



# FİBERGLAS, YARIİLETKEN LAZERLER VE KAZANÇ SABİTİ

**Mustafa TEMİZ, Rafig SAMEDOV**

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

Geliş Tarihi : 13.01.1999

## ÖZET

$Al_xGa_{1-x}As$  kristalinde  $x$ 'in çeşitli oranlarda seçimi yapılarak kırılma indisine istenilen değişimin verilmesiyle, elektromanyetik dalga ve enjekte edilen taşıyıcıların (akımın) lazerin aktif bölgesinde aynı anda tuzaklanmalarını gerçekleştirmek için yapılan  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  heterojonksiyon (farklı yapılı eklem) yapılar vasıtasıyla meydana getirilen yarıiletken lazerlerle optik kazanç sağlanır. Fiber glas liflerinde enformasyonun nakli de aynı esasa dayanır. Bu çalışmada fiber glas ve yarıiletken lazerlerde optik kazancın değişimine etki eden faktörler incelenmektedir.

**Anahtar Kelimeler :** Galyum-Arsenit, Lazer, Ters birikim

## FIBER GLASS SEMICONDUCTOR LASERS AND THE GAIN COEFFICIENT

### ABSTRACT

In  $Al_xGa_{1-x}As$  choosing  $x$  in various per cent of aluminium it is obtained the changing of the index of refraction of the material. So, formed semiconductor lasers by making  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  heterojunction structures with changing the refractive index to confine the electromagnetic waves and injected carriers (current) in active of laser in time gives optical gain. It is also based the same method the transmission of the information. In this work in fiber glass and semiconductor lasers the effecting factors to change the optical gain are investigated.

**Key Words:** Gallium-Arsenide, Lasers, Inverted population

## 1. GİRİŞ

Hapsedilmiş bir ışık dalgasının kılavuzlanması için kırılma indisinin uzay koordinatlarının değişiminden faydalanılır (Temiz, 1996).

Kırılma indisi, çoğu heterojonksiyon lazerler için, ışık dalgasının üçlü bir dik koordinat sistemine göre  $z$  doğrultusunda yayılması esnasında, daima jonksiyon düzlemine dik olan bir doğrultuda,  $x$  ve/veya  $y$  istikametinde değişir. Fiber optik dalga kılavuzlarında ise kırılma indisinin radyal doğrultuda değişmesine müsaade edilir.

$GaAs$  (galyum arsenit) malzemesinin içine katılan  $Al$  (aliminyum) ile yapılan  $Al_xGa_{1-x}As$  (aliminyum-galyum-arsenit) formundaki yapıların

kafes sabitleri hemen hemen birbirine denk olan yapıları oluşturması, enerji-bant yapısında yasak bandı artırması yanında, kırılma indisini de azaltıcı yönde değiştirmektedir.

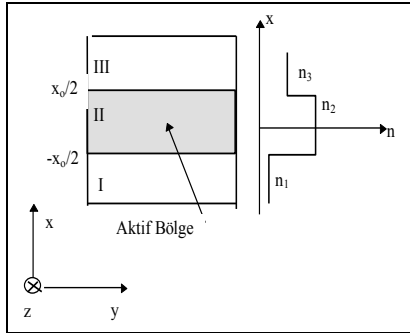
Dışarıdan enjekte edilen taşıyıcıların tuzaklanmasının sağlanması esasına dayanan çoklu kuantum çukurlarının meydana getirilmesi için  $AlAs$  (aliminyum arsenit) tabakaları arasında  $GaAs$ 'li tabakalar oluşturulur. Meydana getirilen ince film katmanlarında, müsaade edilen enerji durumları arasındaki geçişler tarafından kontrol edilen merkezî bölgelerde, büyük bir mesafe boyunca kırılma indisi ve enerji-bant genişliği,  $GaAs$  içine katılan  $Al$  konsantrasyonunun değiştirilmesi ile sağlanır (Temiz, 1996).

Bu çalışmada heterojonksiyon lazerlerde jonksiyon düzlemi boyunca kılavuzlanmış olan bir ışık dalgasına ait lazer kazancının değişmesinde etkili olan faktörler incelenmiştir.

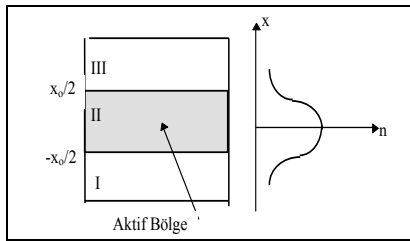
## 2. HETEROJONKSİYON YAPILAR

Heterojonksiyon lazerlerin ve çoğu fiber optik liflerin yapılarındaki kırılma indisinin kontrolü,  $Al_xGa_{1-x}As$  formundaki kristallerde  $x$ 'in çeşitli yüzdelerde seçimi ile mümkün olmaktadır. Dalgaların kılavuzlanmalarının hususi özelliklerinin bir çoğu, Şekil 1'de görüldüğü gibi, I, II, III ile numaralandırılan bölgelerin analizi yapılarak gerçekleştirilmektedir (Temiz ve Acer, 1998).

Şekil 1'de kırılma indisinin süreksiz bir atlama şeklinde olduğu görülmektedir. İndis değişimi, Şekil 2'deki gibi, bir süreklilik de gösterebilir. Teknolojik olarak istenen bu değişimlerin elde edilmesi mümkündür. Bölgelere göre kırılma indisindeki bu farklılıklar çok fazla değildir. Meselâ  $\ell$ , kırılma indisinin  $r$  yarıçapına göre değişiminin hangi hızda değiştiğini gösteren bir ölçü faktörü olmak üzere, kırılma indisinin yarıçap doğrultusunda,



Şekil 1. Kırılma indisinde süreksiz değişim



Şekil 2. Kırılma indisinde sürekli değişim

$$n(r) = n_0(1 - r^2 / \ell^2) \quad (1)$$

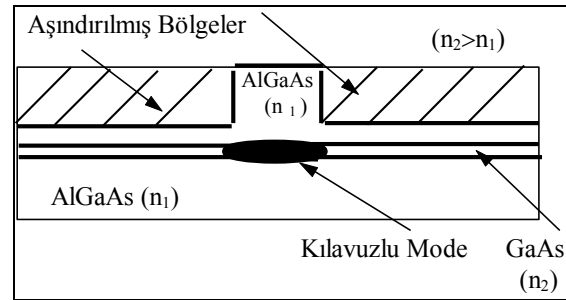
şeklinde değiştiği çoğu fiberlerde çekirdekteki kırılma indisi, meselâ  $n_0 = 1.42$  ise, 50  $\mu m$  uzunluğundaki yarıçap mesafesinde bulunan örtü

üzerinde  $n = 1.47$  olabilir. Bu örnekten de görüldüğü gibi çekirdekle örtü arasındaki indis değişimi çok değildir ama maksadı elde etmek için bu ufak değişimin büyük rolü vardır.

Yarıiletken heterojonksiyon yapılarda kırılma indisini değiştirmek için kullanılan GaAs ile AlAs hemen hemen aynı kafes sabitlerine sahiptirler. GaAs'in kafes sabiti  $5.6533 \text{ \AA}^3$  ve AlAs'in kafes sabiti  $5.6605 \text{ \AA}^3$ 'dür. Bundan dolayı, GaAs malzemesinde belli bir miktar Ga atomunun Al atomu ile yer değiştirmesi, kafes yapısında önemli bir değişiklik oluşturmaz. Bu sebepten, GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  yarıiletken malzeme-leri, bir malzeme sistemi olarak bilinen üçlü atom içerenlerin en iyisi kabul edilmektedir (Chiang ve ark., 1992).

Bu üçlü malzemeler içine LPE (Liquid Phase Epitaxy) teknolojik yöntemi ile n-tipi yarı iletken için (Sn, Te, Si, Se) katkı maddeleri, p-tipi yarıiletken için (Zn, Ge, Mg, Be) katkı maddeleri; MOCVD (Met-Organic Chemical Vapor Deposition) teknolojik yöntemi ile n-tipi yarıiletken için (Sn, Ge, Si, Se) katkı maddeleri, p-tipi yarıiletken için (Zn, Mg, Be) katkı maddeleri ve MBE (Molecular Beam Epitaxy) teknolojik yöntemi ile n-tipi yarı iletken için (Sn, Si, Ge) katkı maddeleri, p-tipi yarıiletken için (Zn, Mg, Be) katkı maddeleri katılır. Sonuçta  $Al_xGa_{1-x}As$  yarıiletken malzemesinin n-tipi ve p-tipi elde edilir.

Monolitik entegre optik devreler için gerekli seti oluşturan lojik ve belleğin bağlantı elemanları, şerit dalga kılavuzlarının geometrisine ve farklı yapıları GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  malzemelere dayanır. Şekil 3'de basitleştirilmiş bir şerit dalga kılavuzunun şematik yapısı görülmektedir.

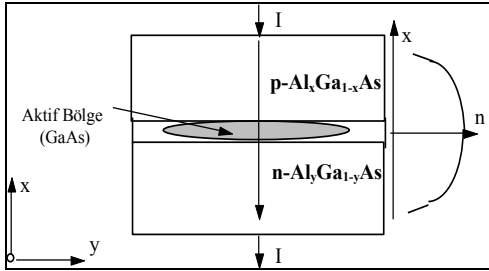


Şekil 3. Şerit dalga kılavuzunun şematik yapısı

Buradaki üç bölgeden biri, ortada bulunan ve GaAs'ten yapılan ince kılavuzlama bölgesinin oluşturduğu ve kırılma indisi  $n_2$  ile gösterilen kılavuzlu modun yer aldığı aktif bölge; diğer ikisi ise,  $Al_xGa_{1-x}As$  malzemesinden yapılan, bu aktif bölgeyi çevreleyen ve kırılma indisi  $n_1$  olan bölgelerdir. GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  malzemesinin

yapısında  $n_2$  kırılma indisine göre meydana gelen % 10 civarında  $\Delta n = n_2 - n_1$ 'lik bir değişme düşey doğrultuda kuvvetli bir optik hapsedilme olayına sebep olur. Yanlardaki kılavuzlama işlemi, şerit şekli vererek ve üst örtü tabakasının aşındırılarak kaldırılmasıyla elde edilir. Şeridin altındaki kısmın kırılma indisi, aşındırılmış kısmın kırılma indisinden büyüktür. Yan taraflardaki kırılma indisi farkının %0.5 civarında alınması kafi bir hapsedilmeyi mümkün kılar. Eliptik şekilli aktif bölgenin düşey uzunluğu 0.5-1  $\mu\text{m}$  ve yatay uzunluğu 5-6  $\mu\text{m}$  kadardır. Bu şerit dalga kılavuzunun yapısı esas alınarak, GaAs/  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  malzemesi, çeşitli dalga kılavuzu elemanlarının yapılmasına imkan vermektedir (Knox ve Toulous, 1970).

Heterojonksiyon lazer yapıları da bu yarıiletkenlerle meydana getirilir (Şekil 4). Şekilde görülen heterojonksiyonlu yarıiletken lazerde, jonksiyon düzlemine dik olan x doğrultusundaki mesafe, y doğrultusundaki genişlikten daha az olan aktif bölgede meydana gelen elektron-delik birleşmesine ilişkin taşıyıcı konsantrasyonu, dışarıdan difüzyonla enjekte edilen akımla kontrol edilir.



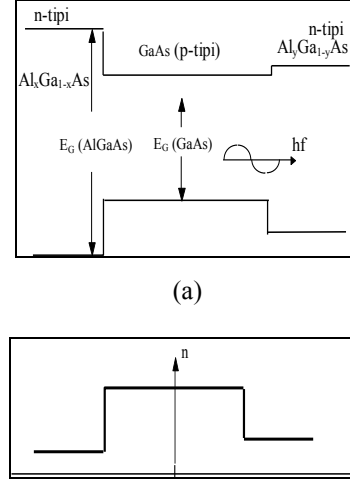
Şekil 4. Heterojonksiyonlu yarıiletken lazer

Işık dalgasının hapsedilip kılavuzlanmasını iyileştirmek ve lazerin kazancını artırmak için kullanılan  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ile GaAs'ten yapılan doğru yönde kutuplanmış bir heterojonksiyon yapının enerji-bant modeli ve indis değişimi Şekil 4'deki gibi olabilir.

Şekil 5'deki gibi heterojonksiyon yapıları sayesinde ışık dalgalarının hapsedilip kılavuzlanacağı bir dielektrik dilim meydana getirilir. Ele alınan bu şekil, yukarıdan giriş yapıldığında bir fiber glas'ın yapısını da açıklar.

Heterojonksiyon yapıları ile oluşturulan yarıiletken lazerlerde ters birikim (inverted population) mekanizması sayesinde elektromanyetik enerji yoğunluğunun lazerin aktif bölgesinde maksimum değerlere çıkması sağlanır. Bu maksimum alanlar, zorlanmış emisyonun hızını artırır. Dolayısıyla, dışarıdan enjekte edilen eşik akımının seviyesi düşer.

Bu sayededir ki, son yıllarda yarıiletken lazerlerin kullanılması hızla artmaktadır. Öyle ki, bu sayede iletişim ve kontrol gibi küçük güçlü uygulamalar için rakip kabul etmez bir gelişmenin kapısı açılmıştır.



Şekil 5. (a) Enerji-Bant modeli, (b) Kırılma indisi

### 3. ENERJİ GEÇİŞLERİNDE YÜKLÜ PARÇACIKLARIN KAZANCA ETKİSİ

Lazer aktif bölgesinde atomların çeşitli enerji seviyeleri arasındaki geçişlerde, dışarıdan uygulanan alanın etkisi ile uyarılan elektronların davranışlarından ileri gelen titreşimler sonunda alanda bir kazanç sağlanır.

Ortalama ömrün  $\tau_2$  olarak tanımlandığı 2 enerji seviyesinde bulunan atoma bağlı  $\omega_0$  frekansı ile harmonik titreşim yapan bir elektronun dışarıdan uygulanan alanın etkisi ile atomu  $1/\tau_2$  zayıflama oranı ile emisyonla zorlaması esnasında,

$$x''(t) + 1/\tau_2 x' + \omega_0^2 x = 0 \quad (2)$$

harmonik osilatör denklemi sağlanır. Elektronların pozisyonları denklemin çözümünden,

$$x(t) = x_0 e^{-\frac{t}{2\tau_2}} \cos \omega_0 t \quad (3)$$

olarak bulunur. Aynı emisyonun elde edilebilmesi için elektrik alanı da,

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t}{2\tau_2}} \cos \omega_0 t \quad (4)$$

olarak benzer formdadır ve bu spektral çizgi şekli fonksiyonunu belirler. Dışarıdan uygulanan ve elektronun harmonik osilatör denklemini sağlayan elektrik alanı genel olarak kompleks formda

$$E(t) = E_0 e^{j\omega t} \quad (5)$$

olarak alınırsa, elde edilen ivmelenme hareketinin, sağ taraflı

$$x'' + \frac{1}{\tau_2} x' + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E_0 e^{j\omega t} \quad (6)$$

harmonik osilatör differansiyel denkleminde, elektronların pozisyonları olarak,

$$x(t) = -\frac{e}{m} \frac{E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \quad (7)$$

bulunur. Burada  $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ , kompleks izafi dielektrik sabitini;  $\chi = \chi' - j\chi''$ , kompleks süseptibilityi meydana getirir.  $\alpha_e = \alpha_e' - j\alpha_e''$ , kompleks elektronik polarizabilite olarak tanımlanır ve  $\chi = \alpha_e$ 'dir (Wang, 1966).

Atomun enerji geçişlerine, alanın etkisi ile elektronun pozisyonunun değişimi sebep olmaktadır. Aynı değişime maruz kalan N adet elektronların tanımladığı  $P = Nex(t)$  polarizasyonu Maxwell denkleminde götürülerek,

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} =$$

$$\epsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}(t)}{\partial t} = \epsilon_0 n^2 j\omega \mathbf{E}(t) + Ne \frac{\partial x(t)}{\partial t}$$

veya

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \epsilon_0 n^2 j\omega \mathbf{E}(t) + Ne \frac{\partial x(t)}{\partial t} =$$

$$\epsilon_0 n^2 j\omega \mathbf{E}(t) + \frac{Ne^2}{m} \frac{j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \mathbf{E}(t) =$$

$$\left[ \epsilon_0 n^2 j\omega + \frac{Ne^2}{m} \frac{j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \right] \mathbf{E}(t) = j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}(t)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \left[ \epsilon_0 n^2 j\omega + \frac{Ne^2}{m} \frac{j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \right] \mathbf{E}(t) =$$

$$j\omega \epsilon \mathbf{E}(t)$$

ya da

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') = \epsilon_0 (n^2 + \chi' - j\chi'') =$$

$$\epsilon_0 \left[ n^2 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \right]$$

bulunur. İfadenin sağ tarafının reel ve imajiner kısımlarının ayrılmasıyla,

$$\left[ \epsilon_r' = n^2 + \chi' = n^2 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2} \right] \quad (8)$$

veya

$$\left[ \chi' = \epsilon_r' - n^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2} \right]$$

$$\epsilon_r'' = \chi'' = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{\frac{\omega}{\tau_2}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2}$$

$$\omega_0^2 - \omega^2 \cong 2\omega_0(\omega_0 - \omega) \quad (9)$$

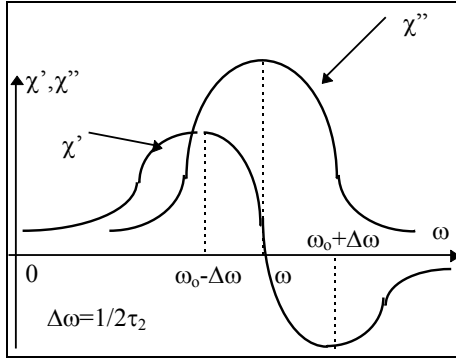
$$\chi'' = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{\frac{\omega}{\tau_2}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2} \cong$$

$$\frac{Ne^2}{4\omega_0^2 m\epsilon_0} \frac{\frac{\omega}{\tau_2}}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2}$$

sonuçları elde edilir (Şekil 6). Şekil 6'da görüldüğü gibi,  $\omega_0 + \Delta\omega$  ve  $\omega_0 - \Delta\omega$  frekans aralığında (Absorpsiyon Bölgesi'nde)  $\chi''$  parametresi etkin olmaktadır. Elektronik polarizabilitenin (süseptibilitenin) sebep olduğu,

$$J = \sum e x'(t) = NE_0 (j\omega\chi' + \omega\chi'') e^{j\omega t}$$

akım yoğunluğunda  $\chi''$ , alan ile aynı faz içindedir ve güç kaybına sebep olur. Absorpsiyon bölgesinde meydana gelen bu güç kaybı atomlar tarafından emilir.



Şekil 6. Süseptibilitenin reel ve imajiner kısımlarının frekansa bağlılığı

Alanın yayılma doğrultusunda  $e^{-jkz}$  ile değiştiği farz edilirse, buradaki  $k = k' - jk''$  kompleks dalga vektörü olmak üzere,

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r = \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') = \quad (10)$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} (n^2 + \chi' - j\chi'') = k'^2 - k''^2 + (-2k'')jk'$$

olur. Burada ( $k''$ )'ye alanın kazanç veya kayıp sabiti denir. Bu genel olarak  $k'$  yanında küçüktür.

$$k'^2 - k''^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (n^2 + \chi') \rightarrow k'^2 \cong \frac{\omega^2}{c^2} (n^2 + \chi') \quad (11)$$

veya

$$k' \cong \frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 + \chi'} = \frac{\omega}{c} n \left(1 + \frac{\chi'}{2n^2}\right)$$

bulunur. Burada aktif atomların dielektriğin reel kısmına ithal ettiği  $k''$  sabiti, ana kafes titreşimleri tarafından meydana getirilen  $k'$  yanında ihmal edilmiştir.

Tanım olarak ( $-2k''$ ), güç kazancını meydana getirir ve  $\gamma(\omega)$  ile gösterilir. (10)'dan,

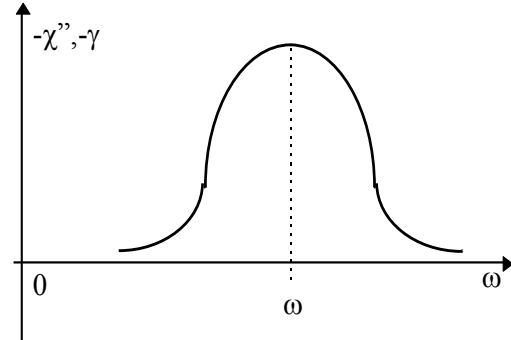
$$-\frac{\omega^2}{c^2} \chi'' = +(-2k'')k' = \gamma(\omega)k' \quad (12)$$

$$\gamma(\omega) = -\frac{1}{k'} \frac{\omega^2}{c^2} \chi'' = -k' \frac{\chi''}{n^2} = -\frac{\omega}{c} \frac{\chi''}{n}$$

$$\gamma(\omega) \cong -\frac{\omega}{cn} \frac{Ne^2}{4\omega_0^2 m\epsilon_0} \frac{\frac{\omega}{\tau_2}}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)^2}$$

$$\cong \frac{\pi Ne^2}{nmc} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)^2} \quad (13)$$

bulunur. Görülmektedir ki, kazanç ifadesi polarizabilitenin imajiner kısmı ile orantılıdır. Bu yüzden, açısal frekansa göre değişimi de ( $\chi''$ )'nin değişimine benzer. Şekil 7'de, (-) işaretinin etkisi de göz önüne alınarak, kazancın değişimi görülmektedir.



Şekil 7. Kazancın değişimi

#### 4. RADYASYON GEÇİŞİ VE ORTALAMA ÖMÜR

$A_2$ , 2 enerji seviyesine ait kendiliğinden emisyonun toplam zayıflamasını;  $k_2$  ise, çarpışmalardan doğan toplam sönümü göstermek üzere,  $t = 0$  anında 2 enerji seviyesinde bulunan atom sayısı  $\Delta N_2$  ise, denklemin çözümü, populasyonun değişiminden,

$$N_2 = \Delta N_2 e^{-(A_2+k_2)t} = \Delta N_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (14)$$

$$\tau_2 = \frac{1}{A_2 + k_2}$$

olarak elde edilir ki, burada  $\tau_2$ , 2 enerji seviyesinin ortalama ömrünü gösterir.

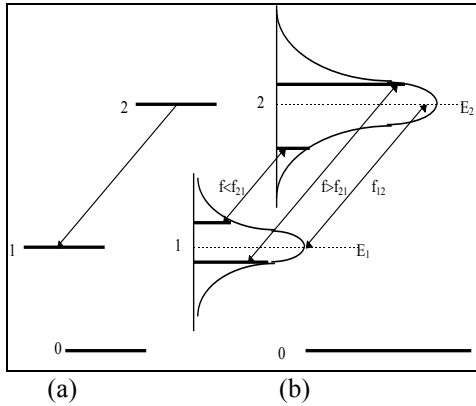
Radyasyon geçişlerinin her biri 2→1 enerji geçişi için  $E_2-E_1=hf_{21}$  enerjisine sahip olan birer foton verir. Bu fotonlar,  $4\pi$  katı açısı içinde herhangi bir doğrultuda kendiliğinden emisyon adı altında dışarı salınır. Böylece,  $N_2$  adet atom için,  $f_{21}$  frekansında  $d\Omega$  katı açısı içindeki güç,

$$dP = \frac{d\Omega}{4\pi} A_{21} N_2 hf_{21}$$

veya

$$dP(t) = \frac{d\Omega}{4\pi} hf_{21} A_{21} \Delta N_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (15)$$

olarak bulunur. Görüldüğü gibi,  $f_{21}$  frekansında meydana gelen radyasyonun izafi şiddeti,  $A_{21}$  geçiş ihtimali ile 2 enerji seviyesinin  $\tau_2$  zaman sabitinin belirlediği üstel bir zayıflama ile orantılıdır. Merkez frekansı civarında azalan ve artan frekansa göre enerjinin değişimi Şekil 8'de görülmektedir.



Şekil 8. (a) Elementer enerji-seviye diyagramı, (b) Enerji bandının merkez frekansa göre değişimi

Görüldüğü gibi, enerji bandı,  $f_{21}$  merkez frekansının iki tarafına doğru yayılmıştır. Farklı durumlar farklı genişlemelere sahiptir.

Bu çan şekilli eğrilere, verilen enerji durumlarında, verilen bir atomun  $dE$  enerji bandı içinde

bulunmasının izafi bir ihtimali olarak bakılabilir. 2→1 enerji geçişinde geçişler  $dE_2$  ve  $dE_1$  arasında olabileceği için yayımlanan radyasyon da bu bantlar arasındaki yoğun enerji kısmı ile en büyük işgal edilme ihtimali içinde süpürülür.

Burada ömrün özel olarak  $A_{21}$ ,  $k_2$ , sabitleri ile belirlenmesi yanında, her hangi bir enerji durumunun ortalama ömrü, atoma etki eden bütün prosesler tarafından belirlendiği de göz önünde bulundurulmalıdır.

## 5. SPEKTRAL ÇİZGİ ŞEKLİ FONKSİYONU

Bir fotonun spektral çizgi şekli fonksiyonu ( $g(f)$ ), öyle tanımlanır ki,  $f$  ve  $f+df$  frekansı arasında ( $df$  frekans bandında) değişen bir frekansa sahip olan bir fotonun emisyon ihtimali  $g(f)df$  olarak ortaya çıkar. Buna göre, eğer bir atom bir foton yayımlarsa bu atomun o frekans bandı içinde herhangi bir yerde bulunma ihtimali, spektral çizgi fonksiyonunun bir sonucu olarak,

$$\int_0^{\infty} g(f)df = 1 \quad (16)$$

ile verilir.

Spektral çizgi şekli fonksiyonunun matematik analizini elde etmek için, 2 enerji seviyesinde  $f_0$  merkez frekansı civarındaki Fourier analizi yapılır. (15) güç ifadesinde olduğu gibi, atomlar tarafından yayımlandığı müddetçe aynı gücü veren,

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t}{2\tau_2}} \cos \omega_0 t \quad (17)$$

şeklinde bir elektrik alanı tanımlanabilir. Bu bir sönümlü kosinüs fonksiyonudur. Burada  $E_0$ , doğru olarak tahmin edilen güç için bütün sabitleri içermektedir. Bu alana ait spektral çizgi şekli fonksiyonunu bulmak için (17)'in Laplace transformasyonu alınır. Sonra  $s=j\omega$  alınarak frekans bölgesine geçilir ve

$$E(\omega) = \left[ \int_0^{\infty} E(t) e^{-st} dt \right]_{s=j\omega} = \left[ \frac{\frac{1}{2} \tau_2 + j\omega}{\left(\frac{1}{2} \tau_2 + j\omega\right)^2 + \omega_0^2} E_0 \right] \quad (18)$$

veya

$$E(\omega) = \left[ \frac{\frac{1}{2\tau_2} + j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{1}{2\tau_2}\right)^2 + j\left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)} E_0 \right] \quad (19)$$

bulunur. Gücün spektral dağılımını bulmak için  $S(\omega) = E(\omega)E(\omega)^*$  teşkil edilir.

$$\frac{S(\omega)}{E_0^2} = \left[ \left( \frac{\frac{1}{2}\tau_2 + j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{1}{2}\tau_2\right)^2 + j\frac{\omega}{\tau_2}} \right) \left( \frac{\frac{1}{2}\tau_2 - j\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{1}{2}\tau_2\right)^2 - j\frac{\omega}{\tau_2}} \right) \right]$$

veya

$$\frac{S(\omega)}{E_0^2} = \left[ \frac{\left(\frac{1}{2}\tau_2\right)^2 + \omega^2}{\left[\left(\omega_0^2 - \omega^2 + \left(\frac{1}{2}\tau_2\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2\right]} \right] \quad (20)$$

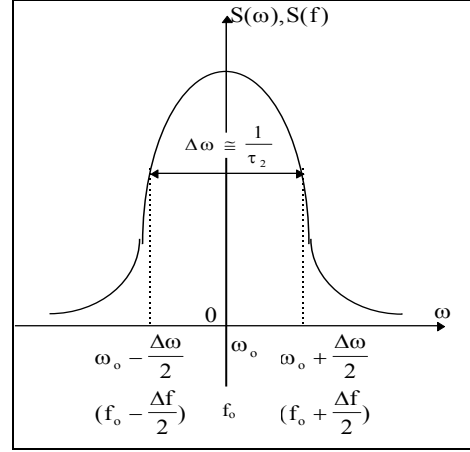
elde edilir. Burada  $\omega$  yanında  $1/2\tau_2$  ihmal edilebilir. O zaman,

$$\frac{S(\omega)}{E_0^2} = \left[ \frac{\omega^2}{\left[\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2\right]} \right] \quad (21)$$

olur. Küçük bir basitleştirme yapmak için  $\omega = \omega_0$ 'da merkez açısal frekansında ifade maksimum olduğundan dolayı,  $\omega + \omega_0 \cong 2\omega_0$  alınabilir. Dolayısıyla,

$$\frac{S(\omega)}{E_0^2} = \left[ \frac{\omega_0^2}{\left[\left(\omega_0 - \omega\right)\left(\omega_0 + \omega\right)\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2} \right] \cong \frac{\omega_0^2}{4\omega_0^2\left(\omega_0 - \omega\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\tau_2}\right)^2} = \frac{1}{4} \frac{1}{\left(\omega - \omega_0\right)^2 + \left(\frac{1}{2\tau_2}\right)^2} \quad (22)$$

sonucuna varılır. Bu suretle elde edilen radyasyonun tek renkli (monokromatik) olmadığı görülür, Şekil 9'daki gibi, bir frekans bandı üzerinde dağılır.



Şekil 9. Aynı ömürlü atomların güç radyasyonunun spektral dağılımı

(22) denklemini (spektral güç dağılımı) ekseriya frekans birimleri cinsinden ifade edilir ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$S(f) = \frac{k}{(f_0 - f)^2 + \left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2} = g(f) \quad (23)$$

Çizgi şeklini elde etmek için (16) normalizasyon şartı kullanılarak k sabiti bulunur:

$$\int_0^{\infty} g(f) df = \int_0^{\infty} \frac{k df}{(f_0 - f)^2 + \left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2} = 1$$

$$g(f) = \frac{\Delta f}{2\pi \left[ (f_0 - f)^2 + \left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2 \right]} = \frac{1/\tau_2}{\left[ (\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)^2 \right]} \quad (24)$$

$$k = \frac{\Delta f}{2\pi}, \quad \Delta f = \frac{1}{2\pi\tau_2}$$

(1/frekans) boyutuna sahip olan (24)'deki  $g(f)$ , spektral çizgi şekli fonksiyonunu gösterir. Yukarıdaki matematik ifadelerin fizik açısından yorumu önemlidir. 2 enerji durumunun ömrünün belirlenmesi için radyasyonun geçici zayıflamasının ölçülmesi gerekir. Aynı bilginin, radyasyonun spektral çizgi şeklinin değişiminde mevcut olduğu açıktır. (15) denklemine göre, herhangi bir uyarılmış atom grubu göz önünde bulundurulduğu sürece, uyarmanın sifira götürülmesine gerek kalmaz.

Çünkü, spektral çizgi şekli fonksiyonu, bu atom grubunun karakteristiğini ve tabii zayıflama işlemini yansıtmaktadır. (24) spektral çizgi şekli fonksiyonunda  $2 \rightarrow 1$  enerji geçişinin çizgi kalınlığı,  $\Delta\omega\tau_2 = 1$  ile verilen, 2 enerji seviyesinin zayıflama hızı (oranı) ile ilgilidir. 2 enerji seviyesinin enerji dağılımı ve ömrü, enerji seviyeleri cinsinden, aşağıdaki belirsizlik ilişkilerini içerir:

$$\hbar\Delta\omega\tau_2 = \hbar \rightarrow \Delta E\tau_2 = \hbar$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad (h = \text{Planck Sabiti}) \quad (25)$$

Yukarıda anlatılanlar aynen 1 enerji seviyesine de uygulanabilir. 1 enerji seviyesi, temel seviyeye göre, sıfırdan farklı  $1/\tau_1$  şeklinde bir zayıflama hızına (oranına) sahiptir. Bu yüzden enerjide sonlu bir zayıflama vardır. Yani, 1 ve 2 kuantum enerji durumları arasındaki bir geçişin genişliği her iki seviyenin ömürleri tarafından belirlenir. Böylece, elde edilen

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \quad \Delta f = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \quad (26)$$

Ömür Genişlemesi'nde eğer, radyasyon hariç, bütün zayıflama prosesleri, ihmal edilebilirse, herhangi bir durumda herhangi bir geçişin minimum frekans genişliği bulunur. Yani,

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} (A_1 + A_2) \quad (27)$$

Tabii Genişleme'sini meydana getirir. Burada  $A_1, A_2$  sırasıyla 1 ve 2 enerji seviyelerine ait Einstein sabitlerini gösterir.

## 6. YARIİLETKEN LAZERLERİN KAZANCI

Geleneksel elektronik cihazlarda Fermi-enerji seviyesi, yasak bant ( $E_G$ ) sınırları içinde bulunur. Yarıiletken lazerlerde ise, durum farklıdır ve Fermi-enerji seviyeleri enerji bantları içine kayar. Bu durumda, kaynak frekansı  $f_s$  ise  $hf_s > E_G$  olmalıdır. Bu durumda absorpsiyon başlar.

Elektron ve deliklere ait Fermi-enerji seviyeleri, sırasıyla,  $F_n, F_p$  ise, pompalama başlamadan önce,  $F_n = F_p = E_F$ 'dir. Pompalama ile  $F_n$ , iletim bandı ve  $F_p$  valans banı içine kayar.  $E_G \langle E \langle F_n$  olan bütün

enerji durumları dolu ve  $F_n \langle E$  olan bütün durumlar boş kalır.  $(F_n - F_p)$ 'nin gerçek pozisyonu  $I_p$  pompalama şiddetine bağlıdır. Bu durum elektronların valans bandına geçerek deliklerle birleşmelerine bir müddet engel olur. Bu ters birikim halinde  $F_n - F_p > hf > E_G$  olur. Bunun fiziksel anlamı, aynı bir bant içinde hem elektronların ve hem de deliklerin bulunması demektir. Bunun başka bir adına da ters birikim olayı denir.

İletim ve valans bandında meydana getirilen bu durum, enerji seviyeleri arasında bir optik geçiş meydana gelmesine sebep olabilir. Bu geçiş, iletim bandındaki elektronların valans bandındaki deliklere doğru olur.

Optik geçiş esnasında elde edilen kazanç, (13) ve (24)'den,

$$\gamma(\omega) \cong \frac{\pi N e^2}{n m c} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1/\tau_2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)^2} =$$

$$= \frac{\pi N e^2}{n m c} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} g(f) \quad (28)$$

olarak bulunur. Görüldüğü gibi kazanç, spektral çizgi fonksiyonuna bağlıdır.

Lazer aktif bölgesinde Al miktarının değişimi ayarlanarak x, y doğrultularında meydana getirilen,

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 \epsilon_r' F(x) = \epsilon_0 \epsilon_r' \left(1 - \frac{x^2}{L_x}\right) \quad (29)$$

$$\epsilon(y) = \epsilon_0 \epsilon_r'' F(y) = \epsilon_0 \chi'' F(y) = \epsilon_0 \chi'' \left(1 - \frac{y^2}{L_y}\right) \quad (30)$$

değişimleri dielektriğin

$$\epsilon(x, y) = \epsilon_0 \left[ \epsilon_r' \left(1 - \frac{x^2}{L_x}\right) + j\chi'' \left(1 - \frac{y^2}{L_y}\right) \right] \quad (31)$$

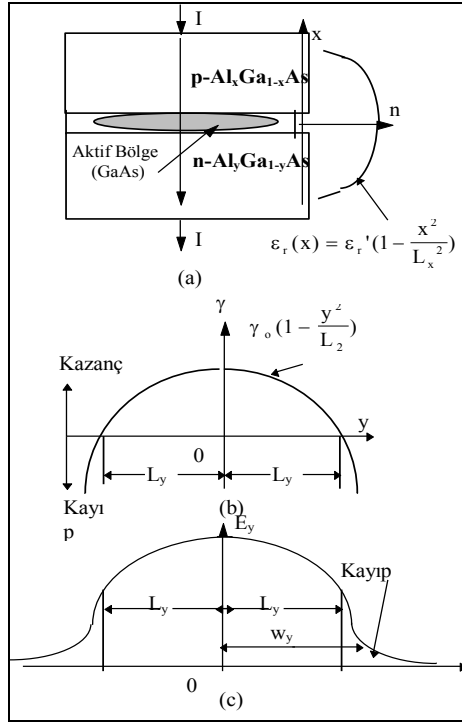
şeklinde kompleks bir değişimini meydana getirir. Burada  $L_x$ , ayarlanabilir uyum parametresi ve  $L_y$ , lazer akımının fonksiyonu olan bir uzunluk parametresidir.  $\epsilon_r', \chi''$  ifadeleri (8) ve (9) ile bellidir ve iştirak eden aktif atom sayısına (atomlardaki elektron sayısına), kırılma indisine, çalışma frekansına ve parçacıkların enerji geçişindeki ortalama ömürlerine bağlıdır. Bu göstermektedir ki,



Al konsantrasyonunun değiştirilmesiyle,  $F(x)$  ve  $F(y)$ 'nin birer fonksiyonu olarak kırılma indisinin istenilen bir şekilde olması sağlanabilmektedir. (12) ile (30) ifadelerinin karşılaştırılması gösterir ki, kazanç sabitinin değişimi de  $F(y)$  ile olmaktadır. Yani

$$\gamma(y) = \gamma_0 \left(1 - \frac{y^2}{L_y^2}\right) \quad (32)$$

yazılabilir (Şekil 10).  $y$ 'nin  $L_y$ 'den büyük olması halinde kazancın negatif olacağı dolayısıyla bu durumda absorpsiyonun söz konusu olacağı göz önünde bulundurulmalıdır. Şekilde kazanç sabitinin ve elektrik alanın lazerin boyutlarına göre hiperbolik biçimli değişimleri görülmektedir (Verdeyen, 1989; Temiz ve Acer, 1998).



Şekil 10. Kazanç sabiti ve elektrik alan (a) lazer aktif bölgesi, (b) kazanç sabitinin değişimi, (c) aktif bölgede elektrik alanının değişimi (temiz, 1999) ( $w_y$  özel bir büyüklük)

## 7. RADYASYON EMİSYONLARINI BELİRLEYEN SABİTLER

Bu sabitler Einstein sabitleri olarak bilinen  $A_{21}$  ile  $B_{21}$ 'dir. Absorpsiyonla optik kazancın elde edildiği zorlanmış emisyonun, işlem yönünden birbirlerinin tersi olmaları sebebiyle, absorpsiyonu belirleyen bir

sabit olarak  $-\gamma(f)$  alınabilir. Bunun entegrasyonu ile (17)'den,

$$A_b = \int [-\gamma(f)] df = \int \frac{\pi N e^2}{n mc} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} g(f) df = \frac{\pi N e^2}{n mc} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (33)$$

bulunur. Burada  $N$ , alt enerji seviyesindeki atom konsantrasyonunu gösterir, yani  $N = N_1$ 'dir. Absorpsiyona sadece aktif elektronların belli bir  $R_{12}$  oranı katıldığı için  $N_1 \rightarrow N_1 R_{12}$  alınmalıdır. O zaman,

$$A_b = \frac{\pi N R_{12} e^2}{n mc} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = B_{12} \quad (34)$$

bulunur.

Kendiliğinden emisyon sabiti  $A_{21}$  ile  $B_{21}$  arasında mevcut olan,

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^2 g hf^3}{c^3} \quad (35)$$

ilişkisinden hareket ederek, ve  $N_1$  atoma ait  $N_1(hf/c)$  gücü ile  $B_{12}g_1 = A_{12}g_2$  dikkate alınarak,

$$B_{21} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi n^2 g hf^3} \frac{N_1 hf}{c}$$

$$B_{12} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi n^2 g hf^3} \frac{N_1 hf g_2}{c g_1} =$$

$$A_{21} \frac{c^2 N_1}{8\pi n^2 g f^2} \frac{g_2}{g_1} = A_{21} N_1 \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 g} \frac{g_2}{g_1} \quad (36)$$

veya (33) ve (35)'den,

$$A_b = \frac{\pi N_1 R_{12} e^2}{n mc} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = A_{21} N_1 \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 g} \frac{g_2}{g_1} = B_{12}$$

veya

$$A_{21} = N_1 \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 g} \frac{g_2}{g_1} = \frac{g_1}{g_2} \frac{8\pi^2 n g R_{12} e^2 f^2}{mc^3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \quad (37)$$

bulunur. Burada  $n_g$  Grup İndisi'dir ve

$$n_g = n \left[ 1 - \frac{\lambda}{n(\lambda)} \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (38)$$

ile dalga boyuna bağlıdır (Temiz, 1997).

Einstein sabitleri enerji geçişlerini tanımlar. Bu sabitlerin, atomun karakteristikleri olduğunu da vurgulamak gerekir. Bir atom doğrudan doğruya incelenemez. Ya ısıtılan bir boşluğun termodinamik dengesi içindedir, ya da diğer atomlar tarafından meydana getirilmiş bir yoğun alanın (meselâ, bir lazer ışınının) etkisi altındadır. Bir atom, elektromanyetik radyasyona ait kendiliğinden emisyon, absorpsiyon ve zorlanmış emisyonun hız (oran) denklemlerine uygun olarak cevap (tepki) verir. Bununla beraber, radyasyon sadece uyarılmış bir atoma yapılabilen bir etki değildir. Atomlar, bir enerji geçişine sebep olabilecek diğer bir atom, bir elektron veya bir fonon (kafes titreşimi) ile çarpışmaya da maruz kalabilirler. Bu sabitlerden bir tanesi bilinirse, diğerleri de bilinebilir. Yani, özel bir deneyle bir tanesi veya diğer bir sabit belirlenebilirse, elde edilen sonuç tamamen farklı olan diğer bir tanesine uygulanabilir. Meselâ, bir absorpsiyon deneyi, zorlanmış emisyon sabiti hakkında hayati bir bilgi verir.

## 8. SONUÇ

Absorpsiyon ve uyarılmış emisyon birbirinin tamamen zıddıdır. Absorpsiyon durumunda valans bandındaki elektronlar, enerji kazanarak iletim bandına geçerler. Absorpsiyon süresinde elektronların iletim bandına geçişleri ile elektron ve deliklerin her iki enerji bandındaki durum yoğunlukları hızla değişir. Elektron ve deliklere ait Fermi enerjileri farkı, pompalama işaretine bağlıdır.

Pompalama esnasında  $(F_n - F_p)hf > E_G$  gerçekleştiğinde ters birikim olayı meydana gelir. Bu durumda optik geçişler ve kazanç sağlanır.

## 9. KAYNAKLAR

- Chiang, H. K., Kenan, R. P. and Summers, C. J. 1992. The Analysis of a Phase Delayed Optical Two-State Switch, IEEE Photonics Letters, (4), 4 April.
- Knox, R., M., and Toulous, 1970. Integrated Circuits for the Millimeter Through Optical Fre-quency Range, Proc. Of MRI Symp. On Submilli-meter Waves, Ed. J. Fox (Polytechnic Press, Brook-lyn, NY).
- Temiz, M. 1996. The Quantum-Well Structure of Self Electro-Optic -Devices and Gallium- Arsenide, Pamukkale Engineering College, Journal of Engineering Sciences, Volume 2, Number 2.
- Temiz, M. 1997. Yarıiletkenler, Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi Matbaası, Denizli.
- Temiz, M., Acer, H. 1998. GaAs-Tabanlı La-zerlerde Elektromanyetik Propagasyon Sabitinin İncelenmesi. Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, 4, (1-2), 541-550.
- Temiz, M. 1999. GaAs-Tabanlı Lazerlerde Elektromanyetik Alan Modlarının İncelenmesi (Basılması için işleme alınmıştır), Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Mühendislik Bilimleri Dergisi.
- Verdeyen, J. T. 1989. Laser Electronics, Prentice-Hall International Limited, London.
- Wang, S. 1966. Solid-State Electronics, McGraw-Hill Book Comp., New York.