

PAPER DETAILS

TITLE: GaAs-TABANLI FIBER GLAS VE LAZERLERDE KILAVUZLANMIS ELEKTROMANYETIK
ALAN MODLARININ ÖZELLIKLERININ INCELENMESI

AUTHORS: Mustafa TEMİZ

PAGES: 1147-1153

ORIGINAL PDF URL: <https://dergipark.org.tr/tr/download/article-file/191473>



GaAs-TABANLI FİBER GLAS VE LAZERLERDE KILAVUZLANMIŞ ELEKTROMANYETİK ALAN MODLARININ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Mustafa TEMİZ

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

Geliş Tarihi : 26.07.1997

ÖZET

Gerek lazerlerde, ve gerekse fiber optik iletişimde elektromanyetik dalgalar özel tabakalar arasında ve fiber glas içinde hapsedilip kılavuzlanarak taşınırlar. Elektrik ve manyetik dalgaların, sırasıyla, lazerlerde aktif bölgede ve fiber optik'te çekirdek bölgesinde kalması istenir. Bu durum, bu bölgelerin kırılma indislerinin daha büyük yapılmasıyla temin edilir. Bu çalışmada fiber glas ve lazerlerde elektrik ve manyetik dalgaların değişim ve davranış şekilleri ve kırılma indisinin elektromanyetik dalgalar üzerindeki etkileri incelenmektedir.

Anahtar Kelimeler : Kılavuzlanmış dalga, Lazer, Fiberglas

THE PROPERTIES OF GUIDED ELECTROMAGNETIC FIELD MODES ON THE GaAs-BASED FIBER GLASS AND LASERS

ABSTRACT

On the lasers or fiber optic communication electromagnetic waves are transmitted by confining and guiding between special layer's or fiber glass respectively. It is desired that electric and magnetic waves are in the active region of the lasers and in the core of the fiber glass. It is obtained by making more larger the of refractive index of the regions. On this work, the behavior and varying of the electric and magnetic waves and the effects on the electromagnetic waves in the fiber glass and lasers are investigated.

Key Words: Guided wave, Lazer, Fiber glass

1. GİRİŞ

GaAs-tabanlı yarıiletken yapılarda elektro-manyetik dalga'nın propagasyonu incelenmiş, TE ve TM modlarına ait simetrik ve antisimetrik propagasyon sabitlerinin değişimi, aliminyum ve galyumu içeren, $Al_{0.23}Ga_{0.77}As$ ve $Al_{0.18}Ga_{0.82}As$ şeklindeki bir malzeme kompozisyonu tarafından meydana getirilen, üç-katmanlı bir yapıda elde edilmiştir (Temiz ve Acer, 1998).

Bu çalışmada elektromanyetik alan ve modlarının değişimi ve birbirlerine göre mukayesesi incelenmektedir.

2. TEORİ

Uzay koordinatlarına ve zamana bağlı olarak değişen elektrik (**E**) ve manyetik (**H**) alan vektörleri, harmonik bir değişim için Maxwell denklemlerinden serbest uzay ve dielektrik bir ortam için aşağıdaki ifadelerle elde edilir:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega_0 \mathbf{D} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega_0 \mu_0 \mathbf{H} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (4)$$

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} = \epsilon_0 n^2 \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\epsilon_r = (1 + \chi) \quad (6)$$

Burada χ ve ϵ_0 , sırası ile, dalganın içinde yayıldığı ortamın süseptibilitesi ve boşluğun dielektrik sabitidir. İzafe dielektrik sabiti (ϵ_r) ortamın süseptibilitesi ile $\epsilon_r = (1 + \chi)$ ilişkisine sahiptir ve ortamın kırılma indisinin (n) karesine eşittir. Deplasman vektörüne ($\mathbf{D}$) katkı sağlayan $\mathbf{P}$ polarizasyon vektörü, burada $\mathbf{E}$ vektörü ile aynı doğrultuda farz edildiği halde, ilgilenilen elektro-optik ortamlarda, çoğunlukla, farklı doğrultularda olur.

Enine elektromanyetik alan bileşenlerini birbirine çevirmek için,

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{\beta^2 - (\frac{\omega n}{c})^2} \left[j\beta \nabla_t E_z - j\omega \mu_0 \mathbf{a}_z \Lambda \nabla_t H_z \right] \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_t = \frac{1}{\beta^2 - (\frac{\omega n}{c})^2} \left[j\omega \epsilon_0 n^2 \mathbf{a}_z \Lambda \nabla_t E_z + j\beta \nabla_t H_z \right] \quad (8)$$

$$\nabla = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{a}_i, \quad \nabla = \nabla_t + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{a}_z, \quad \nabla_t = \sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j} \mathbf{a}_j \quad (9)$$

ifadeleri kullanılır. Burada $i = 1$ için $x_1 = x$, $\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_x$, $i = 2$ için $x_2 = y$, $\mathbf{a}_2 = \mathbf{a}_y$, $i = 3$ için $x_3 = z$, $\mathbf{a}_3 = \mathbf{a}_z$ 'dir ve $\mathbf{a}_i$ birim vektörleri gösterir. Eğer propagasyon sabiti olarak $\gamma = j\beta$ alınır, bu denklemler o zaman,

$$\mathbf{E}_t = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left[\gamma \nabla_t E_z - j\omega \mu_0 \mathbf{a}_z \Lambda \nabla_t H_z \right], \quad k = (\frac{\omega n}{c})^2$$

$$\mathbf{H}_t = \frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left[-j\omega \epsilon_0 n^2 \mathbf{a}_z \Lambda \nabla_t E_z - \gamma \nabla_t H_z \right] \quad (10)$$

olur (Verdeyen, 1989). (1) ve (2)'den bulunan,

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu \epsilon) \mathbf{E} = 0 \quad (11)$$

Hemholdz dalga denkleminde hareket ederek $\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z \mathbf{a}_z$ kullanılarak $E_z = E_z e^{j(\omega t - \beta z)}$ alanı için,

$$\left[\nabla_t^2 + (\frac{\omega n}{c})^2 - \beta^2 \right] E_z = 0 \quad (12)$$

($H_z = 0$, TM modu) ve $H_z = H_z e^{j(\omega t - \beta z)}$ alanı için,

$$\left[\nabla_t^2 + (\frac{\omega n}{c})^2 - \beta^2 \right] H_z = 0 \quad (13)$$

($E_z = 0$, TE modu) bulunur (Temiz ve Acer, 1998).

Bu her iki dalga modu skalar dalga denklemini meydana getirir. Dalganın yayılma hızının c/n olduğu bilindiğine göre, $(c/n)^2 = 1/\mu\epsilon$ olduğu açıktır. Burada ϵ ve μ , sırasıyla ortamın dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleri, c ışık hızıdır. Bir an için dalgaların y doğrultusundaki değişimi ihmal edilirse, (12) ve (13) denklemleri,

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \left[(\frac{\omega n}{c})^2 - \beta^2 \right] \Psi = 0 \quad (14)$$

şeklinde tek bir formda temsil edilebilir. Burada Ψ elektrik ve manyetik alanları temsil etmektedir. Denklemden,

$$(\frac{\omega n}{c})^2 - \beta^2 > 0 \quad (15)$$

ise, denklem harmonik osilatöre benzer ve çözümler enine düzlemde duran dalga tipindedir veya trigonometrik olarak değişir. Bundan dolayı elektrik alan merkez bölgesinde çok yüksek bir enine darbe oluşturur.

Çekirdeğin dışındaki bölgelerde $|x| \rightarrow \infty$ limitinde alanların sıfıra gitmesi için,

$$(\frac{\omega n}{c})^2 - \beta^2 < 0 \quad (16)$$

olmalıdır. Bundan dolayı, $|x| \rightarrow \infty$ için gittikçe küçülen üstel çözümler gerekir. Bu gereklilikler, çekirdek ve kabukta meydana getirilen gerekli kırılma indisli malzemelerle sağlanır (Temiz, 1996). Dolayısıyla, β faz sabiti, bu tuzaklama bölgesinde,

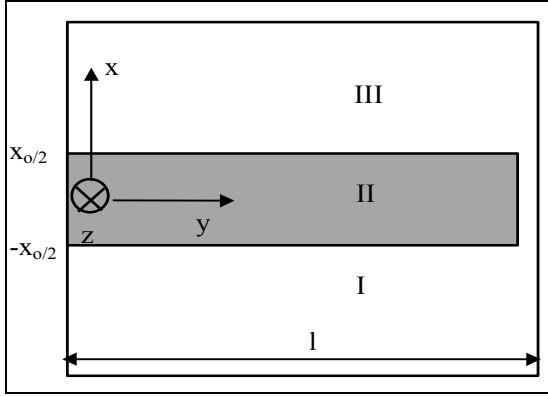
dalga vektörü $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$ olmak üzere,

$$n_{1,3} < \frac{\beta}{k_0} < n_2 \quad (17)$$

eşitsizliğini sağlamalıdır.

3. TE MODUNUN ALAN İFADELERİ

(Şekil 1)'deki I, II ve III bölgelerinde propagasyon sabitinin belirlenmesi için TE modundaki elektrik alanlarının ifadeleri, sabitler cinsinden bulunmuştur (Temiz ve Acer, 1998).



Şekil 1. Bir Yarıiletken lazerin heterojonksiyon yapısından bir kesit

Bu sonuçlardan hareketle z doğrultusunda (optik eksen) $\gamma = j\beta$ propagasyon sabiti ile yayılan ve $|x| \rightarrow \infty$ için I ve III bölgelerinde genlikleri sıfıra giden alanları da dikkate alarak, elektrik alan ifadeleri,

$$E_y^{(I)} = A_1 e^{\alpha_1 (x+x_0/2)} \quad (18)$$

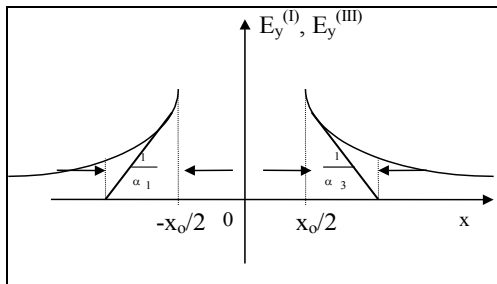
$$E_y^{(II)} = A_2 \cos \alpha_2 x + B_2 \sin \alpha_2 x \\ = A \cos (\alpha_2 x - \theta) \quad (19)$$

$$A = \sqrt{A_2^2 + B_2^2}$$

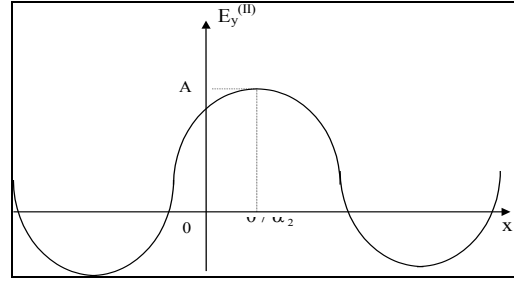
$$E_y^{(III)} = A_3 e^{-\alpha_3 (x-x_0/2)} \quad (20)$$

şeklinde alınabilir (Şekil 2a, b ve c). Burada A_1 , A_2 , A_3 ve B_2 birer sabiti gösterir. α_1 , α_2 , α_3 , bölgelerin kırılma indisleri ve çalışılan frekansın yardımıyla (17) eşitsizliğini sağlayacak tarzda,

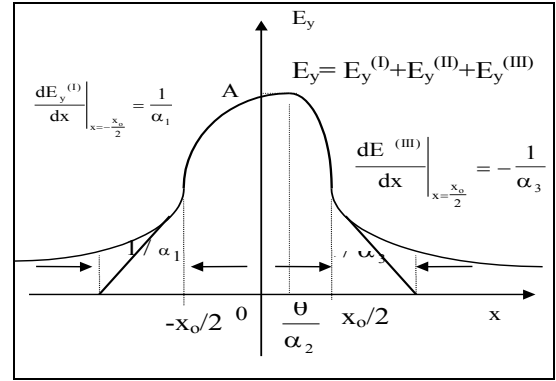
Şekil 2. I, II ve III bölgelerindeki alanların değişimi,



Şekil 2a. Alanların I ve III bölgelerindeki değişimi ve eğrilerin eğimleri



Şekil 2b. Kosinüs fonksiyonunun değişimi



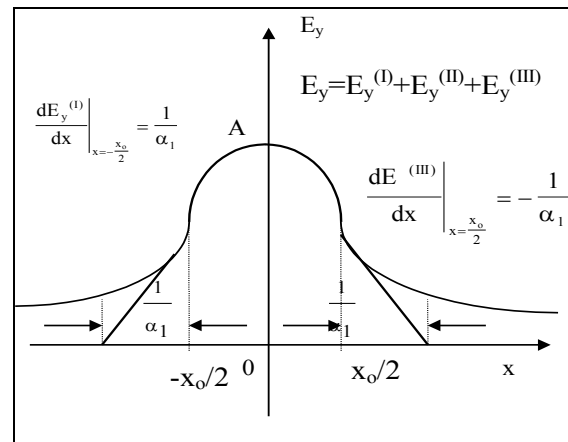
Şekil 2c. Üç alanın süperpozisyonu

$$\alpha_1^2 = \beta^2 - \left(\frac{\omega n_1}{c}\right)^2 = \beta^2 - k_1^2, \quad k_1 = \frac{\omega n_1}{c} \quad (21)$$

$$\alpha_2^2 = \left(\frac{\omega n_2}{c}\right)^2 - \beta^2 = k_2^2 - \beta^2, \quad k_2 = \frac{\omega n_2}{c} \quad (22)$$

$$\alpha_3^2 = \beta^2 - \left(\frac{\omega n_3}{c}\right)^2 = \beta^2 - k_3^2, \quad k_3 = \frac{\omega n_3}{c} \quad (23)$$

olarak tayin edilebilir. $\theta = 0$ ($\alpha_1 = \alpha_3$) alınırsa, alan ifadeleri, $x = 0$ 'a göre simetrik hale gelir (Şekil 3).



Şekil 3. $\theta = 0$ için $x = 0$ 'a göre simetrik alanlar

Üç bölgedeki bu alanların bölge sınırlarında sürekli olması için $E_y^{(I)}(-x_0/2) = E_y^{(II)}(-x_0/2)$ ve $E_y^{(II)}(x_0/2) = E_y^{(III)}(x_0/2)$ sınır şartlarının kullanılmasıyla bulunan,

$$\begin{aligned} A_1 &= A \cos(\alpha_2 x_0 / 2 + \theta) \\ A_3 &= A \cos(\alpha_2 x_0 / 2 - \theta) \end{aligned} \quad (24)$$

ifadelerinin kullanılmasıyla (18-20) eşitlikleri,

$$E_y^{(I)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1 (x+x_0/2)} \quad (25)$$

$$E_y^{(II)} = A \cos(\alpha_2 x - \theta) \quad (26)$$

$$E_y^{(III)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{-\alpha_3 (x-x_0/2)} \quad (27)$$

$\theta = \pi/2$ ise alanların,

$$E_y^{(I)} = -A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{\alpha_1 (x+x_0/2)}$$

$$E_y^{(II)} = A \sin(\alpha_2 x)$$

$$E_y^{(III)} = A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{-\alpha_3 (x-x_0/2)}$$

tek (simetrik) fonksiyonları elde edilir. Burada A bir sabit olup (*), kompleks eşleniği ifade etmek üzere, alanların normalizasyonları için,

$$\int_{-x_0/2}^{x_0/2} E_y^{(II)} E_y^{(II)*} dx = 1$$

veya

$$\int_{-x_0/2}^{x_0/2} A \cos(\alpha_2 x - \theta) [A \cos(\alpha_2 x - \theta)]^* dx = 1 \quad (28)$$

entegraline göre

$$A = \sqrt{\frac{2\alpha_2}{\alpha_2 x_0 + \sin(\alpha_2 x_0) \cos \theta}} \quad (29)$$

olarak hesaplanır. $\theta = \pi/2$ için

$$A = \sqrt{\frac{2}{x_0}} \quad (30)$$

olur.

Manyetik alan ifadeleri, harmonik olarak değişen

$$\mathbf{E} = E_y \mathbf{a}_y, \mathbf{H} = H_z \mathbf{a}_z \text{ alanlarının } \nabla \cdot \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{H}$$

Maxwell denkleminin götürülmesi ile bulunan,

$$H_z = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (31)$$

ifadesinden elde edilirse,

$$H_z^{(I)} = -\frac{\alpha_1}{j\omega\mu_0} A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1 (x+x_0/2)} \quad (32)$$

$$H_z^{(II)} = \frac{\alpha_2}{j\omega\mu_0} A \cos(\alpha_2 x - \theta) \quad (33)$$

$$H_z^{(III)} = \frac{\alpha_3}{j\omega\mu_0} A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{\alpha_3 (x-x_0/2)} \quad (34)$$

olarak bulunur (Iga, 1994).

Üç bölgedeki bu alanların bölge sınırlarında sürekli olması için $H_z^{(I)}(-x_0/2) = H_z^{(II)}(-x_0/2)$ ve $H_z^{(II)}(x_0/2) = H_z^{(III)}(x_0/2)$ sınır şartlarının kullanılmasıyla,

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \tan\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right), \frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta = \arctan \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$$

$$\frac{\alpha_3}{\alpha_2} = \tan\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right), \frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta = \arctan \frac{\alpha_3}{\alpha_2} \quad (35)$$

veya

$$\alpha_2 x_0 = \arctan \frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \arctan \frac{\alpha_3}{\alpha_2} \quad (36)$$

veya

$$\tan(\alpha_2 x_0) = \frac{\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \frac{\alpha_3}{\alpha_2}}{1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{\alpha_3}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_3)}{\alpha_2^2 - \alpha_1 \alpha_3} \quad (37)$$

ve faz açısı için,

$$\tan 2\theta = \frac{\frac{\alpha_3}{\alpha_2} - \frac{\alpha_1}{\alpha_2}}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{\alpha_3}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_1)}{\alpha_2^2 + \alpha_1 \alpha_3} \quad (38)$$

olur. Burada $(\alpha_2 x_0) = \pi/2$ için $\alpha_2^2 = \alpha_1 \alpha_3$ bulunur. $\alpha_1 = \alpha_3$ ($k_1 = k_3$) olduğunda $\theta = 0$ olur ve

$$\tan(\alpha_2 x_0) = \frac{2\alpha_1\alpha_2}{\alpha_2^2 - \alpha_1^2} \quad (39)$$

bulunur ve bu durumda alanlar x eksenine göre simetrik hale gelirler. O zaman elektrik ve manyetik alan ifadeleri, (25-27)'den,

$$E_y^{(I)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x}{2}\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)} \quad (40)$$

$$E_y^{(II)} = A \cos(\alpha_2 x) \quad (41)$$

$$E_y^{(III)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x}{2}\right) e^{-\alpha_1(x-x_0/2)} \quad (42)$$

şekline gelir (Şekil 3).

4. TM MODUNUN ALAN İFADELERİ

TM moduna ait manyetik alan ifadelerini bulmak için izlenen yol aynıdır. Çünkü, bunlar, aynı $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ propagasyon sabitlerine sahip olduğundan, (14) dalga denklemini sağlarlar. Bundan dolayı, (25-27) ifadelerinde $E_y \rightarrow H_y$ koymak yeterli olur.

$$H_y^{(I)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)} \quad (43)$$

$$H_y^{(II)} = A \cos(\alpha_2 x - \theta) \quad (44)$$

$$H_y^{(III)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{-\alpha_1(x-x_0/2)} \quad (45)$$

Bu manyetik alan ifadelerinden hareket ederek E_z elektrik alan bileşenleri, (10)'a göre,

$$E_z = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (46)$$

dönüşümü ile olduğu için sınır şartları uygulandığında farklı çarpım faktörleri meydana gelir. Dönüşümün uygulanması ile,

$$E_z^{(I)} = \frac{-\alpha_1}{j\omega\epsilon_0 n_1^2} A \cos(\alpha_1 x_0 / 2 + \theta) e^{\alpha_1(x+x_0/2)} \quad (47)$$

$$E_z^{(II)} = \frac{-\alpha_2}{j\omega\epsilon_0 n_2^2} A \sin(\alpha_2 x - \theta) \quad (48)$$

$$E_z^{(III)} = \frac{-\alpha_3}{j\omega\epsilon_0 n_3^2} A \cos(\alpha_2 x - \theta) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)} \quad (49)$$

bulunur. $\theta = \pi/2$ için bu alanlar,

$$E_z^{(I)} = \frac{\alpha_1}{j\omega\epsilon_0 n_1^2} A \sin(\alpha_1 x_0 / 2) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$$

$$E_z^{(II)} = \frac{\alpha_2}{j\omega\epsilon_0 n_2^2} A \cos(\alpha_2 x)$$

$$E_z^{(III)} = \frac{-\alpha_3}{j\omega\epsilon_0 n_3^2} A \sin(\alpha_2 x) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$$

Söz konusu olan bu üç bölgedeki bu alanların bölge sınırlarında sürekli olması için $E_z^{(I)}(-x_0/2) = E_z^{(II)}(-x_0/2)$ ve $E_z^{(II)}(x_0/2) = E_z^{(III)}(x_0/2)$ sınır şartlarının kullanılması ile,

$$\frac{h_2 x_0}{2} + \theta = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \left[\frac{\frac{\alpha_1}{2}}{\frac{n_1}{2}} \right] \quad (50)$$

$$\frac{h_2 x_0}{2} - \theta = \arctan\left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 \frac{\alpha_3}{\alpha_2} = \left[\frac{\frac{\alpha_3}{2}}{\frac{n_3}{2}} \right] \quad (51)$$

elde edilir. (37) ve (38)'e benzer ifadeleri elde etmek için bu ifadelerde $i = 1, 2, 3$ için $\alpha_i \rightarrow \alpha_i/n_i$ konarak,

$$\tan(\alpha_2 x_0) = \frac{\frac{\alpha_2}{2} \left(\frac{\alpha_1}{n_1^2} + \frac{\alpha_3}{n_3^2} \right)}{\left(\frac{\alpha_2}{2} \right)^2 - \frac{\alpha_1}{n_1^2} \frac{\alpha_3}{n_3^2}} \quad (52)$$

$$\tan 2\theta = \frac{\frac{\alpha_2}{2} \left(\frac{\alpha_3}{n_3^2} - \frac{\alpha_1}{n_1^2} \right)}{\left(\frac{\alpha_2}{2} \right)^2 + \frac{\alpha_1}{n_1^2} \frac{\alpha_3}{n_3^2}} \quad (53)$$

bulunur. $\alpha_1 = \alpha_3$ ($k_1 = k_3$) için $\theta = 0$ ve

$$\tan(\alpha_2 x_0) = \frac{\frac{\alpha_1 \alpha_2}{n_2^2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right)}{\left(\frac{\alpha_2}{n_2} \right)^2 - \left(\frac{\alpha_1}{n_1 n_3} \right)^2} \quad (54)$$

olur. I, II, III bölgelerine ait alanların son durumları ekte bulunan Tablo 1’de toplu olarak görülmektedir (Verdeyen, 1989).

Tablo 1. TE ve TM Modlarına Ait Elektrik ve Manyetik Alan İfadeleri

Modlar	Simetrik Alan Bileşenleri	Antisimetrik Alan Bileşenleri
TE Modu	$E_y^{(I)} = -A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $E_y^{(II)} = A \sin(\alpha_2 x)$ $E_y^{(III)} = A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $H_z^{(I)} = \frac{\alpha_1}{j\omega\mu_0} A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $H_z^{(II)} = \frac{\alpha_2}{j\omega\mu_0} A \sin(\alpha_2 x)$ $H_z^{(III)} = \frac{\alpha_3}{j\omega\mu_0} A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{\alpha_1(x-x_0/2)}$ $A = \sqrt{\frac{2}{x_0}}$	$E_y^{(I)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $E_y^{(II)} = A \cos(\alpha_2 x - \theta)$ $E_y^{(III)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $H_z^{(I)} = -\frac{\alpha_1}{j\omega\mu_0} A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $H_z^{(II)} = \frac{\alpha_2}{j\omega\mu_0} A \cos(\alpha_2 x - \theta)$ $H_z^{(III)} = \frac{\alpha_3}{j\omega\mu_0} A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{\alpha_3(x-x_0/2)}$ $A = \sqrt{\frac{2\alpha_2}{\alpha_2 x_0 + \sin(\alpha_2 x_0) \cos \theta}}$
TM Modu	$H_y^{(I)} = -A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $H_y^{(II)} = A \sin(\alpha_2 x)$ $H_y^{(III)} = A \sin\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2}\right) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $E_z^{(I)} = \frac{\alpha_1}{j\omega\epsilon_0 n_1^2} A \sin(\alpha_1 x_0 / 2) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $E_z^{(II)} = \frac{-\alpha_2}{j\omega\epsilon_0 n_2^2} A \sin(\alpha_2 x - \theta)$ $E_z^{(III)} = \frac{-\alpha_3}{j\omega\epsilon_0 n_3^2} A \sin(\alpha_2 x_0) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $A = \sqrt{\frac{2}{x_0}}$	$H_y^{(I)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} + \theta\right) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $H_y^{(III)} = A \cos(\alpha_2 x - \theta)$ $H_y^{(II)} = A \cos\left(\frac{\alpha_2 x_0}{2} - \theta\right) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $E_z^{(I)} = \frac{-\alpha_1}{j\omega\epsilon_0 n_1^2} A \cos(\alpha_1 x_0 / 2 + \theta) e^{\alpha_1(x+x_0/2)}$ $E_z^{(III)} = \frac{-\alpha_3}{j\omega\epsilon_0 n_3^2} A \cos(\alpha_2 x - \theta) e^{-\alpha_3(x-x_0/2)}$ $A = \sqrt{\frac{2\alpha_2}{\alpha_2 x_0 + \sin(\alpha_2 x_0) \cos \theta}}$

5. SONUÇ

Lazer ve fiber optik iletişimde enformasyon yüklü ışığın, elektromanyetik spektrumun optik frekans bölgelerine rastlayan, elektrik ve manyetik modlarının kılavuzlanması için tabakaların kırılma

indisleri farklı olarak seçilmekte ve bu seçimler özel teknikler içermektedir.

Optik sistemler, tabakaları ayıran sınır ara yüzeyinde basit denklemlerin dizayn ve kırılma indisinin kontrolüyle tasarlanır. Tabakalar arasında, dalgaların

hapsedildiği bölgelerde kırılma indisindeki az bir fazlalık, bilgi yüklü ışığın, dağılıp yok olmadan, kılavuzlanarak iletilmesine yetmektedir (Özsoy, 1998).

6. KAYNAKLAR

Iga K. 1994. Fundamentals of Laser Optics, Plenum Press, p. 200-201, New York and London.

Özsoy, S., 1998. Fiber Optik, Birsen Yayınevi, İstanbul.

Temiz, M. 1996. The Quantum-Well Structure of Self Electro-Optic-Effect Devices and Gallium-Arsenide, Pamukkale University Engineering Collage 2, (2).

Temiz, M., ve Acer, H. 1998. GaAs-Tabanlı Laser’lerde Elektromanyetik Propagasyon Sabitinin İncelenmesi, Pamukkale Üniv., Müh. Fak., 4, (1-2), 541-550.

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