

YARIİLETKEN LAZERLERDE YÜKLÜ TAŞIYICILARIN ENERJİ DURUMLARININ İNCELENMESİ

Mustafa TEMİZ

Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü, Denizli

Geliş Tarihi : 21.05.2001

ÖZET

Elektronlar, yarıiletken lazerlerin aktif bölgelerinde elektromanyetik dalga ile etkileşerek enerji seviyelerini değiştirirler. Elektronlar, elektromanyetik alandan aldıkları enerjiyi optik enerjiye dönüştürürler. Bu dönüşüm esnasında elektronların enerji durumları değişir. Yarıiletken lazerlerde enerji durumlarının değişimi, eşik akımını etkilemesi sebebiyle, yarıiletken enerji bant mühendisliğinde önemli bir yer tutar. Bu çalışmada heterojonksiyon yarıiletken lazerlerde elektronların enerji davranışı ve onların öz enerjileri dolayısıyla atomik enerji seviyeleri incelenmektedir.

Anahtar Kelimeler : Elektron enerji seviyeleri, Elektronun öz değerleri, Yarıiletken lazer

THE STUDY OF ENERGY STATES OF CHARGED CARRIERS ON THE SEMICONDUCTOR LASERS

ABSTRACT

In the active regions of the semiconductor lasers electrons interact with the electromagnetic fields and exchange their energy states and so the atomic energy levels and meanwhile their excess energy is transferred to optical energy. During this exchange the energy states of electrons change. Because the change of the electron energy states affects the threshold current, this energy change is important in the semiconductor laser band engineering. In this work the behaviour of the energy of the electrons and their eigenstates on the heterojunction semiconductor lasers and so the atomic energy levels are investigated.

Key Words : Energy levels of electron, Stimulated emission, Semiconductor laser

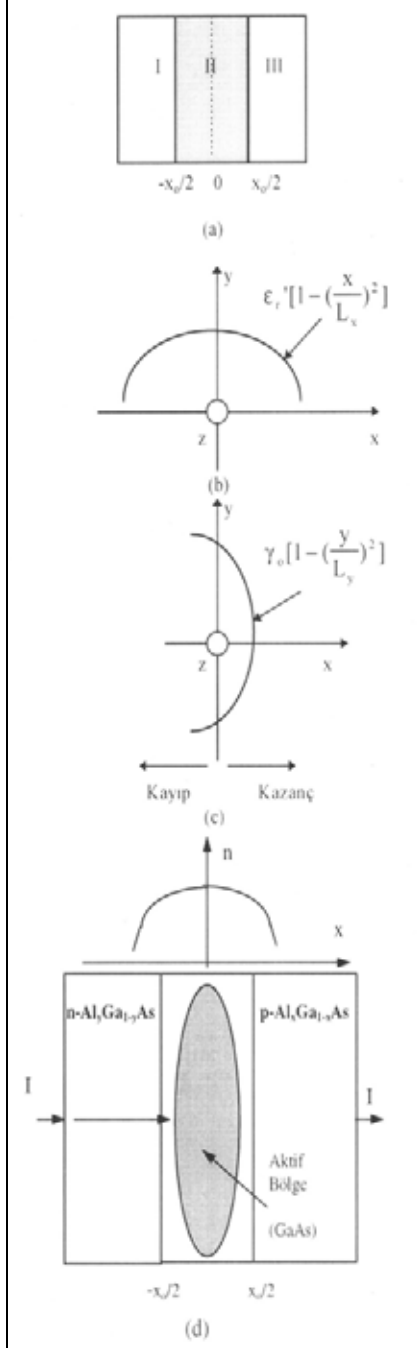
1. GİRİŞ

Yarıiletken lazerlerde p-tipi ve n-tipi $Al_xGa_{1-x}As$ kristalinde x 'in çeşitli oranlarda seçimi yapılarak alüminyum konsantrasyonunun değiştirilmesiyle yapılan yarıiletken tabakaların ve aktif bölgenin kırılma indisi ve kazanç sabiti lazer boyutlarının bir fonksiyonu olarak ayarlanır (Temiz ve Samedov, 1999). Bu sayede yarıiletken lazer iletişiminde elektromanyetik dalgalar özel tabakalar arasında hapsedilip kılavuzlanarak taşınırlar. Enjekte edilen

elektronlar (akım) lazerin aktif bölgesinde elektromanyetik alanla etkileşir. Elektronların elektromanyetik alandan aldıkları enerjinin optik enerjiye dönüştürülmesinde bir kazanç sağlar (Şekil 1). Şekil (b)'de izafi dielektrik sabitinin x yönündeki değişimle L_x ayarlanabilir uyum sabitinin, elipsoid şeklinde bir fonksiyonu olduğu; (c)'de kazanç sabitinin y yönündeki değişimle L_y parametresinin, elipsoid şeklinde bir fonksiyonu olduğu; (d)'de ise aktif bölgedeki kırılma indisinin x değişkenine göre, aynen izafi dielektrik sabitinde olduğu gibi değişimi görülmektedir.

Elektromanyetik alan aktif bölgede sinizoidal olarak değişir.

Bu çalışmada elektron ve atomik enerji seviyelerinin davranışı incelenmektedir.

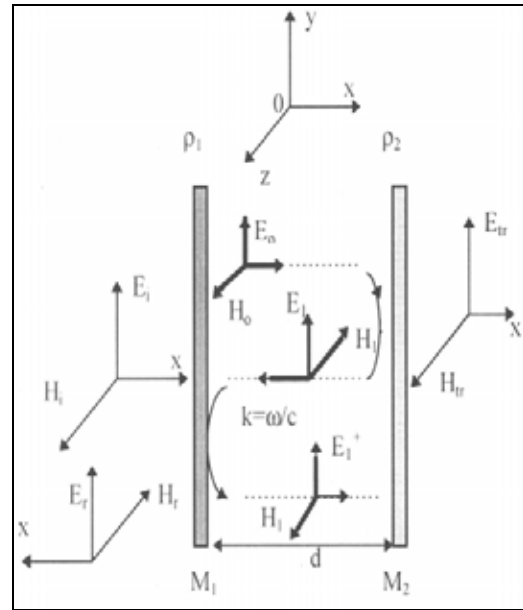


Şekil 1. Yarıiletken lazer Tabakaları ve aktif bölge, (a) Lazer tabakaları, (b) Tabakalara göre izafi dielektrik Sabitinin (Kırılma indisinin) sürekli değişimi, (c) Kazancın değişimi (Verdeyen, 1989; Temiz ve Samedov, 1999), (d) Aktif bölge ve kırılma indisinin değişimi

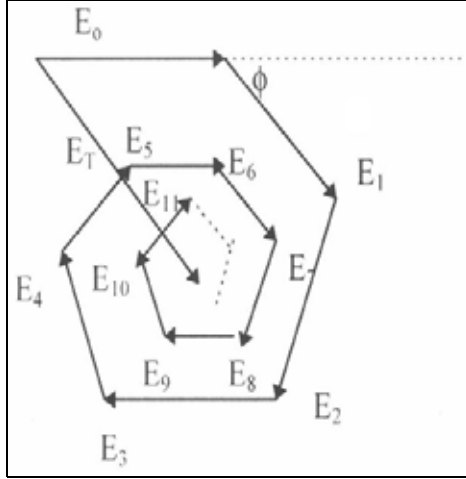
2. YARIİLETKEN LAZER BOŞLUĞUNDA REZONANS OLAYI

Bir çok heterojonksiyon yarıiletken lazerlerinde jonksiyon düzlemine dik doğrultuda uzay parametrelerine göre değişen bir kırılma indisi meydana getirilerek z istikametinde yayılan elektromanyetik dalganın hapsedilmesi sağlanır. Öyleki, heterojonksiyon yarıiletken lazerlerin aktif bölgeleri, geleneksel bir rezonator gibi davranır. Aktif bölgede yüklü elektronlarla elektromanyetik alan arasında enerji alış-verişi meydana gelir. Rezonans durumunda max. güç transferi ortaya çıkar. Optik frekanslarda elektromanyetik dalganın rezonansı, diğer rezonans sistemlerinden farklı değildir.

Şekil 2'de bir optik boşluk (optik rezonator) görülmektedir. Dışarıdan E_i elektrik alanı ile beslenen bir boşlukta, elektromanyetik alan boşluk içinde E_0 genliği ile sağ tarafa doğru ilerlemekte ve M_2 aynasında ρ_2 yansımaya katsayısı ile geriye doğru M_1 aynasına ve M_1 aynasından ρ_1 yansımaya sabiti ile tekrar sağa M_2 aynasına doğru gitmektedir. İlerleyen dalganın bu tekrarlı geliş-gidişleri esnasında dalga vektörü değeri $k=\omega/c$, genliği $\rho_1\rho_2\dots$ ve fazı $\exp[-jk2d]$ ile değişen elektromanyetik alanın şiddeti belli bir seviyeye kadar artar ve bir müddet sonra daha az yansıtıcı 2. aynadan dışarı çıkar. Şekilde dışarı çıkan elektromanyetik alan bileşenleri n alt indisi ile karakterize edilmiştir. Optik boşluk içinde aynalar arasında ileri-geri gelip giden bu dalgaların fazör diyagramı Şekil 3'de görülmektedir.



Şekil 2. Optik boşluk



Şekil 3. Şekil 2'de optik boşluktaki elektrik alanının fazör diyagramı

Optik boşluk içinde sağ (E_T^+) ve sol (E_T^-) tarafa doğru yayılan elektrik alanları,

$$E_T^+ = \frac{E_0}{1 - \rho_1 \rho_2 e^{-j2\theta}}$$

$$E_T^- = E_0 \frac{\rho_2 e^{-j2\theta}}{1 - \rho_1 \rho_2 e^{-j2\theta}}$$
(1)

ile verilir. Burada,

$$2\theta = 2kd = q2\pi - \phi$$
(2)

ile verilir. q , pozitif tam sayıları gösterir ve oldukça büyük değerler alır. Rezanans durumunda vektörlerin aynı doğrultu ve yönde üst üste binmesi için $\phi = 0$ olmalıdır. Bu durumda sağ (ve sol) tarafa doğru yayılan elektromanyetik alanın elektrik ve manyetik alan bileşenleri tamamen max. olur. Bu rezonans durumunu karakterize eden ifade, (2)'den,

$$2\theta = 2kd = q2\pi$$

$$k2d = \frac{2\pi}{\lambda} 2d = 2\pi q$$
(3)

olur. Burada v dalganın lazer ortamındaki yayılma hızı, d aynalar arasındaki mesafe, λ ise, dalganın lazer ortamındaki dalga boyudur. Buradan,

$$d = \frac{q\lambda}{2}$$
(4)

şeklindeki rezonans şartı elde edilir (Özek, 1997; Verdeyen, 1989).

Elektronlar için enerji seviyeleri özel birer önem taşır. Elektrik yüklü olan elektronlar elektromanyetik alanın uyarılması ile bir üst enerji seviyesine kadar uyarılmışlarsa, bunlar daha alt enerji seviyelerine bir enerji geçişi yaptıklarında üzerlerinde bulunan bu fazla enerjiyi bir ışık enerjisi (foton) olarak yayımlayabilirler. Bunun oluşması için uygun şartlar aranır.

3. KUANTUM BOYUTU VE POTANSİYEL ÇUKURU

Kuantum boyutlarında durum yoğunluğu enerjiden bağımsız, fakat elektronun kütlesi ve ortamın boyutuna bağlı olduğu için, boyut seçimi ile durum tasarımının mümkün olması sebebiyle, katmanlar arasında yeter miktarda enerji depolanması yapılabilmektedir. Mod sayılarının seçimi ile enerjinin durum yoğunluğuna göre değişimi merdiven basamakları şeklindedir (Temiz, 1996; 1997; Verdeyen, 1989).

Gaz, katıhal veya yarıiletken gibi herhangi bir lazer malzemesinin kazanç sabiti, spektral çizgi şekli fonksiyonu gibi, belli bazı fonksiyonlarla orantılıdır. Bu özellikler altında durumların sayıları sınırlanarak aynı enerji bandı içinde aynı enerjiye sahip daha çok sayıda elektron olabilir. Bu mekanizma ile elektronlar bir ters birikime sokulur ve bir elektromanyetik alan ile daha etkili bir şekilde uyarılabilir. Dolayısıyla, uzay değişkenleri ve şiddeti tasarlanabilen bir enerji bant aralığı meydana getirilebilir. Böylece üst üste enerji katları oluşturulabilir. Temel malzemesi GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ olan bu tür yapılar, çoklu kuantum çukurlarını meydana getirirler.

Yarıiletken lazer diyotlarının aktif bölgeleri bir nevi kuantum çukurlarıdır. Bu çukurlar taşıyıcıların tuzaklanma yerlerini meydana getirirler.

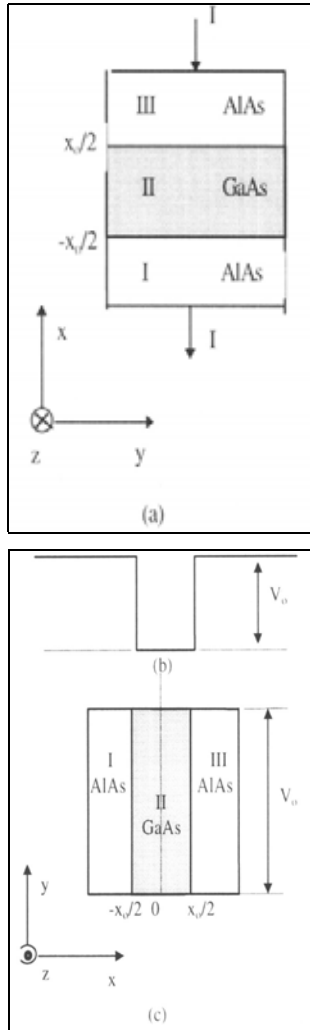
Enjekte edilen taşıyıcıların tuzaklanmasını sağlamak için alüminyum konsantrasyonu mesafeye bağlı olarak derece derece azaltılır. 10 A° gibi küçük boyutlu olan AlAs'li hapsedici katmanlar arasında, 50 A° gibi daha geniş olan GaAs katmanları birer çukur mahiyetindedir. Bu kuantum çukurlarında müsaade edilen durumlar arasında meydana getirilen geçişlerle elektron-delik taşıyıcılarının birleşmeleri sağlanır.

AlAs tabakaları, GaAs çukurlarında toplanan elektronlara (veya deliklere) eşlik eden dalga

fonksiyonlarına karşı birer potansiyel duvarı meydana getirirler. Dolayısıyla iki AlAs tabakası arasındaki GaAs tabakası quantum çukuru adı verilen bir potansiyel çukur oluşturur.

4. YARIİLETKEN KUANTUM ÇUKURLARINDA ELEKTRİK ALAN DAVRANIŞI

İki AlAs tabaka arasında bulunan GaAs katmanı ile oluşturulan kuantum çukuru, enjekte edilen elektronlara karşı bir potansiyel çukur (Verdeyen, 1989) gibi davranır (Şekil 4).



Şekil 4. (a) Yarıiletken lazer katmanları (Temiz ve Acer, 1998), (b) Potansiyel çukuru (Schiff, 1982), (c) (b)'deki Potansiyel çukuruna benzeyen yarıiletken kuantum çukurunu meydana getiren yarıiletken katmanlar $E_y(x)$ elektronun enerji özdeğerini ve $V(x)$ elektrona dışarıdan etki eden potansiyeli göstermek üzere, tek

boyutta, bir elektrona eşlik eden dalga için Schrödinger dalga denklemi,

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)] E_y(x) = 0 \quad (5)$$

$$\hbar = h/2\pi$$

ile verilir. Burada E elektronun toplam enerjisini, m kütesini ifade eder. Elektrona dışarıdan uygulanan potansiyel V_0 ise, $E < 0$ ve $V(x) = -V_0$ olduğu için II. bölgede $[|x| < x_0/2]$ Schrödinger dalga denklemi,

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [V_0 - |E|] E_y(x) = 0 \quad (6)$$

veya

$$\alpha_{II}^2 = \frac{2m(V_0 - |E|)}{\hbar^2} \quad (7)$$

tanımı ile

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} = -\alpha_{II}^2 E_y(x) \quad (8)$$

olarak bir özdeğer denklemi şekline girer. Özdeğer α_{II} ile ifade edilir. Bu denklemin çözümü, II. bölge için,

$$E_y(x)_{II} = A_2 \sin \alpha_{II} x + B_2 \cos \alpha_{II} x \quad (9)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\alpha_{II}} = \frac{h}{\sqrt{2m(V_0 - |E|)}}$$

biçimindedir (Temiz, 1999a).

$$|x| < x_0/2 = a \quad \text{için } (V_0=0)$$

$$\frac{d^2 E_y(x)^{I,III}}{dx^2} - \alpha_{I,III}^2 E_y(x) = 0 \quad (10)$$

$$\alpha_{I,III}^2 = \frac{2m}{\hbar^2} |E|$$

şeklini alan bu Schrödinger dalga denkleminin çözümü,

$$E_y(x) = A_{I,III} e^{-\alpha_{I,III}|x|} \quad (11)$$

olur. Tek boyutlu (5) denkleminde $x \rightarrow -x$ ve $V(x) = -V(-x)$ konursa, gene (5) ifadesi bulunur ki, bu $E_y(x) = E_y(-x)$ olduğunu gösterir. Eğer enerji değerleri soysuzlaşmış değilse, yani, (5) denkleminin öz değerleri soysuzlaşmamış ise], başka bir ifadeyle (5) denkleminin farklı bir öz değerine karşı farklı bir öz fonksiyon karşı geliyorsa, o zaman (5) denkleminin tek bir noktasal çözümü vardır. Dolayısıyla, Schrödinger dalga denklemini sağlayan iki fonksiyon bir sabit farkıyla ortaya çıkar. Yani, $E_y(x) = KE_y(-x)$ 'dir. $x \rightarrow -x$ için, $E_y(-x) = KE_y(x) = K^2 E_y(-x)$ demektir ki burada $K^2 = 1 \rightarrow K = \pm 1$ bulunur. Buna göre, $K = 1$ için $E_{y1}(x) = KE_{y1}(-x) = E_{y1}(-x)$ çift fonksiyon çözümü, $K = -1$ için $E_{y2}(x) = KE_{y2}(-x) = -E_{y2}(-x)$ tek fonksiyon çözümü meydana gelir. Demek oluyor ki (5) ile verilen Schrödinger dalga denkleminin tek ve çift fonksiyonları olduğu ortaya çıkar.

Çift fonksiyon çözümünün elde edilmesi için (9) ifadesinde $A_2 = 0$ olmalıdır. Yani, II. bölgedeki fonksiyon çift çözümü E_{y1} olmak üzere,

$$E_{y1}(x) = B_2 \cos \alpha_{II} x \quad (12)$$

bulunur. B_2 sabiti

$$B_2 = \sqrt{\frac{2\alpha_{II}}{\alpha_{II} a + \sin \alpha_{II} a}}$$

ile bellidir (Temiz, 1999). Burada $x = a$ için $E_{y1}(x)^{II} = E_{y1}(x)^{I,III}$ ve $dE_{y1}(x)^{II}/dx = dE_{y1}(x)^{I,III}/dx$ sağlanmalıdır.

Yani,

$$B_2 \cos \alpha_{II} a = A_{I,III} e^{-\alpha_{I,III} a} \\ - B_2 \alpha_{II} \sin \alpha_{II} a = -\alpha_{I,III} A_{I,III} e^{-\alpha_{I,III} a}$$

veya

$$\tan \alpha_{II} a = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} = \tan \alpha_{II} \frac{x_0}{2} = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} \quad (13)$$

bulunur (Temiz ve Acer, 1998).

Tek fonksiyon çözümünün elde edilmesi için (9) ifadesinde $B_2 = 0$ alınmalıdır. Yani, II. bölgedeki tek fonksiyon çözümü E_{y2} olmak üzere,

$$E_{y2}(x)^{II} = A_2 \sin \alpha_{II} x \quad (14)$$

$$A = \sqrt{\frac{2}{x_0}}$$

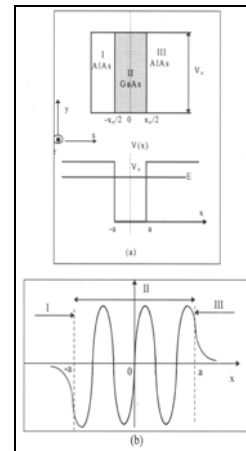
bulunur (Temiz, 1999). Elektronların en düşük enerji durumları, en düzgün dalga fonksiyonlarına sahip olur ve partikülün enerjisi artarken dalga fonksiyonunun genliği de düzgün olarak darbe biçiminde artar. Elektron $-\frac{x_0}{2} < x < \frac{x_0}{2}$ aralığında kalmaya mecbur olduğu takdirde, I ve II bölgelerindeki alanlar yok iken sınırlarda kendisine tekabül ettirilen deBroglie dalgası sıfır olmalıdır. Yani, $E_{y2}(a)^{II} = A_2 \sin \alpha_{II} a = A_2 \sin \xi$, için $\alpha_{II} a = n\pi$, $n = 1, 2, 3, \dots$ şartından

$$E_n = V_0 - \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (15)$$

bulunur. Bu sonuç, elektronun sahip olduğu enerji seviyelerini verir. Bununla belirlenen seviyeler dışında elektronlar, başka enerji seviyelerinde bulunamazlar. Yine $x = a$ için $E_{y2}(x)^{II} = E_{y2}(x)^{I,III}$ ve $dE_{y2}(x)^{II}/dx = dE_{y2}(x)^{I,III}/dx$ sağlanmalıdır. Buradan,

$$-\cot \alpha_{II} a = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} = -\cot \alpha_{II} \frac{x_0}{2} = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} \quad (16)$$

bulunur. Bu sonuçlar referansındaki sonuçlarla uyudur. Alanların değişimi Şekil 5'de görülmektedir (Temiz, 2001).



Şekil 5. Elektrik alanının I, II, III. bölgelerindeki değişimi, (a) Lazer katmanları ve kuantum çukuru, (b) Lazer katmanlarında elektrik alanının değişimi

Elektronların enerji seviyeleri (E), kuantum çukurunun potansiyel-enerji derinliğinden (V_o) daha küçüktür. Alanın değişiminde görüldüğü gibi, kuantum çukurunda müsaade edilebilen enerji değerleri mevcuttur. $x = a = x_o/2$ ile verilen sınır şartları, bu ayrık enerji seviyelerine ilişkin mümkün enerji seviyelerini ve bunların her bir dalga fonksiyonunu sınırlamaktadır.

5. ENERJİ ÖZ DEĞERLERİ

Yukarıda tanımlanan (7) ifadesinden,

$$\alpha_{II}^2 a^2 = \xi^2 = \frac{2m(V_o - |E|)a^2}{\hbar^2} \quad (17)$$

elde edilerek,

$$t = \frac{2ma^2 V_o}{\hbar^2} = \frac{mx_o^2 V_o}{2\hbar^2} \quad (18)$$

alınarak, (10) ifadesinde tanımlanan,

$$\alpha_{I,III}^2 a^2 = \eta^2 = \frac{2m}{\hbar^2} |E| a^2 \quad (19)$$

ile birlikte,

$$\xi^2 = t - \eta^2$$

veya

$$\alpha_{I,III}^2 = \frac{t - \xi^2}{a^2} = \frac{t - \xi^2}{(x_o/2)^2} \quad (20)$$

bulunur. Diğer taraftan (13) ve (17)'den,

$$\tan \xi = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} \quad (21)$$

ve (20)'den,

$$\alpha_{I,III} = \frac{1}{a} \sqrt{t - \xi^2} = \frac{1}{x_o/2} \sqrt{t - \xi^2} \quad (22)$$

veya (17), (21) ve (22)'den,

$$\tan \xi = \frac{\sqrt{t - \xi^2}}{a} \frac{a}{\xi} = \frac{\sqrt{t - \xi^2}}{\xi} \quad (23)$$

bulunur. Burada;

$$y_1 = \tan \xi \quad (24)$$

$$y_2 = \frac{\sqrt{t - \xi^2}}{\xi} \quad (25)$$

olarak alınırsa, $y_1 = y_2$ 'den,

$$\zeta \tan \zeta = \sqrt{t - \xi^2} \quad (26)$$

Tek fonksiyonlar için, benzer şekilde, (16), (17) ve (23)'den,

$$-\zeta \cot \xi = \sqrt{t - \xi^2} \quad (27)$$

elde edilir. Burada $y_1 = -\cot \xi$, y_2 ise, (25) ile aynıdır.

Yukarıda (24)'de bulunan ifade, y_1 ve y_2 gibi, ayrı iki fonksiyonun eşitliğini göstermektedir. Sol tarafta y_1 ile verilen eğriler (17) ifadesinde görüldüğü gibi, elektronların enerji seviyeleri (E), kuantum çukurunun potansiyel-enerji derinliği (V_o) ve II. bölgenin seçilen genişliği (x_o) tarafından belirlenmektedir. Burada sadece enerji seviyelerinin dışındaki parametreler belli bir ölçüde sabit yapılabileceği (veya sabit olduğu) için, değişken parametrenin sadece elektronların enerji seviyelerini temsil eden E olduğu görülebilir.

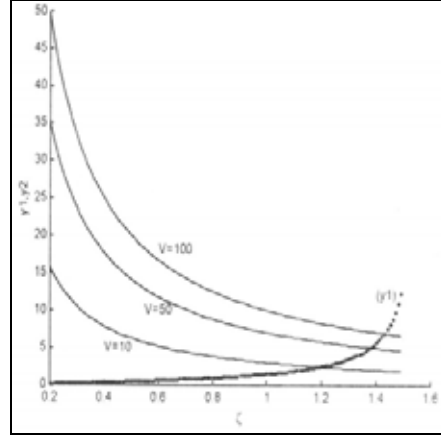
Sonuç olarak, tanjant eğrilerini biçimlendiren parametre elektronların ayırık enerji seviyeleridir. Bu eğriler, detaylı bir şekilde incelenmiş ve çizilmiştir (Temiz, 1998).

İfadenin sağ tarafı ise (y_2), (18) ifadesine de bakılırsa] gene aynı parametreler tarafından belirlenir. Yani, sağ taraftaki değişken parametre de yine elektronların ayırık enerji değerlerini temsil eden E 'dir. (27)'in sağ ve solundaki eğriler için de benzer şeyler söylenebilir.

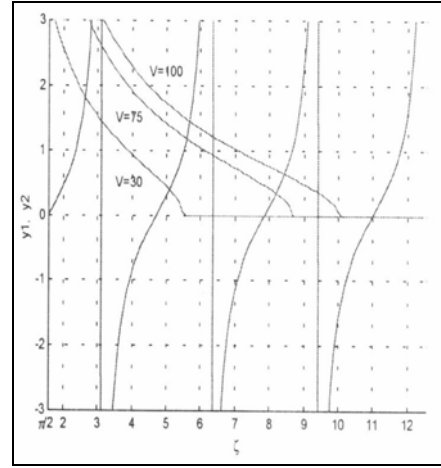
Netice itibarıyla, oluşturulan kuantum çukurundaki elektronların enerji değerleri, çift (Şekil 6) ve tek fonksiyon (Şekil 7) çözümlerine ait olan (23) ve (26)'da sağ ve sol yandaki eğrilerin kesim noktalarından oluşmaktadır. Şekil 7, $-\cot y = \tan(y + \pi/2)$ olduğu için, (23)'e ait eğrilerin bir ötelenmesinden ibarettir (Temiz, 2001).

6. AKTİF BÖLGEDE TEK VE ÇİFT ELEKTRİK ALANLARININ ÖZDEĞERLERİ

Şekil 6 ve Şekil 7'de verilen y_1, y_2 eğrilerinin kesim noktaları, elektrik alanının α_{II} ile gösterilen özdeğerlerini verir. Bu özdeğerler ayırık birer set oluştururlar. Bu setler, tanjant eğrileri ile kendilerini belli ederler. (18)'de verilen ifadede daha büyük t değerleri için, y değerleri de daha büyük değerlere kayarlar. Yani, $V_{o1} < V_{o2}$ olmak üzere, $V_o = V_{o1}$ ve $V_o = V_{o2}$ için



Şekil 6. Kuantum çukurunda çift fonksiyon çözümü için ($0-\pi/2$) aralığında elektronların ayırık enerji özdeğerlerini belirleyen eğriler



Şekil 7. Kuantum çukurunda tek fonksiyon çözümü için ($\pi/2-4\pi$) aralığında elektronların ayırık enerji özdeğerlerini belirleyen eğriler

Hesaplanan $t_1 = \frac{2ma^2V_o}{\hbar^2}$, $t_2 = \frac{2ma^2V_o}{\hbar^2}$ değerleri

arasında $t_1 < t_2$ ilişkisi vardır. Başka bir ifadeyle, $V_{o1} < V_{o2}$ için $[a^2V_{o2}]$ çarpımına ait y değeri $[a^2V_{o1}]$ çarpımına ait y değerinden daha büyük olur. Yani potansiyel-enerji değeri derinleştikçe [V_o değeri arttıkça] daha fazla elektronların bağlı durumları ortaya çıkar. Şekil 6, ayrıca, en azından bir bağlı durumun olması sebebiyle t 'ye bağlılığın önemli olmadığını göstermektedir. t, V_o ile artarken, özdeğerlerin ξ ekseninde yaklaşık olarak eşit aralıklarla arttığı görülür. Dolayısıyla, çift fonksiyon çözümleri için,

$$\xi \cong (n + 1/2)\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (28)$$

olarak yazılabilir.

$-\cot \xi = \tan(\xi+\pi/2)$ olduğu (tek fonksiyon) göz önünde bulundurulursa, çözümler için tek fonksiyon çözümlerinde Şekil 6'daki eğrilerin kesim noktalarının 90° ötelenmesi yeterli olacağı için özdeğer noktaları, $-\cot \xi = y_2 = \tan(\xi+\pi/2)$ ifadesine göre, büyük $[V_0 a^2]$ değerleri için

$$\xi \cong n\pi, n = 1, 2, \dots \quad (29)$$

almabilir. Şekil 7'de görüldüğü gibi, tek fonksiyon çözümleri için y_1 ile y_2 'nin ancak $\pi/2 > 0$ değerlerinde kesim noktaları bulunur. Dolayısıyla, (27)'den hareket edilerek, çözüm noktalarının

$$\sqrt{t - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} > 0 \rightarrow t > \frac{\pi^2}{4} \rightarrow \frac{2mV_0 a^2}{\hbar^2} > \frac{\pi^2}{4}$$

veya

$$\frac{mV_0 x_0^2}{\hbar^2} > \frac{\pi^2}{2} \quad (30)$$

durumunda mevcut olduğu anlaşılır.

7. SONUÇ VE YORUM

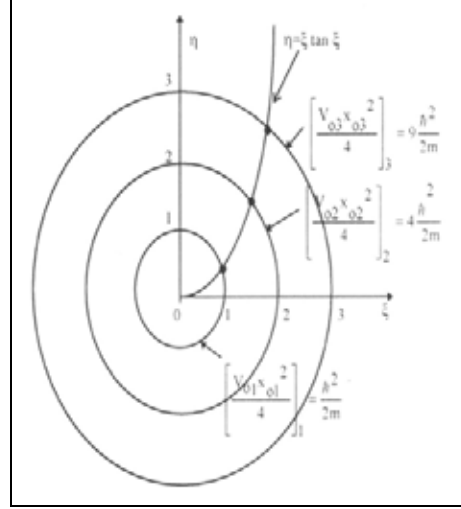
Yarıiletken lazer malzemelerindeki atomik davranışların tasvirinde, taşıyıcıların enerji durumlarının dağılımı ve işgal edilme ihtimalleri, enerji durumları arasındaki enerji geçişlerinin yer alması, lazer dizaynında göz önünde bulundurulmalıdır. Bu bilgiler teknik tasarımda önemli bir rol oynar. Meselâ, aktif bölgenin genişliği ile elektronların özdeğerleri arasındaki yakın ilişkinin bilinmesi, kalınlığı yaklaşık $a = x_0/2 = 10-100 \text{ \AA}$ civarında olan kuantum çukurlu lazerlerin dizaynında ilk başta düşünülmesi gerekli hususlar arasındadır.

Kuantum çukurunun potansiyel-enerji derinliği (V_0) ile aktif bölgeye ilişkin x_0 genişliğinin $V_0 x_0$ çarpımı önemlidir. (17) ve (19)'dan,

$$\xi^2 + \eta^2 = \frac{2m}{\hbar^2} V_0 a^2 = t = R^2 \quad (31)$$

denklemi elde edilir. Bu ifade, genişliği belirlenmiş bir aktif bölgeye ilişkin kuantum çukurunun belli bir potansiyel-enerji derinliği için, yarıçapı sabit olan bir daire denklemini gösterir (Şekil 8). Diğer

tarafından, tek fonksiyonlu elektrik alanı için (13), (17) ve (19)'dan,



Şekil 8. Çift alan fonksiyonlarında (31) ile tanjant eğrilerinin kesim noktaları

$$\eta = \xi \tan \xi \quad (32)$$

elde edilir ki bu sonuç, (Temiz, 1998) makalesinde bulunan ($Y = X \tan X$) ifadesinin aynıdır (Şekil 8). (24) ve (27) ifadelerinin ışığı altında $-\cot \xi = \tan(\xi+\pi/2)$ olduğu göz önünde bulundurulursa, tek fonksiyonlu elektrik alanın Şekil 9'daki ifadesi, Şekil 8'dekine benzer şekilde, tanjant eğrilerinin $\pi/2$ kadar bir ötelenmesini göstermektedir.

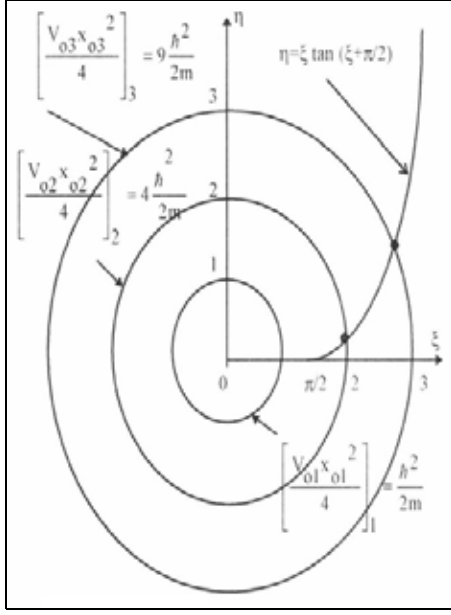
Eğrilerden de görüldüğü gibi, $x_0 = 2a$ eninde ve V_0 derinliğinde bir boyutlu bir potansiyel enerji kuyusunda bulunan elektronlar için, $\xi^2 + \eta^2 = R^2$ 'de

$R=1$ alınrsa, tek (31)'den $[V_0 a^2] = \frac{\hbar^2}{2m}$ olur ki, bu,

tek bir bağımlı enerji seviyesi gösterir : $R = 1, 2, 3, \dots$ için eğriler Şekil 8'de görüldüğü gibi, çoğaltılabilir (Temiz, 2001). Tesbit edilen R

değerlerine göre, $[V_0 a^2] = V_0 \frac{x_0^2}{4}$ ifadesinde her bir

x_0 aktif bölge kalınlığı verilen V_0 potansiyel çukuru değerleri için hesaplanabilir.



Şeki 9. Tek alan fonksiyonlarında (31) ile tanjant eğrilerinin kesim noktaları

8. KAYNAKLAR

Özek, A. 1997. Üç Boşluklu Lazer Diyot Karakteristikleri ve Frekans Kaymasının Bastırılması (Doktora Tezi), Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.

Schiff, L. I. 1982. Quantum Mechanics, McGraw-Hill Book Comp., Tokyo.

Temiz, M. 1996. The Quantum-Well Structure of Self Electro-optic Effect Devices and Gallium-Arsenide, Pamukkale University Engineering College, Journal of Engineering Sciences, Page 89, Volume 2, Number 2, Year 1996.

Temiz, M. 1997. Yarıiletkenler, Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Müh. Fak., Matbaası, Denizli.

Temiz, M. 1999. GaAs-Tabanlı Fiber Glas ve Lazerlerde Kılavuzlanmış Elektromanyetik Alan Modlarının İncelenesi, Pamukkale Üniversitesi, Müh. Fak., Mühendislik Bilimleri Dergisi, Cilt 5, Sayı 1-2, Sayfa 1083.

Temiz, M. 2001. The Effects of Some Parameters of the Propagation Constant for Heterojunction Constructions on the Optical Modes, International Journal Laser Physics, Moscow State Engineering Physics Institute, Volume 11, No. 3.

Temiz, M. ve Acer, H. 1998. GaAs-Tabanlı Lazerlerde Elektromanyetik Propagasyon Sabitinin İncelenmesi, Pamukkale Üniversitesi, Müh. Fak., Mühendislik Bilimleri Dergisi, Cilt 4, Sayı 1-2, Sayfa 541.

Temiz, M., Samedov, R. 1999. *Fiber Glas, Yarıiletken Lazerler ve Kazanç Zabiti*, Pamukkale Üniversitesi, Müh. Fak., Mühendislik Bilimleri Dergisi, Cilt 5, Sayı1-2, Sayfa 1083.

Verdeyen, J. T. 1989. Laser Electronics, Prentice-Hall Inc., New Jersey.