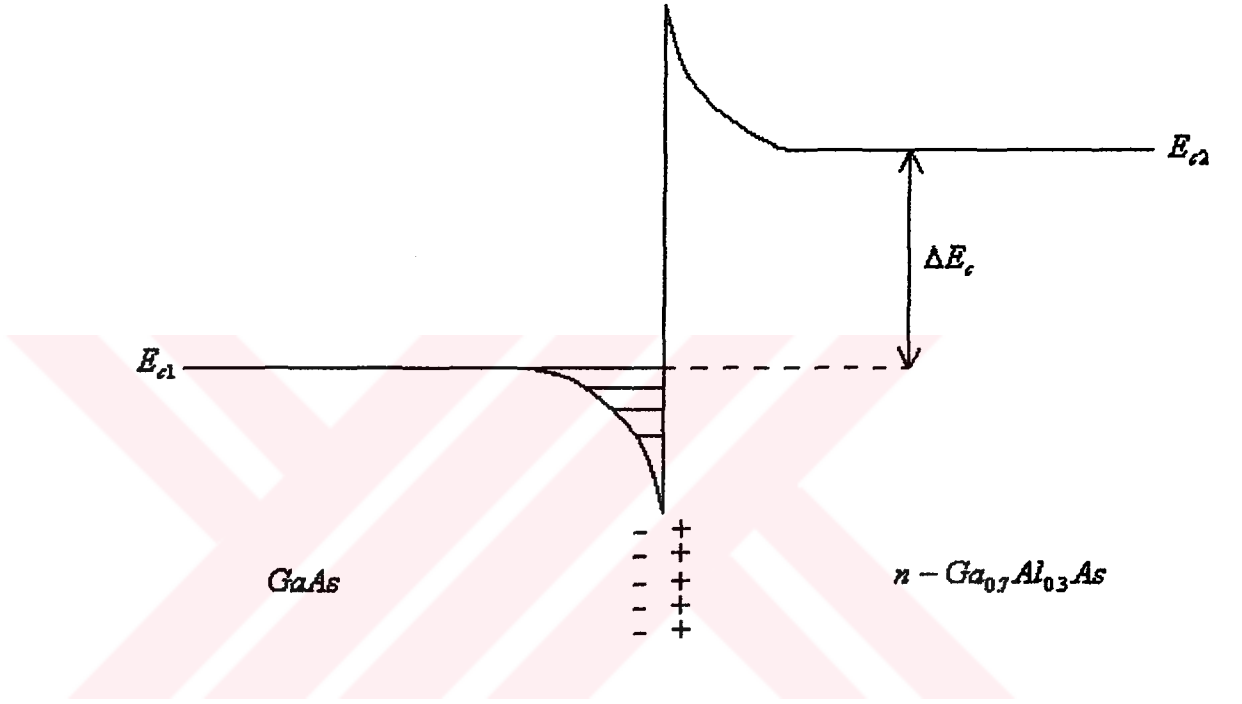
Heteroyapı	$\delta a(\text{\AA})$	$\Delta E_v(\text{eV})$	Deneysel $\Delta E_v(\text{eV})$
<i>GaAs-Ge</i>	0.00	0.47	0.56
<i>GaP-Si</i>	0.01	0.41	0.80
<i>ALAs-GaAs</i>	0.01	0.43	0.45
<i>ALAs-Ge</i>	0.01	0.89	0.95
<i>ZnSe-Ge</i>	0.00	1.51	1.52
<i>ZnSe-GaAs</i>	0.00	1.04	0.96
<i>CdTe-α-Sn</i>	0.01	1.22	1.00
<i>CdTe-InSb</i>	0.01	0.89	0.87
<i>CdTe-HgTe</i>	0.00	0.35	0.35
<i>InAs-GaSb</i>	0.05	0.20	0.46
<i>GaAs-InAs</i>	0.40	0.37	0.17

Tablo 2. Bazı önemli heteroyapılar için valans bandı süreksizliğinin deneysel ve kuramsal sonuçları (δa külçe örgü sabiti farkıdır).

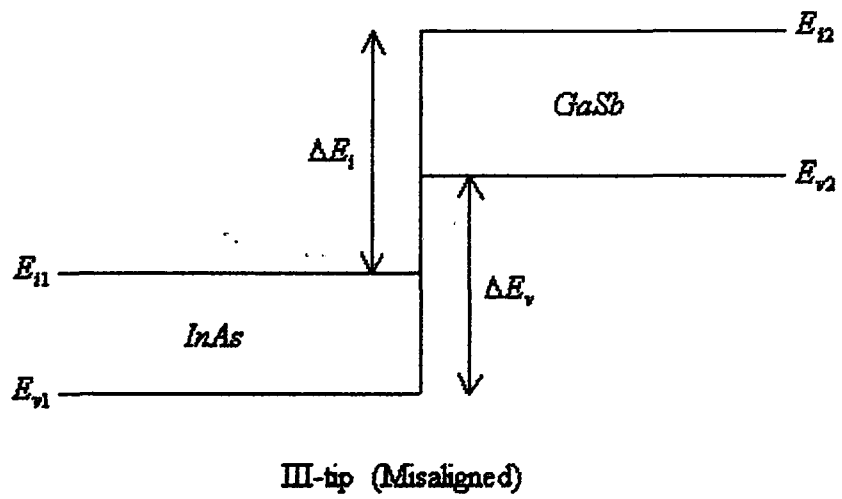
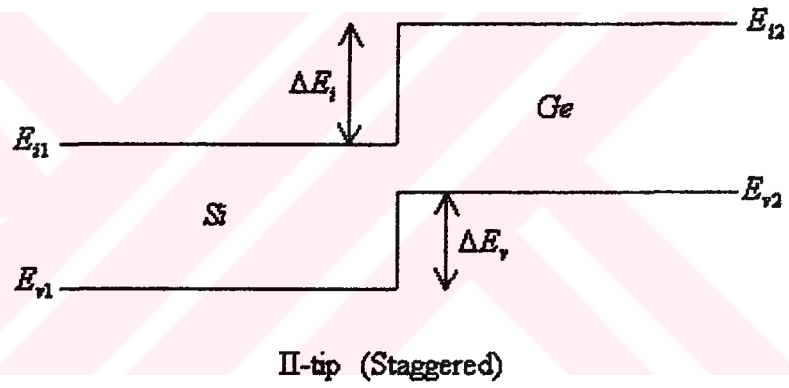
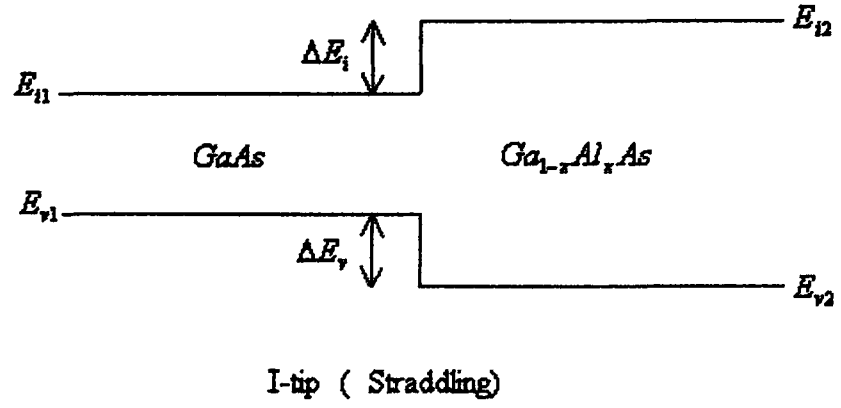
Aynı momentum dalga vektörüne karşılık gelen enerji düzeyleri arasında oluşan süreksizliğin heteroyapıda elektronların davranışı üzerindeki etkisini elektronların potansiyel engelinden geri yansımaları biçiminde tanımlayabiliriz. Bu basit model ile heteroeklem mikro yapılarda buna benzer etkileşmeler için yarı-nicel bir açıklama getirilebilir.

Heteroyapı bileşenlerinde katkı maddelerinin olması durumunda heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve bant bükülmesine neden olur. Heteroyapı iki yarıiletkenin olduğu için, ara yüzeyin her iki yanında da uzay yükü potansiyeli sıfırdan farklıdır. Çift yüklü tabakanın neden olduğu potansiyeldeki uzamsal değişim iletim bandı kesikliliği üzerine eklenir (Şekil 2-6). $GaAs$ ve $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ iletim bantlarını ayıran heteroeklem engeli oldukça düşük olduğundan, parçacığın engel içine sızma olasılığı fazladır. Burada iki-boyutlu elektron gazı tabakası MOS yapıdakine göre oldukça büyüktür.

Heteroyapılar mikroyapıların yapımında temel eleman niteliğindedir. Düşük boyutlu yapılarda oluşan fiziğin dayandığı anahtar parametre heteroyapıdaki bant süreksizliğidir. Yarıiletken heteroyapılar bant süreksizliğine göre üç gruba ayrılırlar. Bunlar I-tip (Straddling), II-tip (Staggered) ve III-tip (Misaligned) heteroyapılar olarak adlandırılırlar (Şekil 2-7).



Şekil 2-6. $GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ (n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi. ΔE_c saf yapının bant süreksizliğidir. Kesikli çizgilerle heteroyapının $GaAs$ bölümünde kuşatılmış durumlar belirtilmiştir.

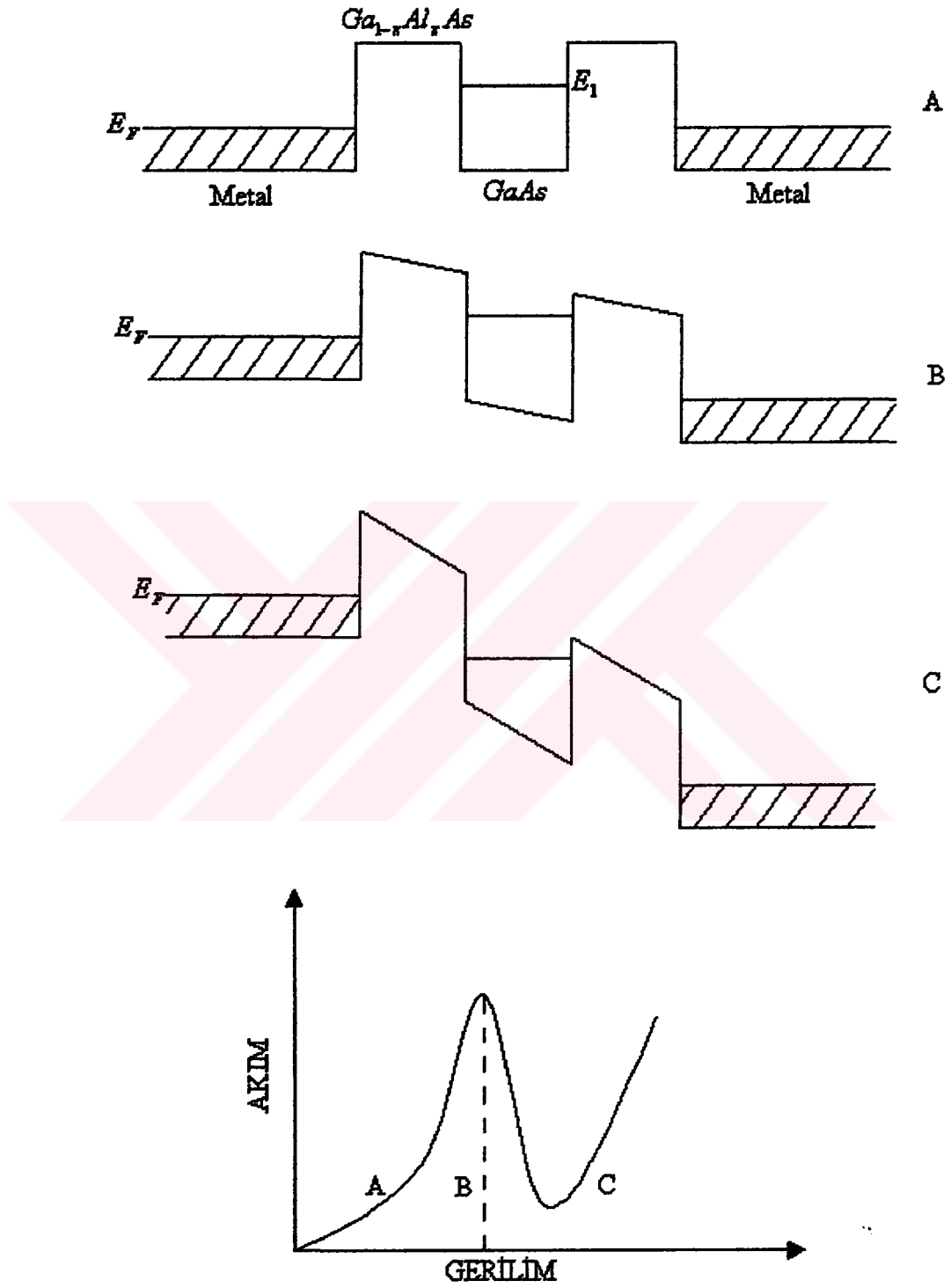


Şekil 2-7. Bant süreksizliğine göre heteroyapı türleri.

$GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ I-tip heteroyapıya örnek verilebilir. Bu yapıda elektron ve boşluk $GaAs$ katmanında bulunurlar. II-tip (Staggered) heteroyapılarda, örneğin Si-Ge, elektronlar Si katmanında, boşluklar ise Ge katmanında kuşatılmışlardır (confined). III-tip (Misaligned) heteroyapıya örnek olarak verebileceğimiz InAs-GaSb yapıda ise, II-tip (Staggered) deki kuşatmaya (yerleşikliğe) benzer bir durum ortaya çıkar fakat, bu süper örgülerde periyodun artması ile enerji bant aralığı azalır ve yarıiletken yarımetale geçiş gözlenir.

Katkılanan yarıiletken heteroyapılar uygulama alanında yeni olanaklar sağlarlar. Heteroyapılarda mobilite, modülasyon katkılama ile artırılabilir [16-18]. Bu yöntem ile engel karakterinde olan bölge katkılanır, engeldeki donörler iyonlaşarak bu bölgeden çukura doğru hareket ederler ve orada kuşatılırlar.

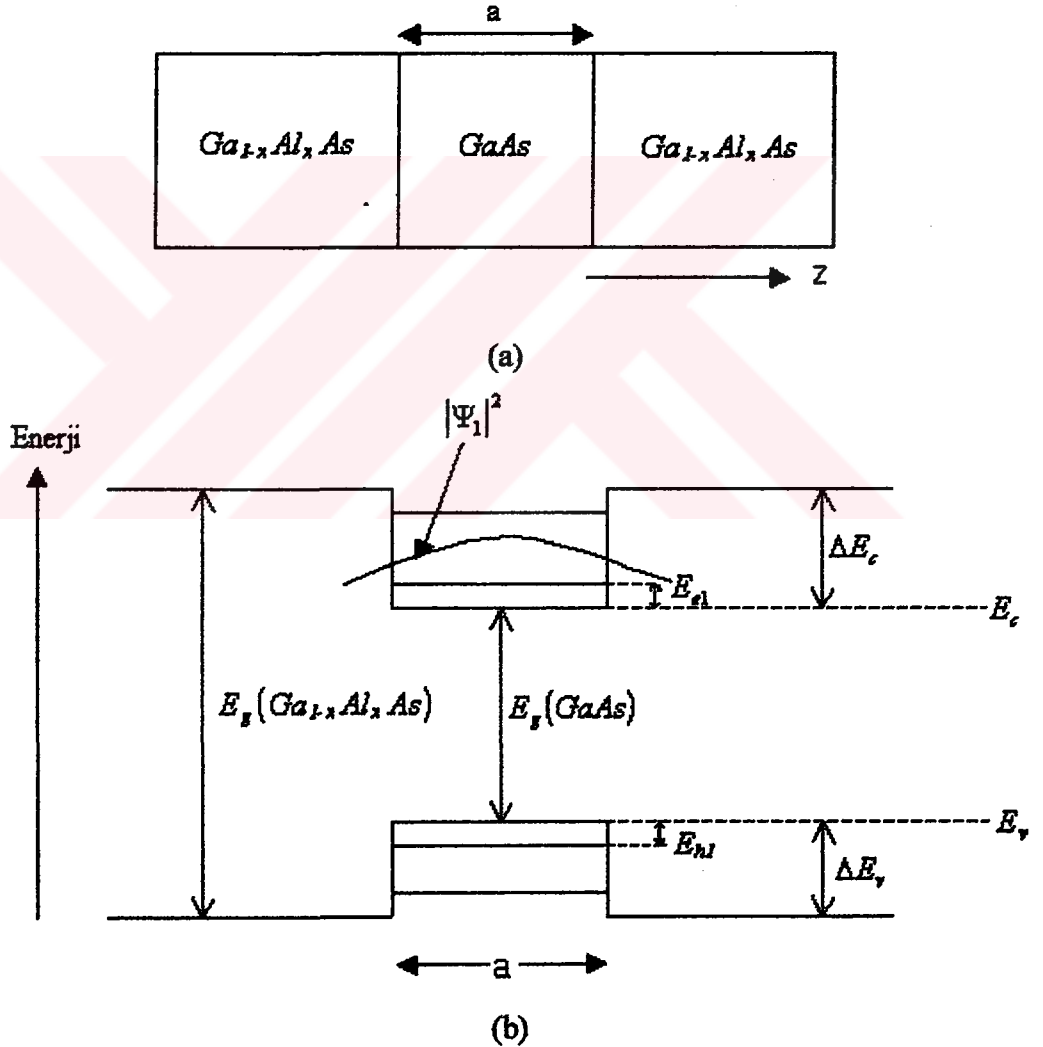
İki boyutlu sistemlerde ilginç bir uygulama rezonans tünelleme olayıdır [19-20]. Şekil 2-8'de verilen katkısız sisteme küçük bir alan uygulandığında, düşük tünelleme olasılığı ve elektrotlar arası zayıf bir akım gözlenir. Alan şiddeti artırılır, E_n enerji durumu elektrotların E_F düzeyi ile çakışırsa tünelleme ve akım miktarı hızla artar. Yüksek alanlarda ise, bu çakışma bozulur ve tünelleme normal değerine döner. Aşırı alan altında ise, engel tümüyle ortadan kalkar ve akım tekrar artar (Şekil 2-8). Heteroyapıların bu özelliği teknolojik uygulamada önemli bir yer tutar.



Şekil 2-8. Heteroyapılar için rezonans tünelleme modeli.

2.4 Kuantum Kuyuları

Örgü sabitleri birbirine çok yakın değerde olan ince bir $GaAs$ tabakasını daha kalın iki $Ga_{1-x}Al_xAs$ alaşımı arasına koyarak Şekil 2-9 (a)'daki gibi z eksenini boyunca büyütme yapılırsa Şekil 2-9 (b)'deki elektronik yapı elde edilir. Bu yapıda Al konsantrasyonu için $0 \leq x \leq 0,35$ değerleri alınarak $Ga_{1-x}Al_xAs$ yapısının direkt geçişli özelliği korunur.



Şekil 2-9. (a) $GaAs$ ve $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile oluşturulan heteroyapı.

(b) $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun elektronik yapısı.

Yukarıdaki şekilde, malzemeler katkılı olmadıkları için bant bükülmesi görülmez ve potansiyel iki basamak potansiyelinin yan yana gelmesiyle oluşur. İki yapı da birbirinden bağımsız oldukları için bant diyagramları a kuyu genişliğinden ve alaşımın kalınlığından etkilenmez. Şekil 2-9 (b)'de verilen kuantum kuyusundaki elektronun davranışı incelenirse elektron en düşük enerjiyi yani *GaAs* tabakasını tercih edecektir. *GaAs* tabakasının kalınlığı $20 \text{ \AA} < a < 400 \text{ \AA}$ (*GaAs* kristalinin makroskopik özelliklerini gösterecek kadar büyük, ortalama serbest yoldan küçük) ise elektron bir çarpışma yapmadan kuyunun bir ucundan diğerine gidebilir. Elektronun enerjisi

$$E_e = E_{e1} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2-3)$$

eşitliği ile verilir. Bu durumda bir kutudaki parçacık problemine ulaşılmış olur. Buradaki tek fark m_e^* etkin kütesidir. Bu da elektronun serbest uzayda değil de *GaAs*'ın iletim bandının tabanında yer almasından kaynaklanır. Etkin kütle büyüklüğü kristal potansiyelinin kuvvetini yansıtır ve bu değer maddeden maddeye değişir. Kuantum kuyusunu oluşturan iki yarıiletkenin bant sınırlarındaki bant yapıları çok benzer oldukları için *GaAs* ve $Ga_{1-x}Al_xAs$ arasındaki etkin kütle farkı ihmal edilebilir. Sonuçta kuantum kuyusu içinde kuşatılmış bir parçacık elde edilmiş olur. Kuşatılmanın elektron enerjisi üzerindeki etkisiyle arayüze dik doğrultuda enerji spektrumu süreksizlik göstererek seviyelere ayrılır. Elektronun dalga fonksiyonunun kuyu içinde duran dalga formunda olması, *GaAs* kuyusu dışında ise dalga fonksiyonunun üstel olarak azalması beklenir. Elektronun enerjisi *GaAs*'ın iletim bandından itibaren (E_c) ölçülmüştür. Etkin kütle küçüldükçe en düşük kuşatılmış durum E_c iletim bant sınırından yukarı kaydırılır ve daha küçültülürse dalga fonksiyonunun kuyunun dışına sızması beklenir. Ara yüzeye paralel doğrultuda ise elektronun hareketinin potansiyel kuyusundan etkilenmemesi ve dağılım bağıntısının makroskopik kristalle aynı olması beklenir.

İletim bandı sınırındaki elektronların kuşatılmasının açıklandığı yöntemle valans bandındaki olaylar da açıklanabilir. Yine ΔE_v değerinde bir potansiyel engeli elde edilir. Burada *GaAs* külçesinin valans bandının tepesinden daha düşük enerjili durumların elde edilmesi beklenir. Bu durumların külçe bant sınırına göre konumları iletim bandındaki gibi değildir. Çünkü, iki potansiyel yüksekliği ve etkin kütleler farklı değerdedir. Oluşturulan yapıya ışık gönderilirse yasak bandın büyüklüğüne eşit veya daha büyük enerjili fotonlar valans elektronları tarafından soğurur. Yukarıdaki 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 geçebilmesi için *GaAs*'ın yasak bant aralığından daha büyük enerjiye ihtiyacı vardır. Bu enerji, E_{el} kuşatılmış elektronun en düşük enerjili durumu, E_{hl} kuşatılmış boşluğun en düşük enerjili durumu olmak üzere

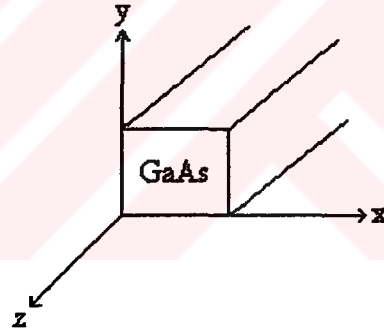
$$E_g (\text{Kuantum kuyusu}) = E_g (\text{GaAs}) + E_{el} + E_{hl} \quad (2-4)$$

eşitliği ile verilir. Bu ilk durumlar arası geçiş, kuantum kuyusu için soğurma ve yayma eşik değerlerini belirler. Yani, kuantum kuyusunun yasak bant aralığı kuşatılma etkilerine bağlıdır. Kullanılan alaşımda özel bir alüminyum konsantrasyonu seçilirse iletim ve valans bantlarının süreksizlikleri ayarlanabilir. Sonuçta kuantum kuyusu yapısının bant aralığı ile kuşatılmış seviyelerin konumu değiştirilebilir. Ayrıca kuyu genişliğinin değiştirilmesi kuantum kuyusunun bant aralıklarının değişmesine neden olur. Böylece kuantum kuyusu parametreleri ile sistemin optiksel özellikleri ayarlanabilir.

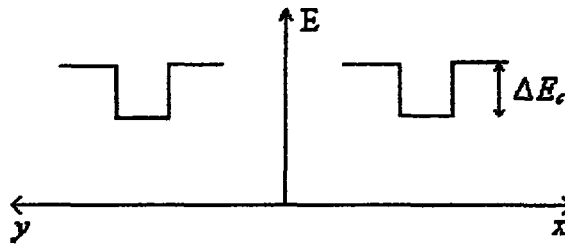
2.5 Kuantum Telleri

İki boyutlu heteroyapılar kullanılarak yapılan cihazlardan elde edilen başarılar nedeniyle son yıllarda yapılan çalışmalar sistemlerin boyutunu bire indirmek üzere yoğunlaşmıştır. Bu süreçte sistemin kuşatma boyutu artırılarak ayarlanabilir parametrelerin sayısı artırılabilir.

Bir kuantum telini göz önüne getirmek için, uzun dikdörtgen bir $GaAs$ çubuğunun $Ga_{1-x}Al_xAs$ içine yerleştirildiğini düşünelim (Şekil 2-10 (a)). Eğer bu çubuk z eksenı boyunca yerleştirilirse x, y doğrultularında kuantum kuyularındaki engeller nedeniyle kuşatılmalar gerçekleşir. Oluşan kuantum teli yapısının kuşatılmış seviyelerini hesaplamak için Şekil 2-10 (b) deki iletim bant diyagramından faydalanılır.



(a)



(b)

Şekil 2-10. (a) $GaAs$ kuantum teli (b) $GaAs$ kuantum telinin iletim bant diyagramı (ΔE_c , $GaAs$ ile $Ga_{1-x}Al_xAs$ arasındaki iletim bant süreksizliğidir)

Eğer parçacıklar bir çizgi boyunca sınırlanırsa buradaki kuantizasyon iki boyutlu kuantum kuyularından daha fazla olacaktır. Bu demektir ki kuantum kuyusundaki en düşük kuşatılmış durum bu yapıda daha yukarıya kaydırılacaktır. Engel yüksekliği boyuttan bağımsız olduğu için kuantum telindeki kuşatılmış bir durumun kuyu genişliğine duyarlılığı da kuantum kuyusundan iki kat fazla olacaktır. Kuşatılma iki boyuta çıkarıldığında Schrödinger denkleminin analitik çözümlerini sistemdeki tüm etkileri hesaba katarak bulmak imkansızdır. Ama incelediğimiz sistemler basitleştirilmiş olduğu için Schrödinger denkleminin çözümlerini bulabiliriz.

Bir boyutlu bir sistem için z doğrultusunda öteleme simetrisi olduğu varsayılırsa Schrödinger denklemi

$$\left[\frac{(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2)}{2m^*} + V(x, y) \right] \psi(x, y, z) = E_i \psi(x, y, z) \quad (2-5)$$

şeklinde yazılabilir. Potansiyel z 'ye bağlı olmadığından dalga fonksiyonu z yönünde bir düzlem dalga olmak zorundadır. Buna göre dalga fonksiyonu

$$\psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L_z}} \zeta_i(x, y) e^{ikz} \quad (2-6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\zeta_i(x, y)$, iki boyutlu Schrödinger denklemini sağlar.

$$\left[\frac{(P_x^2 + P_y^2)}{2m^*} + V(x, y) \right] \zeta_i(x, y) = E_i \zeta_i(x, y) \quad (2-7)$$

Bu eşitlikler iki boyutlu sistemin bir boyutlu alt bantlarını, sınır koşullarına göre $\zeta_i(x, y)$ ile belirler ve z doğrultusunda hareketin serbest olduğunu gösterir.

Verilen bir alt bant için (i, k_z) durumunun enerjisi

$$E_{i,k_z} = E_i + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (2-8)$$

ile verilir. İki boyutlu Schrödinger denklemini çözmek için nümerik veya yaklaşım metotları kullanmak gerekir. L_x ve L_y boyutlu sonsuz derinlikte potansiyel engeline sahip dikdörtgen bir tel için Schrödinger denkleminin çözümleri

$$\zeta_i(x, y) = \zeta_{n_x, n_y}(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{L_x L_y}} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{L_y}\right) \quad (2-9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $n_x=0, 1, 2, \dots$ ve $n_y=0, 1, 2, \dots$ ($n_x, n_y \neq (0, 0)$) dir.

Alt bant enerjisi

$$E_i = E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) \quad (2-10)$$

L_x, L_y den yeterince büyükse n_x seviyeleri küçük merdiven basamakları şeklindeki alt bantlara n_y seviyelerinden ayrılır. $L_x = L_y$ ise bu alt bantlar birbirinden kolaylıkla ayırt edilemezler ve birçok enerji durumu dejenere olur.

3. ÇİFTLENİMLİ $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ KUANTUM TELLERİNİN ELEKTRONİK VE EKŞİTONİK YAPISI

3.1 Giriş

Son yıllarda teknoloji alanında gerçekleşen en önemli buluş ve atılımlar arasında ilk sırayı mikro düzeyde transistör, tel ve anahtarları birbirine bağlayan ve temel bilgi işlem operasyonlarını gerçekleştiren moleküler ölçekli devreler almıştır.

Bir boyutlu ve iki boyutlu sistemlerde optik özellikler kuşatılmış durumlara duyarlı bir şekilde bağlıdır. Sözü edilen bu özellikler ise, kuantum kuyusunun genişliği ve engel genişliğinin değiştirilmesi ile istenildiği biçimde ayarlanabilir. Bu durum düşük boyutlu sistemlerin uygulama alanında tercih nedenidir. Hemen hemen tüm optoelektronik cihazların çalışması elektron-boşluk çiftinin yaratılması veya yok edilmesine dayanır. Çift oluşumu genellikle bir elektronun valans bandından iletkenlik bandına çıkması ve valans bandında bir boşluk oluşması olayıdır.

Çiftlenimli kuantum kuyusu, elektron ve boşluğun bir kuyudan diğerine tünelleme yoluyla geçebileceği ince bir potansiyel engeliyle ayrılmış iki tek kuantum kuyusundan oluşan yarıiletken yapıdır. Çiftlenimli kuantum teli ise, x ve z doğrultularında çiftlenimli kuantum kuyularından oluşan yarıiletken yapıdır. Çift kuantum tellerinin tek kuantum tellerinden farklı olarak, eksitonun elektro-optik özelliklerini artırma özelliğine sahip oluşudur. Bu özelliklerden dolayı bu tür sistemler araştırmacılar için ilginç olmuştur. Çift kuantum telindeki eksitonlar tek kuantum telindeki eksitonlardan daha karmaşıktır. Çünkü, elektron ve boşluk dalga fonksiyonlarının her ikisinde aynı kuyuda veya farklı kuyularda veya aynı anda her iki kuyuda birden lokalize olabilirler.

Bir boyutlu sistemlerin avantajı taşıyıcı yaşam sürelerinin külçe materyale ve iki boyutlu yapılara göre daha uzun olmasıdır. Boyut azaldıkça taşıyıcıların saçılma olasılıkları azaldığı için taşıyıcıların yaşam süresi artar. Eksitonik yapıya dayalı optik cihazlarda eksiton yaşam süresinin kısa oluşu temel problemlerden

birisidir. Bu sorunu gidermek için sistemin simetrisini bozarak eksiton yaşam süresi artırılabilir. Yapılan deneysel ve kuramsal çalışmalara göre asimmetrik yapılarda simetrik yapılara göre önemli farklılıklar kaydedilmiştir[21-23]. Bu yüzden çalışmamızda önce simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum teli daha sonra da asimmetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksitonik bağlanma incelenmiştir. Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum teli sisteminin boyut parametreleri ($L_{1x} = L_{2x} = L_x$, $L_{1z} = L_{2z} = L_z$, L_b) ile düşük boyutlu heteroyapıların elektronik ve optik özellikleri amaca yönelik olarak ayarlanması mümkündür.



3.2 Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Tellerinde Eksiton Bağlanma

Bu çalışmamızda Şekil 3-1'deki potansiyel profiline sahip $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ çiftlenimli kuantum teli için eksiton bağlanma enerjisi varyasyonel hesap tekniği ile etkin kütle çerçevesinde hesaplandı. x ve z eksenlerinde oluşturulan çift kuantum kuyuları nedeniyle yük taşıyıcılarının bu doğrultulardaki hareketleri sınırlandırılmıştır. y eksenini doğrultusunda ise yük taşıyıcıları serbest parçacıklarımız gibi davranırlar. Bu sistemde bulunan elektron-boşluk çiftinin Hamiltonian'ı

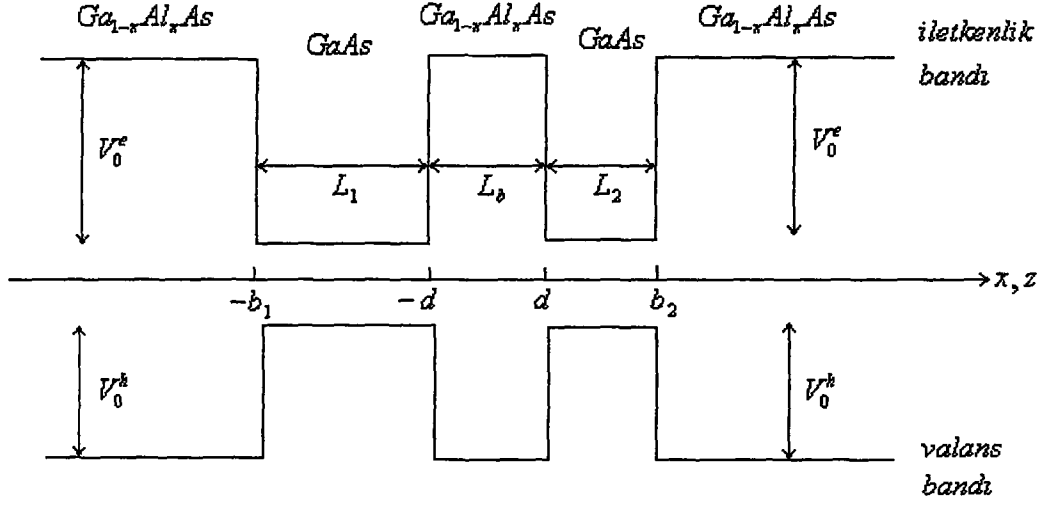
$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial x_e^2} + V(x_e) - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial x_h^2} + V(x_h) - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial y_e^2} - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial y_h^2} - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V(z_e) - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V(z_h) \quad (3-1)$$

$$\frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{(x_e - x_h)^2 + (y_e - y_h)^2 + (z_e - z_h)^2}}$$

ile verilir. Burada $b_1 = L_1 + \frac{L_b}{2}$, $b_2 = L_2 + \frac{L_b}{2}$, $d = \frac{L_b}{2}$ olmak üzere, x ve z doğrultularındaki elektron ve boşluk için potansiyeller

$$V(x_{e,h}) = \begin{cases} V_0^{e,h} & , x_{e,h} < -b_1 \\ 0 & , -b_1 < x_{e,h} < -d \\ V_0^{e,h} & , -d < x_{e,h} < d \\ 0 & , d < x_{e,h} < b_2 \\ V_0^{e,h} & , x_{e,h} > b_2 \end{cases} \quad V(z_{e,h}) = \begin{cases} V_0^{e,h} & , z_{e,h} < -b_1 \\ 0 & , -b_1 < z_{e,h} < -d \\ V_0^{e,h} & , -d < z_{e,h} < d \\ 0 & , d < z_{e,h} < b_2 \\ V_0^{e,h} & , z_{e,h} > b_2 \end{cases} \quad (3-2)$$

biçimindedir.



Şekil 3-1. Çiftlenimli kuantum telinde iletkenlik ve valans bandının x ve z doğrultularındaki şematik gösterimi

y eksenindeki hareketi incelerken iki parçacık hareketi kütle merkezinin hareketi ve bağıl hareket olmak üzere iki tek parçacık problemine indirgenebilir. Bunun için bağıl koordinat $y = y_e - y_h$ ve kütle merkezi koordinatı

$Y = \frac{m_e^* y_e + m_h^* y_h}{m_e^* + m_h^*}$ tanımlanabilir. Hamiltonian'a burada sadece bağıl hareketten

katkı gelir. Hamiltonian'daki tüm uzunluklar Bohr yarıçapı ($a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\mu e^2}$) ve tüm

enerji terimleri Rydberg ($Ryd = \frac{\mu e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$) cinsinden yazılarak; boyutsuz eksiton

Hamiltonian'ı

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & -\frac{\mu}{m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}_e^2} + \tilde{V}(\tilde{x}_e) - \frac{\mu}{m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}_h^2} + \tilde{V}(\tilde{x}_h) - \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} \\ & - \frac{\mu}{m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}_e^2} + \tilde{V}(\tilde{z}_e) - \frac{\mu}{m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}_h^2} + \tilde{V}(\tilde{z}_h) - \frac{2}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} \end{aligned} \quad (3-3)$$

$$\tilde{H} = \tilde{H}_x^e + \tilde{H}_x^h + \tilde{H}_z^e + \tilde{H}_z^h + \tilde{H}_{exc} \quad (3-4)$$

biçiminde elde edilir. Burada

$$\begin{aligned} \tilde{H}_x^e &= -\frac{\mu}{m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}_e^2} + \tilde{V}(\tilde{x}_e) \\ \tilde{H}_x^h &= -\frac{\mu}{m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}_h^2} + \tilde{V}(\tilde{x}_h) \\ \tilde{H}_z^e &= -\frac{\mu}{m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}_e^2} + \tilde{V}(\tilde{z}_e) \\ \tilde{H}_z^h &= -\frac{\mu}{m_h^*} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}_h^2} + \tilde{V}(\tilde{z}_h) \\ \tilde{H}_{exc} &= -\frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} - \frac{2}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} \end{aligned} \quad (3-5)$$

biçimindedir. Yapının Schrödinger denklemi

$$\tilde{H}\Phi(\tilde{x}_e, \tilde{x}_h, \tilde{z}_e, \tilde{z}_h, \tilde{y}, \alpha) = \tilde{E}\Phi(\tilde{x}_e, \tilde{x}_h, \tilde{z}_e, \tilde{z}_h, \tilde{y}, \alpha) \quad (3-6)$$

biçimindedir ve sistemi tanımlayan genel dalga fonksiyonu

$$\Phi(\tilde{x}_e, \tilde{x}_h, \tilde{z}_e, \tilde{z}_h, \tilde{y}, \alpha) = \psi_e(\tilde{x}_e) \psi_h(\tilde{x}_h) \psi_e(\tilde{z}_e) \psi_h(\tilde{z}_h) \varphi(\tilde{y}, \alpha) \quad (3-7)$$

ile verilir. Burada $\psi_e(\tilde{x}_e)$, $\psi_h(\tilde{x}_h)$, $\psi_e(\tilde{z}_e)$, $\psi_h(\tilde{z}_h)$ elektron ve boşluğun x ve z doğrultularındaki taban durum dalga fonksiyonlarıdır ve Schrödinger denkleminin çözümlerinden elde edilirler. $\varphi(\tilde{y}, \alpha)$ ise, α varyasyon parametresi olmak üzere elektron boşluk sisteminin y eksenindeki hareketini tanımlamak için önerilmiştir ve hidrojen tipi atomları tanımlayan Gaussian-tip orbital dalga fonksiyonu [25-27]

$$\varphi(\tilde{y}, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/4} e^{-\tilde{y}^2/\alpha^2} \quad (3-8)$$

formundadır.

Sistemin toplam enerjisi

$$\min_{\alpha} \langle \Phi | \tilde{H} | \Phi \rangle = \tilde{E} \quad (3-9)$$

eşitliğinden hesaplanır ve \tilde{E} özdeğerini minimum yapan α varyasyon parametresinin değeri belirlenir. Böylece

$$\begin{aligned} \langle \Phi | \tilde{H}_x^e | \Phi \rangle &= \tilde{E}_x^e \\ \langle \Phi | \tilde{H}_x^h | \Phi \rangle &= \tilde{E}_x^h \\ \langle \Phi | \tilde{H}_z^e | \Phi \rangle &= \tilde{E}_z^e \\ \langle \Phi | \tilde{H}_z^h | \Phi \rangle &= \tilde{E}_z^h \\ \langle \Phi | \tilde{H}_{exc} | \Phi \rangle &= \frac{1}{\alpha^2} - \langle \Phi | \frac{2}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} | \Phi \rangle \end{aligned} \quad (3-10)$$

olmak üzere Hamiltonian'ın beklenen değeri

$$\langle \Phi | \tilde{H} | \Phi \rangle = \frac{1}{\alpha^2} + \tilde{E}_x^e + \tilde{E}_x^h + \tilde{E}_z^e + \tilde{E}_z^h - \langle \Phi | \frac{2}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} | \Phi \rangle \quad (3-11)$$

olarak bulunur. Eksiton bağlanma enerjisi

$$\tilde{E}_B = \tilde{E}_x^e + \tilde{E}_x^h + \tilde{E}_z^e + \tilde{E}_z^h - \langle \Phi | \tilde{H} | \Phi \rangle \quad (3-12)$$

ile verilir. Denklem 3-11'deki sonuç bu eşitlikte yerine yazılırsa

$$\begin{aligned} \tilde{E}_B = & -\frac{1}{\alpha^2} + \sqrt{\frac{8}{\pi\alpha^2}} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_e(\tilde{x}_e)|^2 d\tilde{x}_e \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_h(\tilde{x}_h)|^2 d\tilde{x}_h \times \\ & \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_e(\tilde{z}_e)|^2 d\tilde{z}_e \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_h(\tilde{z}_h)|^2 d\tilde{z}_h \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{2\tilde{y}^2}{\alpha^2}}}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} d\tilde{y} \end{aligned} \quad (3-13)$$

biçiminde elde edilmiş olur. Bu son denklemin çözümü, elektron ve boşluk için dalga fonksiyonlarının tam çözümü kullanılarak bulunur. Buradaki Coulombic terimin integralini almak için

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{2\tilde{y}^2}{\alpha^2}}}{\sqrt{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + \tilde{y}^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}} d\tilde{y} = e^{-\frac{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}{\alpha^2}} \text{BesselK} \left[0, \frac{(\tilde{x}_e - \tilde{x}_h)^2 + (\tilde{z}_e - \tilde{z}_h)^2}{\alpha^2} \right]$$

eşitliği kullanılmıştır. Burada *BesselK* ikinci tip *Bessel* fonksiyonudur. Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri [24] $m_e^* = 0.067m_0$, $m_h^* = 0.45m_0$, $\mu = 0.04m_0$, $\varepsilon_0 = 12.5$, $V_0^e = 228 \text{ meV}$, $V_0^h = 176 \text{ meV}$, $a_B = 165.591 \text{ \AA}$, $Ryd = 3.47369 \text{ meV}$ 'dir. Bu parametreler alüminyum konsantrasyonunun $x \cong 0.3$ olarak alındığı *GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs* heteroyapıları için uygun değerlerdir. İletkenlik bant süreksizliği toplam bant aralığı farkının %56'sı olacak şekilde alınmıştır.

Yapılan bu çalışmada, simetrik ve asimetrik çiftlenimli *GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs* kuantum tellerindeki eksiton bağlanma enerjisi, varyasyonel yaklaşım tekniği kullanılarak hesaplandı. Sonuçlar, x ve z doğrultularındaki kuyu genişliklerinin, engel genişliğinin fonksiyonu olarak elde edildi. Çalışmamızda x ve z doğrultularındaki kuyu genişlikleri ($L_{1x} = L_{2x} = L_x$, $L_{1z} = L_{2z} = L_z$), engel genişliği (L_b) çiftlenimli *GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs* kuantum teli sisteminin ayarlanabilir parametreleri olarak alınıp eksiton bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

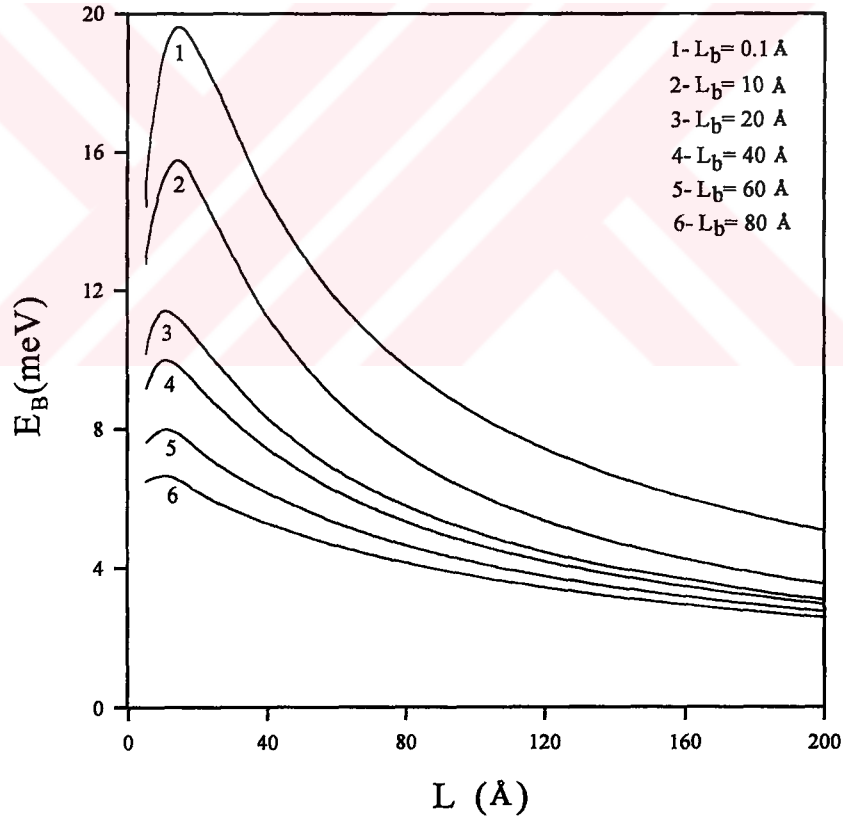
3.3 Simetrik Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Telinde Eksitonik Bağlanma

Şekil 3-2'de simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı engel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin tel genişliğine göre değişimi verilmiştir. Yapılan çalışma kuramsal olduğundan $L_b = 0.1 \text{ \AA}$ değerleri uygulamada fiziksel değildir. Bu durum göz önüne alınarak çalışma yapılmıştır. Burada L_x x doğrultusundaki, L_z z doğrultusundaki kuyuların genişliğini temsil etmektedir. Simetrik tel için $L_x = L_z = L$ olarak alınmıştır. Çok büyük L değerlerinde büyütme doğrultusundaki kuşatma azalır ve eksitonik bağlanma üç boyutlu davranış gösterir. Çünkü, geniş kuyularda elektron ve boşluğun aynı düzlemde bulunma olasılığı çok küçüktür, bu nedenle büyük L değerlerinde bağlanma zayıflar. Tel genişliği L azaldıkça eksiton bağlanma enerjisi belli bir maksimuma ulaşmaya kadar artar ve sonra tekrar hızla azalmaya başlar. Bağlanma enerjisinin maksimum olduğu L değerleri için elektron ve boşluk kuyular içinde daha iyi lokalize olmuştur ve sistem tek boyutlu karaktere sahiptir. Bağlanma enerjisinin maksimuma ulaştığı L değeri tüm L_b değerleri için hemen hemen aynıdır. Küçük L_b değerlerinde ($L_b = 0.1 - 10 \text{ \AA}$) kuyular arası çiftlenim daha fazla olduğundan eksitonik bağlanma tel genişliğine daha duyarlıdır. Çok küçük L değerlerinde ise, parçacıklar çok enerjik olduğundan potansiyel engellerine sızmaları artar ve sistem çok büyük L değerlerinde olduğu gibi yeniden yarı-üç boyutlu karaktere sahip olur.

Beklenildiği gibi engel genişliği (L_b) çok küçültüldüğünde eksiton bağlanma enerjisi $2L$ genişlikli tek kuantum teli için hesaplanan bağlanma enerjisine yaklaşır. Örneğin, $L = 20 \text{ \AA}$ ve $L_b = 0.1 \text{ \AA}$ olan çiftlenimli tel sisteminin eksiton bağlanma enerjisi 18.8835 meV bulunmuştur. Bu değer $L = 40 \text{ \AA}$ 'luk tek kuantum teli için hesaplanan 18.9312 meV değerine çok yakındır.

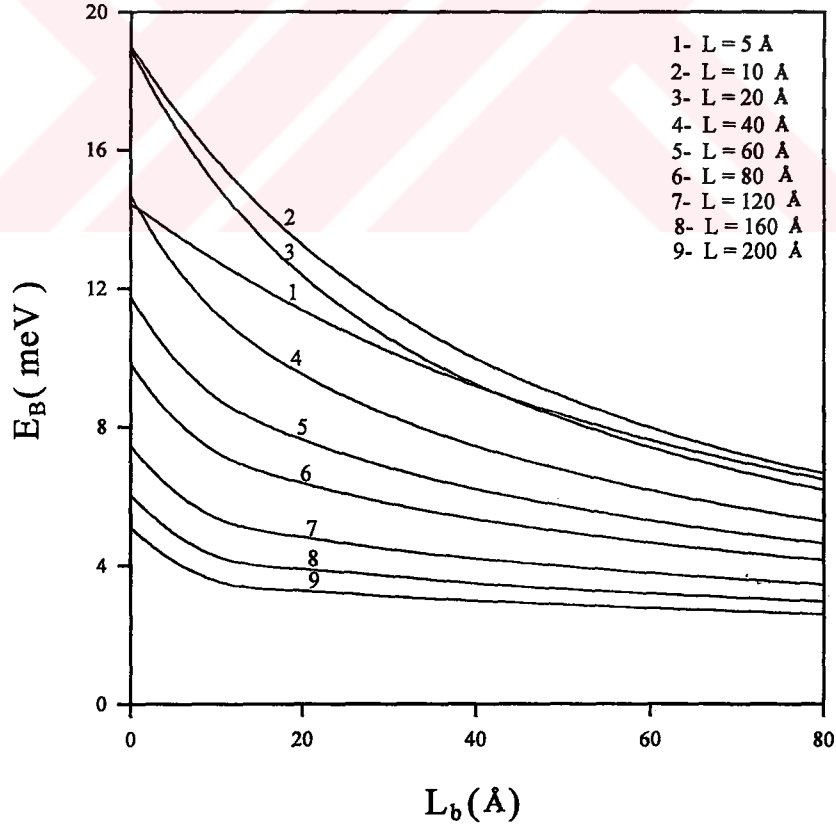
Ayrıca Şekil 3-2'den de görüldüğü gibi büyük L değerleri için E_B 'nin L_b 'ye duyarlılığı azalmaktadır. Çünkü, sistem üç boyutlu davranış gösterir ve

külçe eksiton bağlanma enerjisi değerine yakınsar. Şekil 3-2 dikkatli incelendiğinde, $L_b = 0.1 \text{ \AA}$ ve $L_b = 80 \text{ \AA}$ değerleri için bağlanma enerjisinin özellikle küçük tel genişliklerinde oldukça farklı olduğu görülür. Bu farklılığın nedeni; $L_b = 0.1 \text{ \AA}$ için çiftlenim oldukça büyüktür ve sistem $2L$ genişlikli tek tel gibi davranır. Oysa $L_b = 80 \text{ \AA}$ için çiftlenim ortadan kalkar ve sistem izole iki tek tele dönüşür. Bunun sonucunda elektron ve boşluğun aynı düzlemde bulunma olasılığının azalmasına bağlı olarak eksiton bağlanma enerjisi de azalır. Sözü edilen eğriler arasındaki fark yaklaşık 13 meV 'dir.



Şekil 3-2. Simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L 'ye göre değişimi

Şekil 3-3'te simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı tel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliğine göre değişimi verilmiştir. Simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde engel genişliği (L_b) arttıkça eksiton bağlanma enerjisinin azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni, engel genişliği (L_b) arttıkça kuyular arası çiftlenimin azalması ve buna bağlı olarak elektronla boşluğun aynı düzlemde bulunma olasılığının azalmasıdır. Bunun sonucunda eksiton bağlanma enerjisi külçe değerine yakınsar. Özellikle küçük L_b değerlerinde ($L_b = 0.1 - 10 \text{ \AA}$) eksitonik bağlanmanın tel genişliğine daha duyarlı olduğu ve büyük L değerleri için E_B 'nin L_b 'ye duyarlılığının azaldığı görülmektedir.

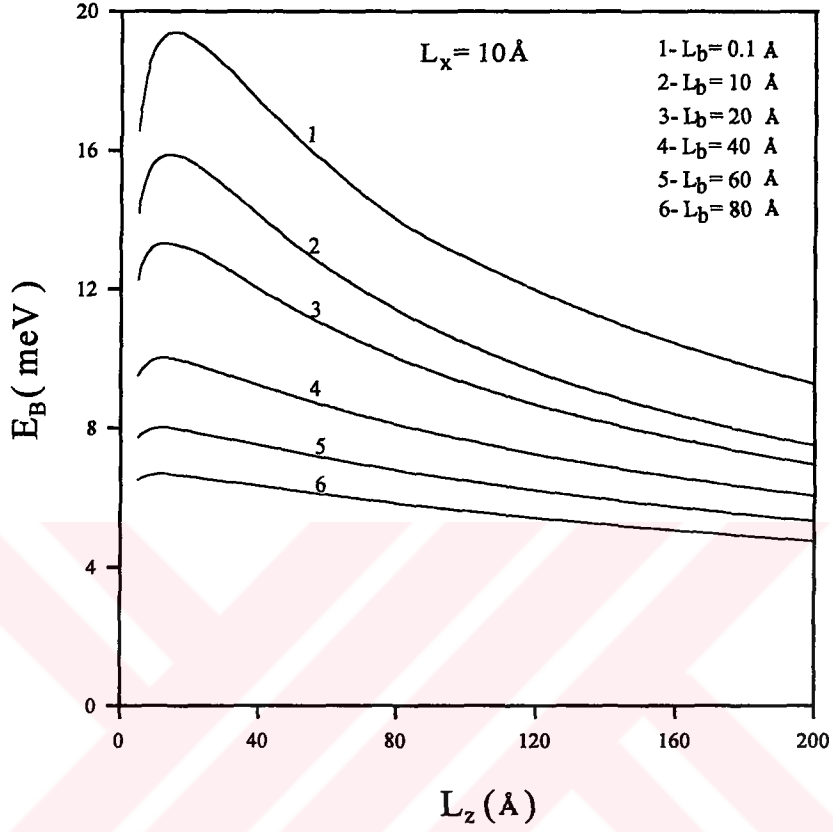


Şekil 3-3. Simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi

3.4 Asimetrik Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ Kuantum Telinde Eksitonik Bağlanma

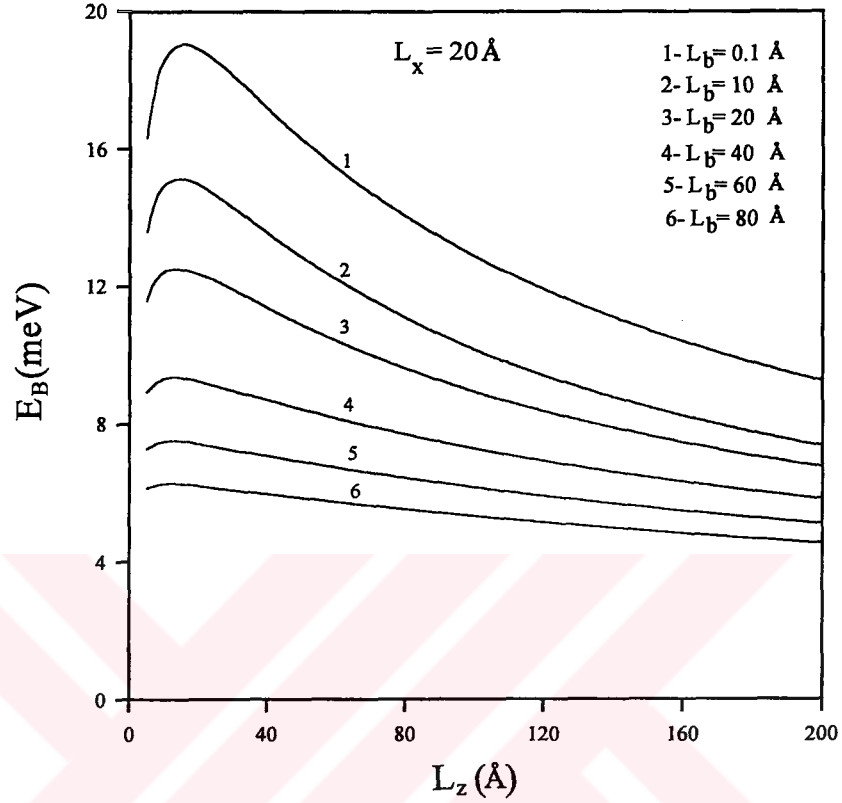
Çalışmamızın bu kısmında x doğrultusundaki kuyuların genişliği sabit tutularak, z doğrultusundaki kuyuların genişliği değiştirilerek asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisi hesaplandı.

Şekil 3-4'te $L_x = 10$ Å olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı engel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi verilmiştir. Şekildeki davranış simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telindeki davranışa benzerdir. Fakat burada pikler biraz daha yayvan ve enerjideki azalma simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum teli yapısına oranla daha yavaştır. Bunun nedeni, simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde tel genişliğinin (L_x) ve tel kalınlığının (L_z) aynı anda küçültülmesiyle (her iki doğrultuda da kuşatma arttırıldığı için) bağlanma enerjisinin çok daha hızlı değişmesidir. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum teli için ise x doğrultusundaki kuyuların genişliği $L_x = 10$ Å büyüklüğünde sabit tutulmuş sadece z doğrultusundaki kuyuların genişliği (L_z) değiştirilmiştir.



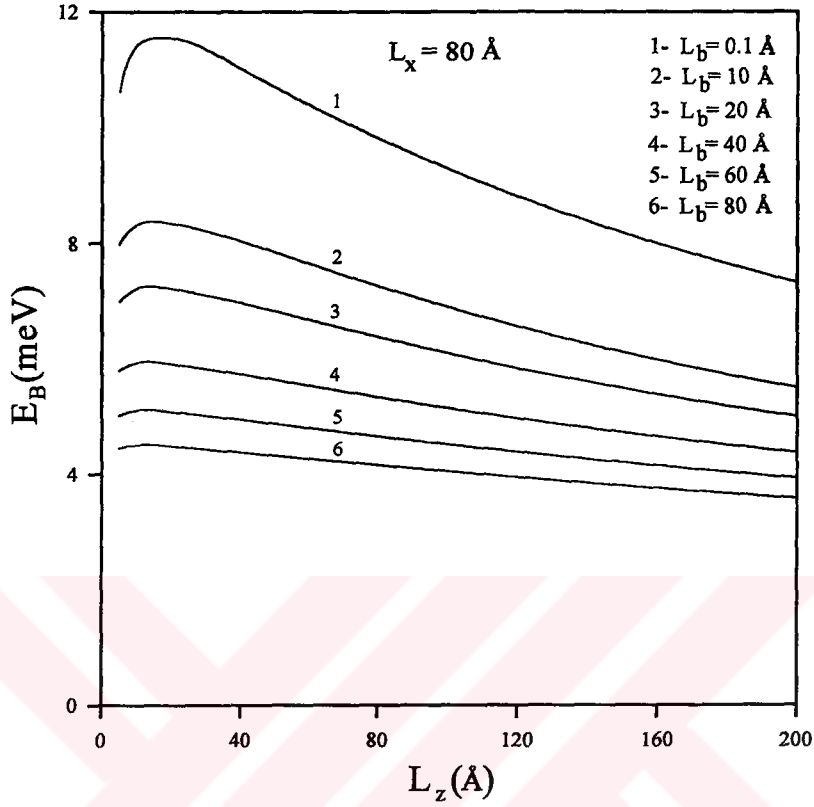
Şekil 3-4. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 10 \text{ \AA}$)

Şekil 3-5'te $L_x = 20 \text{ \AA}$ olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı engel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi verilmiştir. Burada da yine genel davranış Şekil 3-4'teki ile aynıdır. Sadece eksiton bağlanma enerjisi efektif genişlikler büyüdüğü için azalmıştır.



Şekil 3-5. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 20$ Å)

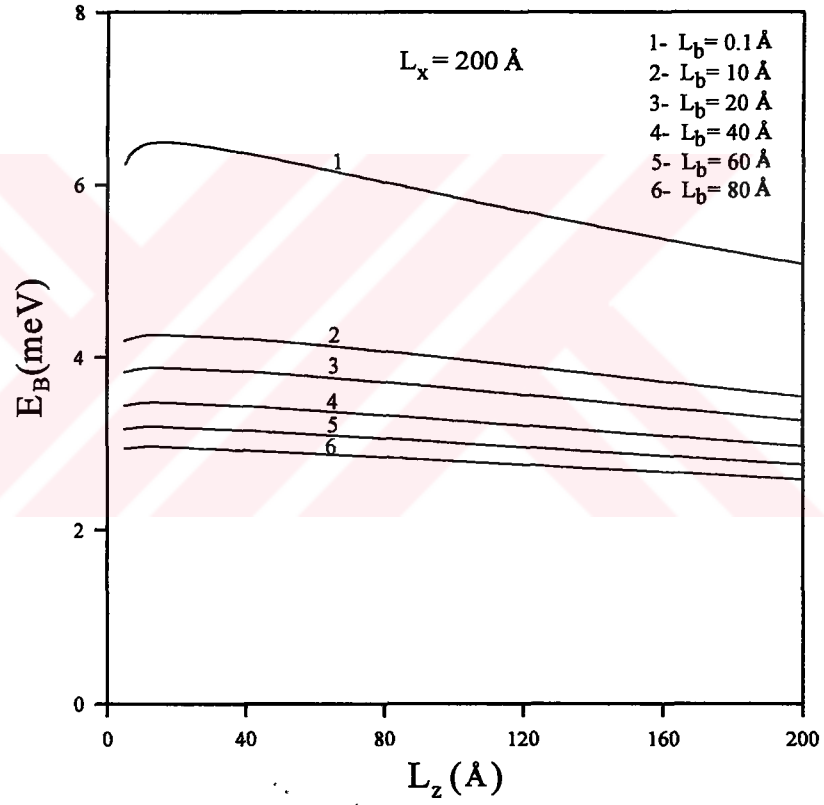
Şekil 3-6'da $L_x = 80$ Å olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı engel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi verilmiştir. Şekilde eksiton bağlanma enerjisindeki azalma önceki L_x değerlerine göre belirgin bir şekilde ortaya çıkmıştır.



Şekil 3-6. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 80$ Å)

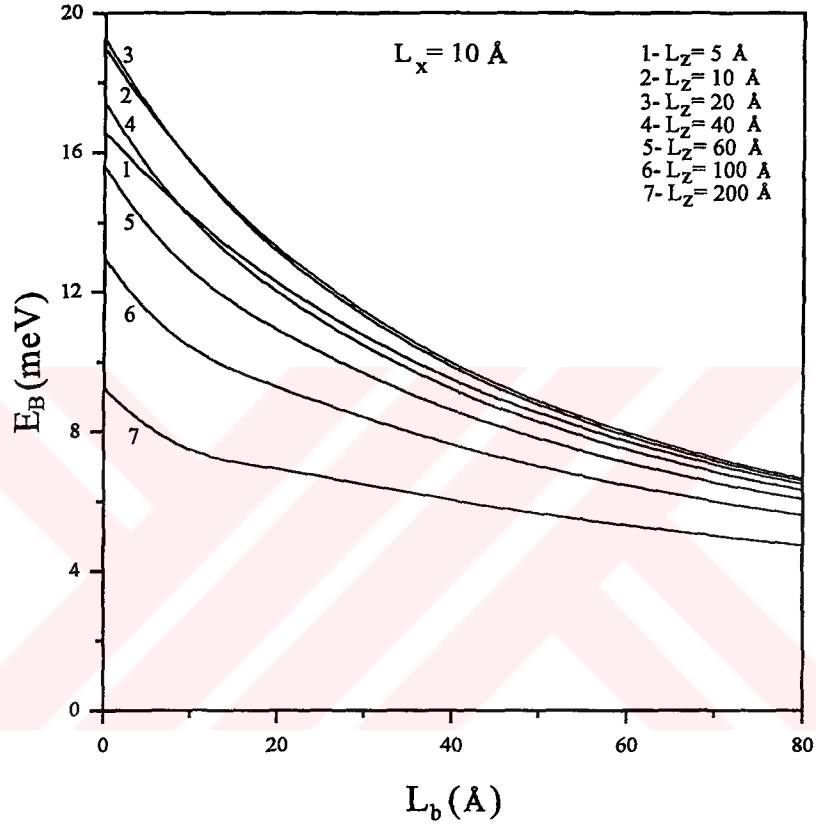
Şekil 3-7'de $L_x = 200$ Å olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı engel genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi verilmiştir. Burada eksiton bağlanma enerjisi önceki L_x değerlerine göre azalmıştır. x doğrultusundaki kuyuların genişliği $L_x = 200$ Å olduğundan elektron ve boşluğun tamamen kuyular içinde bulunmalarına rağmen, parçacıkların bu genişlikte birbirini görme olasılıkları zayıflar ve yapı üç boyutlu gibi davranır. Yani, uzaysal kuşatma bu doğrultuda oldukça zayıflamıştır. Bu nedenle eksiton bağlanma enerjisi bir önceki L_x değerlerine göre oldukça azalmıştır. Ayrıca engel genişliği (L_b) büyüdükçe bağlanma enerjisi de azalır.

Çünkü, parçacıkların birbirlerini gördükleri efektif uzunluk artar. Çok büyük L_b değerlerinde ($L_b \cong 60 - 80 \text{ \AA}$) ise, yapı artık her iki doğrultu için birbirinden izole iki ayrı tek kuyu gibi davranış gösterir.

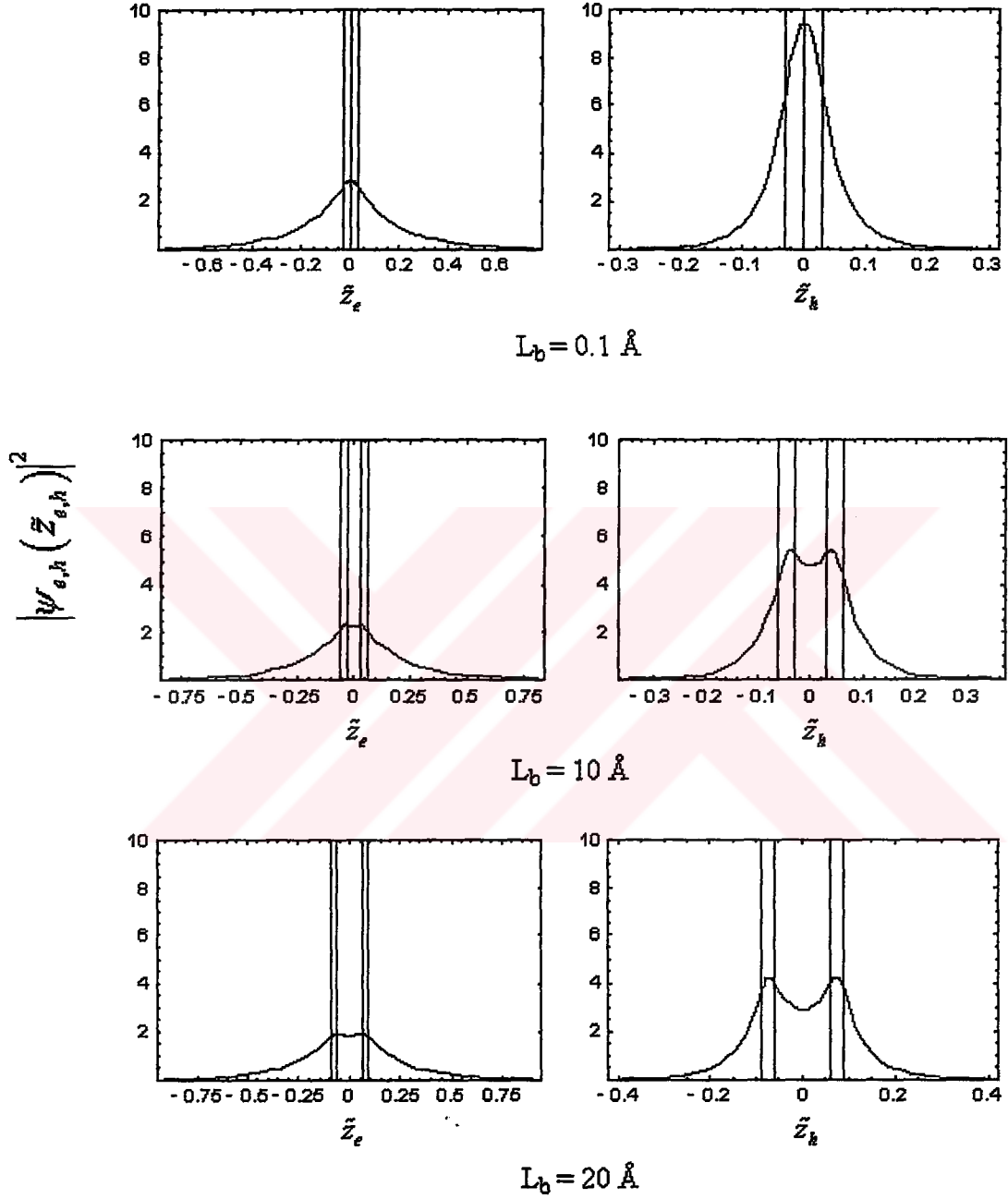


Şekil 3-7. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin L_z 'ye göre değişimi ($L_x = 200 \text{ \AA}$)

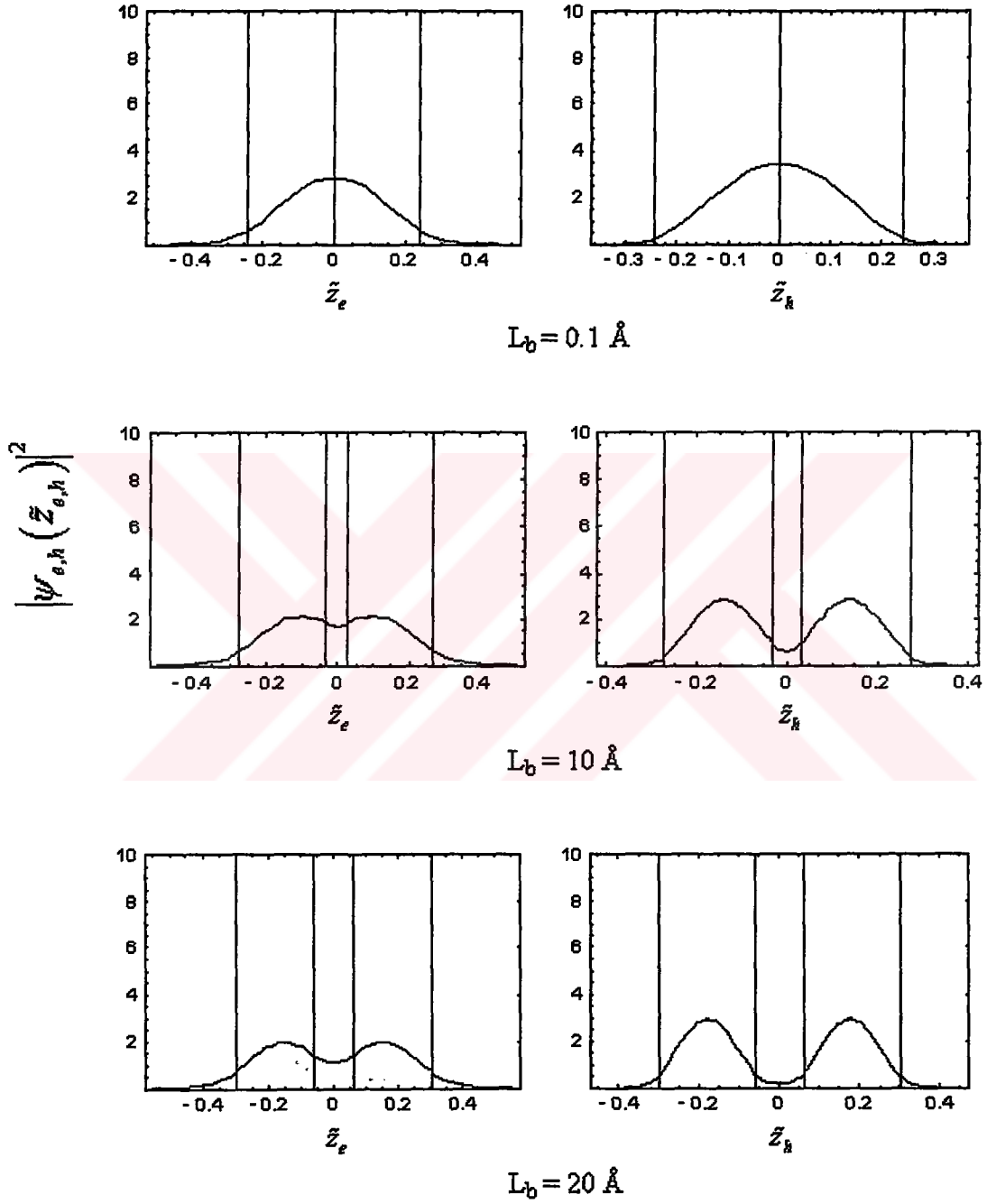
Şekil 3-8'de $L_x = 10 \text{ \AA}$ olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı L_z genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_b 'ye göre değişimi verilmiştir. Engel genişliğinin çok küçük değerlerinde eksiton bağlanma enerjisi $2L$ genişlikli tek kuantum telinin bağlanma enerjisi değerine yaklaşır. Örneğin, $L_x = 20 \text{ \AA}$, $L_b = 0.1 \text{ \AA}$ ve $L_z = 40 \text{ \AA}$ olan asimetrik çiftlenimli kuantum teli sistemi için hesaplanan eksiton bağlanma değeri 17.1832 meV 'dir. Bu değer $L_x = 40 \text{ \AA}$ ve $L_z = 80 \text{ \AA}$ olan asimetrik kuantum teli için hesaplanan 17.2349 meV değerine çok yakındır. Engel genişliği azaldıkça kuyular arası etkileşim arttığı için bağlanma enerjisinin arttığı görülmektedir. En büyük artış 2 ve 3 numaralı eğrilerde görülmektedir. 1 numaralı eğrideki artış 2 ve 3 numaralı eğrilere göre daha azdır. Bunun nedeni, L_z azaldıkça elektron ve boşluk kuyular içine daha iyi lokalize olur, ancak belli bir L_z 'den sonra ($L_z = 5 \text{ \AA}$ değerinden sonra) parçacıklar delokalizasyona uğrar ve potansiyel engeline sızmaya başlar. Şekil 3-8'de 2 ile 3 ve 1 ile 4 eğrilerinin kesişimleri Şekil 3-9(a), Şekil 3-9(b), Şekil 3-10(a) ve Şekil 3-10(b)'de verilen dalga fonksiyonlarının analizi ile açıklanabilir. 10 \AA 'dan büyük L_b değerlerinde $L_z = 5 \text{ \AA}$ 'luk yapıda elektron ve boşluk engellere sızmış durumdadır. $L_z = 40 \text{ \AA}$ 'luk yapıda ise, elektron ve boşluk kuyular içinde daha iyi lokalize olmuştur (Şekil 3-9(a), Şekil 3-9(b)). Bu nedenle 10 \AA 'dan küçük L_b değerlerinde 4 eğrisinin bağlanma enerjisi 1 eğrisinin bağlanma enerjisi değerinden daha büyüktür. 10 \AA 'dan büyük L_b değerlerinde, $L_z = 40 \text{ \AA}$ 'luk yapıda kuyular arası çiftlenim ortadan kalkar ve bağlanma enerjisi değeri hızla azalır. Oysa $L_z = 5 \text{ \AA}$ 'luk yapıda çiftlenim önemli bir büyüklüktedir ve bağlanma enerjisinin değeri $L_z = 40 \text{ \AA}$ 'luk yapıya oranla büyüktür. Aynı mantıkla 2 ile 3 nolu eğrilerin kesişimi de açıklanabilir.



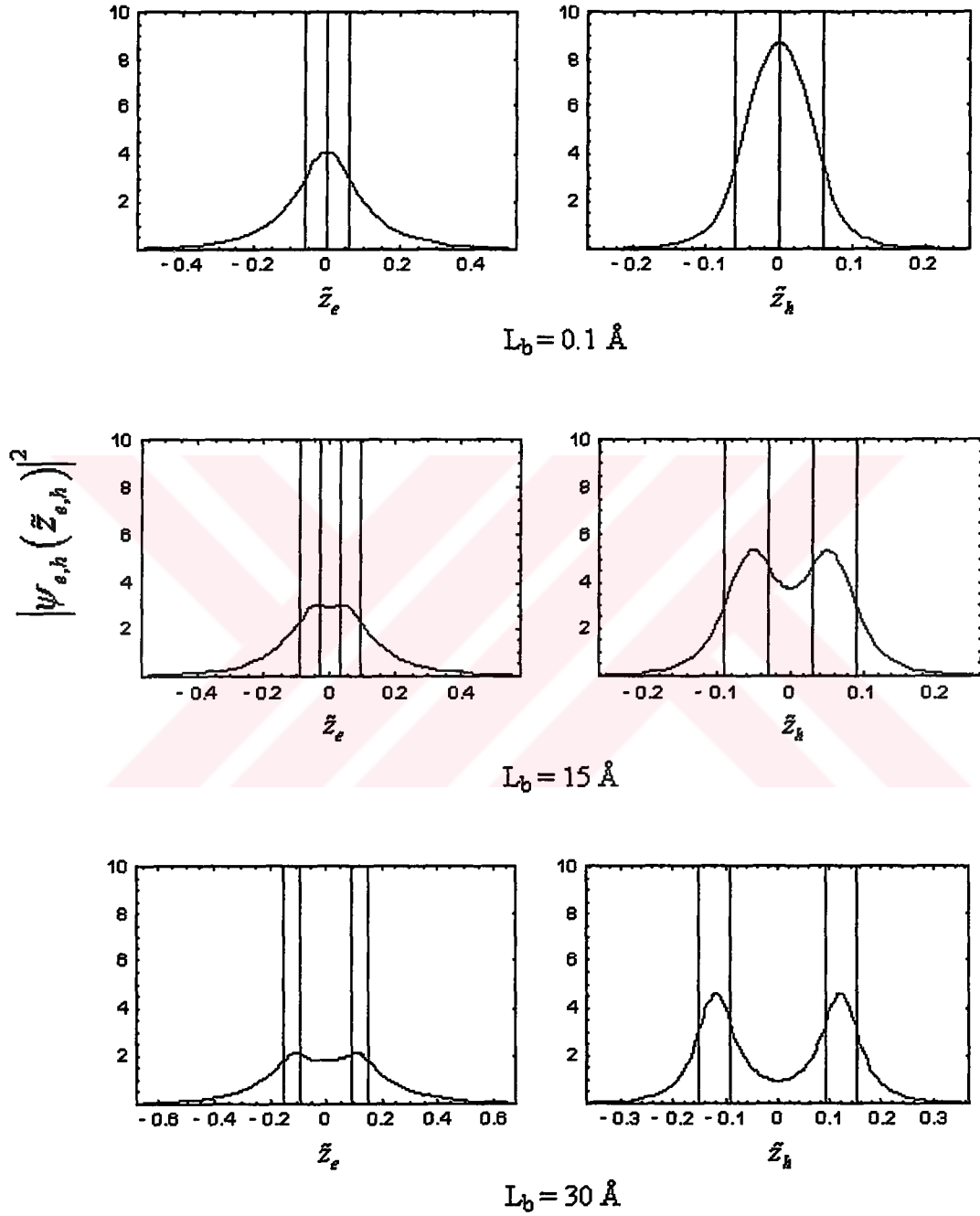
Şekil 3-8. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 10 \text{ \AA}$)



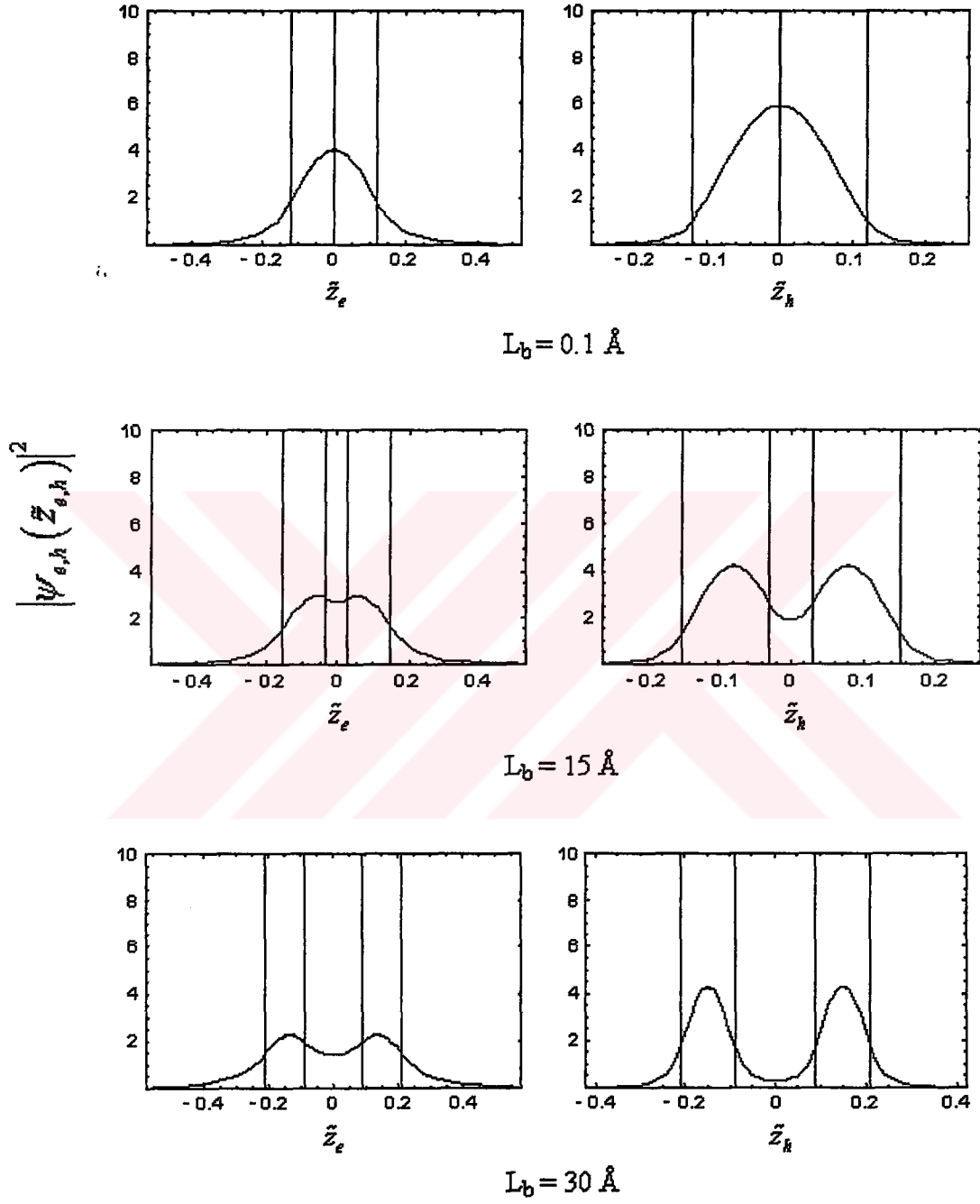
Şekil 3-9. (a) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 5 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi



Şekil 3-9. (b) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 40 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi

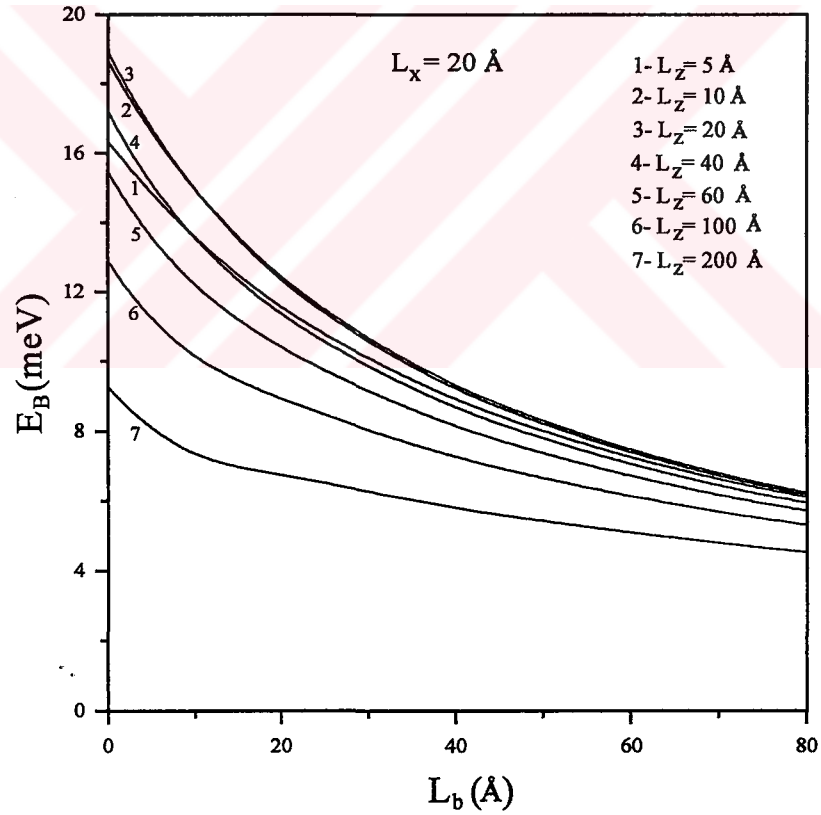


Şekil 3-10. (a) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 10 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi



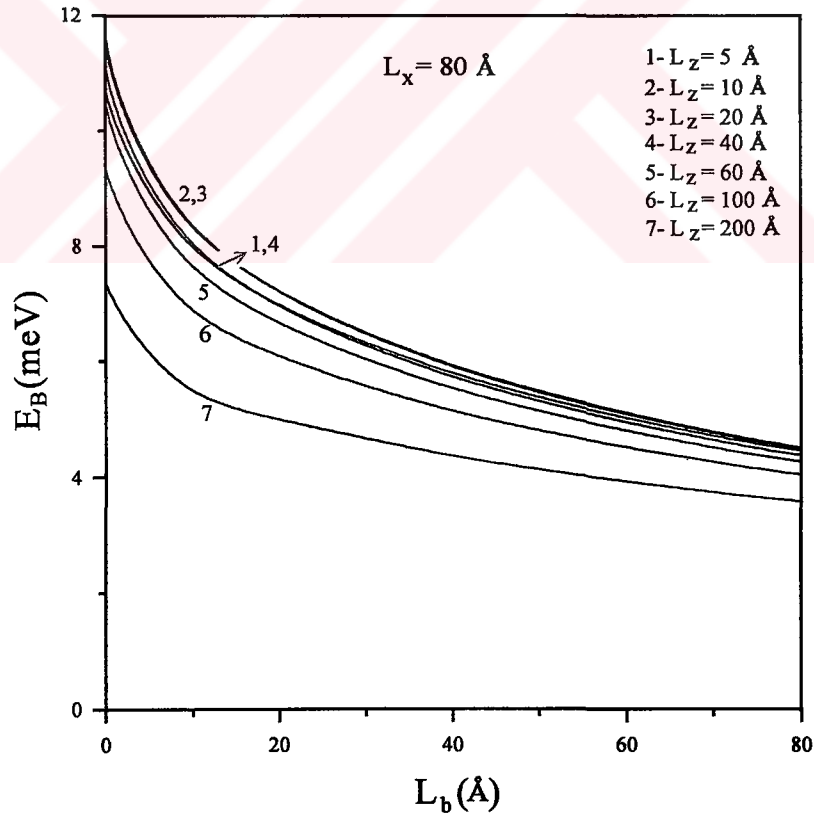
Şekil 3-10. (b) Elektron ve boşluğun $L_{1z} = L_{2z} = 20 \text{ \AA}$ için taban durum dalga fonksiyonlarının genliğinin karesinin konuma ve L_b 'ye göre değişimi

Şekil 3-11'de $L_x = 20 \text{ \AA}$ olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı L_z genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_b 'ye göre değişimi verilmiştir. Buradaki davranış Şekil 3-8'deki davranışla aynıdır. Burada farklı olarak eksiton bağlanma enerjilerinin değerlerinde çok küçük azalmalar görülmektedir. Bunun nedeni, L_x 'in büyümesiyle eksitonun yörünge yarıçapının bir önceki duruma göre büyümesi ve dolayısıyla eksiton bağlanma enerjisinin bu oranda azalmasıdır.



Şekil 3-11. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 20 \text{ \AA}$)

Şekil 3-12'de $L_x = 80 \text{ \AA}$ olan asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı L_z genişlikleri için eksiton bağlanma enerjisinin L_b 'ye göre değişimi verilmiştir. Bu şekilde de görüldüğü gibi bağlanma enerjisinin engel genişliğine göre değişimi daha önce belirtilen genel davranışını korur, ancak önceki durumlara göre eksiton bağlanma enerjisi daha da azalır. Çünkü, L_x 'in artması bu doğrultudaki efektif kuyu genişliğinin ve eksiton yarıçapının artması anlamına gelir. Bu da eksiton bağlanma enerjisini azaltır. Küçük L_z değerleri için parçacıklar daha enerjik olduğundan çiftlenim önemli bir büyüklüktedir ve bu durum Şekil 3-12'deki eğriler incelendiğinde açıkça görülmektedir. Örneğin, $L_b = 10 \text{ \AA}$ için 1, 2, 3, 4 eğrilerinin eksiton bağlanma enerjileri birbirlerine çok yakın iken, 5, 6 ve 7 eğrilerinin eksiton bağlanma enerjilerinin arasındaki fark daha büyüktür.

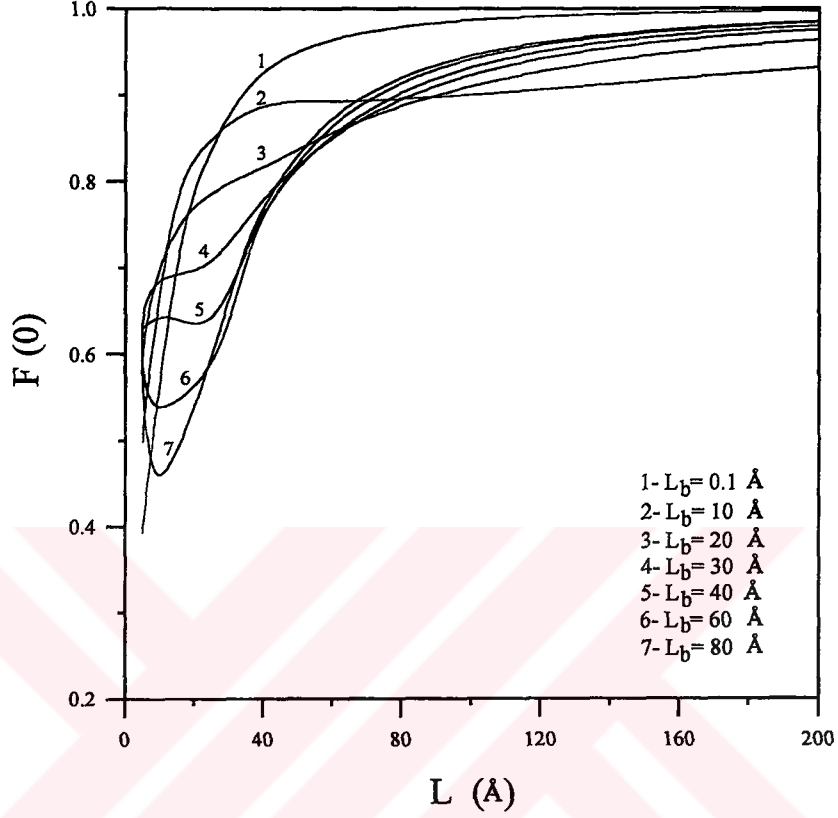


Şekil 3-12. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin engel genişliği L_b 'ye göre değişimi ($L_x = 80 \text{ \AA}$)

Hesaplamalarımızda ayrıca, simetrik ve asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum tellerindeki eksiton davranışını ayrıntılı olarak tanımlayabilmek için elektron ve boşluğun aynı düzlemde bulunma olasılığını ifade eden ve

$$F(0) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_e(x) \psi_h(x) dx \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_e(z) \psi_h(z) dz \right|^2 \quad (3-14)$$

ile verilen $F(0)$ – overlap fonksiyonu hesaplandı. Şekil 3-13'te simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı L_b değerleri için elektron ve boşluk arasındaki overlap fonksiyonunun tel genişliğine göre değişimi verilmiştir. Overlap fonksiyonunun simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum teli genişliğine göre değişimini iki bölgeye ayırarak açıklayabiliriz. Birinci bölge $5 \text{ \AA} \leq L \leq 50 \text{ \AA}$ olan bölge, ikinci bölge ise $50 \text{ \AA} \leq L \leq 200 \text{ \AA}$ bölgesidir. Birinci bölgede, küçük L değerlerinde parçacıklar delokalize oldukları için tüm uzay içerisinde birbirlerini görme olasılıkları dolayısıyla overlapları da zayıftır. L büyüdükçe daha iyi lokalize olmaya başlarlar ve her iki parçacığın da aynı düzlemde bulunma olasılıkları dolayısıyla overlapları da artmış olur. İkinci bölgede hemen hemen her L_b değeri için $F(0)$ değeri bire yakınsar. Çünkü, bu aralıktaki L değerleri için her iki doğrultuda da kuantum kuyularının bant süreksizlikleri parçacıklar üzerinde sonsuz potansiyel engel etkisi yaratır, bu durumda da elektron ve boşluk dalga fonksiyonları özdeş olduğu için denklem 3-14'teki integralin değeri bire yaklaşır ($F(0) \rightarrow 1$). Dolayısıyla bu aralıktaki her L_b değeri için overlap fonksiyonunun L 'ye göre değişiminin bire yakınsadığı görülür.

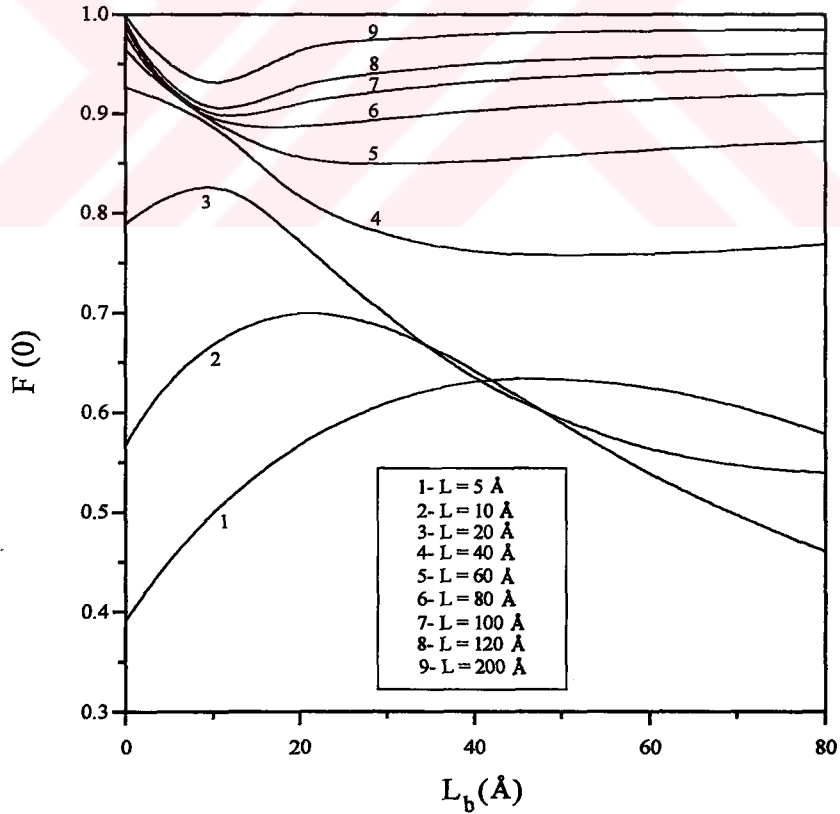


Şekil 3-13. Simetrik çiftlenimli $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde $F(0)$ -overlap fonksiyonunun L 'ye göre değişimi

Şekil 3-14'te simetrik çiftlenimli $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde farklı L değerleri için elektron ve boşluk arasındaki overlap fonksiyonunun L_b 'ye göre değişimi verilmiştir. Buradaki sonuçlar daha önce verilen Şekil 3-9(a), Şekil 3-9(b), Şekil 3-10(a) ve Şekil 3-10(b)'deki dalga fonksiyonlarının analizi ile açıklanabilir. 1, 2 ve 3 numaralı eğrilere baktığımızda overlap fonksiyonunun önce L_b arttıkça belli bir maksimuma ulaşincaya kadar artar ve daha büyük L_b değerleri ile azalmaya başlar. Çünkü, burada L yeterince küçük olduğu için parçacıkların kuyu dışında bulunma olasılıkları çok fazladır. $0 \leq L_b \leq 20$ Å aralığında kuyular arası çiftlenim yeterli büyüklükte olduğu için bu aralıkta L_b 'nin

artması parçacıkların kuyu bölgesindeki lokalizasyonunu artırır (Bakınız Şekil 3-10(a)). Dolayısıyla parçacıkların aynı düzlemde bulunma olasılıkları yani overlapları artar. Daha büyük engel genişliklerinde ise ($L_b > 20 \text{ \AA}$) bu durumun tersi söz konusudur. $40 \text{ \AA} \leq L \leq 200 \text{ \AA}$ aralığına karşılık gelen (4, 5, 6, 7, 8 ve 9 numaralı eğriler) eğrilere baktığımızda; L_b arttıkça overlap fonksiyonunun azaldığını görürüz. Çünkü, bu aralıkta zaten parçacıkların efektif uzunluğu arttığından aynı düzlemde bulunma olasılıkları azalır. Belirli bir L_b değerinden sonra ($L_b \geq 10 \text{ \AA}$) kuyular arası çiftlenim azaldığı için efektif uzunluk da azalır ve bu nedenle overlap artarak sabit bir değere yaklaşır.

Bu sonuçları göz önüne alarak, eksiton yaşam süresi sistemin boyut parametrelerinin amaca yönelik olarak değiştirilmesi ile ayarlanabileceğini söyleyebiliriz.



Şekil 3-14. Simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde $F(0)$ -overlap fonksiyonunun engel genişliği L_b 'ye göre değişimi

4. SONUÇ

Bu çalışmada çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum tellerinin elektronik ve optik özellikleri sistemin fiziksel parametreleri olan tel genişliğine (L_x), tel kalınlığına (L_z) ve engel genişliğine (L_b) bağlı olarak araştırıldı.

Çalışmamızın ilk aşamasında düşük boyutlu sistemler hakkında genel bir kaynak taraması yapıldı. Daha sonra simetrik ve asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisi varyasyonel olarak hesaplandı. Bunun sonucunda simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksiton bağlanma enerjisinin tel genişliklerinin (L_x, L_z) artmasıyla azaldığı görülmüştür. Bunun nedeni, zayıflayan kuşatılma sonucu yapının bir boyutlu özelliğinin kaybolmasıdır. Çok küçük tel genişliklerinde parçacıklar engellere sızmaya başlar ve eksitonik yapı üç boyutlu gibi davranır, bunun sonucunda bağlanma enerjisi külçe değerine yaklaşır. Çok büyük tel genişliklerinde de benzer bir davranış gözlenir. Çünkü bu genişliklerde kuşatılma çok zayıftır ve yine eksitonik yapı üç boyutlu gibi davranır. Simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde engel genişliğinin (L_b) büyütülmesine bağlı olarak kuyular arası çiftlenimin azaldığı ve bunun sonucunda bağlanma enerjisinin azaldığı görülmüştür. Asimetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde x doğrultusundaki kuyuların genişlikleri sabit tutulup z doğrultusundaki kuyuların genişliklerine göre eksiton bağlanma enerjileri hesaplandığında, yine kuyuların genişliği arttıkça eksiton bağlanma enerjisinin azaldığı görüldü. Buradaki azalma simetrik çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telindeki azalma oranından daha yavaştır.

Bu sonuçlara bakarak sistemin boyut parametreleri (L_x, L_z, L_b) ile düşük boyutlu heteroyapıların elektronik ve optik özelliklerinin amaca yönelik olarak ayarlanması mümkündür. Elde edilen sonuçlara göre sistemin elektronik özelliklerinin boyut parametrelerine oldukça duyarlı olduğu görülmüştür.

Sonuç olarak;

- Sistemin geometrisi eksitonik yapı üzerinde önemli etkilere sahiptir.
- Çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinde eksitonik bağlanma özellikle dar kuyularda çiftlenim parametresine (L_b) oldukça duyalıdır.
- Eksitonik yapıya dayalı optik cihazlarda eksiton yaşam süresinin kısa oluşu temel problemlerden birisidir. Bu sorunu gidermek için sistemin simetrisi bozularak eksiton yaşam süresi arttırılabilir. Yapılan deneysel ve kuramsal çalışmalara göre asimetric yapılarda simetric yapılara kıyasla önemli farklılıklar kaydedilmiştir.

Ayrıca bildiğimiz kadarıyla şu ana kadar çiftlenimli $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum telinin eksitonik ve optik özellikleri konusunda bir çalışma yapılmamıştır. Burada kullanılan yöntem ile, çiftlenimli telde elektronik ve optik özelliklerin incelenme olanağı sağlanmıştır.

5. KAYNAKLAR

1. L. Esaki, and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. 14, 61 (1970).
2. W. Q. Chen, and T. G. Anderson, Semicond. Sci. Technol. 7, 828 (1992).
3. W. Q. Chen, and T. G. Anderson, Appl. Phys. Lett. 60, 1591 (1992).
4. G. Sanders, and K. K. Bajaj, J. Appl. Phys. 68, 5348 (1990).
5. M. Morita, K. Goto, and T. Suzuki, Jpn. Appl. Phys. 29, L1663 (1990).
6. H. Kroemer, and H. Okamoto, Jpn. J. Appl. Phys. 23, 970 (1984).
7. E. J. Austin, and M. Jaros, J. Phys. C19, 533 (1986).
8. P. Yuh, and K. L. Wang, Phys. Rev. B38, 8377 (1988).
9. H. Sari, I. Sokmen, Y. Ergun, S. Elagoz, E. Kasapoglu, and M. Tomak, Superlatt. Microstruct. 23, 5 (1998).
10. H. Haug, *Optical Nonlinearities and Instabilities in Semiconductors* (ed. Academic Press, San Diego, 1988).
11. G. Platero and M. Altarelli, in *Proceedings of 20th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by E. M. Anastassakis and J. D. Joannopoulos (World Scientific, Singapore, 1990), p. 83.
12. H. Tuffigo, R. T. Cox, N. Magnea, Y. Merle D'Aubigne, and A. Million, Phys. Rev. B37, 4310 (1988); H. Tuffigo, N. Magnea, H. Mariette, A. Wasiela, and Y. Merle D'Aubigne, *ibid.* 43, 14629 (1991).
13. A. D'Andrea, R. Del Sole, K. Cho, Europhys. Lett. 11, 169 (1990).
14. G. R. Pozina, A. V. Kavokin, V. P. Kocheroshko, Uraltsev, D. R. Yakovlev, G. Landwehr, R. N. Bicknell-Tassius, and A. Waag, Solid State Commun. 81, 639 (1992).
15. A. D'Andrea, R. Del Sole, and N. Tomassini, in *Proceedings of The First Italian Workshop on Materials for Photonic Devices*, edited by A. D'Andrea, A. Lapicciarella, G. Marletta, and S. Viticoli (World Scientific, Singapore, 1991), p. 185.
16. L. Esaki, and R. Tsu, *Superlattices and Negative Conductivity in Semiconductors* (IBM Res. Note, RC-2414, 1969).

17. R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* 33, 665 (1978).
18. S. Mori, T. Ando, *Surface Science* 98, 101 (1980).
19. L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* 24, 593 (1974).
20. E.E. Mendez, *Physics of Resonant Tunneling in Semiconductors* (Plenum Press, Erice, Sicily, 1987).
21. T. Iskibaski, S. Tarucha, and H. Okamoto, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 63, 587 (1981).
22. S. W. Kirchofer, N. Holonyak, K. Hess, D. A. Gulino, H. G. Drickamer, J. J. Coleman, P. D. Daphus, *Appl. Phys. Lett.* 40, 821 (1984).
23. J. A. Brum, and G. Bastard, *Phys. Rev.* B31, 3893 (1985).
24. H. J. Lee, L. Y. Jurel, J. C. Wolley, and A. J. Springthorpe, *Phys. Rev.* B21, 659 (1980).
25. A. Balandin and S. Bandyopadhyay, *Superlattices Microstruct.* 19, 2 (1996).
26. F. L. Madarasz, F. Szmulowichz, F. K. Hopkins, and D. L. Dorsey, *Phys. Rev.* B49, 13528 (1994).
27. R. O. Klepfer, F. L. Madarasz, and F. Szmulowichz, *Phys. Rev.* B51, 4633 (1995).
28. Gerald Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Halsted, New York, 1988).
29. J. Singh, *Semiconductors Optoelectronics*, edited by Stephen W. Director (Mc Graw-Hill, New York 1995).
30. F. Rossi, G. Goldoni, O. Mauritz, and E. Molinari, *J. Phys.: Condens. Matter* 11, 5969 (1999).
31. H. Akiyama, *J. Phys.: Condens. Matter* 10, 3095 (1998).
32. N. Mutluay, and B. Tanatar, *J. Phys.: Condens. Matter* 9, 3033 (1997).
33. B. Das, S. Bandyopadhyay, and M. R. Melloch, *J. Phys.: Condens. Matter* 12, L35 (2000).
34. Ben G. Streetman, *Solid State Electronic Devices* (Prentice-Hall International, New Jersey, 1990).

35. F. Capasso, and G. Margaritondo, *Heterojunction Band Discontinuities: Physics and Device Applications* (North-Holland, Amsterdam, 1989).
36. S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices* (Wiley, New York, 1969).
37. M. Jaros, *Physics and Applications of Semiconductor Microstructures* (Clarendon Press, Oxford, 1989).
38. P. Bhattacharya, *Semiconductor Optoelectronic Devices* (Prentice-Hall, New Jersey, 1997).



6. ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Metin GÜNEŞ

Doğum Yeri – Yılı : Mestanlı / Bulgaristan – 1977

Medeni Durum : Bekar

İş Adresi : Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
58140 Sivas

İş Telefonu : 0 346 219 10 10 / 1523

Lisans (1995-1999) : Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

Yüksek Lisans (1999-2002) : Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı