

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Tm₂O₃ ve Er₂O₃ KATKILI TeO₂-GeO₂ CAM MALZEMELERİN YAPISAL VE
SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasemin PEPE

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Fizik Mühendisliği Programı

OCAK 2014

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Tm₂O₃ ve Er₂O₃ KATKILI TeO₂-GeO₂ CAM MALZEMELERİN YAPISAL VE
SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Yasemin PEPE
(509091129)**

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Fizik Mühendisliği Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Gönül ÖZEN

OCAK 2014

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 509091129 numaralı Yüksek Lisans **Yasemin PEPE**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**Tm₂O₃ ve Er₂O₃ KATKILI TeO₂-GeO₂ CAM MALZEMELERİN YAPISAL VE SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Gönül ÖZEN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Doç.Dr. Rıza Demirbilek**
Yıldız Teknik Üniversitesi

Yrd.Doç.Dr. Zuhale Er
İstanbul Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **16 Aralık 2013**
Savunma Tarihi : **23 Ocak 2014**

ANNEM'E

ÖNSÖZ

Bu tez konusunu öneren ve çalışmalarım süresince benden bilgisini ve desteğini esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Gönül ÖZEN' e ve tez çalışmam süresi boyunca bilgi ve ölçümlerde yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Murat ERDEM' e teşekkürlerimi sunarım. Deneysel çalışmalarımda laboratuvar olanaklarını kullandıran Prof. Dr. Alphan SENNAROĞLU' a saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans öğrenimim boyunca maddi olarak destek olan TÜBİTAK' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Benden maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen her zaman yanımda olan sevgili aileme sonsuz sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Aralık 2013

Yasemin PEPE

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
KISALTMALAR	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
SEMBOL LİSTESİ	xix
ÖZET.....	xxi
SUMMARY	xxii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER.....	5
2.1 Önemli Cam Sistemleri	5
2.1.1 Oksitli camlar	6
2.2 Katı Hal Lazer Çeşitleri Ve Cam Lazerler	8
2.2.1 Cam lazerlerde aktif iyonlar.....	9
2.3 Nadir Toprak Elementleri.....	10
2.3.1 Tulyum iyonu	11
2.3.2 Erbiyum iyonu.....	13
2.4 Sentezlenen Camı Oluşturan Element Ve Bileşikler.....	14
2.4.1 Tellüryum.....	14
2.4.2 Tellüryum dioksit	15
2.5 X Işınlari Kırınımı İle Malzeme Karakterizasyonu.....	18
2.5.1 Toz kırınımı teknikleri	21
2.6 Işığın Soğurulması Emisyonu Ve Einstein Katsayıları	21
2.6.1 Nüfus tersinimi.....	25
2.6.2 Üç seviyeli sistemler	26
2.6.3 Dört seviyeli sistemler	27
2.6.4 Judd-Ofelt formalizmi.....	28
3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	33
3.1 Malzeme Sentezi	33
3.2 Mikroyapı Karakterizasyonu (XRD).....	33
3.3 Optik ölçümler.....	34
3.3.1 UV/VIS/NIR soğurma spektroskopisi	34
3.3.2 Floresans spektroskopisi	34
3.4 Judd-Ofelt Analizi	35
4. DENEYSEL SONUÇLAR.....	37
4.1 Mikroyapı Karakterizasyonu Sonuçları	37
4.2 Spektroskopik Ölçüm Sonuçları.....	38
4.2.1 Soğurma spektrumu sonuçları.....	38
4.2.2 Floresans spektrum sonuçları.....	40
4.3 Judd-Ofelt Analizi Sonuçları.....	42
5. SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ.....	49

KAYNAKLAR.....	53
EKLER.....	57
ÖZGEÇMİŞ.....	59

KISALTMALAR

EDFA	: Erbiyum Katkılı Cam Fiberler
FWHM	: Full Width at Half Maximum
XRD	: X Işınları Kırınımı
KGO	: Kendiliğinden Geçiş Olasılığı
JCPDS	: Joint Committee on Powder Diffraction Standards

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1 : Periyodik tabloda orta kızılaltı optik fiberlerde kullanılan elementler. .	5
Çizelge 2.2 : Nadir toprak elementleri.....	11
Çizelge 2.3 : Tm^{3+} iyonlarının taban durumundan uyarılmış duruma geçişleri gösteren hesaplanmış matris elemanları.....	30
Çizelge 2.4 : Er^{3+} iyonlarının taban durumundan uyarılmış duruma geçişleri gösteren hesaplanmış matris elemanları.	30
Çizelge 4.1 : Judd-Ofelt şiddet parametreleri.	43
Çizelge 4.2: TGTm0.5 deki Tm^{3+} için Judd-Ofelt teorisiyle hesaplanan ve ölçülen osilator güçlerinin karşılaştırılması.....	43
Çizelge 4.3: TGER1.0 deki Er^{3+} için Judd-Ofelt teorisiyle hesaplanan ve ölçülen osilator güçlerinin karşılaştırılması.....	43
Çizelge 4.4: TGTm0.5 deki Tm^{3+} nın enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıkları, dallanma oranları ve ışımalı yaşam süreleri	44
Çizelge 4.5: TGTm0.5 ve TGER1.0 camlarının floresans spektrumunda görülen geçişlerin ışımalı tesir kesiti değerleri	45
Çizelge 4.6: TGER1.0 daki Er^{3+} nın enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıkları, dallanma oranları ve ışımalı yaşam süreleri	45

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Fiber optik teknolojisinde kullanılan malzemelerin listesi.....	6
Şekil 2.2 : Tm^{3+} iyonunun enerji seviyeleri ve ışımalı geçişler.....	12
Şekil 2.3 : Tm^{3+} iyonunun teze konu olan geçişleri.....	13
Şekil 2.4: X ışınlarının atom düzlemlerinden kırınımı.	19
Şekil 2.5 : Bir x-ışını difraktometresinin şematik görünümü.	21
Şekil 2.6 : E_1 ve E_2 enerjili iki seviyeli sistem.	22
Şekil 2.7 : Üç seviyeli lazer şeması.	26
Şekil 2.8 : Dört seviyeli lazer şeması.	27
Şekil 3.1 : Sentezlenen cam malzemelerin görünümü.....	34
Şekil 3.2 : Lüminesans sistemi.	34
Şekil 4.1: TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının XRD grafiği.	37
Şekil 4.2 : TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının XRD grafiği.....	37
Şekil 4.3 : TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5, TGTmEr2.0 camlarının XRD grafiği.	38
Şekil 4.4 : TGTm0.5 veTGTm1.0 camının soğurma spektrumu.....	39
Şekil 4.5 : TGER0.5 ve TGER1.0 camının soğurma spektrumu.	39
Şekil 4.6 : TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının soğurma spektrumu	40
Şekil 4.7 : TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının floresans spektrumları.....	40
Şekil 4.8 : TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının normalize floresans spektrumları.....	41
Şekil 4.9 : TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının floresans spektrumlar.	41
Şekil 4.10 : TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının normalize floresans spektrumlar.	42
Şekil 4.11 : $(90-x) TeO_2-10GeO_2-1Tm_2O_3-xEr_2O_3$ ($x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ mol%)camlarının ışıma şiddetlerinin konsantrasyonla değişimi.....	42
Şekil 4.12 : TGTm0.5 camının floresans spektrumunda görülen $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.	46
Şekil 4.13 : TGTm0.5 camının floresans spektrumunda görülen $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.	46
Şekil 4.14 : TGER1.0 camının floresans spektrumunda görülen $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.	47
Şekil 4.15 : TGER1.0 camının floresans spektrumunda görülen $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu..	47
Şekil A1 : TGTm1.0, TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının 1300-1700 nm aralığında normalize ışıma şiddetleri.....	57
Şekil A2 : TGTm1.0, TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının 900-1100 nm aralığında normalize ışıma şiddetleri.....	57
Şekil A3 : 808 nm lazer uyarması altında Tm^{3+} - Er^{3+} çift katkılı TKNL camın enerji transfer mekanizması.....	58
Şekil A4 : Camların Judd-Ofelt şiddet parametreleri.	58
Şekil A5 : Camların zorlamalı ışıma tesir kesiti, ışımalı yaşam süresi ve $\sigma_{em}^{peak} \chi \tau_{rad}$ değerleri.....	58

Şekil A6 : Er ³⁺ katkılı farklı camların σ_{emis}^{peak} ve FWHM değerleri.....	58
--	----

SEMBOL LİSTESİ

n	: Kırma indisi
ϵ	: Dielektrik sabiti
μm	: Mikrometre
A_{ij}	: Kendiliğinden geçiş olasılığı
h	: Planck sabiti
k	: Boltzmann sabiti
ν	: Frekans
μ	: Soğurma katsayısı
c	: Işık hızı
λ	: Dalga boyu
S^{ed}	: Elektrik dipol geçiş olasılığı
E_i ve E_j	: Sistemdeki ilk ve son enerji seviyeleri
τ_R	: Işımalı yaşam süresi
$U^{(t)}$	: İndirgenmiş matris temsili
g_1 ve g_2	: Dejenerelik katsayıları
W_R	: Kendiliğinden ışıma olasılığı
f_{den}	: Salınım etkisi
β	: Dallanma oranı
Ω_t	: Judd-Ofelt şiddet parametresi
A^{ed}	: Işıma olasılıkları

Tm₂O₃ ve Er₂O₃ KATKILI TeO₂-GeO₂ CAM MALZEMELERİN YAPISAL VE SPEKTROSKOPİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Tellürit camlar düşük erime sıcaklığı, yüksek dielektrik sabiti, yüksek kırılma indisi, üçüncü dereceden lineer olmayan duygunluk ve iyi kızılötesi geçirgenlik gibi fiziksel özellikleri nedeniyle; silikat, borat ve florid camlara kıyasla lazer malzemesi olarak çok daha avantajlıdır. Ayrıca yakın morötesinden orta kızılaltı bölgeye kadar geniş bir geçirgenlik bölgesine sahiptir. Atmosferik koşullara dirençlidirler ve matris içine büyük oranda nadir toprak iyonları ile katkılanabilirler. Lazer ana cam malzemesinin en önemli özelliklerinden biri, katkılanan nadir toprak iyonlarının 4f-4f geçişlerinin zorlamasız ışıma olasılıklarıdır. Zorlamasız ışıma olasılığı, zorlamalı ışıma tesir kesiti, ışıma kuantum verimi ve fotoışıma dallanma oranları ile doğrudan bağlantılı olduğundan lazer geçişi için önemli bir parametredir. Judd-Ofelt kuramı genellikle farklı 4f-4f geçişlerinin soğurma tesir kesitlerini irdelleyerek, zorlamasız geçiş oranını içeren elektrik dipol geçiş olasılıklarının belirlenmesiyle kullanılmaktadır. Zorlamasız ışıma olasılığı, temel olarak Ω_t şiddet parametreleri ile $U(t)$ indirgenmiş matris elemanları tensör operatörlerinin çarpımlarının toplamı olarak ifade edilir. Katkılanan aktif iyon için zorlamasız ışıma olasılıklarının daha yüksek değerlerini elde etmek için, Ω_t şiddet parametreleri ile ilişkili olarak en iyi kompozisyonun belirlenmesi gerekir. Bu çalışmada (90-x)TeO₂-10GeO₂-xEr₂O₃ (x=0,5 ve 1.0 mol%) , (90-x) TeO₂-10GeO₂-x Tm₂O₃ (x=0,5 ve 1 mol%) ve (90-x) TeO₂-10GeO₂-1Tm₂O₃-xEr₂O₃ (x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mol%) camları oluşturularak X-ışınları spektroskopisi incelendi. Judd-Ofelt şiddet parametreleri, UV/VIS/NIR-soğurma, floresans ve yaşam süreleri deneysel olarak incelendi. Tm³⁺ iyonu katkılı (90-x) TeO₂-10GeO₂-x Tm₂O₃ (x=0,5 ve 1 mol%) cam malzemelerdeki tulyum iyonlarının ve Er³⁺ iyonu katkılı (90-x)TeO₂-10GeO₂-xEr₂O₃ (x=0,5 ve 1.0 mol%) cam malzemelerdeki erbiyum iyonlarının 4f-4f enerji seviyelerindeki kendiliğinden geçiş olasılıklarını belirlemek için, oda sıcaklığında 190-2500 nm arasında soğurma spektrumları elde edildi. Elde edilen soğurma spektrumlarına göre, Tm³⁺ iyonlarının, ¹G₄, ³F₂, ³F₃, ³H₄, ³H₅, ³F₄ ve Er³⁺ iyonlarında ⁴F_{3/2}, ⁴F_{5/2}, ⁴F_{7/2}, ²H_{11/2}, ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2}, ⁴I_{13/2} soğurma bantlarına sahip oldukları belirlendi. Tm³⁺ ve Er³⁺ katkılı cam malzemelerde ki kompozisyon ve konsantrasyonun ışıma bantları üzerindeki etkisi araştırıldı. Sadece Tm³⁺ iyonu katkılanmış cam malzemedeki Tm³⁺ konsantrasyonu artırıldığında ışıma şiddetinin azaldığı, sadece Er³⁺ iyonu katkılanmış cam malzemedeki Er³⁺ konsantrasyonu artırıldığında ışıma şiddetinin arttığı görülmüştür. XRD sonuçları malzemenin cam olduğunu göstermiştir.

INVESTIGATION OF STRUCTURAL AND SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF TeO_2 - GeO_2 GLASS MATERIALS DOPED Tm_2O_3 AND Er_2O_3

SUMMARY

Germanium oxide (GeO_2) and tellurium oxide (TeO_2) based glasses are classed as the heavy metal oxide glasses, with phonon energies ranging between 740 cm^{-1} and 880 cm^{-1} . These two types of glasses exhibit unique combinations of optical and spectroscopic properties, together with their attractive environmental resistance and mechanical properties. Engineering such a combination of structural, optical and spectroscopic properties is only feasible as a result of structural variability in these two types of glasses, since more than one structural units (TeO_4 bi-pyramid, TeO_3 trigonal pyramid, and $\text{TeO}_{3+\delta}$ polyhedra) in tellurite and (GeO_4 tetrahedron, GeO_3 octahedron) in GeO_2 based glasses may exist, depending on composition. The presence of multiple structural moieties creates a range of dipole environments which is ideal for engineering broad spectral bandwidth rare-earth ion doped photonic device materials, suitable for laser and amplifier devices. Tellurite glasses were discovered in 1952, but remained virtually unknown to materials and device engineers until 1994 when unusual spectroscopic, nonlinear and dispersion properties of alkali and alkaline earth modified tellurite glasses and fibres were reported. Detailed spectroscopic analysis of Pr^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , and Tm^{3+} doped tellurite glasses revealed its potential for laser and amplifier devices for optical communication wavelengths. This review summarises the thermal and viscosity properties of tellurite and germanate glasses for fibre fabrication and compares the linear loss for near and mid-IR device engineering. The aspects of glass preform fabrication for fibre engineering is discussed by emphasising the raw materials processing with casting of preforms and fibre fabrication. The spectroscopic properties of tellurite and germanate glasses have been analysed with special emphasis on oscillator strength and radiative rate characteristics for visible, near IR and mid-IR emission. The review also compares the latest results in the engineering of lasers and amplifiers, based on fibres for optical communication and mid-IR. The achievements in the areas of near-IR waveguide and mid-IR bulk glass, fibre, and waveguide lasers are discussed. The latest landmark results in mode-locked $2\text{ }\mu\text{m}$ bulk glass lasers sets the precedence for engineering nonlinear and other laser devices for accessing the inaccessible parts of the mid-IR spectrum and discovering new applications for the future [1].

Thermal management of a gain medium is also important in small-scale devices, e.g. in semiconductor and optical communication lasers for maintaining wavelength stability. For such applications the device dimensions are critical, the gain per unit length with minimum thermal management is necessary for achieving low costs. One

of the main challenges in engineering small foot-print solid state devices, comparable with the traditional semiconductor devices, is the spectroscopic limitations within the materials structure in traditional glass and ceramic materials, which fundamentally limits the gain per unit length. The materials related factors are limited by the solubility of rare-earth ions in standard silicate glasses used for optical communication. By comparison in borate glasses, the low melting point and high-energy phonon structure adversely affect the gain per unit length, whereas phosphate hosts exhibit 1000 times higher solubility for the majority of the rare-earth oxides compared to silicate and borate glasses. However, the intrinsic hygroscopic nature of phosphates has proven to be a major challenge for complex device fabrication.

This review compares the materials and spectroscopic properties of rare-earth doped germanium oxide (GeO_2) and tellurium oxide (TeO_2) based glasses and devices, in comparison to the spectroscopic performance of traditional silicate, borate and phosphate materials by presenting data on the solubility of rare-earth ions, oscillator strength, lifetimes, branching ratio, and radiative transition probabilities of competing transitions. The most important parameter for amplification is the gain per unit length which depends on the concentrations of dispersed rare-earth ions in a sub-lattice structural site. These ions act as the defect centres in the medium for light amplification. The gain per unit length is proportional to the product of the cross section for stimulated emission, σ_{em} and the metastable lifetime (τ_{met}). For example, the typical values for σ_{em} are in the 10^{-21} – 10^{-20} cm^2 range and 10 ms of lifetime yield 1 dB gain in a centimetre long device. The lasing transition in a rare-earth ion doped host depends strongly upon the energy level structure of the dissolved ions and the resulting competition between the radiative and non-radiative transitions. The radiative transitions are responsible for spontaneous and stimulated emissions, whereas most of the non-radiative processes are highly dissipative and deplete the energy of pump photons for population inversion. Another important parameter in the amplification of a fibre amplifier is the lifetime. The radiative lifetime arises from the fluorescence from the excited level to all the levels below it. Non-radiative lifetimes depend largely on the glass composition and the vibration coupling between host ions and the rare-earth ions. At high concentrations of rare-earth ions, an effect known as the concentration quenching may take place which reduces the lifetimes of excited states [1].

The magnitude of Ω_2 determines the dominance of covalent character in dipoles, whereas the Ω_6 may reflect on the probability for excited state absorption. Using the J–O analysis, the individual and total radiative transition probabilities can be calculated and these vary for a given rare-earth ion in different hosts. In this context two of the most important parameters are the total radiative rate (W_r) and the branching ratio, (β_{ij}) of an optical transition. Much research attention has been devoted to the Tm^{3+} – Er^{3+} doped in different glass systems since Yeh et al. have reported that the addition of Tm^{3+} ions to Er^{3+} -doped BaF_2 – ThF_4 fluoride glasses preferentially quenched the upconversion efficiency of the green emission from the $^4\text{S}_{3/2}$ level of the erbium ions through the energy transfer from Tm^{3+} to Er^{3+} when pumped by an infrared radiation source. Photonic devices for high density optical storage, optoelectronics, or medical diagnostics exploiting blue or green light sources owing to frequency upconversion are widely investigated. The potentiality of incoherent infrared broadband fluorescence in applications such as optics

gyroscopes, or in the optical communication systems requirement of broad spectrum sliced sources for a wavelength division multiplexing devices are also largely considered. Recently, Jeong et al. have shown the evidence of a 3 dB amplified spontaneous emission (ASE) bandwidth over 90 nm (1460–1550 nm) in a Tm^{3+} – Er^{3+} co-doped silica fiber pumped at 980 nm. The IR broad absorption bands of H_2O in the 1.8–1.9 μm region offers to the intense 1780 nm Tm^{3+} ions fluorescence wavelength the possibility of applications in environmental and biomedical studies.

Tellurite glasses, compared with silicate, borate and fluoride glasses, have more advantages as laser hosts due to their superior physical properties such as low melting temperature, high dielectric constant, high refractive index, large third order non-linear susceptibility and good infrared transmissivity. Furthermore, they present large transparency from the near ultraviolet to the middle infrared region. They are resistant to atmospheric moisture and capable of incorporating large concentrations of rare-earth ions into the matrix. Spontaneous emission probability of the laser transition is an important parameter because it is directly related to the stimulated emission cross-section, radiative quantum efficiency, and fluorescence branching ratio. The Judd-Ofelt theory is usually used to determine the electric dipole transition probabilities including the spontaneous decay rate by utilising the absorption cross-sections of several 4f-4f transitions. The spontaneous emission probability is affected mainly by the sum of products of intensity parameters, Ω_t ($t=2,4,6$) and doubly reduced matrix elements of tensor operators, $U^{(t)}$. Optimisation of the glass composition with respect to the intensity parameters, Ω_t , is desirable to obtain higher values of the spontaneous emission probabilities for the appropriate active ions. In this work, (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Er_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1.0 mol%), (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Tm_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1 mol%) and (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -1 Tm_2O_3 -x Er_2O_3 (mol%) ($x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ mol%) glasses were synthesised and investigated by XRD measurements. In addition, Judd-Ofelt intensity parameters, transition probabilities of the radiative and non-radiative, absorption spectrum in the UV/VIS/NIR region, fluorescence and life time spectrum were examined for the Tm^{3+} and Er^{3+} doped tellurite glasses. The absorption measurements were made to determine the spontaneous emission probabilities of the 4f-4f transition of the Tm^{3+} ions for the (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Tm_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1 mol%) glasses and Er^{3+} ions for the (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Er_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1.0 mol%) glasses with a spectrophotometer in the 190-2500 nm. Related with absorption measurements, $^1\text{G}_4$, $^3\text{F}_2$, $^3\text{F}_3$, $^3\text{H}_4$, $^3\text{H}_5$, $^3\text{F}_4$ levels were found for Tm^{3+} ions and $^4\text{F}_{3/2}$, $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{F}_{7/2}$, $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$ levels were found for Er^{3+} ions. Tm^{3+} and Er^{3+} -doped tellurite glasses of composition and concentrations effect on the emission bands were investigated. According to the luminescence measurements, the intensity increases with the increasing Er^{3+} concentration for (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Er_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1.0 mol%) glasses and the intensity increases with the decreasing Tm^{3+} concentration for (90-x) TeO_2 -10 GeO_2 -x Tm_2O_3 (mol%) ($x=0.5$ and 1 mol%) glasses. The XRD showed that the glasses have an amorphous structure.

1. GİRİŞ

Lazerlerin 1960 yılında ilk defa geliştirilmesinden bugüne pek çok değişik lazer çeşidi geliştirilmiştir. Yüksek lazer verimine sahip yeni malzemeler günümüz katı hal lazer araştırmalarının başlıca konusudur [1-3]. Lazer araştırmalarında önemli bir gelişme 1961 yılında Snitzer' in ilk Nd^{+3} katkılı cam lazeri göstermesiydi. Camlar, kristalden farklı olarak uzun mesafeli bir diziliş düzenine sahip değildirler. Bundan ötürü kristal lazerlerden farklı özelliklere sahiptirler. Cam lazerler iki uygulama alanı bulmuştur:

1. Yüksek güç lazerleri
2. Fiber lazerler ve fiber yükselticiler [4].

Yüksek güç lazerlerinde Neodimiyum katkılı fosfat camları tek tercih haline gelmiştir [4]. 2. sınıfa giren cam lazerler ise genellikle nadir toprak elementleri ile katkılanan cam fiberler şeklinde üretilirler. Bu aktif fiberler, telekomünikasyon sistemlerinde gittikçe artan uygulama alanları bulmaktadır [5]. Değişik iletişim ortamlarının fiber lazerler ve yükselticilerle birbirine bağlanması umulmaktadır.

Fiber optik yükselticiler bir cam içerisine nadir toprak elementlerinin katkılanmasıyla üretilmektedir. Fiber kuvvetlendiriciler uzun mesafeli fiber optik iletişimin başarıya ulaşmasında önemli paya sahiptirler [6]. Özellikle Erbiyum katkılı silika esaslı optik fiberler (kısaca EDFA) ticari bir meta halini almışlardır [6,7]. Günümüzde fiber optik yükselticilerde en çok kullanılan nadir toprak elementi Erbiyum' dur [6,7]. Erbiyumun 1550 nm dalga boyu civarındaki ışıması, silika fiberlerin yol açtığı kaybın bu dalga boyu civarında düşük olması nedeniyle ilgi çekmiş ve ticari beklentileri gerçekleştiren erbiyum katkılı fiber optik yükselticiler üretilebilmiştir [6]. Bununla birlikte erbiyum katkılı lazerlerin ucuz diyot lazerlerle Tm^{+3} pompalandığında ortaya çıkan bazı problemlerden ötürü pahalı bazı lazerlerle pompalanabiliyor olması hala yerine alternatifler aranmasını teşvik etmektedir. Üzerinde çok araştırma yapılan bir başka nadir toprak elementi de Praseodimiyum' dur. Pr^{+3} iyonları silika fiberlerin neden olduğu yayınının son derece düşük (yaklaşık sıfır) olduğu 1300 nm civarında ışıma yapmaktadırlar [6,7].

Ancak Praseodimiyum katkılı fiber optik yükselticiler yüksek kayıplar nedeniyle henüz istenen verimlilikte üretilmemiştir.

Bir başka nadir toprak elementi olan Tulyum (Tm^{+3}) üzerindeki çalışmalar önceki iki elemente göre daha yenidir. Tulyum iyonları yaklaşık 800 nm civarındaki bir ışımayla uyarıldıklarında, 1450 nm civarında ve 1800-2000 nm aralığında iki geniş ışıma bandı elde edilir. 1450' deki ışıma bandı günümüzde kullanılan erbiyum katkılı fiber optik kuvvetlendiricilerden daha geniş kazanç aralığına sahip fiber optik yükselticiler üretilmesine ve dolayısıyla iletişim hatlarının kapasitesini arttırmaya adaydır. 1800 nm deki ışıma bandı ise biyo-medikal uygulama alanları bulabileceği gibi bazı orta kızılötesi lazerlerin pompalanmasında da kullanılabilecektir [6].

Tulyumun en önemli avantajı ise kuşkusuz yaklaşık 800 nm' lik dalga boyuna denk gelen uyarılma enerjisidir. Çünkü bu daga boyu günümüzde en yaygın olarak kullanılan AlGaAs esaslı diyot lazerlerinin ve Ti: safir lazerlerinin çıkış aralıkları içerisinde. Bu da tulyum katkılı fiber optik kuvvetlendiricilerin ve genelde tulyum katkılı bütün lazerlerin son derece verimli bir şekilde uyarılmasını sağlamaktadır.

Fiber optik kuvvetlendiricilerin üretilmesinde kullanılan nadir toprak iyonlarının ışıma verimleri, içine katkılандıkları cam matrisine göre değişir. Dolayısıyla cam matris, fiber optik yükselticilerin diğer temel unsurudur. Ayrıca, bir camın ısı ve mekanik özellikleri ile kimyasal dayanıklılığı o camın fiber optik yükseltici matrisi olarak kullanılıp kullanılamayacağını belirler. Fiber yükseltici olarak kullanılacak uygun cam matrisleri araştırmaları devam etmektedir.

Günümüze kadar optik fiber kuvvetlendiricilerin yapımında en çok tercih edilen cam matrisleri silika esaslı camlar olmuştur. Bunun nedenleri kısaca şöyledir:

1. Mor ötesi bölgeye kadar uzanan yüksek optik geçirgenlik
2. Yüksek kimyasal dayanım
3. İyi mekanik özellikler
4. 10 yıllar boyunca olgunlaşmış üretim teknolojisi [4,7].

Bununla birlikte, zaman içinde silika esaslı camların nadir toprak elementleri için uygun konak olmadıkları anlaşılmıştır. Bunun en başta gelen nedenleri nadir toprak elementlerinin silika içerisinde düşük çözünürlüğe sahip olmaları ve dolayısıyla cam matris içerisinde öbekler oluşturmalarıdır. Bu öbekleşme ışımanın “konsantrasyon sönümü” nedeniyle veriminin düşük olmasına neden olmaktadır [4,8].

Ayrıca silika camlarının yüksek fonon enerjisi ısımanın veriminin çok fononlu durulma nedeniyle de düşük olmasına neden olmaktadır [9].

Silika camlarının belirtilen bu dezavantajları araştırmacıları yeni cam matrisleri üzerinde çalışmaya itmiştir. Fosfat camları özellikle yüksek güç lazerlerinde en önemli tercih haline gelmiş olmakla birlikte [4], kimyasal dayanıklılıklarının ve korozyon dayanımlarının düşük olması fiber olarak çekilip kullanılmalarını kısıtlamaktadır. Bu nedenle bir yandan kimyasal dayanıklılığı yüksek fosfat camları geliştirilmeye çalışılırken, diğer yandan yeni cam matrisleri üzerindeki araştırmalar devam etmektedir.

Bu cam matrisleri arasında germanat, Tellürit ve borat camları gibi çeşitli oksit camları; berilyum florür, çeşitli ağır metal florürleri gibi florür camları; oksitli ve halojenli bileşiklerin birlikte kullanılmasıyla elde edilen oksî-halojenür camlar ve kalkojen camlar sayılabilir[10].

Tellürit camları oksit camlar kategorisinde yer alır. Tellüryumdioksit (TeO_2) bazlı bu camlar fiber optik kuvvetlendirici ve fiber lazer malzemesi olarak büyük bir potansiyele sahiptir. Tellürit camlarının bu potansiyeli aşağıdaki özelliklerinden ileri gelmektedir:

1. Düşük fonon enerjili olmaları sayesinde oksit camları arasında en düşük çok-fononlu durulma olayı tellürit camlarında görülür[11-13].
2. Düşük fonon enerjili olmaları sayesinde oksit camları arasında en düşük çok-fononlu durulma olayı Tellürit camlarında gözlenir [11-13]. Daha düşük fonon enerjisine sahip fosfat, florür ve kalkojen camlarına göre kimyasal kararlılıkları, korozyon dayanımları ve mekanik özellikleri daha üstündür [13]. Fiber çekilebilmektedir.
3. Atmosferik şartlara karşı dirençlidirler [14].
4. Düşük erime sıcaklıkları [13,14], üretim maliyetlerinin düşük olmasını sağlamaktadır.
5. Yüksek kırınım indisleri ışımalı geçiş olasılıklarının yüksek olmasını sağlamaktadır [15].
6. Optik geçirgenliklerinin yüksek olduğu bölge orta kızılötesi dalga boylarına kadar uzanmaktadır [16].

7. Nadir toprak elementleri yüksek oranda katkılanabilirler. Tm^{+3} , Er^{+3} , Nd^{+3} , Pr^{+3} gibi nadir toprak iyonlarıyla da katkılanarak, bir lazer malzemesi olabilmesi için gerekli özellikleri sağlamaktadır [17,18].

Bu çalışmada $(90-x)TeO_2-10GeO_2-xEr_2O_3$ ($x=0,5$ ve 1.0 mol%) , $(90-x) TeO_2-10GeO_2-x Tm_2O_3$ ($x=0,5$ ve 1 mol%) ve $(90-x) TeO_2-10GeO_2-1Tm_2O_3-xEr_2O_3$ (mol%) ($x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ mol%) camları oluşturularak X-ışınları spektroskopisi incelendi. Judd-Ofelt şiddet parametreleri, UV/VIS/NIR-soğurma, floresans ve yaşam süreleri deneysel olarak incelendi. Tm^{3+} iyonu katkılı $(90-x) TeO_2-10GeO_2-x Tm_2O_3$ (mol%) ($x=0,5$ ve 1 mol%) cam malzemelerdeki tulyum iyonlarının ve Er^{3+} iyonu katkılı $(90-x)TeO_2-10GeO_2-xEr_2O_3$ (mol%) ($x=0,5$ ve 1.0 mol%) cam malzemelerdeki erbiyum iyonlarının $4f-4f$ enerji seviyelerindeki kendiliğinden geçiş olasılıklarını belirlemek için, oda sıcaklığında $190-2500$ nm arasında soğurma spektrumları elde edildi.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1 Önemli Cam Sistemleri

Teknoloji amaçlı endüstriyel olarak üretilen cam malzemeleri başlıca, oksitli, oksitli olmayan ve organik polimerik cam malzemeler olarak sınıflandırmak mümkündür. Silika, SiO_2 , fosfat, P_2O_5 , borat, B_2O_3 ve tellürit, TeO_2 esaslı malzemeler oksitli cam malzemelere; kalkojen malzemeler, $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$, oksitli olmayan cam malzemelere örnek gösterilirken ve halen organik polimerik cam malzemelerin üzerinde çalışmalar devam etmektedir. Dolayısıyla günümüzde, haberleşme amaçlı kullanılan optik fiberler, özellikle cam olan dielektrik malzemelerden yapılmaktadır. Haberleşme amaçlı optik fiberler için, malzemenin sahip olması gereken özellikler bulunmaktadır; bunlar, kullanılan spektral bölgede mükemmel şeffaflık (geçirgenlik), kimyasal etkilere karşı direnç, iyi kararlılık, iyi mekanik özellikler, düşük fiyat ve endüstriyel işlemlere uyumluluk. Çizelge 2.1’ de fiber optikte kullanılan veya üzerinde çalışılan malzemeler görülmektedir [19,20].

Çizelge 2.1: Periyodik tabloda orta kızılaltı optik fiberlerde kullanılan elementler[21].

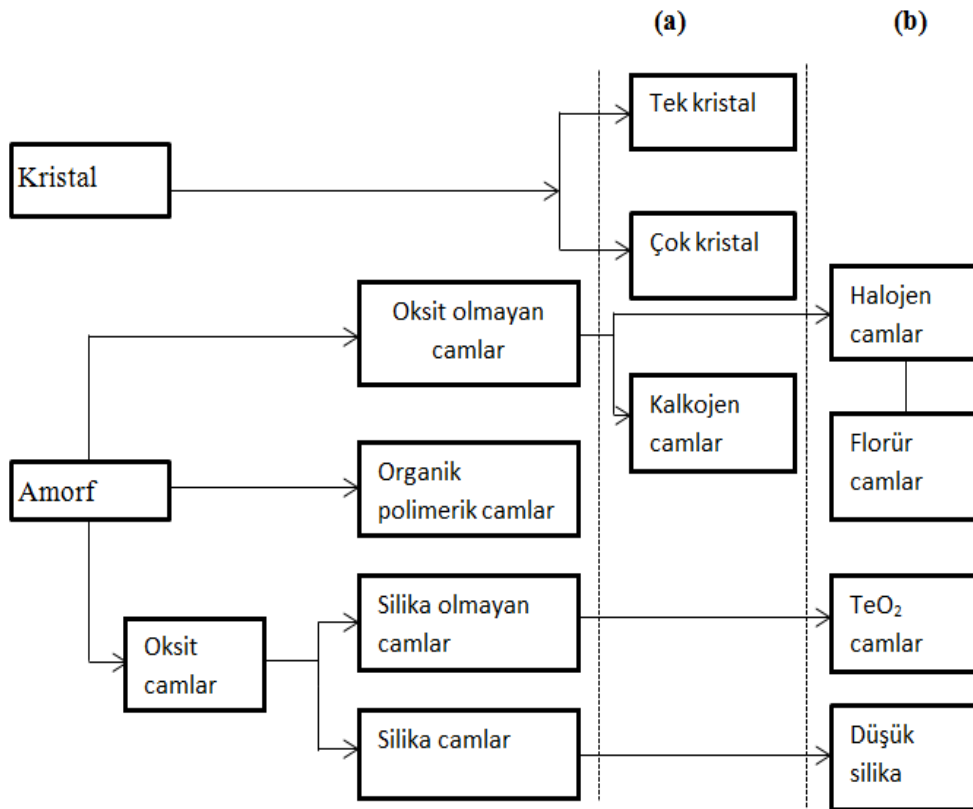
	III	IV	V	VI	VII
II	B	C	N	O	F
Zn	Ga	Ge	As	Se	Br
Cd	In	Sn	Sb	Te	I
Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At

Camların teknolojik olarak kolay üretilmesi nedeniyle, kristal fiberlerin üretilmesi camlarla karşılaştırıldığında çok yavaş üretim yöntemlerinin olması nedeniyle, kristal fiberleri haberleşme uygulamaları için genellikle uygun olmamaktadır.

2.1.1 Oksitli camlar

İlk modern optik fiberler oksitli cam malzemelerden yapılmış ve silikat cam malzemesi kullanılmıştır. Bu tür fiberlerin yüksek zayıflatma özelliğine sahip olması nedeniyle, çalışmalar zamanla yüksek silikalı fiberlere doğru yönelmiştir. Dolayısıyla, oksitli camlar daha düşük zayıflatmaya sahip olduklarından ilgi odağı haline gelmiştir. Normal koşullarda kristal olan, tellüryum dioksit (TeO_2), tellür, Te elementinin en kararlı oksitini oluşturmaktadır.

Tellürdioksitin erime sıcaklığı 732°C dir. Tellür dioksitin malzemesi silika gibi, kendi başına cam özelliği göstermemekle birlikte, örgü içinde cam biçimlendiricisi olarak görev yapmaktadır.



Şekil 2.1: Fiber optik teknolojisinde kullanılan malzemelerin listesi. (a): Optik fiber haberleşmesi için uygun olmayan, (b): Üzerinde çalışılan ve optik fiber haberleşmesi için en ümit verici olan malzemeler.

TeO_2 esaslı cam malzemeler, mekanik olarak sert, optik olarak izotrop, kimyasal olarak kararlı ve iyi termal ve optik özelliklere sahiptir. Tellürit camlarının bazı önemli özellikleri arasında, $0.35\ \mu\text{m}$ ' den $6\ \mu\text{m}$ dalga boyu arasında kızılaltı bölgede yüksek optik geçirgenlik bölgesine sahiptir. Tellürit camlarının kırma indisleri

1.8<n<2.3 aralığında değişim gösterirken, Stanworth tarafından, %80.4 mol TeO₂-%13.5 mol PbO-%6.1 mol BaO cam malzemesi için dielektrik sabiti $\epsilon = 29$ olarak bulunmuştur [19].

Halen, çok düşük kayıplı optik fiberler, silika içerikli cam malzemelerin sentezlenmesiyle elde edilmektedir. Cam yapıda silika temel eleman olup, bu elemana diğer oksitler eklenirse malzemenin kimyasal ve fiziksel özellikleri uygun şekilde değişir.

Silikat camları UV ve VIS bölgede optik olarak şeffaflık ve kimyasal olarak dayanıklılık özelliğine sahiptir. Bu özellikleri nedeniyle silikat camları, yarıiletken endüstrisinde, optikte ve opto-elektronik cihazlarda yaygın olarak kullanılma imkanına sahiptir. Erime sıcaklığı 2000 °C de olan silikat camlarına modifiye edici bileşenler eklenerek, erime sıcaklıkları 1500 °C ye kadar düşürölmektedir. Aynı zamanda modifiye edicilerin etkisi, güçlü Si ile O arasındaki bağı kırarak, daha zayıf bir cam yapıya dönüştürmektedir.

GeO₂ camlarının silikat camlarına benzer özelliklerinin yanı sıra, en üstün özelliği arasında kızılaltı optik geçirgenliği nedeniyle son derece düşük kayıplı optik fiberler için potansiyel malzeme olarak kullanılmaktadır.

Diğer bir oksitli cam malzemesi olarak, fosfat camları lineer olmayan kırılma indisi ve geniş soğurma tesir kesitine sahip olması sonucu optik uygulamalarda en iyi malzeme özelliğine sahiptir.

Florürlü camların yüksek derecede zehirli ve hijyenik olması nedeniyle, teknolojik alanda kullanılma alanları kısıtlı olmaktadır. Florürlü camların kimyasal bağı iyonik karakterde olması sonucu, kızılaltı bölgede iyi derecede optik şeffaflığa sahiptir. Ağır metal florürlü camların orta kızılaltı bölgede yüksek şeffaflığı, diğer nadir toprak iyonu katkılı lazerlere göre daha büyük avantajlar sağlamaktadır. Örneğin, berilyum florürlü camlar, morötesi bölgeden kızılaltı bölgeye kadar uzanan yüksek geçirgenlik özelliğine ve düşük kırılma indisine sahiptir. Florür iyonları içeren oksitli camların yapısal özellikleri bakımından önemli araştırmaların konusu olmuştur. Çünkü bu tür camların kızılaltı fiber optikte, lazer' lerde aktif kazanç ortamında, çoklu özelliğe sahip optik bileşenler olarak kullanılma özelliğine sahiptirler. Ayrıca PbF₂ içeren cam malzemelerin, elektrokimyasal uygulamaları açısından ümit verici oldukları dikkat çekmektedir. Kalkonit camlar genelde sülfür, selenyum yada tellür esaslı olmakta, bu malzemelerin As, Sb, Ge, Si gibi bileşenlerle birlikte eritilmesiyle elde

edilmektedir. Kalkonit camların kompozisyon miktarı bulunurken, bileşenlerin atomik oranları göz önüne alınarak hesaplamalar yapılır.

Örneğin, $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$, $\text{Si}_{25}\text{As}_{25}\text{Te}_{50}$ gibi. Kalkojen camlarını oluşturan elementler arasındaki bağ kovalent bağ yapısındadır. Kalkojen camlarının en üstün özellikleri kızılaltı bölge dahil olmak üzere $20\mu\text{m}$ dalga boyuna kadar optiksel olarak geçirgenlik özelliğine sahip olmasıdır. Böylece kalkojen camları kızılaltı ışınlar için prizma, dalga klavuzu ve kızılaltı lazerlerin konak malzemesini oluştururlar. Ayrıca kalkojen camları, yarı-iletken, optik ve opto-elektronik alanında geniş kullanım alanına sahiptir [23].

2.2 Katı Hal Lazer Çeşitleri Ve Cam Lazerler

He-Ne, argon, CO_2 gibi gazlardan da yaygın kullanılan lazer yapılmışsa da günümüzde en yaygın uygulama alanı bulmuş lazerler katı-hal lazerleri ile yarıiletken lazerleridir. Yarı-iletken lazerleri ise malzeme olarak katı olmakla birlikte farklı bir mekanizmayla ışıma yaptıkları için ayrı bir çeşit olarak kabul edilmişlerdir [6]. Katı hal lazerleri katı bir matris içinde yer alan aktif iyonların elektronik enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin ışıma yaptığı lazerlerdir. “CRC Handbook of Lasers” kitabında [10] ise katı-hal lazerleri çok daha geniş bir çerçevede ele alınmıştır. Bunlar:

1. Kristal Paramanyetik İyon Lazerleri
2. Cam Lazerler
3. Katı-hal Boya Lazerleri
4. Renk Merkezi Lazerleri
5. Polimer Lazerler
6. Katı-hal Excimer Lazerleri
7. Raman-Brillouin-Soliton Lazerleri’ dir.

İlk cam lazer, Maimann’ ın ilk lazeri göstermesinden kısa bir süre sonra 1961 yılında Elias Snitzer tarafından yapılmıştır [6]. Aktif iyonların cam içerisinde görecekları lokal alan kristallerine göre daha geniş bir dağılım gösterecektir. Bu da camların kristallere göre daha geniş bir ışıma spektrumuna sahip olmalarını ve dolayısıyla da cam lazerlerin daha geniş bir dalgaboyu ayarlama avantajına sahip olmalarını sağlar. Camlar, ayrıca üretimlerinin kolaylığı ve ucuzluğu ve aktif iyonlarla yüksek oranda katkılanabilmeleri ile önemli bir lazer malzemesi olarak

düşünüldüyse de, verimlerinin çok düşük olması nedeniyle kristal lazerlerin yanında uzun yıllar kullanılma alanı bulamamışlardır.

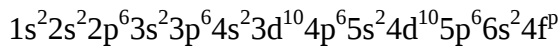
Bunun iki istinası yüksek güç lazerleri ve fiber optik iletişimde yaşanan gelişimle beraber uygulama alanı bulan fiber lazerler ve fiber yükselticilerdir [4]. Araştırma amaçlı kullanılan bazı dalga kılavuzu lazerleri de camlardan elde edilen lazerler arasında sayılabilir.

Yüksek güç lazerlerinde Neodimiyum katkılı fosfat camları özellikle yüksek güç lazerlerin de tek tercih haline gelmiştir [4,5,7]. Fiber yükseltici ve lazerler ise genellikle nadir toprak elementleri ile katkılanan cam fiberler şeklinde üretilirler.

2.2.1 Cam lazerlerde aktif iyonlar

Lazer elde edilecek malzemenin keskin floresans çizgilerine, güçlü soğurma bantlarına, lazer dalga boyunda yüksek optik geçirgenliğine ve istenen ışımalı geçiş için yeterince yüksek bir kuantum verimine sahip olması beklenir. Düşük miktarda (molce %0,05-%5) aktif iyon içeren bazı katı maddeler bu özelliklere sahiptir. Bu iyonlara aktif denmesi ışımının bu iyonlar tarafından gerçekleştirilmesidir. Gerçekten lazer geçişleri, bu iyonların tam dolmamış olan iç elektronik seviyeleri arasındaki geçişlerden kaynaklanır.

Aktif iyonlar arasında en çok kullanılan +3 değerlikli lantanit iyonlarıdır [7]. Lantanit iyonları bir kristal yapı içine katkıldığında, kristal yapı içindeki elektronik konfigürasyonları aşağıdaki şekilde verilir:



Burada p,1 ile 13 ve dolayısıyla atom numaraları $Z=58(\text{Ce}^{3+})$ ’ den $Z=70(\text{Yb}^{3+})$ ’ e kadar değişmektedir. Bu iyonların tümü kısmen dolu olan 4f kabuğunu içerirler. Optik aktiviteler, 4f seviyeleri arasındaki geçişlerden oluşmaktadır. Bu iyonların 4f seviyeleri arasındaki geçişlerin çokluğu ve dolayısıyla pek çok dalga boyunda ışımada elde etmenin mümkün olması bu iyonların tercih edilmesinin en önemli nedenidir.

Bir başka neden ise 4f elektronik seviyelerinin dış etkilerden önemli ölçüde yalıtılmış olmasıdır. Şöyle ki nadir toprak elementlerinin 4f elektronları, bulundukları kabuktaki en düşük seviyelere yerleşirler ve dolu olan dıştaki $5p^6 6s^2$ kabuklarıyla dış etkilerden yalıtılmış olurlar. Dolayısıyla nadir toprak elementleri bir kristal içerisine yerleştirildiğinde enerji seviyeleri kristal alanından dolayı çok az pertürbasyona uğrar. Bu nedenledir ki hangi kristale katkılanırsa katkılansın, nadir toprak

iyonlarının 4f enerji seviyeleri fazla değişmezler ve oldukça dar enerji bandına sahiptirler.

Bununla beraber bu seviyeler arasındaki ışımalı ve ışımasız geçiş olasılıkları bulundukları çevreden etkilenirler. Lazerler için uygun konak malzemeleri üzerindeki araştırmalar bu nedenle devam etmektedir.

Kristal içerisindeki bir aktif iyon, elektrik yüklerinden (elektronlar ve iyon çekirdekleri) oluşan bir sistem olarak düşünülebilir. Bu sistemde elektronların dağılımının çekirdeğe göre elastik yer değiştirmesi elektrik dipol momentleri oluşmasına neden olabilir. Bir ışık dalgası da optik frekanslarda sinüzoidal olarak titreşen elektrik ve manyetik alanlar demektir. Bu nedenle optik alanın etkisi klasik olarak alan etkili elektrik dipol momentleri ile açıklanır.

Nadir toprak elementlerinde ki geçişlerin çoğunlukla elektrik dipol karakterli olduğu bulunmuştur. Manyetik dipol ve elektrik kuadrapol geçişleri de teorik olarak izinli olmakla birlikte katkıları çok düşüktür [7].

2.3 Nadir Toprak Elementleri

Periyodik tabloda elementler s ve p blok elementleri, 3d, 4d ve 5d geçiş elementleri, lantanitler ile aktanidler' in oluşturduğu elementlerden meydana gelmektedir. Lantanitler diğer bir ismiyle nadir toprak elementleri periyodik tablodaki elementlerin özel bir grubunu oluşturmaktadır. Nadir toprak iyonlarının en belirgin özelliği 4f elektronik seviyelerinin tamamıyla dolu olmasıdır. Nadir toprak elementlerinin bulunuş tarihi İsveç' in Ytterby yakınlarında kaptan Arrhenius tarafından 1788 yılında bulunan siyah bir taşla başlar. Bu siyah taş Yttria olarak adlandırılır. Diğer bir mineral 1803 yılında Klaproth tarafından bulundu ve Ceria olarak adlandırıldı. Sonraki yıllarda Ceria ve Yttria' nın birkaç elementten oluştuğu tespit edildi.

Ceria mineralinden, Lantanyum, Ceryum, Samaryum, Europiyum ve Gadolinyum açığa çıkarıldı. Yttria mineralinde ise, Terbiyum, Erbiyum, Holmiyum, Tulyum, Dispersiyum ve Lutetyum elde edildi [24].

Nadir toprak iyonlarının optik ve magnetik uygulamalarının yanı sıra, ışıma veren malzemeler arasında, tek kristaller, tek kristal tozları ve camlar önemli bir yer tutmaktadır. Nadir toprak iyonlarının düşük dalga boyundaki soğurma ve floresans özellikleri ile birlikte soğurma ve floresans dalga boylarındaki geçişlerin konak

malzemeden bağımsız olması daha önemli karakteristik özelliği olduğunu göstermektedir.

Çünkü bu geçişlerin şiddetleri düşük ve yarı-kararlı seviyelerin yaşam süreleri daha uzun, kuvantum verimleri daha yüksek bir değerde olmaktadır. Çizelge 2.2 de nadir toprak iyonları görülmektedir. Lantanitler, atom numarası 58 olan Ce ile başlayan ve atom numarası 71 olan lutetyum ile biten grup, 4f elektronik seviyesi dolu olan elementlerden oluşur. Periyodik tabloda lantanitlerin hemen altında yer alan aktinitler isetyum (Z=90) ile başlayan ve lavrensiyum (Z=103) ile sona eren, 5f elektronik seviyesi dolu olan elementlerden oluşur.

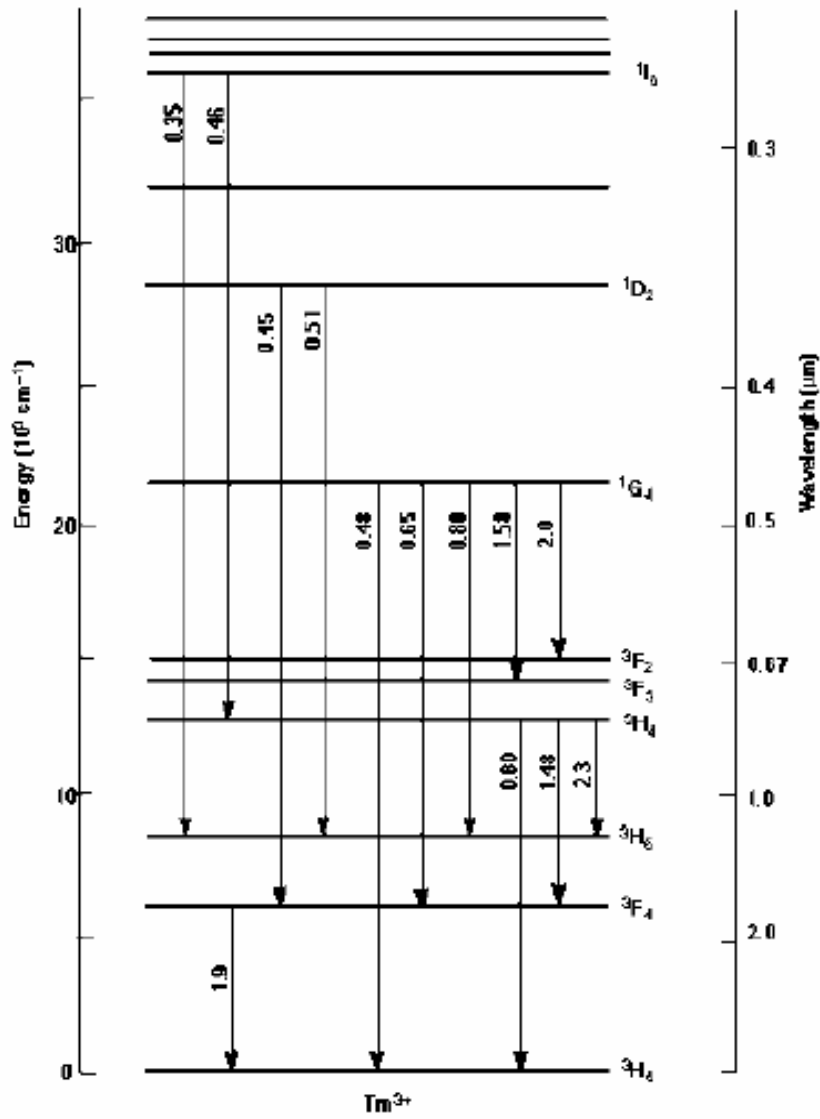
Çizelge 2.2: Nadir toprak elementleri.

Atom Numarası	Element	Elektronik Yapı
58	Seryum(Ce)	[Xe]4f ² 5d ⁰ 6s ²
59	Praseodimyum(Pr)	[Xe]4f ³ 5d ⁰ 6s ²
60	Neodimyum(Nd)	[Xe]4f ⁴ 5d ⁰ 6s ²
61	Prometyum(Pm)	[Xe]4f ⁵ 5d ⁰ 6s ²
62	Samaryum(Sm)	[Xe]4f ⁶ 5d ⁰ 6s ²
63	Europiyum(Eu)	[Xe]4f ⁷ 5d ⁰ 6s ²
64	Gadolinyum(Gd)	[Xe]4f ⁸ 5d ⁰ 6s ²
65	Terbiyum(Tb)	[Xe]4f ⁹ 5d ⁰ 6s ²
66	Disprosyum(Dy)	[Xe]4f ¹⁰ 5d ⁰ 6s ²
67	Holmiyum(Ho)	[Xe]4f ¹¹ 5d ⁰ 6s ²
68	Erbium(Er)	[Xe]4f ¹² 5d ⁰ 6s ²
69	Tulyum(Tm)	[Xe]4f ¹³ 5d ⁰ 6s ²
70	İterbiyum(Yb)	[Xe]4f ¹⁴ 5d ⁰ 6s ²
71	Lutesyum(Lu)	[Xe]4f ¹⁵ 5d ⁰ 6s ²

Katı hal malzemelerinde ve birçok optik cihazlarda kullanılan lantanit iyonları için en kararlı olan 3+ iyonlaşma seviyesi olmaktadır.

2.3.1 Tulyum iyonu

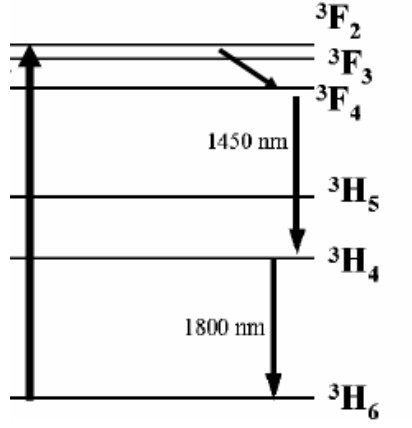
Atom numarası 69 olan Tulyum' un, Tm³⁺ iyonu halinde 4f orbitalinde 13 elektron bulunur. Şekil 2.2' de [10] Tm³⁺ iyonunun bütün enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasındaki ışımalı geçişler ışımaların dalgaboyları ile beraber verilmiştir. Şekilde ³H₄ olarak gösterilen seviye bazı kaynaklarda ³F₄ olarak da geçmektedir. Buradaki notasyonu şöyle açıklayabiliriz: s toplam spin açısai momentum, L toplam açısai momentum ve J de önceki ikisinin vektörel toplamıyla bulunan toplam açısai momentum olmak üzere ^{2s+1}L_j . Dolayısıyla farklı kaynaklardaki bu farklılık adı geçen bu parametrelerden bazılarında belirsizlik olmasından kaynaklanıyor olabilir.



Şekil 2.2: Tm^{3+} iyonunun enerji seviyeleri ve ışımalı geçişler.

Bu tezde tercih ettiğimiz notasyon şekildeki olmayıp 3F_4 ile 3H_4 'ün yer değiştirmiş halidir. Tm^{3+} iyonunun, günümüzde en yaygın ve ucuz diyot lazer türü olan AlGaAs-GaAs lazerlerinin 800 nm civarındaki ışımasıyla pompalanması sonucunda 1450 ve 1800 nm merkezli iki ışıma bandı elde edilmektedir. Bu ışımların mekanizması şöyledir: Tm^{3+} iyonu 800 nm civarındaki bir ışıma ile temel enerji seviyesi olan 3H_6 seviyesinden 3F_2 ve 3F_3 enerji seviyelerine uyarılır. Bu seviyedeki iyonlar hızlı bir şekilde 3F_4 seviyesine inerler. Işımlar, sırasıyla 3F_4 ve 3H_4 ile 3H_4 ve 3H_6 seviyeleri arasındaki geçişlerden kaynaklanmaktadır. Olaylar Şekil 2.3' de özetlenmiştir.

1450 nm' deki ışıma 4 seviyeli bir lazer konfigürasyonu olsada bu geçişte bir problem vardır. O da 3H_4 seviyesinin yaşam süresinin 3F_4 seviyesinden daha uzun olmasıdır. Bu durum nüfus tersinimini zorlaştırmaktadır. Dolayısıyla 3H_4 seviyesinin nüfusunu azaltacak harici mekanizmalara ihtiyaç bulunmaktadır. Bu sorunun çözümü için çeşitli yöntemler denenmiş ve başarılı sonuçlar alınmıştır. Tulyumun holyum ile birlikte katkılanması ve Tm^{3+} sisteminin diyot lazerinin yanısıra Nd lazerlerinin 1064 nm ışımasıyla da pompalanması bunların en önemlileridir.



Şekil 2.3: Tm^{3+} iyonunun teze konu olan geçişleri.

İlk durumda $3H_4$ seviyesindeki bir tulyum iyonu enerjisini holum iyonuna aktararak temel seviyeye dönmekte ikinci durumda ise 1064 nm ışınımı $3H_4$ seviyesindeki tulyum iyonlarını daha üstteki uyarılmış seviyelere uyararak bu seviyeyi boşaltmaktadır [26].

2.3.2 Erbiyum iyonu

Maddenin hali	katı
Yoğunluk	9,066 g/cm ³
Erime noktası	1802 °K, 1529 °C, 2784 °F
Kaynama noktası	3141 °K, 2868 °C, 5194 °F
Füzyon ısısı	19,90 kJ mol ⁻¹
Buharlaşma ısısı	280 kJ mol ⁻¹
Isı kapasitesi	28,12 J mol ⁻¹ K ⁻¹
Kristal yapısı	altıgen

Erbium periyodik tabloda yer alan bir kimyasal elementtir. “Er” sembolüyle gösterilir ve atom numarası 68 dir. Erbiyum gümüş-beyaz metalik bir lantanittir. Normal halinde katı olan erbiyum, nadir toprak elementlerindendir.

Saf erbiyum metali dövülgen yada kolay şekillendirilebilir, yumuşak ama havada kararlı ve bazı az bulunur toprak metalleri gibi hızlı okside olmayan bir yapıya sahiptir. Tuzları pembe renklidir ve görünür ışıktaki mor ötesinde ve yakın kızılötesinde element karakteristik keskin soğurma spektral bantlara sahiptir. Bunun dışında diğer nadir toprak elementleri gibidir. Erbiyumla güçlendirilmiş camlar ve kristaller optik yükselteç aracı olarak kullanılırlar. Burada erbiyum iyonları optik

olarak 980 ve 1480 nm ile pompalanırlar ve daha sonra 1550 nm de ışık yayarlar. Bu işlem lazer yapılmasında ve optik yükselteçlerde kullanılır. 1550 nm dalga boyu özellikle optik iletişimde önemlidir.

Erbiyumun günlük kullanımı çok çeşitlidir. Genelde fotografik filtre alanında ve esnek bir madde olduğundan metalürjik madde olarak da kullanılır. Nükleer teknoloji alanında nötron yutucusu olarak, fiber-optik lazer yükselticilerinde saflığı bozmak üzere kullanılır. Vanadyuma alaşım olarak eklendiğinde katılığı azaltır ve çalışabilirliği arttırır. Erbiyum oksit pembe renklidir, bazen cam ve porselen için kolorant olarak kullanılır. Cam genelde güneş gözlüğü ve ucuz mücevharatta kullanılır. Erbiyum ayrıca kübik zirconiaya pembe rengi sağlaması için ve bazen de pahalı olmayan mücevharat için kullanılır [Url-1].

Erbiyum –enjekte edilmiş optik silis-cam fiberi, erbiyum-enjekte edilmiş fiber yükselticilerde aktif elementlerdir ve optik haberleşmede geniş yer tutarlar. Aynı fiberler fiber lazer oluşturabilmek için de kullanılırlar.

Optik fiberin erbiyum ve ytterbium (Yb) ile birlikte enjekte edilmesi yüksek güç Er/Yb lazerlerinde kullanılır ve bu metal kaynakları ve kesme uygulamalarında kullanılan karbondioksit lazerlerinin yerini almaya başlamıştır. Ayrıca erbiyum radyo rehber yükselticilerinde de kullanılabilir.

Günümüzde, Er^{+3} katkılı 1500 nm dalga boyunda fiber yükselticiler ticari olarak üretilmeye başlanmıştır. Optik haberleşmede kullanılan Er^{+3} katkılı fiber optik yükselticiler yaklaşık olarak 1300 nm ve 1550 nm dalga boyları yakınında ışıma bantlarına sahiptir [Url 1].

2.4 Sentezlenen Camı Oluşturan Element Ve Bileşikler

2.4.1 Tellüryum

Faz	katı
Yoğunluk	6,24 g/cm ³
Sıvı yoğunluğu	5,70 g/cm ³
Erime noktası	722,66 °K, 449,51 °C, 841,12 °F
Kaynama noktası	1261 °K, 988 °C, 1810 °F
Füzyon ısısı	17,49 kJ mol ⁻¹

Buharlaşma ısısı	144,1 kJ mol ⁻¹
Molar ısı kapasitesi	25,73 J mol ⁻¹ K ⁻¹ [Url-2]

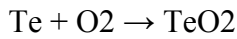
Atom numarası 52, yükseltgenme katsayısı +4 olan element 1783 yılında keşfedilmiştir. Bakırın ve paslanmaz çeliğın işlenebilirliğini arttıran element demire katıldığında dayanıklılığını artırarak, sülfürik asit nedenli aşınmanın etkisini azaltır.

Seramik sanayinde, metal ürünlerin üretiminde, cam ürünlerin boyanmasında, batari zillerinde, pil kaplama koruyucularında, elektrik dirençlerinde ve termoelektrik aletlerde de tellür kullanılır.

2.4.2 Tellüryum dioksit (TeO₂)

Molekül formülü	TeO ₂
Molar kütle	159,60 g/mol
Görünüm	beyaz bir katı
Yoğunluk	5,670 g/cm ³ (dörtgen) 6,04 g/cm ³ (ortorombik)
Erime noktası	732 °C
Kaynama noktası	1245 °C
Sudaki çözünürlük	ihmal edilebilir
Çözünürlük	asit ve alkalide çözünebilir
Kırılma indisi	2,24 [Url-3]

Telliriumun katı oksitidir ve iki farklı yolla oluşur, sarı ortorombik mineral Tellürit (β-TeO₂) ve sentetik, renksiz, tetragonal paratellürit (α-TeO₂).



Germanyum

Yarımetalik, yani metal ile ametaller arasında özellikler gösterir. Periyodik cetvelde dördüncü grupta olup, silisyum ve kalay arasında bulunur. Germanyum (+2) ve (+4) değerliklerini alır. Elmasa benzer kristalleşme gösterir. Atom numarası 32 ve atom ağırlığı 72,59'dur. Kütle numaraları 70 ile 76 arasında değışen 5 tane kararlı, yine kütleleri 65 ile 78 arasında değışen ve yarılanma süreleri nisbeten kısa olan 9 tane

radioaktif izotopu vardır. Atmosferik şartlarda gayet karardır. 600-700 °C’de havada oksitlenir. Germanyum 1945’ten itibaren çok önem kazanmaya başladı. Yarımetal olan germanyum, yarı iletgendir, yani elektriksel iletkenliği metal ile ametaller arasındadır.

Saf germanyum, düşük sıcaklıklarda yalıtkan, oda sıcaklığında zayıf iletken gibi hareket eder. Bu özelliklerinden dolayı elektronik sanayi için önemli elementtir. Germanyumlu aletler, vakum tüplerinin yerini aldı. Germanyum ile transistörlü aletler yaygın kullanma alanı bulmuştur. Diyotlarda kullanılır. Transistör ve diyotlar, basit ve uzun ömürlü aletler olup, düşük güç kullanırlar ve az ısı yayarlar. Isıtılacak bir flaman olmadığı için, hemen devreye girerler. Germanyum 1960’ların sonuna doğru gayeye en uygun ve ucuz olduğu için radyo ve diğer ses iletim cihazlarında, yüksek voltaj ve yüksek güç kapasitesine sahip olduğundan da televizyon ve bilgisayarlarda kullanılmaya başlanılmıştır. Germanyum normal ışığa karşı şeffaf olmadığı hâlde, kızılötesi ışınlar karşı şeffaftır. Yüksek kırılma indisine sahip olan germanyum, optik elemanların yapılmasında kullanılır. Camlarda silisyum muhtevası, kısmen veya tamamen germanyum dioksitle değiştirilerek, optik aletlerin özelliklerini değiştirmek mümkündür. Yüksek kırılma indisine sahip camlar, büyük aç kamera merkezlerinde, mikroskop objektiflerinde kullanılır. Germanyumlu camların kimyasal dirençleri de yüksektir. Isı şoklarına karşı dayanıklıdır. 400 °C’nin altında yumuşamazlar; erime dereceleri yaklaşık 1500 °C civarındadır. Kimyasal davranışları karbonunkine benzer. Bu sebeple organik bileşikleri, bir seri araştırma konusu olmuştur. Germanyumun, su gibi, donma noktası altında hacmi genişler. Alaşımalarında da bu özellik görülür.

Maddenin hali	katı
Yoğunluk	5,323 g/cm ³
Erime noktası	1211,40 °K, 938,25 °C
Kaynama noktası	3106 °K, 2833 °C
Erime ısısı	36,94 kJ/mol
Buharlaşıma ısısı	334 kJ/mol [Url-4]

Germanyum dioksit (GeO₂)

Germanyum’ un oksitlenmesiyle elde edilir ve kızılötesi ışığa karşı şeffaftır. Optik özellikleri nedeniyle kamera merceklerinde ve mikroskop merceklerinde tercih

edilen bir bileşendir. Yüksek güç lazerlerin verimli teslimi için GeO_2 fiber kablolar en iyi sonucu verir.

Molar kütle	104,6388 g/mol
Görünüm	beyaz bir toz veya renksiz kristaller
Yoğunluk	4,228 g/cm ³
Erime noktası	1115 °C, 1388 °K, 2039 °F
Kaynama noktası	1200 °C
Sudaki çözünürlük	4,47 g/L (25 °C), 10,7 g/L (100 °C)
Çözünürlük	HF ve HCl de çözünmez, diğer alkali ve asitlerde çözünür
Kırılma indisi	1,650 [Url-5]

Erbium(III)oksit (Er_2O_3)

Molar kütle	382,56 g/mol
Görünüm	pembe kristaller
Yoğunluk	8,64 g/cm ³
Erime noktası	2,344 °C
Kaynama noktası	3290 °C
Sudaki çözünürlük	çözünmez [Url-6]

Erbium oksitlerin ilginç bir özelliği enerjiyi dönüştürebilme yeteneğidir. Enerji yükseltgenmesi kızılötesi yada görünür radyasyon olması durumunda gerçekleşir [27]. Erbium oksit de fotoluminesans özelliklere sahip nanopartiküllerdir. Erbium oksit nanopartiküller çok katlı nanotüpler varlığında yüksek ses (20 kHz) uygulayarak oluşturulabilir.

Başarılı bir yüksek ses kullanılarak yapılan erbium oksit nanopartiküller erbium carbonioxide, altıgen ve küresel geometrili erbium oksitlerdir. Altıgen erbium oksit fotoluminesansı uzun ömürlüdür ve ($^4\text{S}_{3/2}$ - $^4\text{I}_{15/2}$) yüksek enerji geçişlerine izin verir. Düşük enerjili ışık, enerjinin soğurulması yada çoklu transfer yoluyla yüksek enerjili ultraviyole yada morötesi ışınımına dönüştürülür [28].

Tulyum(III)oksit (Tm₂O₃)

Molar kütle	385,866 g/mol
Görünüm	yeşilimsi beyaz kübik kristaller
Yoğunluk	8,6 g/cm ³
Erime noktası	2341 °C (4246 °F)
Kaynama noktası	3945 °C (7133 °F)
Su içindeki çözünürlük	asitleri az çözünür [Url-7]

2.5 X Işınları Kırınımı İle Malzeme Karakterizasyonu

X-ışınları elektromanyetik dalgaların, yüksek enerji ve düşük dalgaboyuna sahip olan bir çeşididirler. Elektromanyetik dalga spektrumunda gama ışınları ile mor ötesi dalgalar arasında bulunurlar.

Kristal yapılı bir malzeme içindeki atomlardan saçılarak oluşturdukları kırınım paternleri, o kristalin yapısına ait bilgi verdiği için, katı malzemelerinin karakterizasyonunda önemli bir yeri vardır.

X ışınları katı bir malzemeye çarptığında bu ışınların bir kısmı yolları üzerinde bulunan atom çekirdekleri ve özellikle elektronlar tarafından her yönde saçılıma uğratılırlar. Bu saçılım sırasında bazı yönlerde ışınlar birbirlerini güçlendirir. Bunun nedeni x-ışınlarının, atomların oluşturduğu kristal düzlemlerinden yansıyarak yapıcı girişim oluşturabilmeleridir. Kuşkusuz bunun için dalgaboyu atom düzlemleri arasındaki mesafe ile aynı mertebede olan x ışınları kullanılmalıdır.

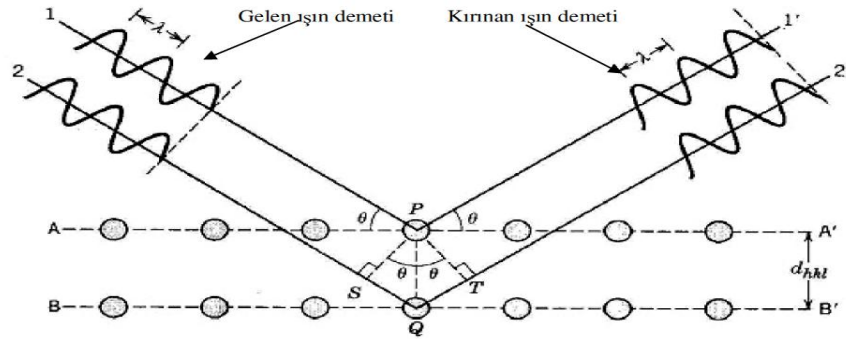
Yüksek atom numaralı metal hedefler yüksek enerjili elektronlarla bombardıman edildiğinde karakteristik x ışınları salarlar. Bu ışınlar, iç atomik yörüngedeki elektronların yer değiştirmesinden kaynaklanır. Şöyle ki hedef malzemenin bir atomunun iç yörüngesindeki bir elektronu, elektron demetindeki bir elektronun çarpmasıyla kopup uzaklaştığında, yeri daha üstteki bir elektron tarafından doldurulur.

Bu ikinci geçiş sırasında atomun iki seviyesi arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip olan bir elektromanyetik ışın gerçekleşir. X-ışınları kırınım analizlerinde genellikle molibden (0.7⁰Å), bakır (1.54⁰Å), kobalt (1.8⁰Å) ve krom (2.3⁰Å) kullanılır. Özellikle bakır ve molibden bir hayli keskin ışın piklerine sahip

oldukları için çok tercih edilirler. Hedeften ve elektron demetinden saçılan diğer tüm x ışınları filtrelerle emilerek, dalgaboyu belli bu ışınlar hedef malzeme üzerine düşürülür.

X ışınlarının kristal yapısına ait özel kırınım paternleri oluşturmasını anlamak için x ışınlarının atom düzlemlerinden yansıyarak oluşturdukları kırınım olayını incelemek gerekmektedir.

Monokromatik x ışınları mükemmel bir kafes yapısına sahip olan kristale gönderildiğinde oluşan olay şekil deki gibi gösterilebilir. Şekil 2.7 de X ışınlarının atom düzlemlerinden kırınımını göstermektedir.



Şekil 2.4 : X ışınlarının atom düzlemlerinden kırınımı.

Atomlar üzerine gelen x ışınlarını her yönde saçarlar. Ancak bir x ışını demetinin şekildeki A-A' ve B-B' gibi iki paralel atom düzleminden yansıyan ışınların kat ettikleri yol arasındaki farkın, ışınların dalga boyunun (λ) bir tam katı olması gerekmektedir.

Şekilde gösterilen iki ışın arasındaki yol farkı $SQ+QT'$ ye eşittir. Dolayısıyla kırınım şartı aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$n \lambda = SQ + QT \quad (2.1)$$

λ , x-ışınlarının dalgaboyu ve n yansımanın derecesini ifade eden ve 1, 2, 3 gibi tam sayı değerleri alabilen bir katsayıdır. SQ ve QT mesafeleri birbirine eşittir ve bunların atom düzlemleri arasındaki mesafe (d_{hkl}) ile aralarındaki bağıntı kolayca çıkarılabilir.

$$n \lambda = (d_{hkl}) \sin \theta + (d_{hkl}) \sin \theta = 2(d_{hkl}) \sin \theta \quad (2.2)$$

Bu denklemdeki h, k, l indisleri kristal düzlemlerini belirtmede kullanılan Miller indisleridir ve θ açısı da x ışınları ile kristal düzlemleri arasındaki açıdır. Bu eşitlik kırınımın gerçekleşme koşulu olup, Bragg Kanunu olarak bilinir. Böylece x ışınının

dalgaboyu ve geliş ya da yansıma açısı bilinirse atomlar arası mesafeler hesaplanabilir. Buradan kristalin birim hücresinin boyutlarının hesaplanmasına geçilir. Şöyle ki, iki paralel ardışık düzlem arasındaki uzaklık , latis parametrelerinin yanı sıra Miller indislerinin (h, k, l) de bir fonksiyonudur. Örneğin latis sabiti a' ya eşit olan kübik simetrik kristal yapılar için:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2+k^2+l^2}} \quad (2.3)$$

Bragg kanunu gerçek kristallerden x ışını kırınımı için gereklidir ancak yeterli bir koşul değildir. Yalnızca atomları köşelerde yer alan birim hücreler için kırınımın ne zaman oluşacağını belirler. Diğer konumlardaki (örneğin birim hücre yüzeyinde ve içerisindeki) atomlar ayrı saçınım merkezleri görevi görerek belirli Bragg açılarından faz dışı saçınım yapabilirler. Sonuç olarak Bragg kanununa göre gerçekleşmesi gereken kırınım gerçekleşmeyebilir; yeni kırınım şartları ortaya çıkabilir. Örneğin cisim merkezli küp kristal yapısında kırınım oluşması için h + k + l toplamı çift sayı olmalıdır. Yüzey merkezli küp yapısı için h, k ve l 'nin tamamı tek veya çift olmalıdır. Ayrıca atomların birim hücredeki dizilimleri kırınım piklerinin bağlı şiddetlerini belirler. Sonuç olarak numune üzerine gönderilen ve dalga boyu bilinen bir ışınım numune tarafından kırınıma uğratıldığında oluşan kırınım açıları ölçülebilir ve Bragg Kanunu'ndan yararlanılarak numunenin düzlemler arası d_{hkl} mesafeleri hesaplanabilir. Buradan çıkan başka bir önemli sonuç ise her kristal malzemenin kendine özel bir x-ışınımı paterni olduğudur. Çünkü aynı kristal yapısına sahip farklı atomlar arasındaki uzaklıkların ve dolayısıyla d_{hkl} değerlerinin aynı olması mümkün değildir.

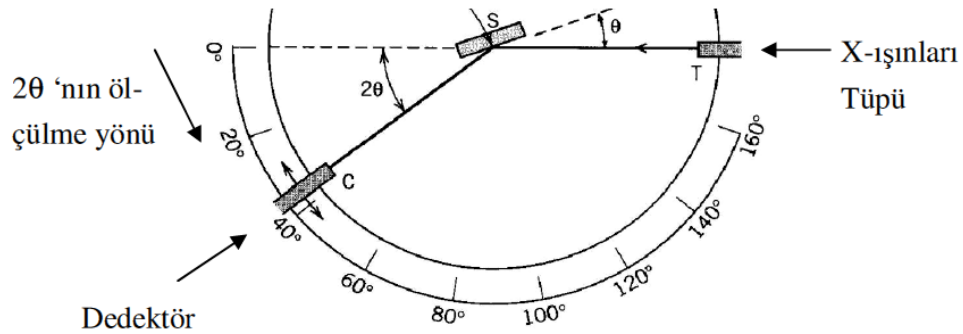
d_{hkl} mesafeleri dizisi ile beraber kırınım piklerinin bağlı şiddetlerinin de karşılaştırılması bir maddenin tanınmasında çok etkili bir yöntemdir. Böylece x-ışınları kırınım paterni kristal yapılı bir malzeme için bir çeşit parmak izi niteliğindedir ve böyle bir malzemeyi belirlemekte kullanılabilir. X ışınları kırınımının bu ikinci amaçlı kullanımı için malzemeden elde edilen x-ışınları kırınım spektrumunun önceden kaydedilmiş kırınım spektrumlarıyla karşılaştırılması gerekir. Bu nedenle bir veri tabanına ihtiyaç vardır. JCPDS “ Joint Committee on Powder Diffraction Standards” de bu veri tabanlarının tüm dünyada en çok kullanılanıdır.

JCPDS “ Joint Committee on Powder Diffraction Standards” de bu veri tabanlarının tüm dünyada en çok kullanılanıdır. 2004 yılı itibarıyla 163,835 adet farklı kristal

yapılı maddenin, minerallerin, alaşımların, bileşiklerin her birisi için x-ışını kırınım bilgileri bulunmaktadır.

2.5.1 Toz kırınımı teknikleri

Tane boyutları 40-50 μm olan birkaç gramlık bir toz numunede kristal tanecikleri hemen hemen bütün yönlerde eşite yakın bir dağılımla yönelmişlerdir. Toz numune döndürülürse, eşit dağılım kesin olarak gerçekleşir. Dolayısıyla her kristal düzlemi için çok sayıda tanecikte Bragg şartı sağlanır. Böyle bir numuneden saçılan x-ışınları numuneyle aynı eksen etrafında döndürülen bir dedektörle rahatça toplanabilir. X ışınları kırınımı cihazına 'X-ışınları difraktometresi' denir. Şekilde gösterildiği gibi bir toz difraktometrede numune etrafında dönecek şekilde bir kol üzerinde hareketli bir dedektör bulunur. Numune yassı bir düzlem olup dedektör ile aynı eksen (O noktası) etrafında (sayfa düzlemine dik olarak) döner. Numune, x-ışını kaynağı ve dedektör tamamen eş düzlemlidir. Bu geometride dedektörün dönme hızı, numunenin dönme hızının iki katı olur. Bundan dolayı numune yüzeyi gelen ve kırınımına uğrayan demetlerle θ açısı yapıyorsa dedektör bu demet ile her zaman 2θ açısı yapar. 2θ , kırınım açısı olarak tanımlanır. Dedektör sabit açısal hızla ilerledikçe kırınmış ışının şiddeti 2θ 'nin bir fonksiyonu olarak kaydedilir.



Şekil 2.5: Bir x-ışını difraktometresinin şematik görünümü. T: x-ışını kaynağı, S: numune, C: dedektör ve O: numune ve dedektörün çevresinde döndüğü eksen [33].

2.6 Işığın Soğurulması Emisyonu Ve Einstein Katsayıları

Malzemeden bir ışığın yayılması, bir fotonun malzemedeki elektrik yükleriyle etkileşmesi sonucunda, titreşim yapan bu yüklerin neticesinde meydana gelmektedir. Atomlar, moleküller ve katılar kuantum mekaniği kurallarına göre farklı enerji

seviyelerine sahiptirler. Bir fotonun malzemedeki iyonlarla etkileşmesi sonucu, soğurulma ve ışığın emisyonu olayları meydana gelmektedir.

Işığın soğurulmasıyla ilgili olarak Einstein postulatları, kendiliğinden salınım, uyarmalı emisyon ve uyarmalı soğurma durumlarını kapsamaktadır. Son iki işlem, gelen elektromanyetik ışımayla ilgilidir. Bütün enerji seviyeleri arasındaki geçişler, birim zamandaki geçiş olasılıkları olarak Einstein katsayıları olarak bilinmektedir. Atomdaki bir elektron, iki enerji seviyesi arasında geçiş yaparsa, dalga frekansı ν_{ij} olan bir foton yayınlar yada soğurur.

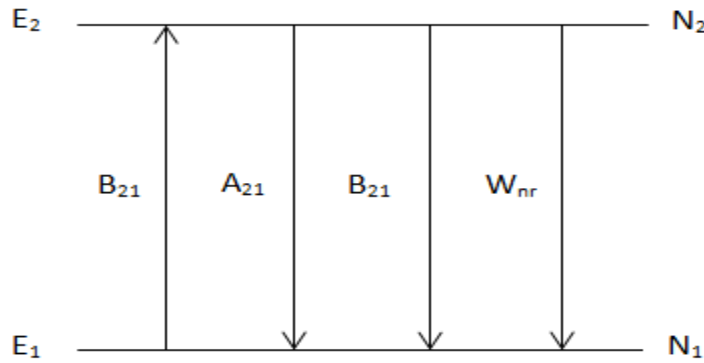
Şekil 2.4 deki atomik sistemde elektronun iki enerji seviyesi arasındaki geçişini ele alalım. Taban enerji seviyesi E_1 de bulunan elektron E_2-E_1 enerjili bir fotonu soğurarak uyarılmış enerji seviyesi E_2 ye geçebilir, bu olaya soğurma adı verilir. Aynı şekilde E_2 enerji seviyesindeki elektron foton yayınlamaya taban seviyesine dönebilir, bu olaya ise emisyon denir. Emisyon olayı iki şekilde olmaktadır. Bunlar, kendiliğinden ve uyarılmış emisyonlardır:

1. Kendiliğinden emisyon : Uyarılmış enerji seviyesinde bulunan bir elektron, tamamen keyfi bir şekilde taban enerji seviyesine geçebilir.
2. Uyarılmış emisyon: Elektron enerjisi E_2-E_1 olan bir foton tarafından enerji seviyesini değiştirmek için uyarılır.

Kendiliğinden geçiş olasılığı, A_{ij} , soğurma katsayısı B_{ij} , $U(\nu_{ij})$

$$\nu_{ij} = |E_j - E_i|/h \quad (2.4)$$

frekansındaki enerji yoğunluğu olarak tanımlanır.



Şekil 2.6 : E_1 ve E_2 enerjili iki seviyeli sistem

E_j ve E_i sistemdeki son ve ilk enerji seviyelerini, B_{12} uyarma enerjisini, A_{21} kendiliğinden salma, B_{21} ise uyarmalı salmayı, W_{nr} ışımasız geçişleri göstermektedir. Burada h ise ($h=6.662 \times 10^{-27}$ erg.s) Planck sabiti olarak bilinir.

Işığın malzemeyle etkileşimini iki seviyeli bir kuantum sistemi olarak ele alırsak, E_2 üst, E_1 taban seviyesini göstermektedir ve dengedeki bir sistem için Boltzman eşitliği ile verilmektedir:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} \quad (2.5)$$

N_1 ve N_2 enerji seviyesi belirtilen sistem için iyon sayısını vermektedir. Burada k Boltzmann sabiti olup $k=1.38 \times 10^{-16}$ erg. K^{-1} dir. Ayrıca g_1 ve g_2 ise dejenerelik katsayılarıdır.

Taban durumdaki bir sisteme ν_{21} frekanslı bir ışık gönderildiğinde taban durumundan uyarılmış duruma geçiş olasılığı $B_{12}U(\nu_{21})$ ile verilir. Bu geçiş esnasında g_1 g_2 olmaktadır. Tersine uyarılmış durumdan taban durumuna tekrar bir geçiş olduğunda toplam geçiş olasılığı $A_{12} + B_{21}U(\nu_{21})$ ile verilir. Termodinamik bir denge halinde,

$$B_{12}U(\nu_{21})N_1 = A_{21}N_2 + B_{21}U(\nu_{21})N_2 \quad (2.6)$$

yada

$$U(\nu_{21})(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = A_{21}N_2 \quad (2.7)$$

Denk. (2.1), denk. (2.4) de kullanılarak,

$$U(\nu_{21}) \left[B_{12} \exp \left(\frac{h\nu_{12}}{kT} \right) - B_{12} \right] = A_{21} \quad (2.8)$$

elde edilir. Einstein katsayıları ile enerji yoğunluğu arasındaki ilişki denk.(2.6) ile verilir.

$$U(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp \left(\frac{h\nu_{21}}{kT} \right) - B_{21}} \quad (2.9)$$

Denk.(2.6) Planck formülü ile karşılaştırıldığında, kapalı bir aralıktaki enerji yoğunluğu değişimi,

$$U(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp \left(\frac{h\nu}{kT} \right) - 1} \quad (2.10)$$

ile verilir. $B_{12}=B_{21}$ durumunda,

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{21}^3 n^3} A_{21} \quad (2.11)$$

denklemini elde edilir.

Denk.(2.8) de, c ışığın boşluktaki hızı, n ise ortamın kırılma indisini göstermektedir. Denk.(2.8) den elde edilen Einstein katsayıları, elektrik ve manyetik dipoller cinsinden yazılabilir. Kendiliğinden geçiş olasılığı (KGO),

$$A_{21} = B_{21} \frac{64\pi^4 \nu_{21}^3}{3hc^3} S_{ed} \quad (2.12)$$

ile verilir. S_{ed} elektrik dipol matris elemanlarını göstermektedir.

$$S_{ed} = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle \psi_j \| U^{(t)} \| \psi'_{j1} \rangle|^2 = \Omega_2 [U^{(2)}]^2 + \Omega_4 [U^{(4)}]^2 + \Omega_6 [U^{(6)}]^2 \quad (2.10)$$

ile verilir. KGO salınım etkisiyle orantılıdır [19].

$$f_{21} = \frac{8\pi^2 m \nu_{21}}{3he^2} S_{ed}^2 \quad (2.13)$$

Sonuç olarak, soğurma katsayısının hesaplanması KGO ve salınım etkisini vermektedir.

Dolayısıyla KGO' nun hesaplanması, uyarılmış seviyedeki yaşam sürelerinin hesaplanmasını vermektedir. Belirli bir t ve $t + dt$ aralığındaki uyarılmış seviyeden taban seviyesine ışımalı olarak geçen iyonların sayısındaki değişim,

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt \quad (2.14)$$

eğer birden fazla ışıma olduğu göz önüne alınırsa ve uyarılmış seviye j , taban seviye ise i ile temsil edilirse;

$$-dN_j = \sum_i A_{ji} N_j dt \quad (2.15)$$

Normal şartlarda, kendiliğinden oluşan emisyon olayının meydana gelme olasılığı, uyarılmış emisyon olayının meydana gelme olasılığından çok daha fazla olduğu için uyarılmış durumların meydana getirilmesi daha azdır. Kendiliğinden emisyon yapmadan önce elektronun uyarılmış seviyede ortalama olarak kalma süresine yaşam süresi yada yarı ömür adı verilir, τ_R (life time) ile gösterilir. Uyarılmış j . Seviyedeki iyonların yaşam süresi, ışımalı (radiative) ve ışımasız (nonradiative) geçişlerin olasılıkları toplamı olarak denk.(2.14) da ki gibi verilmektedir [20].

$$\tau_j^{-1} = \sum_i W_{ji}^R + \sum_i W_{ji}^{NR} \quad (2.16)$$

$$\tau_R = \frac{1}{\sum_i A_{ji}} \quad (2.17)$$

Uyarılmış seviyedeki iyonların ışımalı yaşam süreleri ise denk.(2.15) ile verilmektedir. Burada τ_R iyonların ışımalı yaşam süresini göstermektedir.

Işığın soğurulmasıyla ilgili olarak, soğurucu bir ortam içinden geçen tek dalga boylu bir ışık demetini ele alalım. Şekil 2.4 de görüldüğü gibi E_1 ve E_2 enerji seviyeleri arasında sadece bir elektron geçişi olduğunu göz önüne alalım.

Bu durumda ışınım şiddetindeki değişme miktarı uzaklığın bir fonksiyonu olarak şöyle ifade edilir:

$$\Delta I(x) = I(x+\Delta x) - I(x) \quad (2.18)$$

Homojen bir ortam için $\Delta I(x)$ ışınım şiddetindeki değişme miktarı hem yer değiştirme miktarı Δx hem de $I(x)$ ile orantılıdır. Kısaca bu ilişki şu şekilde yazılır:

$$\Delta I(x) = \mu I(x) \Delta x \quad (2.19)$$

Denklemdaki μ sabiti soğurma katsayısını göstermektedir. Soğurma sabiti pozitif bir büyüklüktür. Başında negatif işaretinin olması soğurmada dolaylı ışınım şiddetinin azalmasını belirtir. İlgili diferansiyel denklemin integrali alınırse denk.(2.18)de Lambert-Beer eşitliğiyle verilir:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.20)$$

Burada I_0 gelen ışığın şiddetidir. Malzemenin kalınlığı ise x ile verilir.

2.6.1 Nüfus tersinimi

Enerji seviyelerinde dejenerelik olmadığı varsayılırsa, Einstein katsayıları B_{12} ve B_{21} birbirine eşit olur ve bu iki eşitlik arasındaki tek fark N_1 ve N_2 ile gösterilen 1. ve 2. enerji seviyesindeki parçacık (iyon, atom ya da molekül) sayısındadır. Şöyle ki harici ışınım sönümüne yol açan soğurma 1. enerji seviyesinin nüfusu N_1 ile, ışınımın kuvvetlenmesini sağlayan uyarılmış üst enerji seviyesi ise N_2 ile doğru orantılıdır. Bu durumda ışınımın kuvvetlenmesi yani uyarılmış ışımının soğurmada fazla olması için $N_2 > N_1$ olmalıdır.

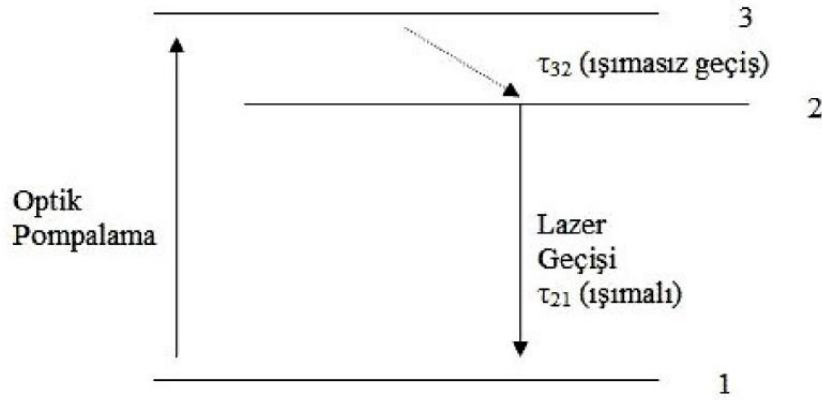
Bununla birlikte Boltzmann Dağılımının söylediği ısı denge durumunda yüksek enerji seviyelerinin nüfuslarının daha az olacağıdır. Şu halde bir nüfus tersinimi

oluşmadığı yani $N_2 > N_1$ şartının gerçekleşmediği sürece harici ışınım sönmülenecektir.

Bu nedenle üst enerji seviyelerinin nüfusunu alt seviyelere göre anlık da olsa fazla hale getirmek için değişik bir şeyler yapmak gerekir ki buna “nüfus tersinimi” denir. Nüfus tersiniminin nasıl gerçekleştirildiğini anlamak için lazer geçişlerinin sağlandığı enerji seviye sistemlerini incelemek yeterlidir. Çoğunlukla iki sistem vardır: Üç seviyeli sistemler ve Dört seviyeli sistemler. Lazer ışınmasını sağlayan geçişlerde aslında pek çok enerji seviyesi rol oynayabilirse de bunların hepsi üç ya da dört seviyeli sistemlere indirgenebilirler.

2.6.2 Üç seviyeli sistemler

Şekil 2.5’ de görülen tipik bir üç seviyeli bir lazer sistemidir. İlk anda bütün atomlar temel seviye olan 1. seviyedirler. Bir uyarıcı ışınım, bu atomları en üst seviye olan 3. Seviyeye çıkarır. Bu işleme “optik pompalama” denir. Atomların pek çoğu hızla ve ışımasız olarak 2. seviyeye inerler. 2. seviyeden temel seviyeye iniş ise foton ışımasıyla gerçekleşir. Bu son geçiş lazer ışınmasını sağlar.



Şekil 2.7:Üç seviyeli lazer şeması

Geçişin bittiği seviye ısıl dengede en kalabalık seviye olan temel seviye olduğu için atomların yarısından fazlasının 2. seviyeye uyarılması gerekir ki kalıcı bir yükseltme etkisi elde edilebilsin. Ayrıca 2. seviyenin yaşam süresi 3. seviyeye göre çok uzun yani $\tau_{21} \gg \tau_{32}$ olmalıdır. Böylece temel seviyeden en yüksek seviye olan 3. seviyeye uyarılan atomlar hızla 2. seviyeye inecek ve orada uzun süre kalacaklardır. Böylece nüfus tersinimi elde edilip, malzeme ışığı yükseltecek duruma gelir. Atomların yarısından fazlasının uyarılması çok yüksek pompalama süreçleri gerektirmektedir. Ancak yüksek eşik güçleri aşıldıktan sonra lazer ışınması başlamaktadır. Bu nedenle

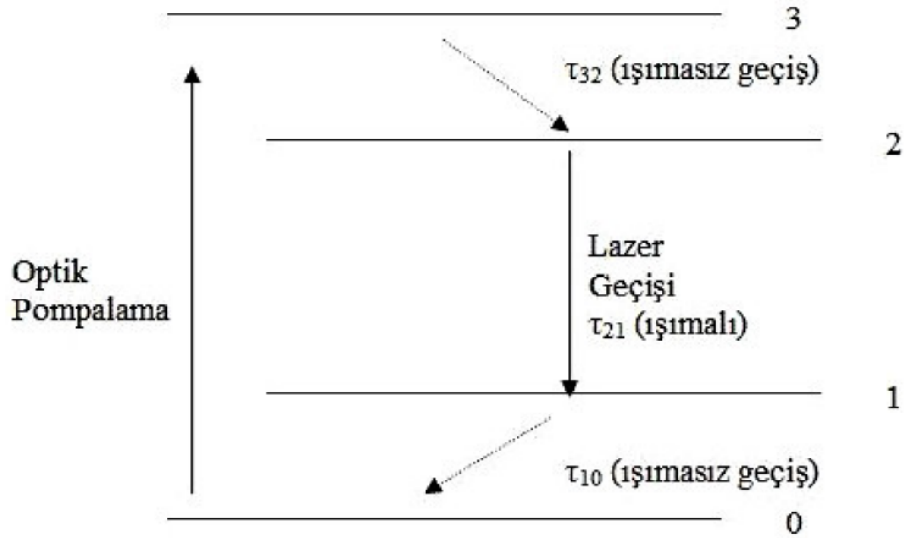
üç seviyeli sistemler genellikle sürekli lazerler olarak değil atımlı lazerler olarak çalıştırılırlar.

2.6.3 Dört seviyeli sistemler

Üç seviyeli sistemlerde durak seviyesinin temel enerji seviyesi olmasının getirdiği dezavantajlar temel seviye yerine başka bir uyarılmış seviyenin kullanılması durumunda çözülebilir. Çünkü bu durumda durak seviyesi, nüfusu son derece az olan bir seviye haline gelecektir. Böylece üç seviyeli sistemlerin dezavantajlarından kurtulmuş olunacaktır.

Şekil 2.6 da gösterildiği gibi dört seviyeli lazerlerde temel enerji seviyesi bazı kaynaklarda 0 ile gösterilir. Isıl denge durumunda her zamanki gibi en dolu seviye bu seviyedir. Atomlar buradan 3 numara ile numaralandırılan, yaşam süresi son derece kısa olan bir seviyeye pompalanırlar. Buradaki atomlar kısa sürede yaşam süresi uzun olan 2 numaralı seviyeye inerler, ve bu seviyede nüfus artışı olur. 2 numaralı seviyenin nüfusu kısa sürede 1 numaralı seviyeninkini geçer. Böylece 2. ve 1. seviyeler arasında nüfus tersinimi gerçekleştirilmiş olur.

Bunun için 1. Seviyenin yaşam süresinin 2. Seviyeye göre düşük olması da gereklidir. Lazer ışıması 2. seviyeden 1. seviyeye inişle gerçekleşir.



Şekil 2.8: Dört seviyeli lazer şeması

Özetlemek gerekirse dört seviyeli lazerlerde aranan şart $\Delta N = N_2 - N_1 \approx N_2 > 0$ olmasıdır. Ayrıca en ideal durum $3 \rightarrow 2$ ve $1 \rightarrow 0$ geçişlerinin süresinin lazer geçişi olan 2 ve 1 seviyeleri arasındaki kendiliğinden ışıma yaşam süresinden çok kısa olması

durumudur. Böylece dört seviyeli bir sistemde pompalanan enerjinin büyük bir kısmı 2 ve 1 seviyeleri arasında nüfus tersinimi elde etmekte kullanılır. Eşik enerjileri düşük olduğu için sürekli lazer olarak kullanılabilirler.

2.6.4 Judd-Ofelt formalizmi

Genel bir tanımlama ile Judd-Ofelt teorisi nadir toprak iyonlarının 4f enerji seviyelerindeki elektronların şiddetlerinin hesaplanmasında kullanılmaktadır.

Nadir toprak iyonlarının $4f^n$ elektronik seviyeleri arasındaki elektrik dipol geçişleri parite seçim kuralı nedeniyle izinli değildir.

Dolayısıyla, nadir toprak iyonlarının 4f-4f seviyeleri arasındaki kendiliğinden yada ışımalı geçiş olasılıkları (KGO) en önemli bir parametre olarak önem kazanmaktadır. Çünkü KGO lazer geçişleri için önemli bir parametre olup, kendiliğinden yayınım tesir kesiti, ışımalı kuvantum verimi ve floresans dallanma oranlarıyla yakından ilgilidir.

Kısaca, Judd-Ofelt teorisi, 4f-4f geçişlerinin soğurma tesir kesitlerinden yararlanarak, kendiliğinden yaşam sürelerini içeren elektrik-dipol geçiş olasılıklarının hesaplanmasında kullanılır. Kendiliğinden geçiş olasılığı, şiddet parametreleri olan Ω_t ($t=2,4,6$) ve tensör operatörlerinin indirgenmiş $U^{(t)}$ matris elemanlarından etkilenmektedir.

Katılardaki nadir toprak iyonlarının ışımalı geçişleri, yani elektrik dipol geçişlerinin $4f^n$ kuvantum seviyesine, zıt pariteli $4f^{n-1}5d$ seviyesinin dalga fonksiyonunun etkisiyle mümkün olmakta bu duruma izinli geçişler denilmektedir. Böyle bir sistemde Judd-Ofelt teorisi iki yaklaşıma dayanmaktadır:

1- $4f^{n-1}5d$ seviyeleri dejenere olmuş olarak düşünülür. 2- $4f^n$ konfigürasyonundaki iki seviye arasındaki enerji farkı, $4f^{n-1}5d$ konfigürasyonundaki enerjiden daha küçüktür.

Çok katlı taban durumundaki enerji seviyesi J ve uyarılmış J' seviyesi arasındaki elektrik dipol geçişleri için salınım etkisi (Oscillator strength),

$$(J,J') = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle SLJ || U^{(t)} || S'L'J' \rangle|^2 \quad (2.21)$$

ile verilir. Bu ifadede enerji özdeğerleri arasındaki t rankı tensör operatörünün indirgenmiş matris elemanlarıdır.

Bu matris elemanları spin-orbit, L-S çiftlenimi cinsinden ifade edilmektedir [29,30]. Nadir toprak iyonlarının elektrik dipol geçişleri nedeniyle gözlenen spektrumları,

manyetik dipol geçişlerine göre daha belirgin olarak görülmektedir. Elektrik dipol geçişlerini göz önüne alırken, sistemin sahip olduğu kuvantum verimleri L, S ve J ile gösterilmektedir. Kristaldeki $4f^N$ tek pariteli dalga fonksiyonları ile zıt pariteli dalga fonksiyonları kullanılarak, elektrik dipol geçişleri için sıfırdan farklı olarak matris elemanları elde edilir.

Uyarmalı elektrik dipol geçişleri için aşağıdaki seçim kuralları geçerlidir [30]:

$$\Delta l = \pm 1;$$

$$\Delta S = 0;$$

$$|\Delta L| \leq 2l;$$

$$|\Delta J| \leq 2l;$$

Birinci kural zıt pariteli seviyelere karşılık gelen geçişlerle ilgilidir, ikinci ve üçüncü kural S ve L kuvantum sayılarıyla ilgilidir. Son kural ise J toplam açısal kuvantum sayısı ile ilgilidir.

Taban durumundaki bir seviyenin soğurma tesir kesiti Lambert-Beer denklemi göz önüne alınarak aşağıdaki gibi yazılır,

$$\sigma_{abs}(cm^{-2}) = \frac{2,303 \log_{10}(I_0/I)}{cl} \quad (2.22)$$

Burada $\log_{10}(I/I_0)$ soğurmayı, l ise malzemenin kalınlığını ve c ise Tm^{3+} iyonunun malzeme içindeki konsantrasyonunu göstermektedir. Taban durumundaki her bir seviye için toplam soğurma tesir kesiti,

$$\Sigma_{soğ} = \int \sigma_{soğ}(\lambda) d\lambda (x10^{-7}) \quad (2.23)$$

Deneyssel olarak gözlenen salınım etkisi ya da toplam soğurma f_{den} ifadesi ile verilir.

$$f_{den} = \int_{band} \mu(\lambda) d\lambda \quad (2.24)$$

Denk.(2.22) deki $\mu(\lambda)$ soğurma katsayısı olup,

$$\mu(\lambda) = \frac{2,303 \log_{10}(I/I_0)}{l} \quad (2.25)$$

denklemleriyle verilir. Judd-Ofelt teorisi, soğurma bantlarının sonucu oluşan salınım şiddetlerinin kullanılmasıyla, optik geçişler üzerindeki kompozisyonun etkisini hesaplamak mümkün olmaktadır. Kurama göre, teorik olarak taban durumundan uyarılmış duruma karşılık gelen elektrik dipol geçişleri için salınım etkisi,

$$f_{cal}(J, J') = \frac{8\pi^3 e^2}{3ch} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \frac{\bar{\lambda}}{(2J+1)} x \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle SLJ || U^{(t)} || S' L' J' \rangle|^2 \quad (2.26)$$

ile verilir. Bu denklemde $\bar{\lambda}$ ortalama dalga boyunu göstermektedir. J taban durumundaki dejenere seviyeyi temsil etmektedir. İndirgenmiş matris elemanları $U^{(t)}$ konak malzemeden bağımsız olup, Kaminskii tarafından LaF_3 için hesaplanan değerler kullanılmaktadır. Çizelge 2.3 ve Çizelge 2.4 LaF_3 için matris elemanları göstermektedir.

Çizelge 2.3: Tm^{3+} iyonlarının taban durumundan uyarılmış duruma geçişleri gösteren hesaplanmış matris elemanları [31].

$SLJ - S'L'J'$	Enerji (cm^{-1})	t=2	t=4	t=6
$(^3\text{H}, ^3\text{F})_4$	5811	0.5375	0.7261	0.2382
$^3\text{H}_5$	8390	0.1074	0.2314	0.6383
$(^3\text{F}, ^3\text{H})_4$	12720	0.2373	0.1090	0.5947
$^3\text{F}_3$	14510	0	0.3164	0.8411
$^3\text{F}_2$	15116	0	0	0.2581
$^1\text{G}_4$	21372	0.0483	0.0748	0.0125
$^1\text{D}_4$	28032	0	0.3156	0.0928

Çizelge 2.4: Er^{3+} iyonlarının taban durumundan uyarılmış duruma geçişleri gösteren hesaplanmış matris elemanları [31].

$SLJ - S'L'J'$	Enerji (cm^{-1})	t=2	t=4	t=6
$^4\text{I}_{13/2}$	6610	0.0195	0.1173	1.4316
$^4\text{I}_{11/2}$	10219	0.0282	0.0003	0.3953
$^4\text{I}_{9/2}$	12378	0	0.1733	0.0099
$^4\text{F}_{9/2}$	15245	0	0.5354	0.4618
$^4\text{S}_{3/2}$	18462	0	0	0.2211
$^2\text{H}_{11/2}$	19256	0.7125	0.4125	0.0925
$^4\text{F}_{7/2}$	20422	0	0.1469	0.6266
$^4\text{F}_{5/2}$	20074	0	0	0.2232
$^4\text{F}_{3/2}$	22422	0	0	0.1272
$(^2\text{G}, ^4\text{F}, ^2\text{H})_{9/2}$	24505	0	0.0189	0.2256
$^4\text{G}_{11/2}$	26496	0.9183	0.5262	0.1172
$^4\text{G}_{9/2}$	27478	0	0.2416	0.1235
$^2\text{K}_{15/2}$	27801	0.0219	0.0041	0.0758
$^2\text{G}_{7/2}$	28000	0	0.0174	0.1163

$SLJ - S'L'J'$ elektrik dipol geçişleri için kendiliğinden salınım olasılığı (ışımali geçiş olasılığı), denk.(2.25) ile verilir [32].

$$A(J, J') = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2 \bar{\nu}^3}{9} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle SLJ || U^{(t)} || S'L'J' \rangle|^2 \quad (2.27)$$

$$A(J, J') = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2 \bar{\nu}^3}{9} S_{ed} \quad (2.28)$$

Denk.(2.26) deki $\bar{\nu}$ geçişler için ortalama dalga sayısını göstermektedir.

Toplam kendiliğinden ışıma olasılığı W_R , taban durumundan uyarılmış bütün son durumlar üzerindeki $A(J, J')$ lerin toplamına eşittir. W_R ışımalı yaşam süresi τ_R ve dallanma oranı β ile orantılıdır:

$$\frac{1}{\tau_R(J \rightarrow J')} = \sum_j A(J \rightarrow J') \quad (2.29)$$

$$\beta = \frac{A(J, J')}{W_R} \quad (2.30)$$

Denk.(2.27) ve (2.28) den yararlanarak kendiliğinden ışıma olasılığı ve ışımalı yaşam süreleri hesaplanabilir. Son olarak, 805 nm ile uyarılan λ_p dalga boyundaki uyarılmış ışıma tesir kesitinin $\sigma(\lambda_p)$ hesaplanmasında denk.(2.29) eşitliği kullanılır:

$$\sigma(\lambda_p) = \frac{\lambda_p^4}{8\pi c n^2 \tau_R \Delta\lambda_{eff}} \quad (2.31)$$

Burada $\Delta\lambda_{eff}$ ise salınım bandının etkin bant genişliğidir.

3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

3.1 Malzeme Sentezi

Tez çalışmasının tamamında Tm_2O_3 katkı oranları farklı, Er_2O_3 katlı oranları farklı, ve Tm_2O_3 %1 mol da tutulup Er_2O_3 katkı oranları farklı olan Tellürit cam malzemeleri sentezlenmiştir. Malzemelerin hazırlanması aşamasında, öncelikle toz halindeki tellürdioksit, TeO_2 (%99.999 saflıkta, Aldrich Kimyasal Şirketi), germanyumdioksit, GeO_2 (%99.999 saflıkta Chempur Kimyasal Şirketi), erbiyumIIIoksit, Er_2O_3 (%99.9 saflıkta Chempur Kimyasal Şirketi), tulyumIIIoksit, Tm_2O_3 (%99.99 saflıkta Aldrich Kimyasal Şirketi), kimyasallarının molekül ağırlıkları ve karışım oranlarına göre, her bir sentez için 5 g oranlarında hassas terazide tartılarak havanda iyice dövüldükten sonra bir platin kroze içinde elektrikli ısıtma hız kontrolü Carbolite, Chamber fırınında $870\text{ }^{\circ}\text{C}$ de $10\text{ }^{\circ}\text{C/dak}$ ısıtma hızında eritildi, bu sıcaklıkta erimiş halde bulunan karışım fırında 2 saat tutulduktan sonra fırından çıkarılarak $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ de tutulan bir paslanmaz kalıba dökülerek cam malzemeler oluşturuldu. Teze konu olan 8 farklı cam matrisleri aşağıdaki gibidir:

1. %89.5 TeO_2 - %10 GeO_2 - %0.5 Tm_2O_3
2. %89 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Tm_2O_3
3. %89.5 TeO_2 - %10 GeO_2 - %0.5 Er_2O_3
4. %89 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Er_2O_3
5. %88.5 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Tm_2O_3 - %0.5 Er_2O_3
6. %88 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Tm_2O_3 - %1 Er_2O_3
7. %87.5 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Tm_2O_3 - %1.5 Er_2O_3
8. %87 TeO_2 - %10 GeO_2 - %1 Tm_2O_3 - %2 Er_2O_3

3.2 Mikroyapı Karakterizasyonu (XRD)

X-ışınları analizlerinde Philips marka PW3710 model bir x-ışınları difraktometresi kullanıldı. Kullanılan x-ışınları dalga boyu (CuK_{α}), $1,5406\text{ Å}$ dır. Uygulanan gerilim 40 kV ve akım 40 mA ’ dir.



Şekil 3.1: Sentezlenen cam malzemelerin görünümü

Yapılan analizlerde dedektörün 2θ adım boyutu $0,02^\circ$ ve her adımdaki siyal toplama süresi 0,5 s olarak alındı. 2θ taramaları 20° ve 80° arasında yapıldı.

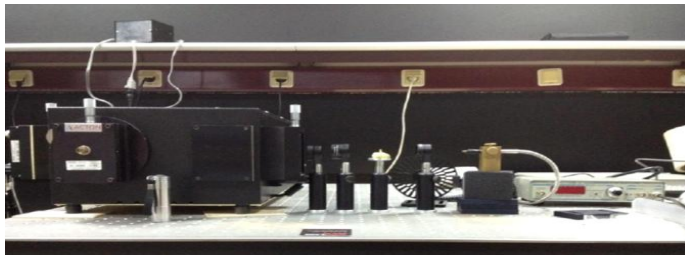
3.3 Optik Ölçümler

3.3.1 UV/VIS/NIR Soğurma spektroskopisi

Sentezlenen camların herbirinin soğurma spektrumları 190-2000 nm dalga boyu aralığında, Shimadzu marka UV/VIS/NIR 3101 PC model soğurma spektrofotometresi ile oda sıcaklığında alındı. Bu spektrofotometrenin dedektörü mor ötesi ve görünür bölgede R-928 foton çoğaltıcı, yakın kızılaltı bölgede algılayıcı kısmı PbS' den yapılmış olan dedektördür. Işık kaynağı olarak 50W halojen lamba ve döteryum lamba kullanılır. Dedektör ve ışık kaynağı ölçüm yapılan dalga aralığı içinde spektrofotometre tarafından otomatik olarak seçilmektedir.

3.3.2 Floresans spektroskopisi

Lüminesans spektrumları incelenirken Princeton Instruments marka SP 2500 model monokromator ve “ID-444” dedektör kullanılmıştır. Malzeme diyot lazerle uyarılarak malzemedan çıkan ışınlar monokromatörden geçerek dedektöre gönderildi ve ölçüm sonuçları alındı. Şekil 3.2 lüminesans sistemini göstermektedir.



Şekil 3.2: Lüminesans sistemi

3.4 Judd-Ofelt Analizi

Judd-Ofelt analizi soğurma spektrumları kullanılarak yapıldı. $t=2,4,6$ için Judd-Ofelt parametreleri, kendiliğinden geçiş olasılıkları, floresans dallanma oranları , uyarılmış emisyon tesir kesiti ve yaşam süreleri %0.5 mol Tm_2O_3 ve %1 mol Er_2O_3 içim hesaplandı.

Nadir toprak iyonlarının $4f^n$ konfigürasyonu içerisindeki ışımalı geçişler Judd-Ofelt teorisine göre analiz edilirler. Judd-Ofelt teorisine göre başlangıç durumu $|(S, L)J\rangle$ den son durum $|(S', L')J'\rangle$ ye elektrik-dipol soğurma geçişinin osilatör gücü $f_{cal}[(S, L)J; (S', L')J']$ üç tane Ω_t parametresine bağlıdır ve (3.1) eşitliği ile bulundu [34];

$$f_{cal}(J, J') = \frac{8\pi^3 e^2}{3ch} \frac{(n^2+2)^2}{9n} \frac{\bar{\lambda}}{(2J+1)} x \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle SLJ || U^{(t)} || S' L' J' \rangle|^2 \quad (3.1)$$

Burada $\bar{\lambda}$ geçişin ortalama dalga boyu, m elektronun kütlesi, n kırılma indisi, c ışık hızı, $\Omega_{t=2,4,6}$ Judd-Ofelt parametreleri ve $U^{(t)}(t=2,4,6)$ birim tensör operatörlerinin matris elemanları olup konak materyalden bağımsız olduğu göz önüne alınmıştır ve Kaminski tarafından verilen değerler kullanıldı. $f_{mea}(J, J')$ değerleri (3.2) eşitliği ile bulundu;

$$f_{den} = \int_{band} \mu(\lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

burada $\int_{band} \mu(\lambda) d\lambda$ soğurma katsayısı-dalgaboyu grafiginde geçişlere karşılık gelen alanlardır. Deneysel ve teorik osilatör güçleri arasındaki ortalama karakök sapma (3.3) eşitliği ile hesaplandı;

$$rms\Delta f = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (f_{mea}^{ed} - f_{cal}^{ed})^2}{N-3}} \quad (3.3)$$

Burada N hesaplamalarda kullanılan soğurma bantlarının sayısıdır. Görelî hata ise (4.4) eşitliği ile hesaplandı;

$$rms\ error = \frac{rms\Delta f}{rmsf} \quad (3.4)$$

Burada $rmsf$;

$$rms\Delta f = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (f_{mea}^{ed})^2}{N}} \quad (3.5)$$

eşitliği ile verilir.

Elektrik-dipol geçişlerinin kendiliğinden emisyon olasılıkları A^{ed} (3.6) eşitliğı ile bulundu;

$$A^{ed}[(S, L)J; (S', L')J'] = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2 \bar{v}^3}{9} x \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle SLJ || U^{(t)} || S'L'J' \rangle|^2 \quad (3.6)$$

Başlangıç seviyesinden $|(S, L)J\rangle$, $|(S', L')J'\rangle$ olan seviyelere geçişlerin foresans dallanma oranları (3.7) eşitliğı ile hesaplandı;

$$\beta = \frac{A(J, J')}{W_R} \quad (3.7)$$

Işıyan düzeyin ışımalı yaşam süresi (3.8) eşitliğı ile hesaplandı;

$$\frac{1}{\tau_R(J \rightarrow J')} = \sum_j A(J \rightarrow J') \quad (3.8)$$

Toplam kendiliğinden ışıma olasılığı W_R , taban durumundan uyarılmış bütün son durumlar üzerindeki $A(J, J')$ lerin toplamına eşittir ve (3.9) eşitliğı ile verir;

$$W_R = \sum_{S', L', J'} A[(S, L)J; (S', L')J'] \quad (3.9)$$

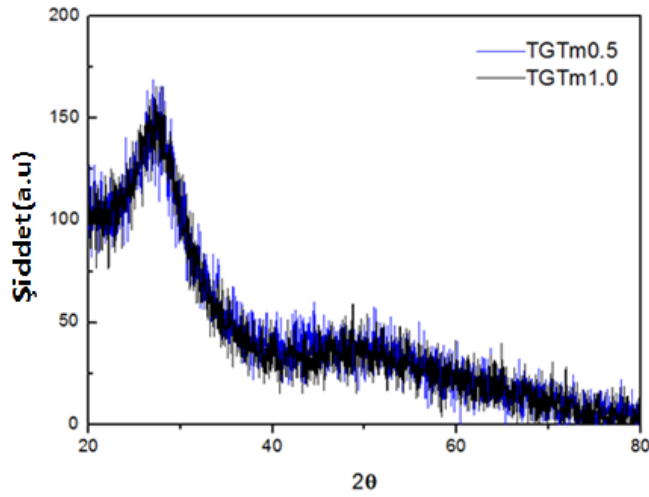
805 nm ile uyarılan λ_p dalga boyundaki uyarılmış ışıma tesir kesitinin $\sigma(\lambda_p)$ hesaplanmasında (3.10) kullanıldı;

$$\sigma(\lambda_p) = \frac{\lambda_p^4}{8\pi c n^2 \tau_R \Delta \lambda_{eff}} \quad (3.10)$$

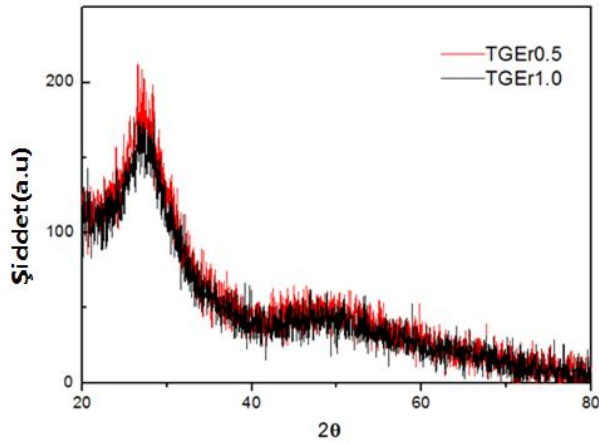
4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1 Mikroyapı Karakterizasyonu Sonuçları

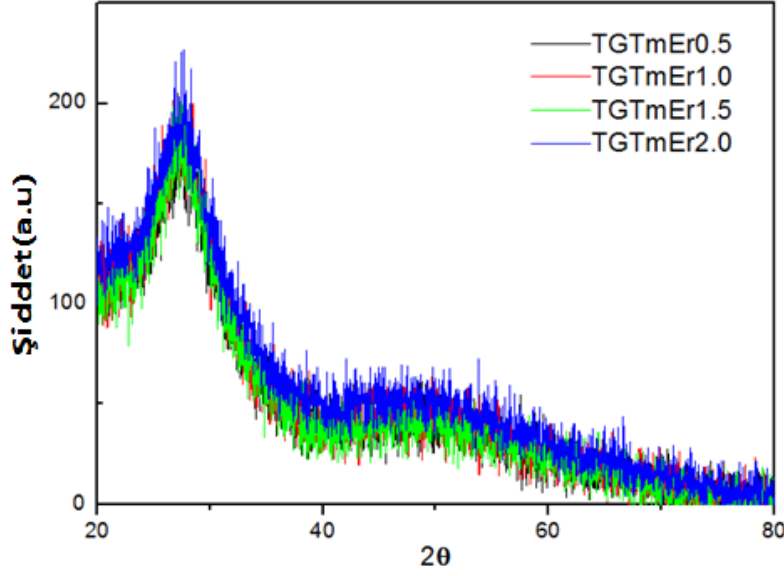
PW3710 model bir x-ışınları difraktometresi kullanılarak 20° ve 80° arasında 2θ taramaları yapıldı. Şekil 4.1 de TGTm0.5 ve TGTm1.0 cam malzemelerinin XRD grafiği, Şekil 4.2 de TGER0.5 ve TGER1.0 cam malzemeleri için XRD grafiği ve Şekil 4.3 de $(90-x) \text{ TeO}_2\text{-}10\text{GeO}_2\text{-}1\text{Tm}_2\text{O}_3\text{-}x\text{Er}_2\text{O}_3$ ($x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ mol%) camlarının için XRD grafiği görülmektedir.



Şekil 4.1: TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının XRD grafiği.



Şekil 4.2: TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının XRD grafiği.



Şekil 4.3: TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5, TGTmEr2.0 camlarının XRD grafiği.

4.2 Spektroskopik Ölçüm Sonuçları

4.2.1 Soğurma spektrumu sonuçları

Sentezlenen 8 cam malzemesinin soğurma spektrumları (Shimadzu UV/VIS/NIR 3101 PC) 190-2000 nm dalga boyu aralığında alındı. Aşağıda sentezlenen cam malzemeler ve onlara verilen kısaltmalar vardır.

TGTm0.5= %89.5TeO₂ - %10GeO₂ - %0.5Tm₂O₃

TGTm1.0= %89TeO₂ - %10GeO₂ - %1Tm₂O₃

TGEr0.5= %89.5TeO₂ - %10GeO₂ - %0.5Er₂O₃

TGEr1.0= %89TeO₂ - %10GeO₂ - %1Er₂O₃

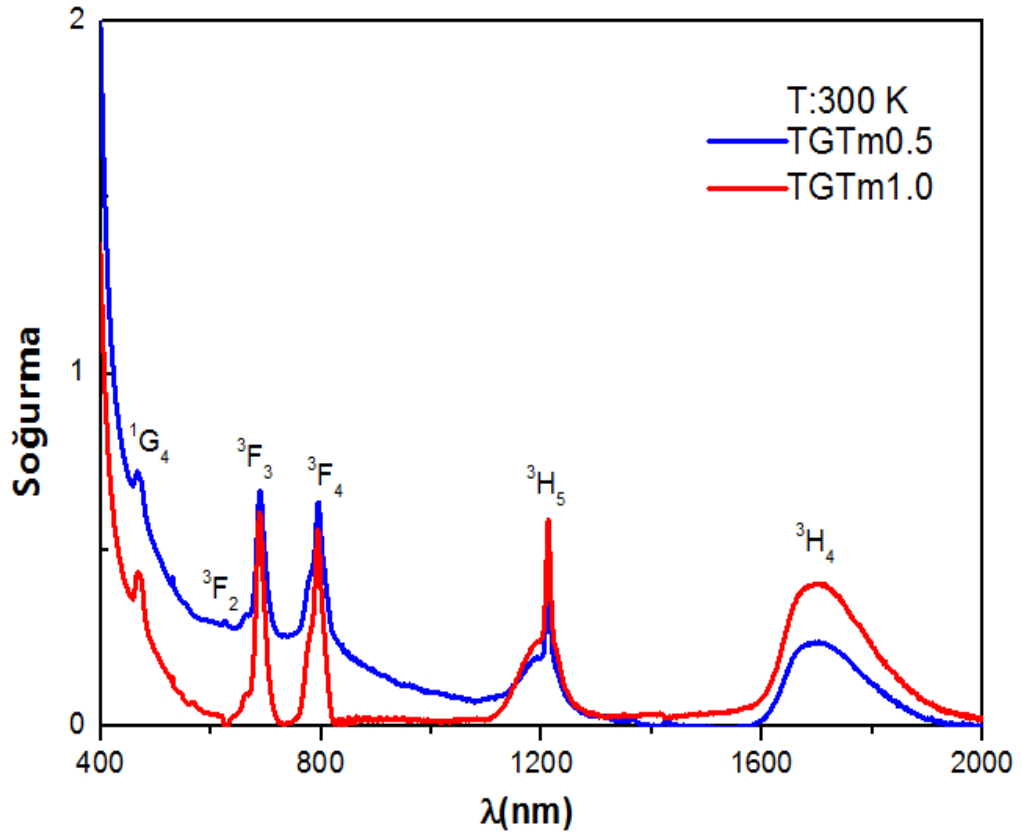
TGTmEr0.5= %88.5TeO₂ - %10GeO₂ - %1Tm₂O₃ - %0.5Er₂O₃

TGTmEr1.0= %88TeO₂ - %10GeO₂ - %1Tm₂O₃ - %1Er₂O₃

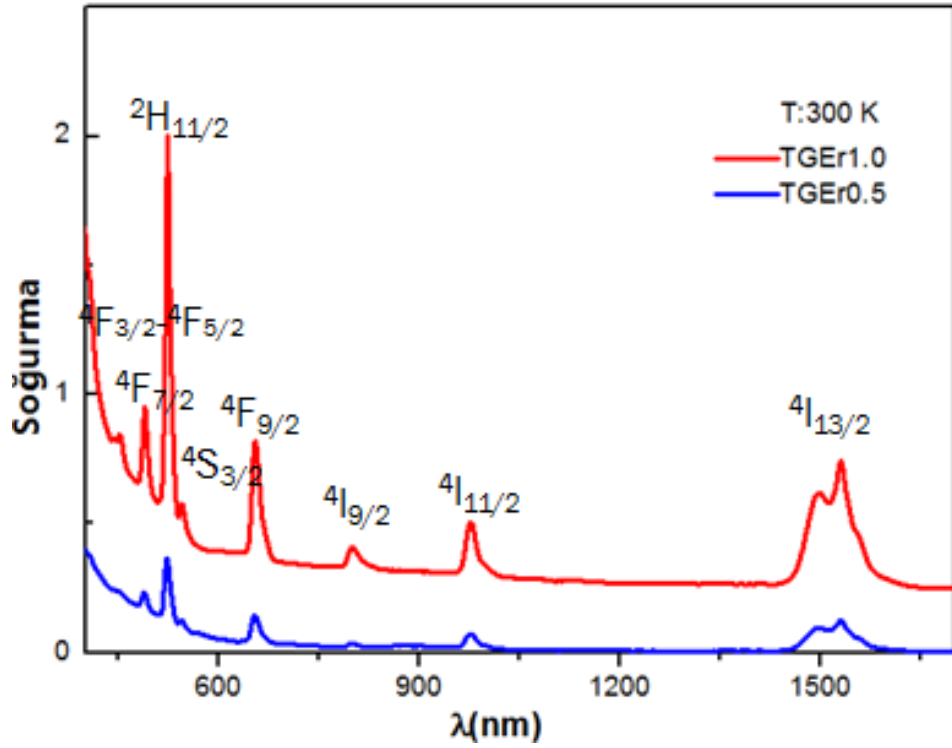
TGTmEr1.5= %87.5TeO₂ - %10GeO₂ - %1Tm₂O₃ - %1.5Er₂O₃

TGTmEr2.0= %87TeO₂ - %10GeO₂ - %1Tm₂O₃ - %2Er₂O₃

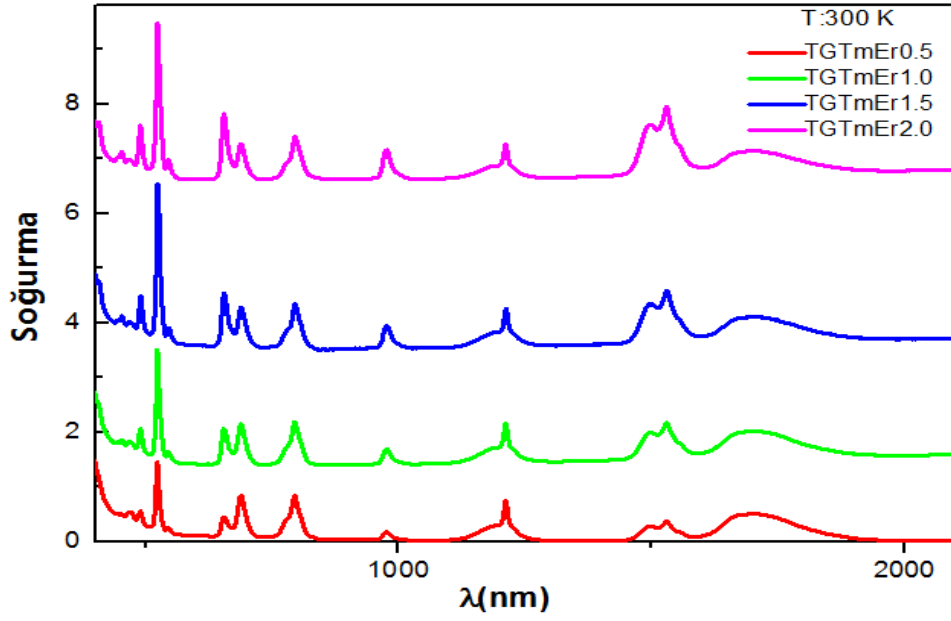
(90-x)TeO₂-10GeO₂-xTm₂O₃ (x=0,5 ve 1 mol%) ve (90-x)TeO₂-10GeO₂-xEr₂O₃ (x=0,5 ve 1.0 mol%) cam malzemelerin soğurma spektrumları Şekil 4.4, Şekil 4.5 de görülmektedir. (90-x) TeO₂-10GeO₂-1Tm₂O₃-xEr₂O₃ (x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mol%) cam malzemeleinin soğurma spektrumları Şekil 4.6 da görülmektedir.



Şekil 4.4: TGTm0.5 ve TGTm1.0 camının soğurma spektrumu.



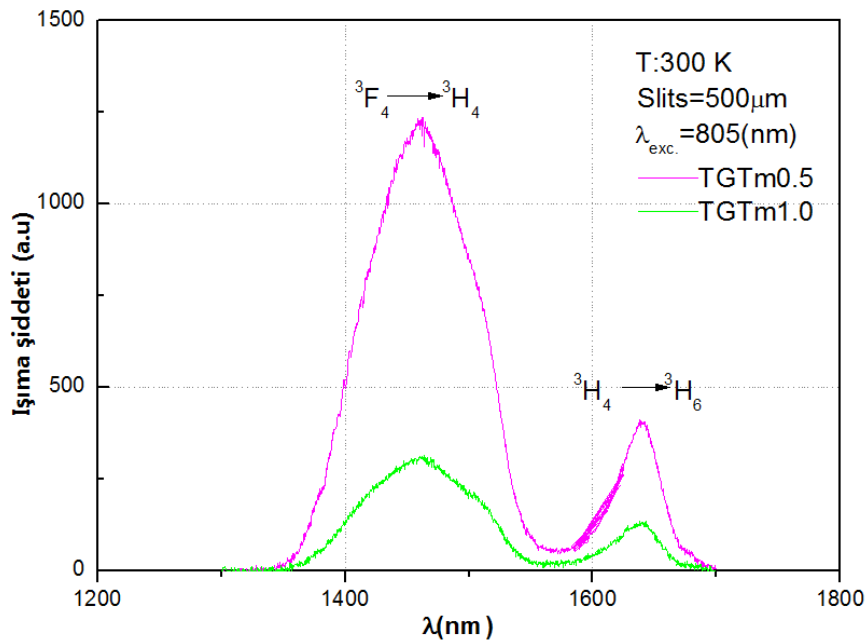
Şekil 4.5: TGER0.5 ve TGER1.0 camının soğurma spektrumu.



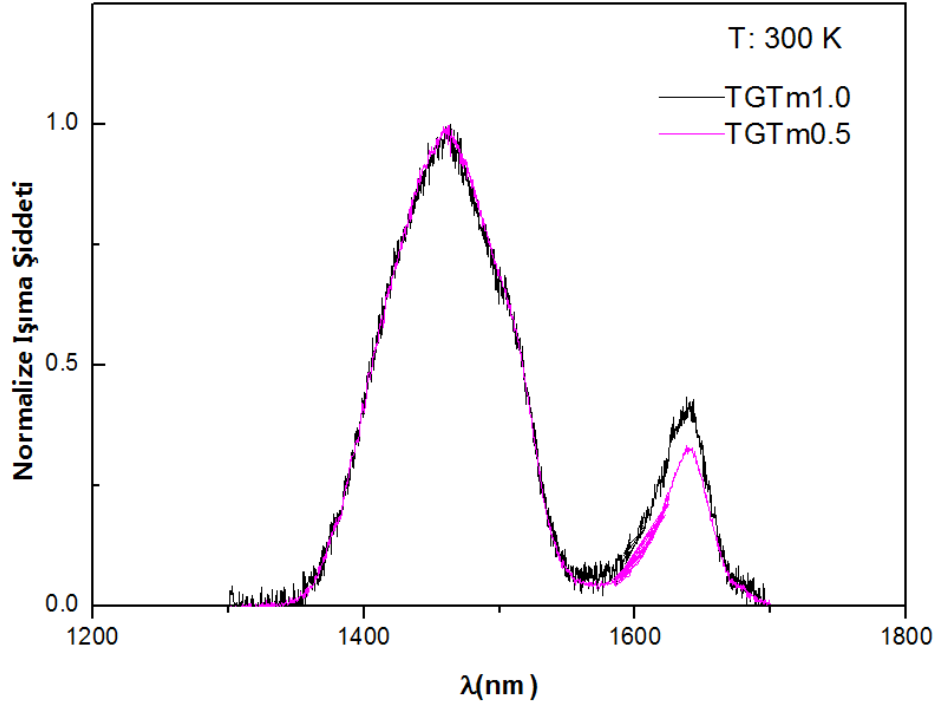
Şekil 4.6: TGTmEr0.5 , TGTmEr1.0 , TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının soğurma spektrumu.

4.2.2 Floresans spektrum sonuçları

(90-x)TeO₂-10GeO₂-xTm₂O₃ cam numelerinin “ID-444” dedektör ile floresans spektrumları alındı. Floresans ölçümleri sonucunda bu cam matrisinde iki geniş bantlı ışımaya gözlemlendi. Şekil 4.7 sadece TulyumIIIoksit katkılı cam numunelerin floresans spektrumlarını göstermektedir. Şekil 4.8 normalize edilmiş grafikleridir.

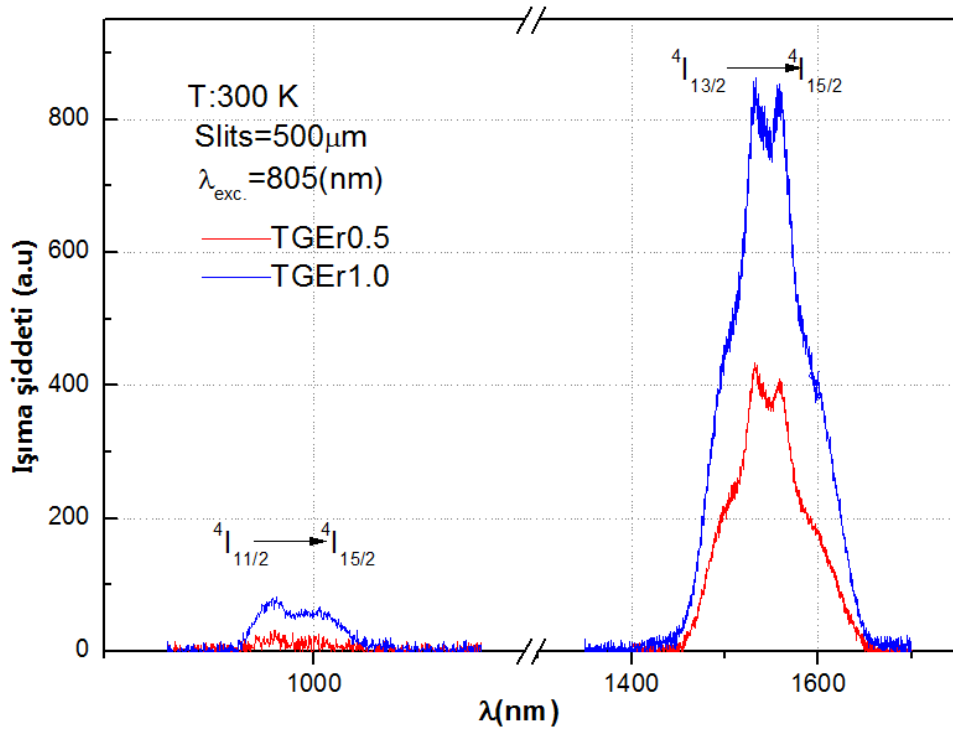


Şekil 4.7: TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının floresans spektrumları.

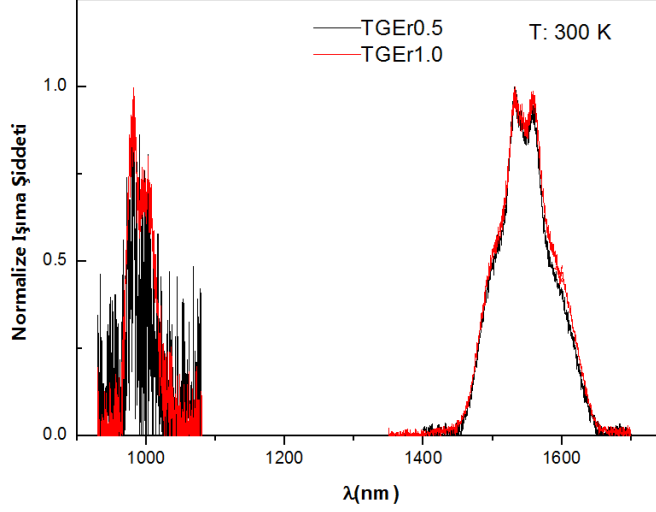


Şekil 4.8: TGTm0.5 ve TGTm1.0 camlarının normalize floresans spektrumları.

Şekil 4.9 $(90-x)\text{TeO}_2-10\text{GeO}_2-x\text{Er}_2\text{O}_3$ ($x=0,5$ ve 1.0 mol%) cam malzemelerine ait floresans spektrumları. Bu camlarda da geniş iki ışıma bandı görüldü. Şekil 4.10 TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının normalize edilmiş grafiklerini göstermektedir.

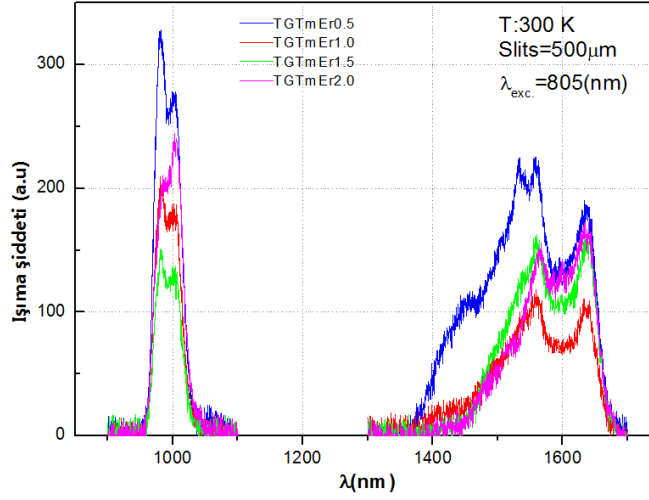


Şekil 4.9: TGER0.5 ve TGER1.0 camlarının floresans spektrumlar.



Şekil 4.10: TGEr0.5 ve TGEr1.0 camlarının normalize floresans spektrumları.

Şekil 4.11 Tm₂O₃ ve Er₂O₃ katkılı cam malzemelerin floresans spektrumlarının konsantrasyonla değişimini göstermektedir.



Şekil 4.11: (90-x) TeO₂-10GeO₂-1Tm₂O₃-xEr₂O₃ (x=0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mol%)camlarının ışıma şiddetlerinin konsantrasyonla değişimi.

4.3 Judd-Ofelt Analizi Sonuçları

3. Bölümde verilen eşitlikler kullanılarak TGTm0.5 ve TGEr1.0 cam malzemeleri için ($\Omega_{t=2,4,6}$) Judd-Ofelt şiddet parametreleri, kendiliğinden geçiş olasılıkları, floresans dallanma oranları, yaşam süreleri ve ışımalı tesir kesitleri hesaplandı. Çizelge 4.1 de $U^{(t)}$ matris elemanlarına en küçük kareler yönteminin uygulanmasıyla hesaplanan Judd-Ofelt şiddet parametrelerin Tm³⁺ iyonu ve Er³⁺ iyonu için bulunan değerler verilmiştir. Çizelge 4.2 TGTm0.5 camındaki Tm³⁺ iyonunun ¹G₄, ³F₂, ³F₃,

3H_4 , 3H_5 , 3F_4 soğurma bantlarının hesaplanan ve ölçülen osilatör güçlerini göstermektedir. Çizelge 4.3 TGEr1.0 camındaki $^4F_{3/2}$, $^4F_{5/2}$, $^4F_{7/2}$, $^2H_{11/2}$, $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ soğurma bantlarının hesaplanan ve ölçülen osilatör güçlerini göstermektedir.

Çizelge 4.1: Judd-Ofelt şiddet parametreleri.

Cam matrisleri	$\Omega_2(10^{-20}$ $cm^2)$	$\Omega_4(10^{-20}$ $cm^2)$	$\Omega_6(10^{-20}$ $cm^2)$
TGTm0.5	6,63	1,04	1,79
TGEr1.0	3,38	2,68	1,64

Çizelge 4.2: TGTm0.5 deki Tm^{3+} için Judd-Ofelt teorisiyle hesaplanan ve ölçülen osilatör güçlerinin karşılaştırılması.

Geçişler	$\lambda(nm)$	TGTm0.5	
		$f_{mea} \times 10^{-6}$	$f_{cal} \times 10^{-6}$
1G_4	469,7	0,696	0,501
3F_2	664,6	0,052	0,779
3F_3	689,2	3,213	3,212
3F_4	794,6	6,664	5,551
3H_5	1212	7,443	6,450
3H_4	1701	19,983	20,503
$rms\Delta f$		$5,83 \times 10^{-7}$	
$rms\ error(\%)$		15,8	

Çizelge 4.3: TGEr1.0 deki Er^{3+} için Judd-Ofelt teorisiyle hesaplanan ve ölçülen osilatör güçlerinin karşılaştırılması.

Geçişler	$\lambda(nm)$	TGEr1.0	
		$f_{mea} \times 10^{-6}$	$f_{cal} \times 10^{-6}$
$^4F_{3/2}$	443,03	0,02	0,45
$^4F_{5/2}$	452,33	0,27	0,80
$^4F_{7/2}$	489,10	1,76	3,40
$^2H_{11/2}$	523,09	7,49	9,38
$^4S_{3/2}$	545,04	0,33	0,96
$^4F_{9/2}$	654,05	4,33	7,02
$^4I_{9/2}$	799,58	1,14	1,88
$^4I_{11/2}$	976,42	3,02	3,55
$^4I_{13/2}$	1530,32	23,51	20,45
$rms\Delta f$		$82,8 \times 10^{-6}$	
$rms\ error(\%)$		30,8	

Çizelge 4.4 TGTm0.5 deki Tm^{3+} ün enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıklarını, dallanma oranlarını ve ışımalı yaşam sürelerini göstermektedir. Çizelge 4.5 TGTm0.5 ve TGER1.0 camlarında görülen geçişlerin ışımalı tesir kesiti değerlerini göstermektedir.

Çizelge 4.4: TGTm0.5 deki Tm^{3+} nın enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıkları, dallanma oranları ve ışımalı yaşam süreleri.

Geçişler	TGTm0.5			
	Average frequency(cm^{-1})	A_{ed} (sn^{-1})	β	$\tau_R(ms)$
$^3H_4 \rightarrow ^3H_6$	6105	829,9	0,5	1,20
$^3F_4 \rightarrow ^3H_6$	5878,6	456,06	0,27	1,23
$\rightarrow ^3H_4$	6849,3	346,5	0,21	
$\rightarrow ^3H_5$	2371,3	6,08	0,003	
$^3F_3 \rightarrow ^3H_6$	14509,6	375,9	0,69	1,85
$\rightarrow ^3H_4$	1924,63	101,3	0,18	
$\rightarrow ^3H_5$	6258,75	60,9	0,11	
$^3F_2 \rightarrow ^3H_6$	15046,6	2223,3	0,42	0,18
$\rightarrow ^3H_4$	2461,7	46,3	0,008	
$\rightarrow ^3H_5$	6795,82	596,4	0,11	
$\rightarrow ^3F_4$	9167,75	2398,5	0,45	
$^1G_4 \rightarrow ^3H_6$	21290,2	3168,3	0,28	0,09
$\rightarrow ^3H_4$	8705,2	88,6	0,008	
$\rightarrow ^3H_5$	13039,4	2549,07	0,23	
$\rightarrow ^3F_4$	15411,3	4968,7	0,45	
$\rightarrow ^3F_3$	6780,61	169,4	0,015	
$\rightarrow ^3F_2$	6243,54	39,1	0,003	

Şekil 4.12, TGTm0.5 camında görülen $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ geçişinin, Şekil 4.13, TGTm0.5 camında görülen $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ geçişinin ışımalı tesir kesitini dalga boyuna karşılık grafiğini göstermektedir. Şekil 4.14 TGER1.0 camında görülen $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$, Şekil 4.15 TGER1.0 camında görülen $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ye geçişin ışımalı tesir kesitinin dalga boyuna karşılık grafiğini göstermektedir.

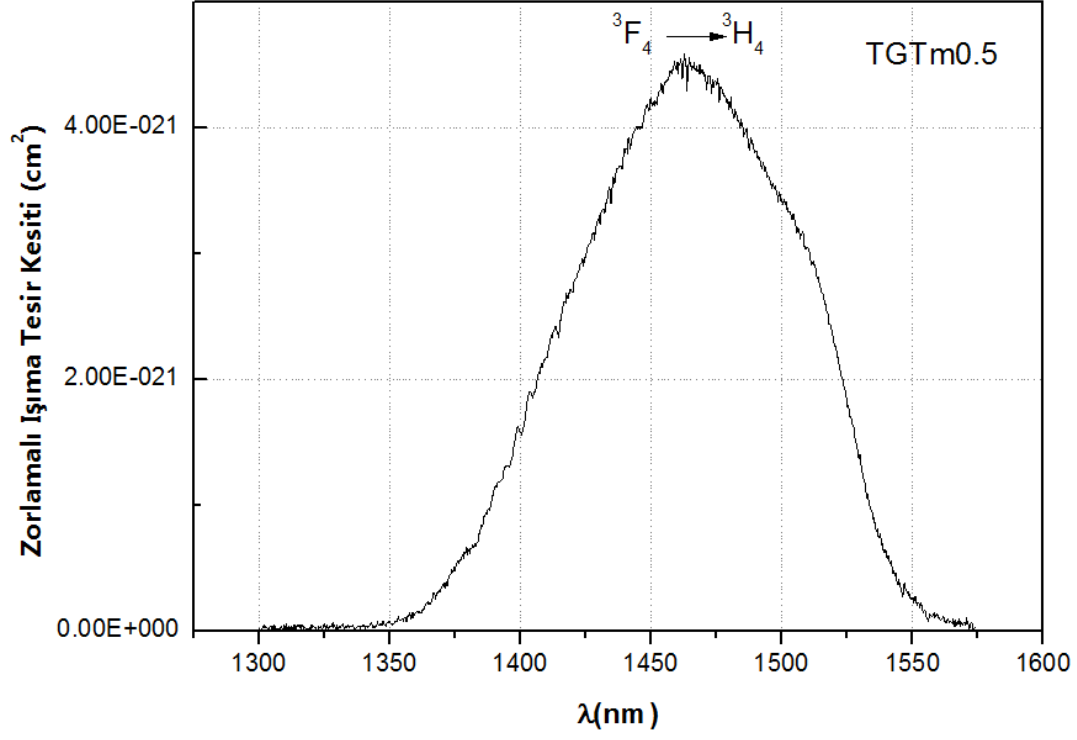
Çizelge 4.5 TGTm0.5 ve TGER1.0 camlarının floresans spektrumunda görülen zorlamalı tesir kesiti değerleri görülmektedir. Çizelge 4.6 TGER1.0 deki Er^{3+} enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıklarını, dallanma oranlarını ve ışımalı yaşam sürelerini göstermektedir.

Çizelge 4.5: TGTm0.5 ve TGEr1.0 camlarının floresans spektrumunda görülen geçişlerin zorlamalı tesir kesiti değerleri.

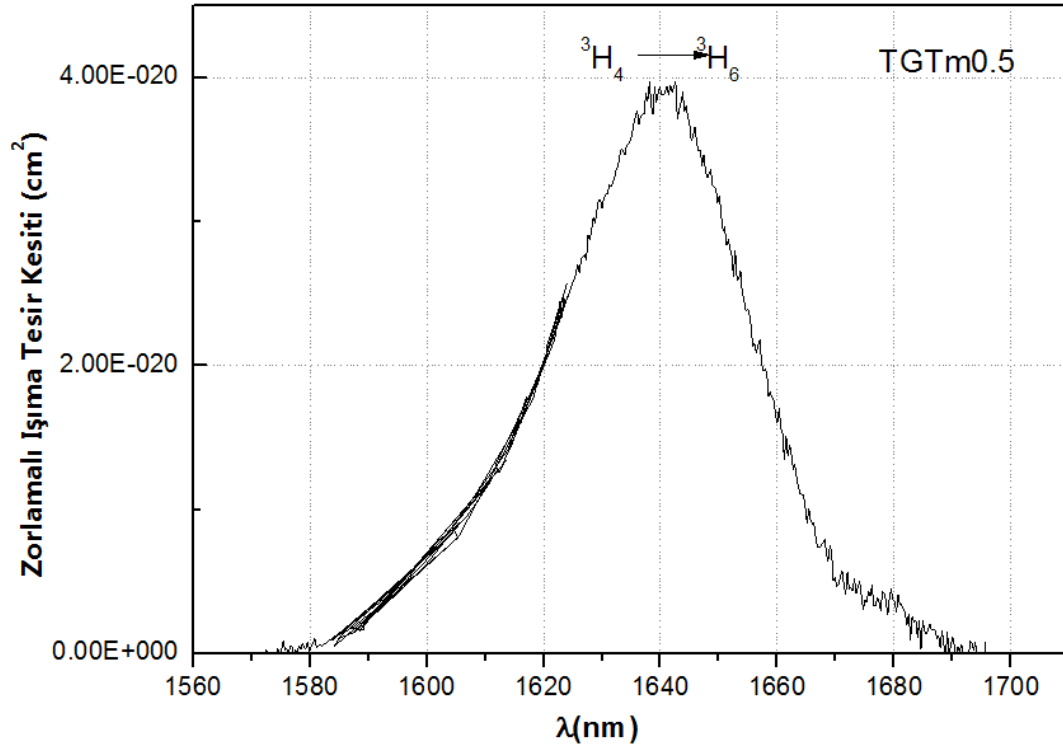
Geçişler	Tesir Kesiti (cm ²)	
	TGTm0.5	TGEr1.0
³ H ₄ → ³ H ₆	3,89x10 ⁻²⁰	-
³ F ₄ → ³ H ₄	4,45x10 ⁻²¹	-
⁴ I _{13/2} → ⁴ I _{15/2}	-	1,19x10 ⁻²⁰
⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	-	3,80x10 ⁻²¹

Çizelge 4.6: TGEr1.0 daki Er³⁺ nın enerji seviyelerinin elektrik dipol geçiş olasılıkları, dallanma oranları ve ışımalı yaşam süreleri.

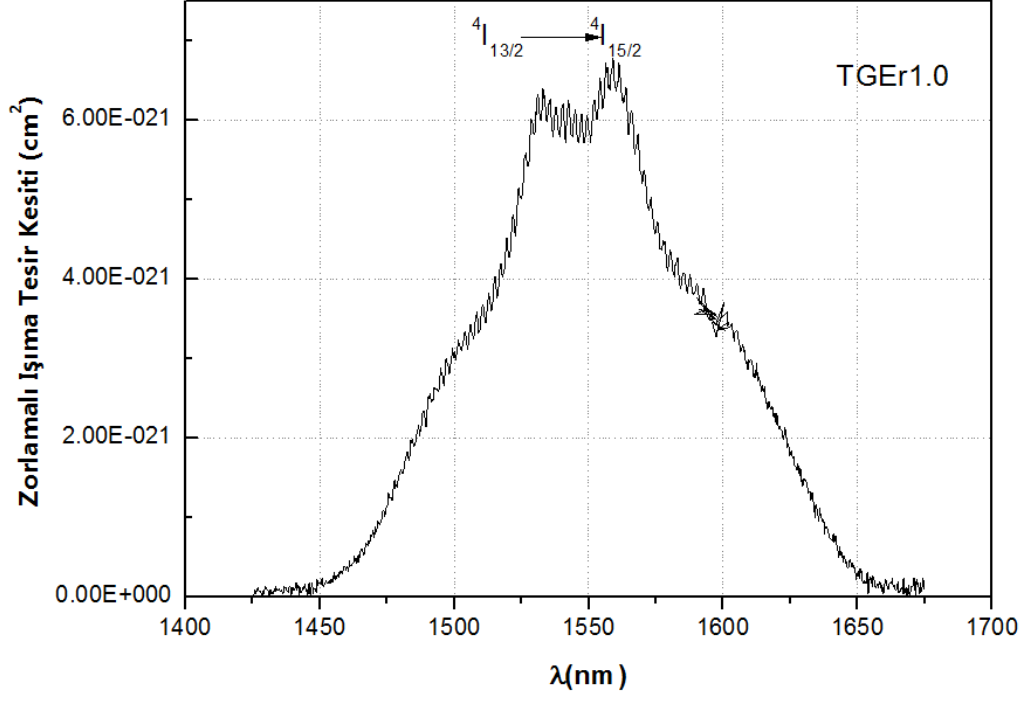
Geçişler	TGEr1.0			
	Ortalama frekans (cm ⁻¹)	A _{ed} (sn ⁻¹)	β	τ _R (ms)
⁴ I _{13/2} → ⁴ I _{15/2}	6468,5	384,8	0,38	2,59
⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	10241,4	146,04	0,14	1,65
→ ⁴ I _{13/2}	4890,36	458,61	0,46	
⁴ I _{9/2} → ⁴ I _{15/2}	12506,5	3,35	0,003	1,14
→ ⁴ I _{13/2}	2265,08	185,51	0,21	
→ ⁴ I _{11/2}	5971,9	680,7	0,78	
⁴ F _{9/2} → ⁴ I _{15/2}	15289,2	5,61	0,0008	0,15
→ ⁴ I _{13/2}	8754,6	215,6	0,03	
→ ⁴ I _{11/2}	5647,7	290,29	0,04	
→ ⁴ I _{9/2}	2782,7	5895,3	0,92	
⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{15/2}	18347,2	2,28	0,0003	0,17
→ ⁴ I _{13/2}	11812,6	205,49	0,03	
→ ⁴ I _{11/2}	8105,7	559,27	0,09	
→ ⁴ I _{9/2}	5840,6	385,62	0,06	
→ ⁴ F _{9/2}	3057,9	4688,07	0,80	
² H _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	19116,9	0,15	0,00006	0,41
→ ⁴ I _{13/2}	12582,3	13,28	0,005	
→ ⁴ I _{11/2}	8875,4	123,86	0,05	
→ ⁴ I _{9/2}	6610,3	300,46	0,12	
→ ⁴ F _{9/2}	3827,6	688,54	0,28	
→ ⁴ S _{3/2}	769,7	1268,32	0,52	
⁴ F _{7/2} → ⁴ I _{15/2}	20445,3	2,36	0,00016	0,06
→ ⁴ I _{13/2}	13910,8	0,13	9,09x10 ⁻⁶	
→ ⁴ I _{11/2}	10203,9	19,51	0,0013	
→ ⁴ I _{9/2}	7938,6	458,03	0,03	
→ ⁴ F _{9/2}	5156,1	932,73	0,06	
→ ⁴ S _{3/2}	2098,2	2202,55	0,15	
→ ² H _{11/2}	1328,4	10984,1	0,75	



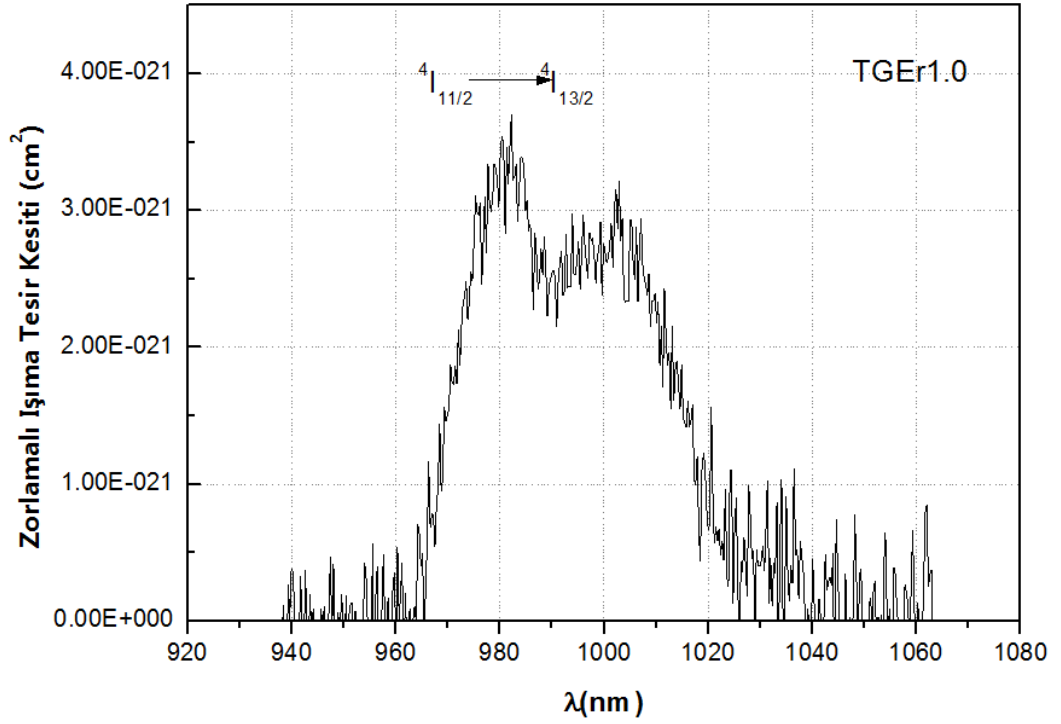
Şekil 4.12: TGTm0.5 camının floresans spektrumunda görülen ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_4$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.



Şekil 4.13: TGTm0.5 camının floresans spektrumunda görülen ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.



Şekil 4.14: TGEr1.0 camının floresans spektrumunda görülen $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.



Şekil 4.15: TGEr1.0 camının floresans spektrumunda görülen $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişinin ışımalı tesir kesiti spektrumu.

5. SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ

Tm^{3+} iyonları ile katkılanan camlar 800 nm civarındaki pompalama ile uyarıldıklarında 1450 nm ve 1800 nm civarında iki ışımaya yapmaktadır. Bunlardan ilki fiber optik haberleşmede Er^{3+} ya alternative olmayı vadederken ikinciside tıbbi ve spektroskopik uygulamalar için bir potansiyele sahiptir. Er^{3+} iyonu katkılanarak yapılan fiber optik amplifikatörler silica fiberlerin zayıflamasının minimum olduğu 1550 nm dalga boyu civarında geniş bir aralıkta çalışabilmektedir ve dolayısıyla da 1550 nm de çalışan fiber optik haberleşme sistemleri için idealdir. Yakın zamanda yapılan çalışmalara göre erbiyum katkılı fiberleri 980 ve 1480 nm de pompalamanın en verimli sonuçlar verdiği bilinmektedir [35].

Soğurma ölçümleri sonucunda $(90-x)\text{TeO}_2\text{-}10\text{GeO}_2\text{-}x\text{ Tm}_2\text{O}_3$ ($x=0,5$ ve 1 mol%) camlarında $^1\text{G}_4$, $^3\text{F}_2$, $^3\text{F}_3$, $^3\text{H}_4$, $^3\text{H}_5$, $^3\text{F}_4$ soğurma bandları görüldü. Bunun anlamı temel seviyeden bu seviyelere foton soğurma yoluyla geçiş olduğudur. Bu camlarda Tm^{3+} iyon konsantrasyonu arttıkça soğurma şiddetlerinin arttığı gözlemlendi. Floresans ölçümleri sonucunda bu cam matrislerinde iki geniş ışımaya bandı görüldü. Bunlardan 1460 nm deki $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$ geçişine, 1638 nm deki $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ geçişine aittir. Tm^{3+} iyonu konsantrasyonu artırıldığında her iki geçişe ait ışımaya şiddetinde de azalma görülmüştür. 1460 nm de bu cam matrisleri soğurma bandı vermemektedir ancak ışımaya spektrumunda $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$ geçişi sebebiyle bir ışımaya bandı görülmektedir. Bu durum ışımaların malzeme içinde yutulup yutulmadığı, yani başka geçişleri uyarıp uyarmadığı hakkında bilgiler vermektedir. Buda $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$ geçişinden kaynaklanan ışımaya bandının yüksek dalgaboyu limitinde $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{H}_4$ soğurmasını tetiklemeyeceği görülmektedir. Işıma bandlarının orta yükseklikteki genişliklerine bakıldığında (FWHM) 1460 nm ve 1638 nm deki değerlerin arttığı görüldü.

Soğurma ölçümleri sonucunda $(90-x)\text{TeO}_2\text{-}10\text{GeO}_2\text{-}x\text{Er}_2\text{O}_3$ ($x=0,5$ ve $1,0$ mol%) camlarında $^4\text{F}_{3/2}$, $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{F}_{7/2}$, $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$ soğurma bandları görüldü. Bu bandlar taban durumundan bu seviyelere geçişleri göstermektedir. Bu camlarda Er^{3+} konsantrasyonu artırıldığında soğurma bandları şiddetlerinde artma görülmüştür. Bunlardan biri 992 nm deki $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ geçişi, diğeri 1545 nm deki $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ geçişidir.

Er^{3+} konsantrasyonu arttırıldığında her iki geçişinde ışıma şiddetinde ve FWHM değerlerinde artma görülmüştür. Bu genişleme eğilimi soğurma ve floresans spektrumların aştığı 2,1 μm de Ho^{3+} da $^5\text{I}_7 \leftrightarrow ^5\text{I}_8$, 2,0 μm de Tm^{3+} da $^3\text{F}_4 \leftrightarrow ^3\text{H}_6$ ve 1,5 μm de Er^{3+} da $^4\text{I}_{13/2} \leftrightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ gibi tipik üç seviyeli sistemlerde daima meydana gelen ışımalı yakalama sonucudur [36].

Şekil A1 den taban malzemeye sadece Tm_2O_3 katkılındığında lüminesans piki 1460 nm de oluştuğu görülür ve FWHM değeri 93 olarak hesaplandı. Bu $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$ geçişine karşılık gelmektedir. Er_2O_3 katkılındığında ve katkılandırmanın artan değerlerinde 1460 nm deki Tm^{3+} ışımasının şiddeti daha da azalmaktadır. Aynı zamanda Er^{3+} katkılanmasından dolayı 1545 nm de Er^{3+} nın $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ geçişinden kaynaklanan ışıma gözlemlendi.

NIR lüminesansını araştırmak için enerji transfer sürecine bakılmalıdır. Şekil A2 de verilen 805 nm de uyarılmış Tm^{3+} - Er^{3+} çift katkılı camlar için oluşturulmuştur. Buradan görüldüğü gibi 805 nm uyarma altında Er^{3+} nın $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ geçişine karşılık gelen lüminesans şiddeti Tm^{3+} konsantrasyonuna bağlıdır ve 980 nm deki lüminesans şiddeti neredeyse değişmezken 1000 nm deki lüminesans şiddeti artan Er^{3+} konsantrasyonu ile artmıştır. Bu durum Er^{3+} - Tm^{3+} arasında enerji geçişi olduğunu doğrular. Şekil A3 den çift katkılı camlarımız için yakın kızılötesi lüminesans mekanizması açıklanabilir. 805 nm lik lazer uyarma altında Tm^{3+} - Er^{3+} katkılı camlarda sırasıyla Tm^{3+} ve Er^{3+} nın temel seviyeleri olan $^3\text{H}_6$, $^4\text{I}_{15/2}$ den $^3\text{F}_4$ ve $^4\text{I}_{9/2}$ ye nüfuslandırma gerçekleştirir. Tm^{3+} da $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$ geçişler 1460 nm deki lüminesansı oluşturur. Er^{3+} da $^4\text{I}_{9/2}$ seviyesinde ışımasız olarak $^4\text{I}_{11/2}$ ye sonra $^4\text{I}_{13/2}$ ye geçiş olabilir. Aynı zamanda Tm^{3+} nın $^3\text{F}_4$ seviyesinden elektronlar Er^{3+} nın $^4\text{I}_{9/2}$ seviyesine etkili bir şekilde geçebilirler.

Judd-Ofelt şiddet parametrelerinden Ω_2 kovalent bağa çok duyarlıdır. Bu nedenle ne kadar güçlü bir kovalent bağ varsa malzemede Ω_2 daha büyük bir değer alır. Çalışmada TGTm0.5 in Ω_2 değeri $6,63 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$, TGER1.0 in Ω_2 değeri $3,38 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ olarak bulundu. Şekil A4 teki çizelge ile karşılaştırıldığında TGTm0.5 camın florid, silica, florofosfat, germanate, fosfat camlardan daha güçlü kovalent bağa sahip olduğu anlaşılır. TGER1.0 camın ise florid den daha güçlü fakat silica, florofosfat, germanate ve fosfat camlardan daha zayıf kovalent bağa sahip olduğu anlaşılır. Diğer taraftan Ω_4/Ω_6 oranı taban malzemenin spektrum kalitesini belirlemektedir. TGTm0.5 in Ω_4/Ω_6 0,58 bulundu. Bundan dolayı TGTm0.5 camı florofosfat camı ile karşılaştırılabilir. TGER1.0 in Ω_4/Ω_6 değeri 1,63 bulundu. Florofosfat camların Ω_4/Ω_6

Ω_6 değeri daha yüksektir ancak tellürite camların florofosfat camlardan daha iyi kararlılığa sahip olduğu düşünülür ve bu camlar kızılötesi floresans ışıması için taban malzeme uygulamalarında daha ideal camlardır. Şekil A5' e göre TGTm1.0 camı için bulunan zorlamalı ışıma tesir kesiti ($38.9 \times 10^{-21} = \sigma_{em}$) florofosfat, bizmut ve florid camlardan daha büyüktür. Yaşam süresi ve zorlamalı ışıma tesir kesitinin çarpımı ($\sigma_{em} \times \tau_R$) yüksek kazançta ulaşmada önemlidir. $\sigma_{em} \times \tau_R$ değeri TGTm1.0 camının $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ geçişi için $46.68 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ s}$, $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ geçişi için $5.47 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ s}$ olarak hesaplandı. Şekil A5 e göre $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ geçişi için hesaplanan değer florofosfat, bizmut ve florid camlarındakinden büyüktür. Bu durum TGTm1.0 camı fiber lazer ve yükseltici için kullanıldığında yüksek kazanç elde edilebileceğini gösterir. Şekil A6' da Er^{3+} katkılı farklı camların $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişi için σ_{em} ve FWHM değerleri verilmiştir. TGER1.0 camı için $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ geçişine karşılık bulunan σ_{em} değeri 11.9×10^{-21} ve FWHM değeri de 105 nm dir. Dolayısıyla $\sigma_{em} \times$ FWHM değeri 1249.5 bulunur. Bu değer Şekil A6' da ki bizmut, fosfat germanat ve silica camlarındakinden çok daha büyüktür. $\sigma_{em} \times$ FWHM ifadesinin değeri optik yükselteçlerin band genişliği kazancını ölçmede kullanılır. Yüksek bir değer bulunması istenir. Sonuç olarak, TGER1.0 geniş bandlı optik yükselteçler için ana malzeme potansiyeli olarak geliştirilebilir.

KAYNAKLAR

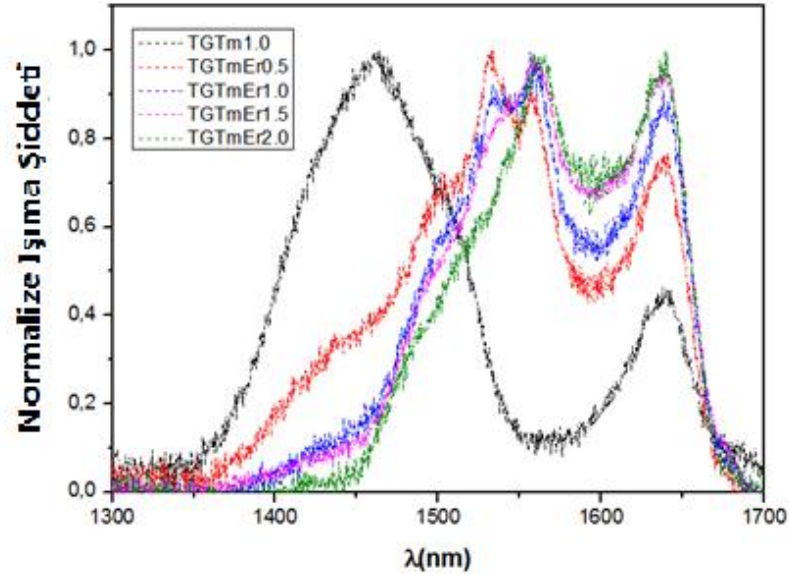
- [1] Murugavel, S. and Asokan, S., 1999. Composition dependence of electrical properties of Al-Te glasses, *J. Non-Cryst. Solids*, **249**, 145-149.
- [2] Wang, J.S., Vogel, E.M., Snitser, E., J.L. Jackel, V.L. Da Silva, Y. and Silberberg, J., 1994. 1.47, 1.88 and 2.8 μm emissions of Tm^{+3} and Tm^{+3} - Ho^{+3} - codoped tellurit glasses, *J. Non-Cryst. Solids*, **178**, 109-113.
- [3] Tanabe, S., Hanada, T., Watanabe, M., Hayashi, T. and Soga, N., 1995. Optical properties of Dy^{+3} doped low-phonon-energy glasses for 1.3 μm optical Amplifier, *J.Am.Ceram.Soc.*, **78**(11), 2917-22.
- [4] Weber, M. J., 1990. Science and Technology of laser glass, *J. Non-Cryst. Solids*, **123**, 208-220.
- [5] Özsoy, S., 2001. Fiber Optik. Birsen Yayınevi, İstanbul.
- [6] Hecht, J., 1992. The Laser Guidebook. TAB Books, Paolo Alto.
- [7] Yamane, M. ve Asahara Y., 2001. Glasses for Photonics, Cambridge University Press, Cambridge.
- [8] Özalp, M.R., Özen, G. Sennaroğlu, A. and Kurt, A., 2002. *Optics Communications*, 217, 281-289.
- [9] Layne C.B. et. al., 1977. Physical Review B, **16**, 10.
- [10] Weber, M.J., 2002. CRC Handbook of Optical Materials, CRC Press, Boca Raton.
- [11] Wang, J.S., Vogel, E.M. and Snitzer, E., 1994. Determination of thermal diffusion constat, *Opt. Mater.*, **3**, 187.
- [12] Sahar, M.R., Jehbu, A.K. and Karim, M.M., 1997. TeO_2 - ZnO - ZnCl_2 glasses for IR transmission, *J. Non-Cryst.Solids.*, **213&214**, 164-167.
- [13] Sidebottom, D.L., Hruschka M. A. and Potter B.G.B., 1997. *J. Non-Cryst.Solids.*,**222**, 282
- [14] Özen, G., Denis, J-P., Genotella, M. and Pelle, F. J., 1995. Tm-Yb-Tm energy transfers and effect of temperature on the fluorescence intensities in oxyfluoride tellurite compounds, *Phys.: Condens. Matter.*, **7**, 4325.
- [15] Weber, M.J., Myers J.D. and Bluckburn D.H., 1981. *J. App. Phys.* **52** (4), 2944.
- [16] Burger H., Vogel H. and Kozhukharov V., 1985. *Infrared Phys.* **25**, 395.
- [17] Rodriguez, V.D., Lavin, V., Rodriguez-Mendoza and U,R., Martin, I.R., 1999. Optical absorption and fluorescence intensities in several rare-earth-doped single crystals, *Opt. Mater.*, **13**, 1.
- [18] Shimizugawa, Y. and Hirao, K., 1996. A study of optical absorption in tellurite glasses, *J. Mater. Res.*, **11**, (10) 2651-2655.

- [19] El-Mallawany, R., 2002. Tellurite glasses handboobk, *CRC Press.*, Boca Raton.
- [20] Weber, M.J., Probabilities for radiative and nonradiative decay Er⁺³ in laF3,*Physical Review*, **157(2)**, 262-272.
- [21] El-Damrawi, G., 2000. Transport behaviour of PbO-PbF₂-TeO₂ glasses, *Phys. Stat. Sol.*, **177**, 385-392.
- [22] Yamane, M., Ashara, Y., 2000. Glasses for Photonics, Cambridge,**38**,.
- [23] Silva, M.A.P., Briois, V., Poulain, M., Messaddeq, Y., Ribeiro, S.J.L., 2003. SiO₂-PbF₂-CdF₂ glasses and glass ceramics, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **64**,95-105
- [24] Gun, F., 1995. Laser Materials,13-16, Singapore.
- [25] Taylor, E., Li, Na. vd. 2002. Spectroscopy of Tm⁺³ doped Tellurite Glasses for 1470 nm Fiber Amplifier, *Journal of Applied Physics*, **92**, 112-117. "Rare-earth-doped nanoparticles prove illuminating" . SPIE . Retrieved April 10, 2012 .
- [26] Radziuk, Darya; Andre Skirtach, Andre Geßner, Michael U. Kumke, Wei Zhang, Helmuth Möhwald, and Dmitry Shchukin (24). "Ultrasonic Approach for Formation of Erbium Oxide Nanoparticles with Variable Geometries" . *Langmuir* 27 : 14472–14480 . Retrieved April 10, 2012 .
- [27] Saleh, B.E.A., Teick, M.C., 1991.Fundamental of Photonics A Wiley-Interscience Publication, New York.
- [28] Judd, B.R., 1962. Optical absorption intensities of rare-earth ions, *Physical Review.*, **127**, pp.750-761.
- [29] Kaminskii, A.A., 1990. *Laser Crystals*, Chapter 4, Springer-Verlag, Berlin p.149.
- [30] Bowlby,B.E., Di Bartolo, B., 2002. Applications of the Judd-Ofelt theory to the praseodymium ion in laser Solids, *Journal of Luminescence*, **100**, 131-139.
- [31] William D.C, Jr., 1991 Materials science and engineering: an introduction, Wiley, New York.
- [32] Kaminskii, A.A., 1990. *Laser Crystals*, Chapter 4, Springer-Verlag, Berlin p.152.
- [33] Desurvire, E., 1994. "Erbium Doped Fiber Amplifiers Principles And Applications", John Wiley&Sons, New York.
- [34] P.R. Ehrman, J.H., Campbell, J., *Am. Ceram. Soc.* **85** (2002),1061.
- [35] D.Zhou, Z.Song, G. Chi, J.Qiu., 2009. "NIR broadband luminescence and energy transfer in Er³⁺-Tm³⁺-co-doped tellurite glasses" *Journal of Alloys and Compounds*, **481**, 881-884
- [36] K. Li, Q. Zhang, G. Bai, S. Fan, J. Zhang, L. Hu, *J. Alloys Comp.* **504** (2010) 573.
- [37] Q. Zhang, G. Chen, G. Zhang, J. Qiu, D. Chen, *J. Appl. Phys.* **106** (2009) 113102.

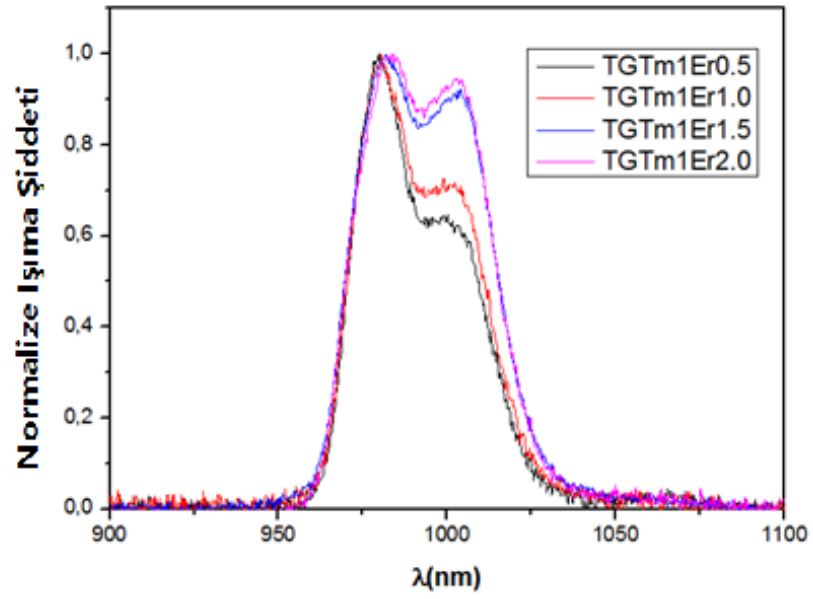
- [38] R. Balda, L.M. Lacha, J. Fernandez, J.M. Fernandez-Navarro, *Opt. Mater.* 27 (2005) 1771.
- [39] A. Kermaoui, F. Pelli ^ñe, *J. Alloys Comp.* 469 (2009) 601.
- [40] H. Fan, G. Gao, G. Wang, J. Hu, L. Hu, *Opt. Mater.* 32 (2010) 627.
- [41] B.M. Walsh, N.P. Barnes, *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 78 (2004) 325.
- [42] J. Yang, S. Dai, Y. Zhou, L. Wen, L. Hu, Z. Jiang, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 977.
- [43] S. Jiang, T. Luo, B.C. Hwang, F. Smekatala, *J. Non-Cryst. Solids* 263–264 (2000) 364.
- [44] H. Lin, E.Y.B. Pun, S.Q. Man, X.R. Liu, *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001) 602.
- [45] X. Zou, T. Izumitani, *J. Non-Cryst. Solids* 162 (1993) 68.
- Url-1 <<http://en.wikipedia.org/wiki/Erbium>>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-2 <<http://en.wikipedia.org/wiki/Tellurium>>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-3 <http://en.wikipedia.org/wiki/Tellurium_dioxide>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-4 <<http://tr.wikipedia.org/wiki/Germanyum>>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-5 <http://en.wikipedia.org/wiki/Germanium_dioxide>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-6 <[http://en.wikipedia.org/wiki/Erbium\(III\)oxide](http://en.wikipedia.org/wiki/Erbium(III)oxide)>, alındığı tarih: 24.05.2013.
- Url-7 <[http://en.wikipedia.org/wiki/Thulium\(III\)oxide](http://en.wikipedia.org/wiki/Thulium(III)oxide)>, alındığı tarih: 24.05.2013.

EKLER

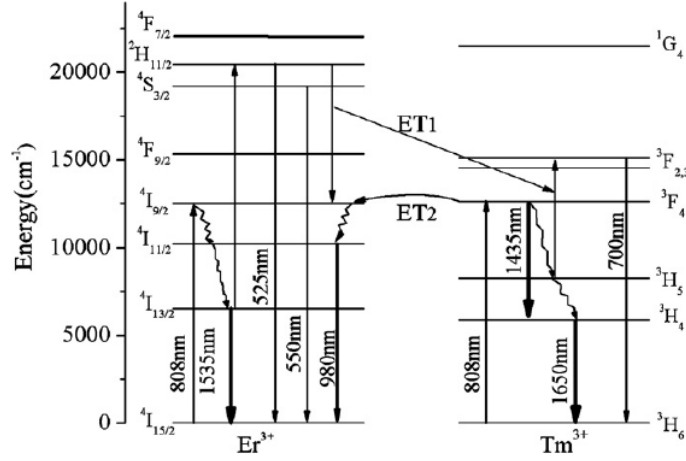
EK A



Şekil A1: TGTm1.0, TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının 1300-1700 nm aralığında normalize ışıma şiddetleri.



Şekil A2: TGTm1.0, TGTmEr0.5, TGTmEr1.0, TGTmEr1.5 ve TGTmEr2.0 camlarının 900-1100 nm aralığında normalize ışıma şiddetleri.



Şekil A3: 808 nm lazer uyarması altında Tm^{3+} - Er^{3+} çift katkılı TKNL camın enerji transfer mekanizması [35].

Glass host	Ω_2 (10^{-2} cm^2)	$\Omega_4(10^{-2} \text{ cm}^2)$	$\Omega_6(10^{-2} \text{ cm}^2)$	Ω_4/Ω_6	Ref.
Fluoride	1.96	1.36	1.16	1.17	[36]
Silica	6.23	1.91	1.36	1.40	[37]
Fluorophosphate	4.12	1.47	0.72	2.04	[38]
Germanate	5.55	2.03	1.26	1.61	[39]
Phosphate	5.63	1.75	1.11	1.58	[37]
TGTm0.5	6.63	1.04	1.79	0.58	
TGER1.0	3.38	2.68	1.64	1.63	

Şekil A4: Camların Judd-Ofelt şiddet parametreleri

The peak cross-section σ_{em}^{peak} , radiative lifetime τ_{rad} and product of $\sigma_{em}^{peak} \times \tau_{rad}$ in the different glasses.

Glass host	$\sigma_{em}^{peak}(\times 10^{-21} \text{ cm}^2)$	$\tau_{rad}(\text{ms})$	$\sigma_{em}^{peak} \times \tau_{rad}$ ($\times 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ s}$)	Ref.
Fluorophosphate	2.50	1.80	4.50	[40]
Bismuthate	6.70	2.60	17.40	[40]
Fluoride	2.31	11.10	25.64	[41]
TGTm0.5	38.9-4.45	1.20-1.23	46.68-5.47	

Şekil A5: Camların zorlamalı ışıma tesir kesiti, ışımalı yaşam süresi ve $\sigma_{em}^{peak} \times \tau_{rad}$ değerleri

σ_{em}^{peak} and FWHM of Er^{3+} in different glasses

Glass	TGER1.0	Bismuth	Phosphate	Germanate	Silicate
$\sigma_{em}^{peak}(\times 10^{-21} \text{ cm}^2)$	11.9	7.0	6.4	5.7	5.5
FWHM (nm)	105	79	37	42	40
$\sigma_{em}^{peak} \times \text{FWHM}$	1249.5	554	236.8	239.4	220
Reference		[42]	[43]	[44]	[45]

Şekil A6: Er^{3+} katkılı farklı camların σ_{em}^{peak} ve FWHM değerleri

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Yasemin PEPE

Doğum Yeri ve Tarihi: Trabzon 1985

Adres: Seyrantepe Mah. İbrahimkaraoğlanoğlu Cad. No: 145/A

Kağıthane/ İSTANBUL

E-Posta: yasmin.pepe8@gmail.com

Lisans: Atatürk Üniversitesi Fizik Öğretmenliği

Yüksek Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi Fizik Mühendisliği