

رقم الترتيب:...

رقم التسلسل:...

جامعة قاصدي مرياح ورقلة

كلية الرياضيات و علوم المادة

قسم الفيزياء



مذكرة ماستر أكاديمي

مجال : علوم المادة

شعبة : فيزياء

تخصص : فيزياء إشعاعية

مقدمة من طرف الطالبتين : نكار صليحة * صندالي فطيمة الزهرة

بعنوان :

تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم

في بعض أنواع الزجاج

نوقشت يوم 2018/06/10

أمام لجنة المناقشة المكونة من :

الزين عبد الله	جامعة قاصدي مرياح - ورقلة	أستاذ مساعد - أ-	رئيسا
مامانو عبد اللطيف	جامعة قاصدي مرياح - ورقلة	أستاذ مساعد - أ-	مناقشا
بن طوبلة عمر	جامعة قاصدي مرياح - ورقلة	أستاذ محاضر - أ-	مقررا

الموسم الجامعي : 2017 - 2018

الإهداء

إلى من لا يمكن أن تخيل الحياة بدونه.....

إلى من كلله الله بالهبة والوقار، وعلمي العطاء دون انتظار...

كل الاحترام والتقدير لأجلك يا نبع العطاء، يا مكافحاً لأجلنا، ويا مناضلاً لإسعادنا، كابدت مشاق الحياة كي تخدمنا، وذقت ألوان الشقاء كي تربينا، فزرعت البذور، وها أنت تجني الثمار، جيلاً طيباً فيه الخير والعطاء بإذن الله، إليك يا من بذلت ولم تنتظر العطاء، فكل الفخر لي أنك أبي... حفظك الله ورعاك... أسأل الله أن يوفقني لبرك.

إلى من لا يمكن للكلمات أن توفي حقها يا نبض الفؤاد.....

إلى من كان دعاؤها سر نجاحي وحنانها بلسم جراحي، إلى أغلى الأحبة... أمي العزيزة... تحية أبعثها إليك يا هبة الرحمن، يا من جهدت وضحي لأجلي، تحملت الآلام حتى أشفى، وكتمت الآلام حتى أسعد، ورقت عظامك حتى أقوى، فكل التحية والتقدير لك يا أغلى من في الوجود، يا منبع العطاء والجلود حفظك الله... أسأل الله أن يوفقني لبرك....

إلى زينة الحياة وشموع الدرب * إخوتي الغوالي* كل واحد باسمه.... رعاهم الله وحفظهم من كل بلاء. إلى رمز انتمائي كل أقاربي الأعراء.....

إلى أستاذنا الفاضل الدكتور: بن طويلة عمر أسأل الله أن يجزيه عنا خير الجزاء، وأن يبارك في عمره وعمله في جميع

الأوقات، مع رفيع الدرجات، في هذه الحياة، وفي روضات الجنات... وفقه الله ودام تألقه.

إلى أصدقائنا وكل رفقاء الدراسة أدامهم الله رونقا لحياتنا.

إلى كل من غضب عندما لم يجد اسمه مكتوب على الورقة فاسمه في القلب محفوظ.

* إلى كل هؤلاء نهدي هذا العمل *

شكر وعرافان

الحمد لله، كما ينبغي لجلال وجهك وعظيم سلطانك، وأتم الحمد وأوفاه، والصلاة والسلام على أظهر خلق الله نبينا محمد بن عبد الله، وبعد نحمد الله الذي وفقنا في إنجاز هذا العمل المتواضع.

إن الاعتراف بالجميل ما هو إلا جزء يسير من رده، ولا يسعنا إلا أن نتقدم ببالغ الشكر والتقدير لأستاذنا الفاضل بن طويلة عمر، الذي طالما حرص على دقة وجودة البحث العلمي وعلى مجهوداته الكبيرة الذي بذلها، والذي لم ييخل علينا بتوجيهاته ونصائحه القيمة وما بذله من جهد ومتابعة طيلة مدة الإشراف، وأيضا على دعمه لنا بالنصح والتشجيع.

وكذا الشكر العميق للأساتذة الأفاضل : "الزين عبد الله"، "مامانو عبد اللطيف"، على قبولهم مناقشة هذا العمل، ولا يفوتنا بأن نتقدم بأعمق عبارات الشكر والعرافان إلى جميع أساتذتنا الكرام الذين أشرفوا على تكويننا طيلة مشوارنا الجامعي.

وفي الأخير نتوجه بالشكر الجزيل إلى كل من مد لنا يد العون في إنجاز هذا العمل، وإلى زملاء الدراسة سنة ثانية ماستر فيزياء إشعاعية دفعة 2018.

الصفحة	فهرس المحتويات
I	الإهداء
II	شكر وعرفان
III	فهرس المحتويات
VII	فهرس الأشكال
VIII	فهرس الجداول
IX	فهرس الترميز
1	مقدمة عامة
الفصل الأول: مطيافية العناصر الترابية النادرة	
4	1.1. المقدمة
4	2.1. العناصر الترابية النادرة
5	3.1. الإيريوم (l'Erbium)
6	3.1.1. تطبيقات الإيريوم
6	4. I. مطيافية أيونات العناصر الترابية النادرة
6	1.4. I. التوزيع الإلكتروني للعناصر الترابية النادرة TR ولأيوناتها TR^{+3}
7	2.4. I. الأعداد الكمية
8	3.4. I. الرموز الطيفية
9	4.4. I. الرموز الطيفية لأيونات العناصر الترابية النادرة
11	5.4. I. مستويات الطاقة للعناصر الترابية النادرة
13	5. I. قواعد الانتقاء
14	6. I. تفاعل أيونات العناصر الترابية النادرة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي
14	1.6. I. آليات إشعاعية
15	1.1.6. I. الامتصاص
16	2.1.6. I. الإصدار التلقائي

17	3.1.6.I الإصدار المحثوث
19	2.6.I آليات غير إشعاعية
21	7.I نقل الطاقة (Transfert d'énergie)
24	8.I المردودية الكمية
24	9.I خلاصة
25	المراجع
الفصل الثاني: الليزر والمضخمات الضوئية	
28	1.II المقدمة
28	2.II المكونات الأساسية لجهاز الليزر
29	1.2.II الوسط الفعال
29	2.2.II المرنان الليزري (المرآتان)
30	3.2.II مصدر الضوء (تقنيات الضخ)
31	3.II المنظومات الليزرية
31	1.3.II المنظومات ثلاثية المستوى
33	2.3.II المنظومات رباعية المستوى
34	4.II شروط الانبعاث الليزري
34	1.4.II الإصدار المحثوث (الانبعاث المحفز)
35	2.4.II التعداد المعكوس
35	3.4.II مبدأ التضخيم الضوئي
38	6.II المواد المضيفة للعناصر الترابية النادرة
38	7.II تعريف الزجاج
38	8.II أنواع الزجاج
38	1.8.II الزجاج الأكسيدي
39	2.8.II الزجاج الهالوجيني

39	8.II.3. زجاج العناصر الكالكوجينية
39	9.II. ذوبانية العناصر الترابية النادرة
40	10.II. التأثير على خصائص الإستضاءة
40	1.10.II. تركيز الإطفاء الذاتي
41	2.10.II. التفاعل مع الفونونات
41	3.10.II. تفاعل أيون-أيون
41	4.10.II. تفاعل OH^-
41	11. II. التضخيم الضوئي
42	12.II. خلاصة
43	المراجع
الفصل الثالث: تعيين مقاطع الفعالة لأيون الإيريوم في بعض أنواع الزجاج: نظرية ماك كومبر McCumber	
46	1.III. المقدمة
47	2.III. حساب المقاطع الفعالة للانتقال
47	1.2.III. المقطع الفعال للامتصاص
47	1.1.2.III. القياس التجريبي لطيف الامتصاص
47	2.1.2.III. طريقة حساب المقطع الفعال للامتصاص
49	2.2.III. المقطع الفعال للإصدار
49	1.2.2.III. طريقة حساب المقاطع الفعالة للإصدار
56	3. III. تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي عند الانتقال ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ بطريقة ماك كومبر McCumber
57	4.III. المقطع الفعال للريح
58	5.III. النتائج والمناقشة
58	6-III. دراسة العينة NPPE1
59	7-III. دراسة العينة NPPE2
61	8-III. دراسة العينة NPPBE1

62	9.III. مقارنة النتائج
63	III-10. الخلاصة
65	المراجع
66	خلاصة عامة
	الملحق
	ملخص

فهرس الأشكال

الصفحة	العنوان	رقم الشكل
5	موضع اللانثانيدات في الجدول الدوري	1. I
6	توضع عنصر الإيريوم في الجدول الدوري	2. I
12	تحلل مستويات الطاقة تحت تأثير التفاعلات المختلفة	3. I
13	مخطط مستويات الطاقة للأيون الترابي النادر Er^{+3}	4. I
14	الآليات الرئيسية لتفاعل المواد الإشعاعية	5. I
16	امتصاص فوتون الطاقة $h\nu$	6. I
19	(a) إصدار تلقائي و (b) إصدار محثوث للأيون الترابي النادر	7. I
21	الآليات الإشعاعية و غير الإشعاعية للأيونات الترابية النادرة	8. I
22	نقل الطاقة الرنيني مع العودة إلى الحالة الأساسية	9. I
22	نقل طاقة رنيني كيني	10. I
23	نقل الطاقة بواسطة الفونونات	11. I
23	عملية التحويل العلوي ل: (أ) فوتونين، (ب) أيونين	12. I
29	يوضح توضع المرآتان (المرنان)	1. II
30	مكونات ليزر الياقوت	2. II
32	تسلسل مراحل إنتاج شعاع ليزر	3. II
32	آليات تفاعل أيون الإيريوم Er^{+3} مع الإشعاع الكهرومغناطيسي عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	4. II
33	نظام ذو أربعة مستويات طاقة	5. II
34	انتقال الإلكترون من E_2 إلى E_1	6. II
35	انتقال الإلكترون من E_2 إلى E_1	7. II
36	عملية التضخيم الضوئي	8. II
37	شرط عتبة الليزر	9. II
42	رسم تخطيطي لمبدأ التضخيم الضوئي	10. II
55	مخطط يمثل مستويين (الأساسي والمثار) للطاقة مع التسميات المستخدمة سابقا	1. III
58	طيف الامتصاص للعيبة NPPE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	2. III
58	منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعيبة NPPE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي.	3. III
59	منحنى المقاطع الفعال للرياح للعيبة NPPE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	4. III
59	طيف الامتصاص للعيبة NPPE2 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	5. III
60	منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعيبة NPPE2 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي	6. III
60	منحنى المقاطع الفعال للرياح للعيبة NPPE2 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	7. III

61	طيف الامتصاص للعيينة NPPBE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	8. III
61	منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعيينة NPPBE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي	9. III
62	منحنى المقطع الفعال للرياح للعيينة NPPBE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	10. III

فهرس الجداول


الصفحة	العنوان	رقم الجدول
7	التوزيع الإلكتروني والأیوني للعناصر الترابية النادرة وطاقة تأينها	1. I
10	الرمز الطيفي للمستوى الأساسي للعناصر الترابية النادرة	2. I
57	مختلف خصائص العينات المدروسة	1. III
57	بعض المعطيات المستخدمة لإيجاد طيف الإصدار	2. III

فهرس الترميز

الرمز	معناه
Z	الشحنة
τ_0	مدة حياة الاستضاءة عند انعدام التركيز
Q	تركيز الإطفاء الذاتي
ρ	تركيز التطعيم
α	معامل الامتصاص
φ	تدفق الفوتون في وحدة المساحة
B_{12}	معامل أينشتاين للامتصاص
$\rho(v)$	كثافة الطاقة لكل وحدة من سطح الحزمة الشعاعية
N_0	عدد الأيونات في الحالة المثارة
A_{21}	معامل اينشتاين
τ_{rad}	مدة حياة الإشعاع في الحالة المثارة
E_i و E_j	مستوى الطاقة
E_m	مستوى الإثارة
A_{mj}	احتمالات للإصدار التلقائي
N_2	نسبة الإسكان في مستوي الحالة المثارة
N_1	نسبة الإسكان في مستوي الحالة الأساسية
I_p	شدة الشعاع الساقط
g_i	درجة التوالد في مستوى الطاقة
T	درجة الحرارة
K	ثابت بولتزمان
P	عدد الفونونات اللازمة لملء فرق الطاقة
w_0	هو احتمال الانتقال
ΔE	فرق الطاقة بين مستويات المرحلة الانتقالية
$n(v)$	عدد بوز (Bose)
τ_{nr}	ثابت زمني مميز يعبر عن مدة الحياة غير المشعة

هاملتون التفاعل	H
دالة الموجة المرتبطة بالذرة	Ψ
شحنة النواة	Ze
هاملتونالتشكيل	H_{conf}
تفاعل كولوم بين الإلكترونات	H_{el}
التفاعل بين اللف الذاتي والعزم الزاوي المداري لكل إلكترون	H_{so}
مُعاملات الازدواج سبين - مدار	λ_i
شدة الحزمة	I
طول المرنان	L
معامل الريح	γ
الخسائر الكلية في المنظومة	A
الريح	G
سرعة الضوء في الفراغ	C
زمن ذهاب ورجوع شعاع الليزر	Δt
الكثافة الضوئية	$\rho (\lambda)$
تركيز الذرات المسؤولة عن الامتصاص	N
الكثافة الحجمية للعينة	P
عدد أفوجادرو	N_a
الكتلة المولية للمادة	M
شدة الشعاع الصادر	$I(v)$
دالة التوزيع المنظمة	$g(v)$
المقطع الفعال للامتصاص	σ_{ab}
ثابت بلانك	h
تواتر الإشعاع	ν
قرينة انكسار الوسط	N
الطول الموجي	λ
شدة الاستضاءة بدلالة الطول الموجي	$I(\lambda)$

مدة حياة الاستضاءة	τ_f
المقطع الفعال للإصدار	$\sigma_e(\nu)$
ثابت بولتزمان	k_B
كثافة التعداد في المستوى الأساسي	N_1
كثافة التعداد في المستوى المثار	N_2
دوال التوزيع	Z_1
دالة شكل الخط المرتبطة بالانتقال	$g_{ij}(\nu)$
دالة الاحتمال	$\Delta\nu_{ij}$
الفرق في الطاقة بين أدنى مستويين فرعيين من المستويين (الأساسي والمثار)	E_0
طاقة الفوتون	ε



مقدمة عامة

مقدمة عامة

أُكتشف الزجاج منذ القدم، ويعتبر من المواد ذات الأهمية الكبيرة، ذلك لاستخداماته العديدة في مجال البصريات عموماً، ولذلك أصبح محل دراسات كثيرة، من أجل تحسين خصائصه والاستفادة منها. يصبح الزجاج نشطاً لما يطعم بالأيونات التريبية النادرة، تتميز هذه الأخيرة بعدة خصائص بصرية مهمة، تؤهلها لأن تستخدم كوسط فعال في العديد من المواد المضيفة الصلبة نظراً للتحويلات الإشعاعية في المجال المرئي والأشعة تحت الحمراء، ويمكن للمواد المضيفة التي يتم وضعها مع الأيونات النشطة أن تغير خصائص هذه الأيونات.

صُنّف الزجاج ضمن المواد ذات التطبيقات الدقيقة عالية التخصص في التقنيات الإلكترونية أو البصرية، كما عُرف بإمكانية اعتباره كوسيط حقيقي لتفاعلات شتى، وقد تمكن الباحثون من تطعيم الألياف الزجاجية بمادة الإيريوم (Er)، مما أعطى دفعة قوية لاستخدام أنظمة الألياف البصرية عند الطول الموجي (1550nm)، أدى ذلك التطعيم للحصول على مضخمت ذات كسب عالي، اطلق عليها مضخمت الليف المطعم بالإيريوم، والتي وجدت استخداماً واسعاً في أنظمة الاتصالات السريعة، و بروز أنظمة نقل تعتمد على استخدام نبضات طبيعية، والتي تمكنها من قطع مسافات طويلة من دون توهين.

إن إمكانية الحصول على مفعول الليزر في الزجاج يعتمد على تركيبة الزجاج ومستويات الطاقة لأيونات العناصر الترابية النادرة للتوزيع الإلكتروني 4f التي تتميز بطبقة 4f مملوءة جزئياً، ومنه مستويات الطاقة لهذا التوزيع يولد أطوال موجية تتراوح من الأشعة فوق البنفسجية إلى الأشعة تحت الحمراء.

الهدف من هذا العمل هو تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي، وذلك من خلال إيجاد طيف الإصدار انطلاقاً من طيف الامتصاص و حسابنا للمقاطع الفعالة للريح.

قسمت هذه المذكرة إلى أربعة فصول وهي:

نتطرق في الفصل الأول الذي بعنوان: "مطيافية العناصر الترابية النادرة" إلى دراسة الدراسة الطيفية لعنصر الإيريوم حيث نحدد من خلاله توزيعه الإلكتروني ومن ثم رموزه الطيفية وبعدها مستويات طاقته.

ويتضمن الفصل الثاني تحت عنوان: " الليزر والمضخمات الضوئية " على دراسة نظرية في فيزياء الليزر.

أما في الفصل الرابع فسيشمل جوهر الموضوع و الذي بعنوان: " تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي " و هذه الدراسة تتم بتعيين طيف الإصدار انطلاقا من طيف الامتصاص اعتمادا على نظرية ماك كومبر McCumber ، و ذلك باستعمال برامج خاصة (Fortron-Excel -Origin 6.0) لاستخراج النتائج المطلوبة و من ثم مناقشتها.

وفي الأخير ختمنا بحثنا بملخص أوجزنا فيها أهم النتائج التي تحصلنا عليها، مع تقديم بعض الآفاق المستقبلية لمواصلة البحث في هذا الموضوع.



الفصل الأول:
مطيافية العناصر الترابية النادرة

1.1. المقدمة

تُعتبر العناصر الترابية النادرة من الفلزات الانتقالية الداخلية التي تقع أسفل الجدول الدوري. لم تكن هذه العناصر محل اهتمام العلماء، إلا البعض منهم، ثم تضافت الجهود تدريجياً، وازداد تَوَجُّه الأنظار إلى هذه الأتربة قصد معرفة عناصرها وفصلها عن بعضها البعض من الناحية التجريبية من جهة، و البحث عن خصائصها الفيزيائية والكيميائية من جهة أخرى [1].

إن العناصر الترابية النادرة، خاصة عنصر الإيريوم (Er)، تلعب دوراً بارزاً في تطوير تكنولوجيا الاتصالات البصرية عند دمجها في المواد الصلبة [2]، تتميز هذه العناصر بخصائص بصرية مهمة وتعتمد بشكل كبير على الحقل المحلي الذي يخضع لها، هذه الخصائص تؤهلها لأن تدخل في العديد من الاستخدامات، تُستخدم أيوناتها كوسيلة نشطة ووسط فعال عند دمجها في العديد من المواد المضيفة الصلبة نظراً لانتقالاتها الضوئية العديدة ضمن المجال المرئي وتحت الأحمر، كما أنّها تمتلك مستويات طاقة غير مُستقرة والتي تُسهل انعكاس السكان [3].

في هذا الفصل، سنقوم بالتطرق إلى بعض الخصائص الطيفية التي تتميز بها العناصر الترابية النادرة، وسنسلط الضوء على أحد عناصرها المهمة وهو عنصر الإيريوم، وسنقدّم بعض خصائصه الفيزيائية والكيميائية ونقوم بتحديد رموزه الطيفية ومستويات طاقته في وسط صلب.

2.1. العناصر الترابية النادرة:

تقع العناصر الترابية النادرة أسفل الجدول الدوري عددها الذري Z يكون بين $Z=57$ (اللانثانوم) و $Z=71$ (اللوتيسيوم)، فهي عبارة عن أكاسيد متشابهة لسلسلة من العناصر المعدنية تضم 15 عنصراً تضاف إلى هذه القائمة، العنصرين الإيتريوم والسكانديوم في مجموعة اللانثيدات لتصبح 17 عنصراً كيميائياً حسب تعريف الإتحاد الدولي للكيمياء البحثية والتطبيقية IUPAC [4]، كما أُعتبر هذين الأخيرين من العناصر الترابية النادرة وذلك بعد اكتشاف تكوينهما الذي له نفس تكوين اللانثانيدات ولها خصائص كيميائية مُتشابهة، وذلك يرجع لوجود الطبقة $4f$ بمداراتها الفرعية السبعة التي تتسع إلى 14 إلكترون، تتميز هذه العناصر بأن الغلاف f غير مشبع بالإضافة إلى الغلاف d أيضاً غير مشبع وكذلك تتميز بالملاء التدريجي للطبقة الإلكترونية $4f$ ويكون فيها هذا المدار ممتلئ كلياً أو جزئياً، ونظراً لأنها تأتي بعد عنصر اللانثانيوم فقد سميت باللانثانيدات. خامات هذه العناصر توجد مختلطة مع بعضها البعض وقد وجد العلماء صعوبات عديدة لفصل كل عنصر بصورة نقية عن باقي العناصر المختلطة به، وسميت بالعناصر الترابية النادرة لندرة وجودها حرة، حيث يصعب فصلها بسبب تقارب حجمها الذري، هذه العناصر ليست نادرة لأنها توجد في الطبيعة بنسبة أكبر من وجود الكثير من العناصر المتوفرة مثل اليود [5].

الجدول (1.I): التوزيع الإلكتروني والأيوني للعناصر الترابية النادرة وطاقة تأينها.

العدد الذري Z	العنصر	رمز العنصر	التوزيع الإلكتروني TR	التوزيع الأيوني TR ⁺³
57	لانثانيوم	La	[Xe] 4f ⁰ 5d ¹ 6s ²	[Xe] 4f ⁰
58	سيريوم	Ce	[Xe] 4f ² 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹
59	براسيوديميوم	Pr	[Xe] 4f ³ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ²
60	نيوديم	Nd	[Xe] 4f ⁴ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ³
61	بروميثيوم	Pm	[Xe] 4f ⁵ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁴
62	ساماريوم	Sm	[Xe] 4f ⁶ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁵
63	يوروبيوم	Eu	[Xe] 4f ⁷ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁶
64	جادولينيوم	Gd	[Xe] 4f ⁷ 5d ¹ 6s ²	[Xe] 4f ⁷
65	تربيوم	Tb	[Xe] 4f ⁹ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁸
66	ديسبروسيوم	Dy	[Xe] 4f ¹⁰ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁹
67	هولميوم	Ho	[Xe] 4f ¹¹ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹⁰
68	إيريوم	Er	[Xe] 4f¹² 5d⁰ 6s²	[Xe] 4f¹¹
69	ثولوم	Tm	[Xe] 4f ¹³ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹²
70	إيتربيوم	Yb	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹³
71	لوتيتيوم	Lu	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹ 6s ²	[Xe] 4f ¹⁴

2.4.I. الأعداد الكمية:

يجب معرفة قيم الأعداد الكمية الأربعة لتحديد طاقة الإلكترون التي تصفها الذرة وهي مُجدولة كالتالي [9]:

- **العدد الكمي الرئيسي (n):** يحدد المدار الرئيسي للإلكترون وبالتالي طاقته، فهو عبارة عن عدد صحيح يتخذ أي

قيمة صحيحة أكبر من الصفر، حيث يأخذ القيم $n=1,2,3,\dots$.

- **العزم الزاوي المداري (L):** يحدد شكل المدار و يأخذ القيم التالية: $L=0,1,2,3,\dots,n-1$.

- **العدد الكمي النفي (s):** يحدد الحركة اللفية للإلكترون واتجاهه (دوران الإلكترون حول نفسه)، قيمته $S=\pm\frac{1}{2}$ وله

اتجاهان $(+\frac{1}{2})$ أو $(-\frac{1}{2})$.

• العدد الكمي المغناطيسي (m): يحدد تصرف المستويات الطاقوية في وجود حقل مغناطيسي (عدد المدارات التي

يتكون منها المستوى الفرعي)، يأخذ القيمة... $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

3.4.I. الرموز الطيفية:

توصف الحالات الذرية باستعمال الترميز الطيفي وتُستخدَم الرموز الطيفية لتمييز بين مستويات الطاقة، إذ يُعطى الرمز الطيفي

من الشكل L_{2S+1} وذلك بتحديد $2S+1$ ، والعزم الزاوي المداري الكلي L ، بالإضافة إلى العزم الزاوي السبيني الكلي للإلكترون S ، والعزم الزاوي الكلي للإلكترون J [4-7]، يُعرَّف الازدواج $L-S$ بازدواج راسيل - ساندر (Russell-Saunders) ويتم فيه جمع العزم الزاوي المداري والعزم اللفي للإلكترون بشكل مُنفصل لتشكيل العزم الزاوي الكلي [10].

✓ العزم الزاوي المداري الكلي L :

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad (1-II)$$

✓ العزم الزاوي اللفي (المغزلي) الكلي S :

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (2-II)$$

يُمثل العدد الكمي المداري (L) مستويات الطاقة الفرعية والمتفرعة من المستويات الأساسية وتُصبح مستويات الطاقة الأساسية هنا مُنشطرة، وتوصف المستويات في هذه الحالة بأنها لا منطبقة وفي الذرية والأطياف توصف الأرقام الكمية السابقة كما هو الحال بالنسبة للدوال التي تصف إلكترونًا واحدًا [11].

ويتم تحديد قيم L بالحروف بدلاً من استخدام الأعداد كالتالي:

$$L=0, 1, 2, 3, 4, \dots, n-1$$

$$L = S, P, D, F, G, H, \dots$$

✓ العزم الحركي الكلي J :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3-II)$$

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|$$

ومنه

$$j_1 = +s_1 l_1 \text{ و } j_2 = +s_2 l_2 \text{ حيث: } J = j_1 + j_2 \text{ [12]:}$$

❖ قواعد هوند (Hund rules):

تُحدد قواعد هوند توزيع الإلكترونات التي تنتمي إلى نفس الطبقة الإلكترونية داخل كل محط ذري بحيث يكون المستوى الأساسي

يتميز بـ :

✓ قيمة اللف الذاتي الكلي **S**: يأخذ أكبر قيمة ممكنة.

✓ العزم المداري الكلي **L**: تكون له أعلى قيمة مُتماشية وقيمة (S أعلى قيمة لـ L) .

✓ $J = J_{\min} |L - S|$ من أجل طبقة مملوءة أقل من النصف.

✓ $J = J_{\max} |L + S|$ من أجل طبقة مملوءة أكثر من النصف.

❖ مبدأ الاستبعاد لباولي (Pauli):

يُنص هذا المبدأ على أنه لا يُمكن أن تتساوى أعداد الكم الأربعة لأي إلكترونين في ذرة واحدة يعني ذلك أن يأخذوا نفس الحالة

الكمومية، أي نفس قيم الأعداد الكمية و التي هي (n, l, m, s)، بينما يُمكن أن يشتركا في رقم واحد أو اثنين أو ثلاثة فقط

[13].

I 4.4. الرموز الطيفية لأيونات العناصر الترابية النادرة:

نأخذ كمثال عنصر الإيريوم (Er)، فمن أجل أيون الإيريوم يكون Er^{+3} :

التوزيع الإلكتروني للعنصر $[Xe] 4f^{12} 6s^2$

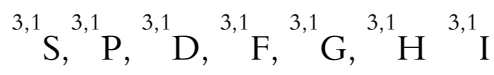
التوزيع الإلكتروني للأيون $[Xe] 4f^{11}$:

قيم L و S لهذا الأيون هي:

$$L = 3$$

$$S = \frac{1}{2}$$

وعند استخدام الازدواج L-S للتوزيع $4f^{11}$ نجد الرموز الطيفية التالية:



انطلاقاً من قواعد هوند، نجد أنّ الرمز الطيفي للمستوى الأساسي لأيون الإيريوم Er^{+3} هو ${}^4I_{15/2}$

يوضّح الجدول التالي الرموز الطيفية للمستوى الأساسي لأيونات العناصر الترابية النادرة [13].

الجدول (2.I): الرمز الطيفي للمستوى الأساسي للعناصر الترابية النادرة.

الرمز الطيفي للمستوى الأساسي	العنصر
1S_0	La
${}^1F_{5/2}$	Ce
3H_4	Pr
${}^4F_{9/2}$	Nd
5I_4	Pm
${}^6H_{5/2}$	Sm
7F_0	Eu
${}^8S_{7/2}$	Gd
7F_6	Tb
${}^1H_{15/2}$	Dy
5I_8	Ho
${}^4I_{15/2}$	Er
3H_6	Tm
${}^2F_{7/2}$	Yb
1S_0	Lu

5.4.I. مستويات الطاقة للعناصر الترابية النادرة [7،13]:

يتميز كلُّ أيون من العناصر الترابية النادرة بمخطط طاقة معين، ومن أجل تحديد وضع مستويات الطاقة له يجب حل مُعادلة

شرودينغر:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = H\Psi \quad (4-I)$$

$$E\Psi = H\Psi \quad (5-II)$$

حيث:

H : هاملتون التفاعل.

Ψ : دالة الموجة المرتبطة بالذرة.

E : طاقة المستوي .

من أجل أيون حر موجود مع N إلكترون ونواة شحنتها (Ze) ، وبفرض كتلتها لا نهائية، نستطيع كتابة الهاملتون للأيون الحر H

على الشكل التالي:

$$H = H_{conf} + H_{el} + H_{so} \quad (6-I)$$

H_{conf} : هاملتون التشكيل حسب تقريب "الحقل المركزي" و يُمثل مجموع الطاقة الحركية الممكنة للإلكترونات حول النواة،

ويسمح بالحصول على وضع التشكيلات الإلكترونية للطاقة:

$$H_{conf} = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \frac{ze^2}{r_i} \right) \quad (7-I)$$

H_{el} : يمثل تفاعل كولوم بين الإلكترونات في الطبقة (تنافر الإلكترونات فيما بينها)، هذا التفاعل يرفع التطابق في المستويات

الإلكترونية للطبقة $4f$ من خلال الرموز الطيفية L_j^{2S+1} وهي تعتمد على المسافة بين الإلكترونات i و j :

$$H_{el} = e^2 \sum_{i>j}^N \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (8-I)$$

H_{SO} : يمثل التفاعل بين اللف الذاتي والعزم الزاوي المداري لكل إلكترون (تفاعل سبين- مدار)، فيعطي رفع التطابق للمستويات

الثانوية من خلال الرمز الطيفي $2S+1L_J$ ويُحددها العدد الكمي J ، وذلك بـ:

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|$$

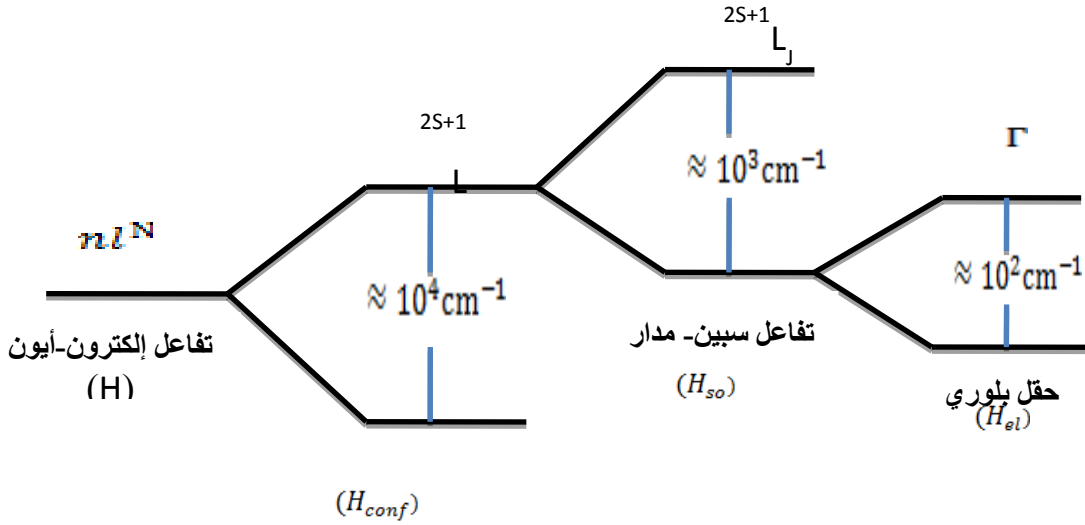
وتعطي:

$$H_{SO} = \lambda_i \sum_i s_i l_i \quad (9-I)$$

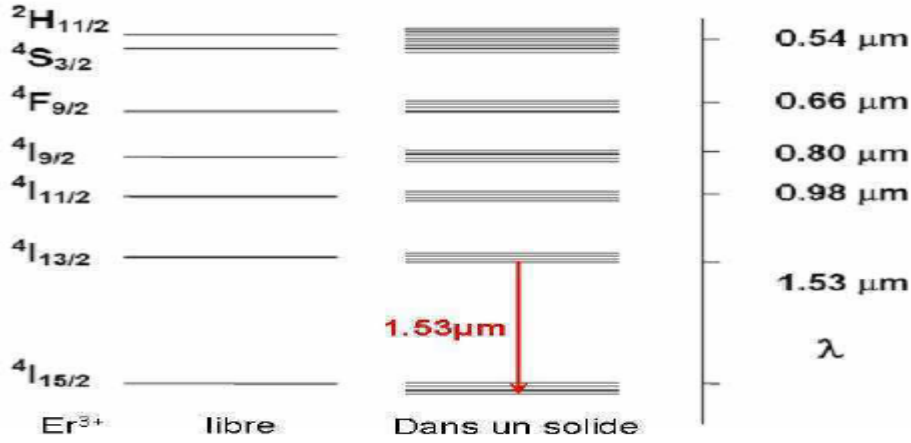
حيث:

λ_i : مُعاملات الازدواج سبين - مدار.

يتم إدخال H_{SO} و H_{el} في نظرية الاضطراب، ويُطبق ذلك في حالة العناصر الترابية النادرة.



الشكل (3.I): تحليل مُستويات الطاقة تحت تأثير التفاعلات المختلفة [4].



الشكل (4.I): مخطط مستويات الطاقة للأيون الترابي النادر Er³⁺ [4]

I. 5. قواعد الانتقاء:

إنَّ تفاعل أيونات العناصر الترابية النادرة في المادة المضيفة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي ينتج عنه انتقال الإلكترونات بين مستويات الطاقة وفقاً لقواعد الانتقاء وهي:

$$\Delta n = n_2 - n_1 \text{ كيفي}$$

$$\Delta l = l_2 - l_1 = \pm 1$$

$$\Delta j = j_2 - j_1 = 0, \pm 1$$

تفاعل إلكترونات العناصر الترابية النادرة مع الحقل البلوري يؤدي إلى نوعين من الانتقالات [14]:

❖ **انتقالات ثنائي القطب الكهربائي:** الانتقالات المسموح بها تكون أكثر شدة. فلحدوث انتقال من مستوى إلى

مستوي وجب توفر قواعد تعرف باسم قواعد لابورت (Règles de laporte):

$$\Delta s = 0 ; \Delta l = \pm 1 ; |\Delta L| \leq 2l ; |\Delta J| \leq 2l$$

هذه القواعد تدل على أنَّ انتقالات ثنائي القطب الكهربائي بين المستويات التي لها نفس التكافؤ ممنوعة، و هذا يمنع كل انتقالا

داخل التشكيلات في الطبقة 4f.

❖ **انتقالات ثنائي القطب المغناطيسي:** وهي أقل شدة بكثير من كثافة الانتقال لثنائي القطب الكهربائي، وهي أيضا

انتقالات مسموحة بين المستويات التي من نفس التكافؤ، بشرط تحقق القواعد التالية:

$$|\Delta J| = 0, \pm 1; |\Delta L| = 0, \pm 1; \Delta s = 0; \Delta l = 0$$

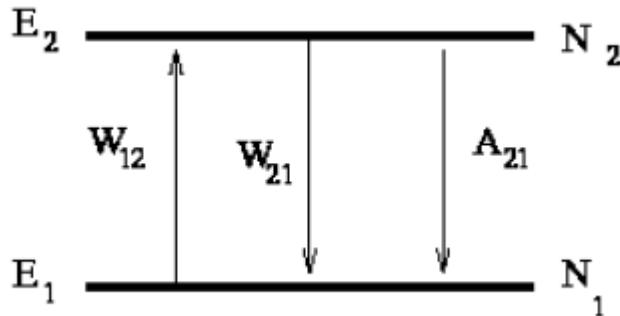
في المادة الزجاجية، يمكننا أن نلاحظ جميع الانتقالات [15].

6.I. تفاعل أيونات العناصر الترابية النادرة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي:

إن أصل ظاهرة التضخيم البصري هي تفاعل أيونات العناصر الترابية النادرة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي، ومن شأن هذا التفاعل أن يؤدي إلى الانتقال بين مستويات الطاقة المختلفة للأيونات، في المواد المطعمة بأيونات العناصر الترابية النادرة، اعتمادا على ما إذا كان أو لم يكن مصحوبا بتبادل فوتون توجد أنواع مختلفة من التحولات الإلكترونية: التحولات الإشعاعية وغير الإشعاعية [7].

1.6.I. آليات إشعاعية:

خلال انتشارها في المواد، يمكن امتصاص الفوتونات من طرف أيونات العناصر الترابية النادرة وبالتالي الانتقال إلى مستوى أعلى للطاقة، ثم تعود الأيونات إلى مستوى الاستقرار، فتعطي الفائض من الطاقة على شكل فوتون. كل هذه الظواهر لها خصائص مشتركة امتصاص أو إصدار فوتون، لذا فهي آلية إشعاعية [7].



الشكل (5.I): الآليات الرئيسية لتفاعل المواد الإشعاعية.

I.1.1.6.1. الامتصاص:

تقوم ذرات المادة بامتصاص فوتونات الإشعاع المسلط عليها وتعمل طاقة هذا الإشعاع على رفع الإلكترونات من المدارات المنخفضة إلى مدارات عالية الطاقة وتصبح الذرات في حالة الإثارة. ولا يتم امتصاصها من قبل المادة إلا إذا كانت طاقتها تزيد عن فرق الطاقة بين مدارات الإلكترونات لذرات تلك المادة.

إن امتصاص الفوتون هو الآلية التي يمر بها الأيون من المستوي الأول إلى المستوي الثاني. ويمكن نمذجة هذه العملية بطريقتين مختلفتين تبعاً لتغير شدة الشعاع خلال الانتشار أو تغير عدد الأيونات المثارة مع مرور الزمن [7]. وفي كلتا الحالتين نحن بحاجة إلى إدخال المقطع الفعال للامتصاص، وهو معامل التناسب بين احتمال امتصاص الفوتون لعدد الأيونات في وحدة الحجم. تقل كثافة الشعاع أثناء الانتشار عن طريق الوسط الممتص وفقاً لمعادلة التالية:

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\sigma_a I(z) N_1 \quad (2-I)$$

على افتراض احتمال الامتصاص ضعيف، فإن الإسكان في المستوي المثارة (2) لا يزال ضئيلاً مقارنة بالتركيز الكلي للأيونات النشيطة ($N_1 \approx N$ و $N(cm^{-3})$). في ظل هذه الظروف. بعد دمج المعادلة (2-I). الشدة المتبقية من شعاع الليزر الناتج من الوسط الممتص يمكنه I هو:

$$I(l) = I_0 e^{-\sigma_a N l} = I_0 e^{-\alpha l} \quad (3-I)$$

حيث $\alpha = \sigma_a N$ هو معامل الامتصاص الذي يعبر عنه ب (cm^{-1}). ويمكن تفسير ذلك على أنه احتمال امتصاص لكل وحدة طول.

تطور الإسكان في مستوي "2" مع مرور الزمن يجعل من الممكن تحديد احتمال الإثارة لكل وحدة من الزمن w_{12} .

$$\frac{dN_2(dt)}{dt} = \sigma_a D N_2(dt) = w_{12} N_2(dt) \quad (4-I)$$

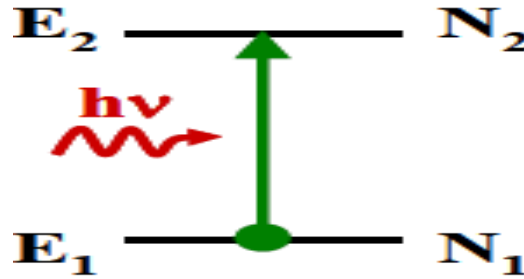
حيث D يمثل تدفق الفوتون في وحدة المساحة، أي عدد الفوتونات التي تعبر المقطع العرضي في ثانية واحدة هي:

$$D = \frac{I}{hv} \quad (5-I)$$

يمكن أيضا تحديد احتمال الانتقال باستخدام معامل أينشتاين B_{12} المعبر عنه في $(J \cdot s \cdot m^{-3})$:

$$w_{12}(v) = B_{12}\rho(v) \quad (6-I)$$

حيث $\rho(v)$ هي كثافة الطاقة لكل وحدة من سطح الحزمة الشعاعية في $(J \cdot s \cdot m^{-3})$.



الشكل (6.I): امتصاص فوتون الطاقة $h\nu$ [8].

2.1.6.I. الإصدار التلقائي:

الأيونات لا تبقى لمدة طويلة في الحالة المثارة. وتعود تلقائيا للمستوى الأساسي عند الطاقة الدنيا، مما يجعل الطاقة الفائضة في شكل انبعاث الضوء. وتسمى هذه الظاهرة الانبعاثات التلقائية (العفوية)، حيث تمر الأيونات من مستوى "2" إلى مستوى "1". كما يسمى متوسط الحياة الذي تبقى فيه الأيونات في الحالة المثارة بمدة حياة الحالة المثارة وحدته الثانية (S). وهي كمية إحصائية يعبر عنها كالتالي:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} t_i \quad (7 - I)$$

حيث N_0 هو عدد الأيونات في الحالة المثارة عند $t = 0$ ويعرف احتمالا للانبعاث التلقائي لوحدة الزمن بمعامل

اينشتاين A_{21} كما يمكن التعبير عن المعادلة كالتالي:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (8-I)$$

$$N_2 = N_0 e^{-A_{21}t} \quad (9-I)$$

في هذه الحالة البسيطة (نظام من مستويين) تعرف مدة حياة الإشعاع على النحو التالي:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{A_{21}} \quad (10-I)$$

حيث τ_{rad} : مدة حياة الإشعاع في الحالة المثارة.

لا تنطوي عمليات الإثارة الأخرى على انبعاث الفوتون، بل يمكن أيضا أن تظهر مدة حياة غير إشعاعية.

يمكن أن يكون للذرة عدة مستويات من الطاقة E_j ومستوى الإثارة E_m . تحدث الانتقالات التلقائية في هذه المستويات، وتتميز

هذه الانتقالات بعدة احتمالات للإصدار التلقائي A_{mj} ، ومنه الاحتمال الكلي للإثارة هو مجموع كل هذه الاحتمالات.

ومدة الحياة الإشعاعية تساوي:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\sum_j A_{mj}} \quad (11-I)$$

نعرف نسبة التوصيل للانتقال $j \rightarrow m$ التي تعطى بالعلاقة التالية:

$$\beta = \frac{A_{mj}}{\sum_j A_{mj}} = A_{mj} \tau_{rad} \quad (12-I)$$

3.1.6.I. الإصدار المحثوث:

الإصدار المحثوث هو ظاهرة الكم مباشرة يسببها التفاعل بين ايون في حالة مثارة وشعاع الليزر مع فوتونات الطاقة المقابلة

لانتقال 1 ← 2.

يحدث هذا الإصدار بواسطة مصدر طاقة خارجية، وذلك عن طريق تحفيز الأيونات المثارة للانتقال من مستوي طاقة عالي إلى

مستوي طاقة أدنى، بواسطة فوتون يمتلك طاقة مساوية إلى فرق الطاقة بين المستويات وينتج عن هذا الانتقال إصدار فوتون آخر

يملك نفس التردد ونفس الطول الموجي، نفس الاتجاه، نفس المرحلة ونفس الاستقطاب. حدث "تضخيم الضوء عن طريق تحفيز انبعاث للإشعاع" الذي هو في الأصل من مصطلح ليزر.

من أجل الإصدار المحثوث يجب أن تكون نسبة الإسكان في مستوى الحالة المثارة N_2 أكبر منه في مستوى الحالة الأساسية N_1 يعني ذلك أن هناك تعداد معكوس للإسكان ويمكن تحقيق ذلك باستعمال قوة محفزة خارجية تدعى الضخ.

يمكن نمذجة هذه الظاهرة بطريقة إحصائية بحتة من خلال إدخال احتمال الإصدار، وذلك باستخدام معامل أينشتاين B_{21} :

$$w_{21}(v) = B_{21} \rho(v) \quad (13-I)$$

إن تغير الإسكان N_2 بدلالة الزمن في حالة الإثارة من قبل الانبعاث المحفز هو:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(v)N_2 \quad (14-I)$$

يمكننا أيضا تعريف المقطع الفعال للإصدار $\sigma_e(c^2)$ كالتالي:

$$\frac{dN_2}{dt} = -w_{21}N_2 = -\frac{\sigma_e I_p}{hv} N_2 \quad (15-I)$$

حيث p هو شدة الشعاع الساقط وحدته (w/cm^2) .

بالنسبة لنظام ذو مستويين تكون الإثارة الإشعاعية:

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{12}N_1 - (w_{21} + A_{21})N_2 = -\frac{dN_1}{dt} \quad (16 - I)$$

في التوازن الترموديناميكي، يتم ربط نسبة الإسكان لمستويين بمعامل بولتزمان.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{hv}{kT}} \quad (17-I)$$

حيث $g_i = 2J_i + 1$ هو درجة التوالد في مستوى الطاقة E_i ، T درجة الحرارة و k ثابت بولتزمان.

في حالة النظام ثابت $\frac{d_i}{dt} = 0$ نجد:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{w_{12}}{w_{21} + A_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (18-I)$$

من هذه العلاقة، يمكننا التعبير عن $\rho(\nu)$ بكثافة الطاقة للحزمة في وحدة المساحة كالتالي:

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\left(\frac{B_{12}g_1}{B_{21}g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)} \quad (19-I)$$

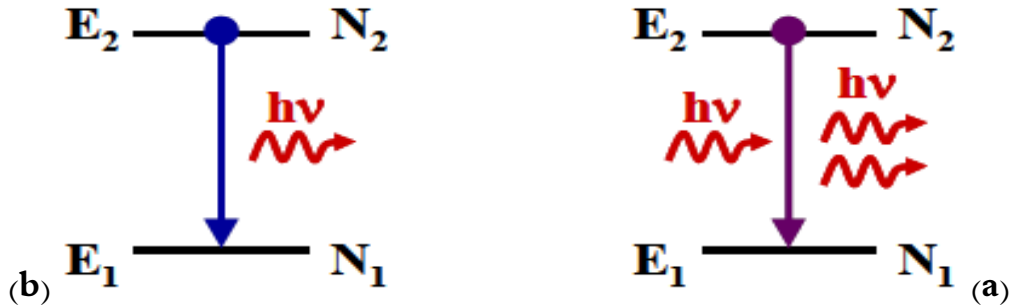
وفقا لقانون بلانك، لدينا:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 \nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (20-I)$$

وبالمطابقة بين المعادلتين نجد:

$$g_1 B_{21} = g_2 B_{12} \quad (21-I)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^3 h \nu^3}{c^3} \quad (22-I)$$



الشكل (7.I): (a) إصدار تلقائي و (b) إصدار محثوث للأيون الترابي النادر [8].

2.6.I آليات غير إشعاعية :

التفاعل بين ذرة في الحالة المثارة وأنماط الاهتزاز من المواد المضيفة يمكن أن يسبب استرخاء غير إشعاعي للذرة، في الكثير

من الحالات التي تهمنا طاقة الانتقالات الإلكترونية بين الحالة المثارة والحالة الأساسية أعلى بكثير من طاقة الفونونات وبالتالي فإن

الاسترخاء غير الإشعاعي بواسطة الفونونات هو إذا عملية متعددة الفونونات، احتمال حدوث الاسترخاء المتعدد الفونون يتعلق بالفرق الطافي بين مستويات الانتقال [7].

$$w_{Mp} = w_0 [n(v) + 1]^p \quad (23-I)$$

حيث p هو عدد الفونونات اللازمة لملء فرق الطاقة.

w_0 هو احتمال الانتقال بحيث:

$$w_0 = B \cdot e^{-a \Delta E} \quad (24-I)$$

ΔE هي فرق الطاقة بين مستويات المرحلة الانتقالية، a (cm) و B (s^{-1}) هي ثوابت موجبة مميزة للمادة لا تتعلق بالأيونات الترابية النادرة ولا بمستويات الطاقة المعتبرة، و $n(v)$ هو عدد بوز (Bose).

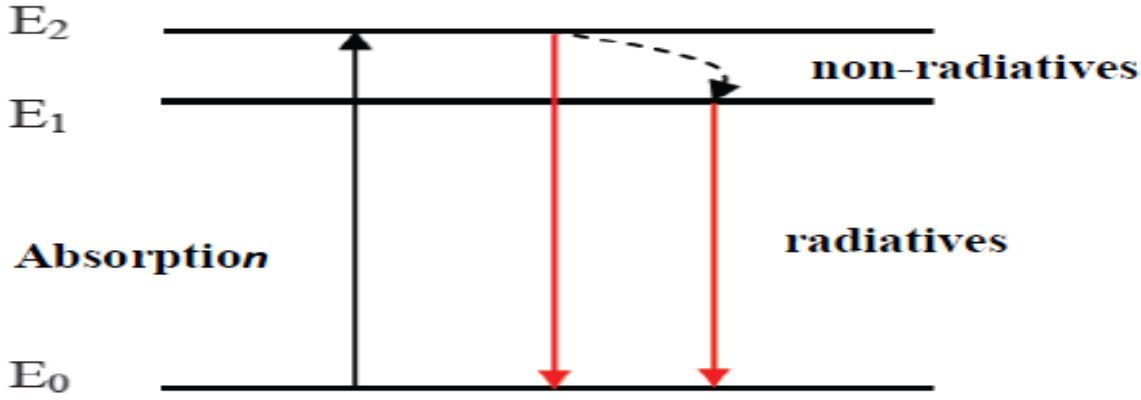
$$n(v) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (25-I)$$

تجدر الإشارة إلى أن احتمالية الانتقال غير الإشعاعي تتناقص مع زيادة فرق الطاقة، بحيث عندما يكون هذا الفرق يكون عدد الفونونات p اللازمة للانتقال أقل من 4، فإن احتمالية الانتقال غير الإشعاعي تدخل في تنافس مع العمليات الإشعاعية، إذا احتمالية الانتقال غير الإشعاعي تزداد مع زيادة درجة الحرارة و بالتالي يؤدي إلى انخفاض في مدة الحياة، احتمالية الانتقال تتناقص بسرعة عندما يتزايد عدد الفونونات اللازم $p = \Delta E/h\nu$ ، وهي بالتالي تختلف من مادة إلى أخرى لأن أنماط الاهتزاز هي الأخرى تختلف من مادة إلى أخرى، بشكل عام تأثير هذه التفاعلات يؤدي إلى تغيير الإسكان في المستويات، إذ يمكن كتابة هذا التغيير بسبب الانتقالات غير المشعة بالصيغة التالية:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}} \quad (26-I)$$

حيث: τ_{nr} ثابت زمني مميز يعبر عن مدة الحياة غير المشعة وتعطى عبارته كالتالي:

$$\tau_{nr} = \frac{1}{w_{nr}} \quad (27-I)$$



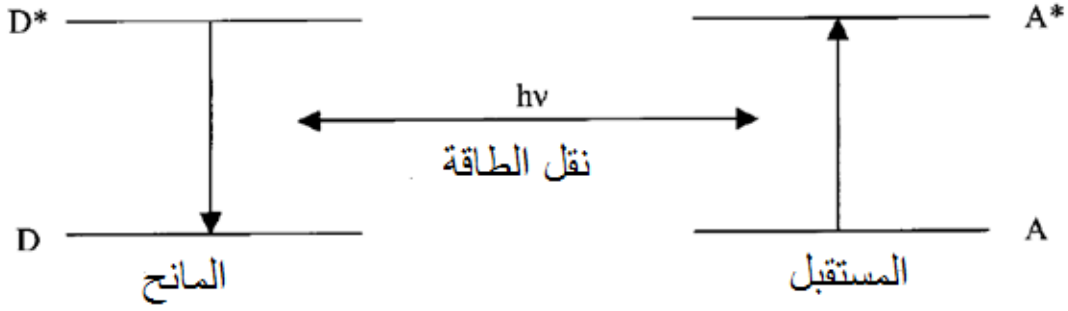
الشكل (8.I): الآليات الإشعاعية وغير الإشعاعية للأيونات الترابية النادرة [16].

7.I. نقل الطاقة (Transfert d'énergie):

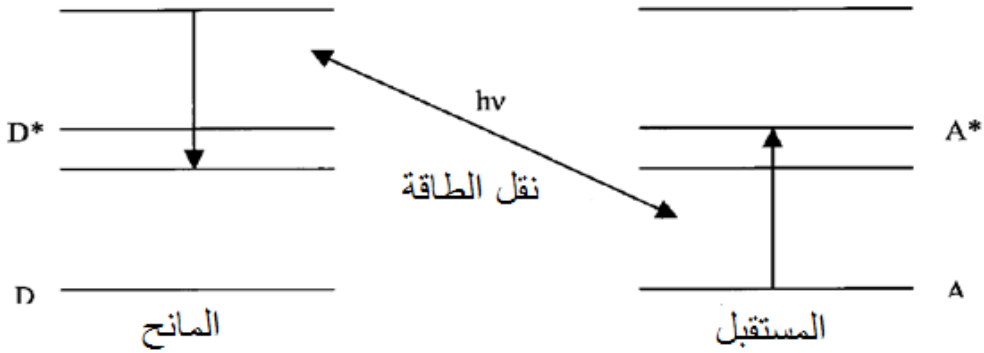
إنّ احتمالية الانتقال غير الإشعاعي مُرتبطة بالاسترخاء مُتعدد الفونونات (Relaxation Multi phonons) وينقل الطاقة بين مختلف الأيونات. آليات التفاعل هذه بين الأيونات المتجاورة هي دالة في المسافة الأيونية والتي تتناقص مع زيادة التركيز. أثناء عملية نقل الطاقة، الأيون المانح سيمنح الطاقة إلى الأيون المستقبل دون انبعاثات إشعاعية، كما أنّ نقل الطاقة يُمكن أن يحدث بين أيونات مُتطابقة أو غير متطابقة. توجد أنواع مختلفة من التفاعل بين الأيونات تؤدي إلى تفرغ المستوى المنار [8-17، 14].

❖ نقل الطاقة الرنيني (Transfert d'énergie résonant):

في هذه الحالة نعتبر أيونين قريبين و متجاورين يمثلان في مُستويات طاقة متماثلة (الشكل 9.I). الأيون المانح D في الحالة المثارة يعود إلى المستوى الأساسي، المستوى الأقل طاقة، تاركاً طاقته $h\nu$ للأيون المستقبل A، هذا الأخير يمتص هذه الطاقة وينتقل من الحالة الأساسية إلى الحالة المثارة. هذه الطاقة يُمكن أن تنتقل بين أيونات العناصر الأرضية النادرة القريبة جداً، في هذه الحالة يتم فقدان الطاقة ولا يُؤدي إلى انبعاث فوتون.



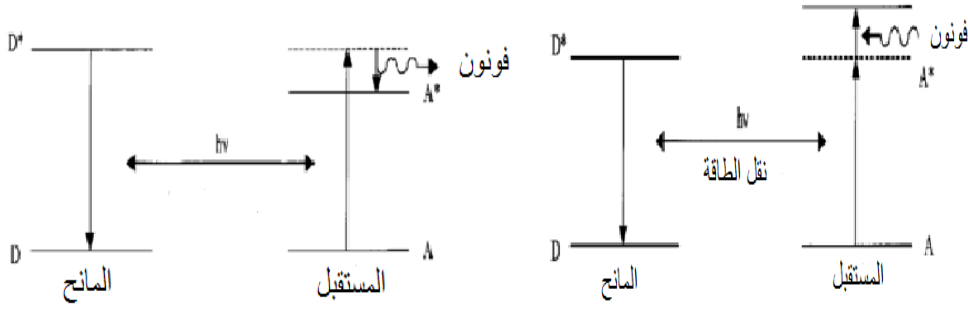
الشكل (9.I): نقل الطاقة الرنيني مع العودة إلى الحالة الأساسية.



الشكل (10.I): نقل طاقة رنيني كيميائي.

❖ نقل الطاقة بمساعدة الفونونات (Transfert d'énergie assisté de phonons):

في بعض الحالات لا يكون فرق الطاقة بين المستويات المشاركة في النقل هو نفسه (الشكل 11.I)، وبالتالي فإنّ نقل الطاقة لا يتضمّن نفس الحالات المثارة، ولكي يكون هناك انخفاض كلي للطاقة فإنه يجب أن يحدث إما امتصاص أو إصدار فونون، اعتماداً على ما إذا كانت طاقة الانتقال $D \leftarrow D^*$ أكبر أو أقل من الانتقال $A \leftarrow A^*$.

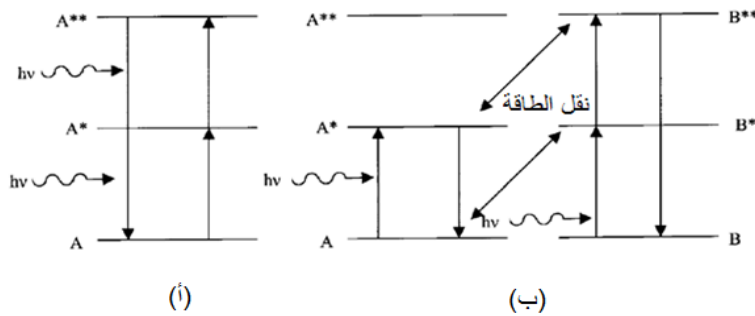


الشكل (11.I): نقل الطاقة بواسطة الفونونات.

❖ نقل الطاقة بالتحويل العلوي للتواترات (Transfert d'énergie par up conversion):

التحويل العلوي للتواترات (upconversion) هو عملية يؤدي خلالها انتقالان متتاليان لمستوى الأيون المانح إلى عبور الأيون المُستقبل إلى حالته المُثارة بطاقة مساوية لضعف طاقة مستوى الأيون المانح. يُستخدم الفوتون الأول للوصول إلى الحالة المُثارة الأولى A^* (بواسطة نقل طاقة زنبني، أو نقل الطاقة بمساعدة الفونونات)، ثم يقوم الفوتون الثاني بنقل أيون العناصر الترابية النادرة من الحالة $A^* \leftarrow A^{**}$ (دائما، بواسطة نقل طاقة زنبني، أو نقل الطاقة بمساعدة الفونونات).

يمكن لعملية التحويل العلوي للتواترات (upconversion) أن تجري بطريقتين مختلفتين: عن طريق امتصاص فوتونين اثنين بواسطة أيون واحد، وتسمى أيضا هذه العملية بعملية الامتصاص في الحالة المُثارة، أو بواسطة الاسترخاءات المتقاطعة بين أيونين مُثارين (انظر الشكل 12.I).



الشكل (12.I): عملية التحويل العلوي لـ: (أ) فوتونين، (ب) أيونين.

8.I. المردودية الكمية:

عند الأخذ بعين الاعتبار الآليات الإشعاعية وغير الإشعاعية، والتغيرات في المستوى المثار الثاني لنظام به مستويين يمكن كتابته [7]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{\tau_{mes}} N_2 = -\left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nr}}\right) N_2 \quad (28-I)$$

وبالتالي فإن التطور الزمني لـ $N_2(t)$ يتبع القانون الأسي:

$$N_2(t) = N_2(0) \exp(-t/\tau_{mes}) \quad (29-I)$$

يتم تعريف المردودية الكمية على أنها النسبة بين عدد الفوتونات المنبعثة على عدد الذرات الابتدائية المثارة في المستوى الثاني. هذه

المردودية تكتب كالتالي:

$$\eta = \frac{\tau_{mes}}{\tau_{rad}} \quad (30-I)$$

لتحسين خصائص مادة نشطة، لنفس التركيبة ونفس الأبعاد المجهرية من المهم تحقيق أقصى قدر من مدة حياة المستوى المثار

وذلك لتقترب المردودية الكمية من الواحد.

9.I. خلاصة:

تطرقنا في هذا الفصل إلى المفاهيم الأساسية لمطيافية أيونات العناصر الترابية النادرة من حيث التوزيع الإلكتروني والأيوني، ورأينا أن

الطبقة $4f$ مسؤولة على تشابه الصفات الكيميائية لهذه العناصر، وقد خصصنا في دراستنا هذه عنصر الإيريوم كأحد عناصرها،

ووضعنا رموزه الطيفية ومن ثمَّ تحديد مستويات طاقته، تعد العناصر الترابية النادرة عناصر منشطة عند إضافتها للمواد الزجاجية،

وذلك من أجل تطبيقات الليزر والمضخمات الضوئية والتي ستكون محل دراستنا في الفصل الموالي.

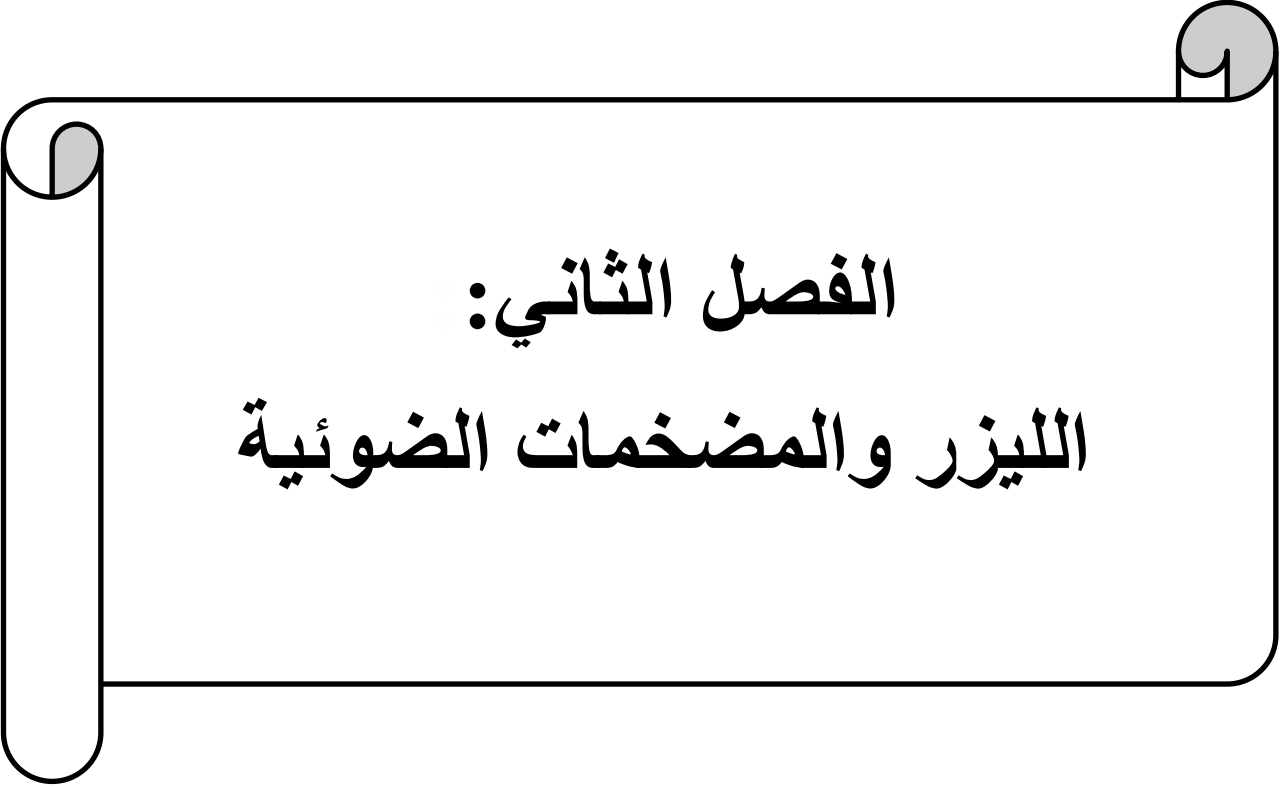
المراجع

- [1] R. B. Heslop, P. L. Robinson, Chimie inorganique (Flammarion Sciences 1977).
- [2] M. Antoine AL Choueiry , " Nanoparticules De Silicium Et Ions Erbium Pour L'amplification Optique." Thèse DOCTORAT, L'université Claude BERNARD - Lyon 1, 2007.
- [3] Ying Tian, Liyan Zhang, Suyu Feng, Rongrong Xu, Lili Hu, Junjie Zhang, "2 μ m Emission of Ho⁺³ -doped fluorophosphate glass sensitized by Yb⁺³", Optical Materials, 2010.
- [4] A.Beggas, "Etat d'art des verres dopés aux ions terres rares (Application Amplificateur Optique)", mémoire de magister, Centre Universitaire d' El- Oued (2010).
- [5] Y.Jestin, "Verres fluorés à base de fluorindates et fluorogallates pour l'implification optique: fibre à forte ouverture numérique, guides d'onde planaires et spectroscopie des ions de terre rare", thèse de doctorat, Université du Maine, (2002).
- [6] Alombert-Goget , " Spectroscopies et modélisation de verres de silice dopés d'ions de terre rare - influence du co-dopage" ,thèse de doctorat, 2007.
- [7] O.Bentouila, "Etude de l'effet des terres rares dans les verres applications: lasers et amplificateurs optiques", mémoire de magister, Université de Ouargla, (2005).
- [8] V. Moizan, "Etude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures", thèse de doctorat, Université de Rennes I, (2008).
- [9] Molecular Quantum Mechanics Parts I and II: An Introduction to QUANTUM CHEMISTRY (Volume 1), P.W. Atkins, Oxford University Press (1977).
- [10] H.N. Russell, F.A. Saunders, News regularities in the spectra of the alkaline earth, The Astrophysical Journal,(1925).
- [11] J. tennyson, Astronomical Spectroscopy, Imperial College Press London, (2005).
- [12] Fartas , "Synthèse et étude spectroscopie que des matériaux solides dopes aux ions de terres rares , thèse de Doctorat ,Université Badji Mokhtar – Annaba,(2004).
- [13] V. Moizan, "Etude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures", thèse de doctorat, Université de Rennes I, (2008).
- [14] Y.Jestin, "Verres fluorés à base de fluorindates et fluorogallates pour l'implification optique: fibre à forte ouverture numérique, guides d'onde planaires et spectroscopie des ions de terre rare", thèse de doctorat, Université du Maine, (2002).
- [15] IonVasilief, Guides d'onde canaux amplificateurs en verres de fluorures

dopées erbium: spectroscopie et amplification optique, Thèse Doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, (2003).

[16] Hervé Haquin , " Verres et guides d'onde de fluorozirconates dopés Er³⁺ ou tm³⁺ applications a l'amplification optique" These de Doctorat, (2003).

[17] O. Maalej, "Verres et vitrocéramiques fluorés dopés terre rare et/ou Métal de transition pour la conversion de l'énergie solaire", thèse de doctorat, Université du Maine, Université de sfax, (2015).



الفصل الثاني:
الليزر والمضخمات الضوئية

1.II. المقدمة

جاءت تسمية كلمة الليزر من الأحرف الأولى لفكرة عمل الليزر والمتمثلة في الجملة التالية:

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

وتعني تكبير الضوء بواسطة الإصدار المحثوث للإشعاع الكهرومغناطيسي ، وقد تنبأ بوجود الليزر العالم البرت أينشتاين في 1917م، حيث وضع الأساس النظري لعملية الإصدار المحثوث وتم تصميم أول جهاز ليزر في 1960 بواسطة العالم ميمان باستخدام بلورة الياقوت ويعرف بليزر الياقوت، يختلف ضوء الليزر عن الضوء العادي في كون الضوء المنبعث من الليزر أحادي اللون أي أن له طول موجي واحد، حيث يحدد الطول الموجي لون الضوء وطاقته، وكذلك متزامن يعني أن الفوتونات كلها في نفس الطور مما يجعل شدة الضوء كبيرة فلا تلاشي الفوتونات الضوئية بعضها البعض نتيجة لاختلاف الطور بينهما .

إن الضوء المنبعث له اتجاه واحد حيث يكون شعاع الليزر عبارة عن حزمة من الفوتونات في مسار مستقيم بينما الضوء العادي يكون متشتت وينتشر في أنحاء الفراغ يعود هذا الاختلاف إلى أن في الليزر يكون الإصدار محثوث بينما في الضوء العادي الإصدار تلقائي حيث يخرج كل فوتون بصورة عشوائية لا علاقة له بالفوتون الآخر، يمتلك الليزر العديد من المميزات التي جعلته يدخل في الكثير من التطبيقات التكنولوجية الجديدة، و يستخدم في العديد من المجالات مثل نقل المعلومات (الاتصالات عبر الألياف البصرية) أو في أدوات طبيب الأسنان أو في معدات قطع و لحام الحديد أو في أدوات القياس و غيرها من المجالات، حيث سنتطرق في هذا الفصل إلى دراسة حول الليزر و المضخمات الضوئية والتي تعد أساسيات فيزياء الليزر.

2.II. المكونات الأساسية لجهاز الليزر :

جهاز الليزر عبارة عن مصدر للضوء، يعمل على تجميع الإشعاعات الضوئية، التي تتولد داخل الجهاز، وتركيزها، وتقويتها، على شكل حزمة ضوئية رفيعة جدا في اتجاه واحد مركز، وهي أشعة كهرومغناطيسية متجانسة coherent ومتماسكة وتستطيع قطع مسافات لا نهائية في خط مستقيم وتتميز بأنها تزداد شدتها، ويقوي بعضها بعضا عند الانطلاق [1]. يتكون جهاز الليزر من ثلاث أجزاء رئيسية هي:

II.1.2.1. الوسط الفعال :

وهو الذي ينتج أشعة الليزر، وقد تكون في حالة صلبة مثل الياقوت الصناعي أو غازية مثل مادة النيوديم Nudium أو سائلة مثل الهليوم أو النيون أو ثاني أكسيد الكربون [2]، وتحتوي مادة هذا الوسط على الذرات أو الجزيئات التي يكون لها مخطط مستويات طاقة مناسبة، بحيث توجد حالة شبه مستقرة توافق انتقالا مسموحا بين مستويين طاقيين ولكنه بطيء مقارنة مع الانتقالات الأخرى، وهذا ينتج تجمع عدد كبير من الذرات المثارة في تلك الحالة محققة توزيعا معكوسا في الإسكان ومناسبا للإصدار الممتوث (المحفز) [3-4].

II.2.2. المرنان الليزري (المرآتان) :

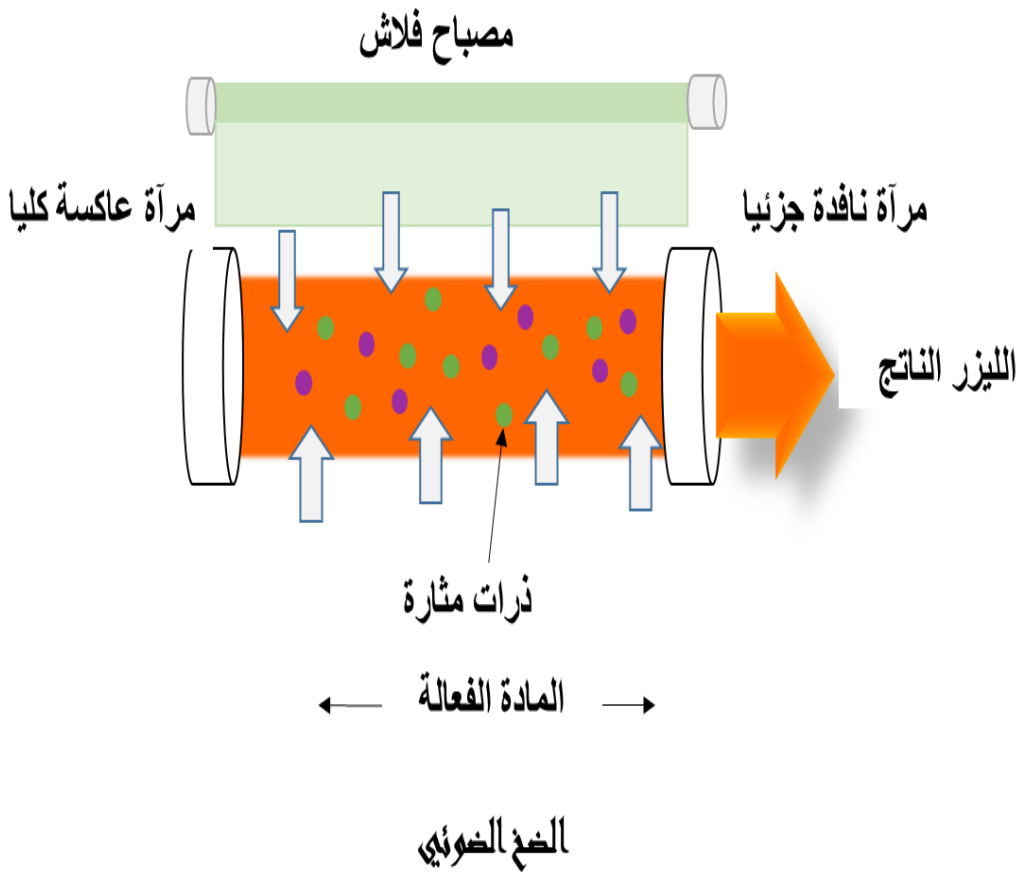
يعرف المرنان الليزري على أنه منظومة مكونة من مرآتين على محور بصري مشترك، ويعتبر من المكونات الأساسية لأجهزة الليزر تكون هذه المرآتين متقابلتين بحيث تكون مستويتان أو مقعرتان و موضوعتان على التوازي، ليُزود الليزر بتغذية ضوئية خلفية و يتم وضع المادة الفعالة بين هاتين المرآتين كما يجب التأكد من تحقق شرط التوازي بشكل دقيق، لأن أي إخلال في هذا الشرط يقلل من طاقة أشعة الليزر، فيقوم المرنان بعكس الفوتونات المتولدة في الوسط لتنعكس ملايين المرات في الثانية ذهابا و إيابا بين المرآتين، مارة في كل جولة خلال الوسط الفعال لتحفيز أعداد كبيرة من الذرات المثارة لكي تبعث هذه الأخيرة فوتونات جديدة أخرى للحصول على حزمة ليزرية [1].



الشكل (II 1): يوضح توضع المرآتان (المرنان).

3.2.II. مصدر الضوء (تقنيات الضخ) :

يعرف الضخ على أنه عملية نقل الطاقة من مصدر الطاقة إلى الوسط الفعال المولّد لليزر، حيث تقوم الطاقة الضاخة بإثارة الذرات المستقرة في الوسط الفعال لتنتقل إلى المستويات المثيعة لكي يتحقق التوزيع العكسي المناسب الذي يضمن توليد الليزر، وتوجد ثلاث تقنيات للضخ وهي: الضخ الضوئي والضخ الكهربائي والضخ الكيميائي [5].



الشكل (II. 2): مكونات ليزر الياقوت.

3.II. المنظومات الليزرية :

تصنف المنظومات الليزرية نسبة إلى مستويات طاقة الوسط الفعال، إلى منظومتين وهما:

1.3.II. المنظومات ثلاثية المستوى :

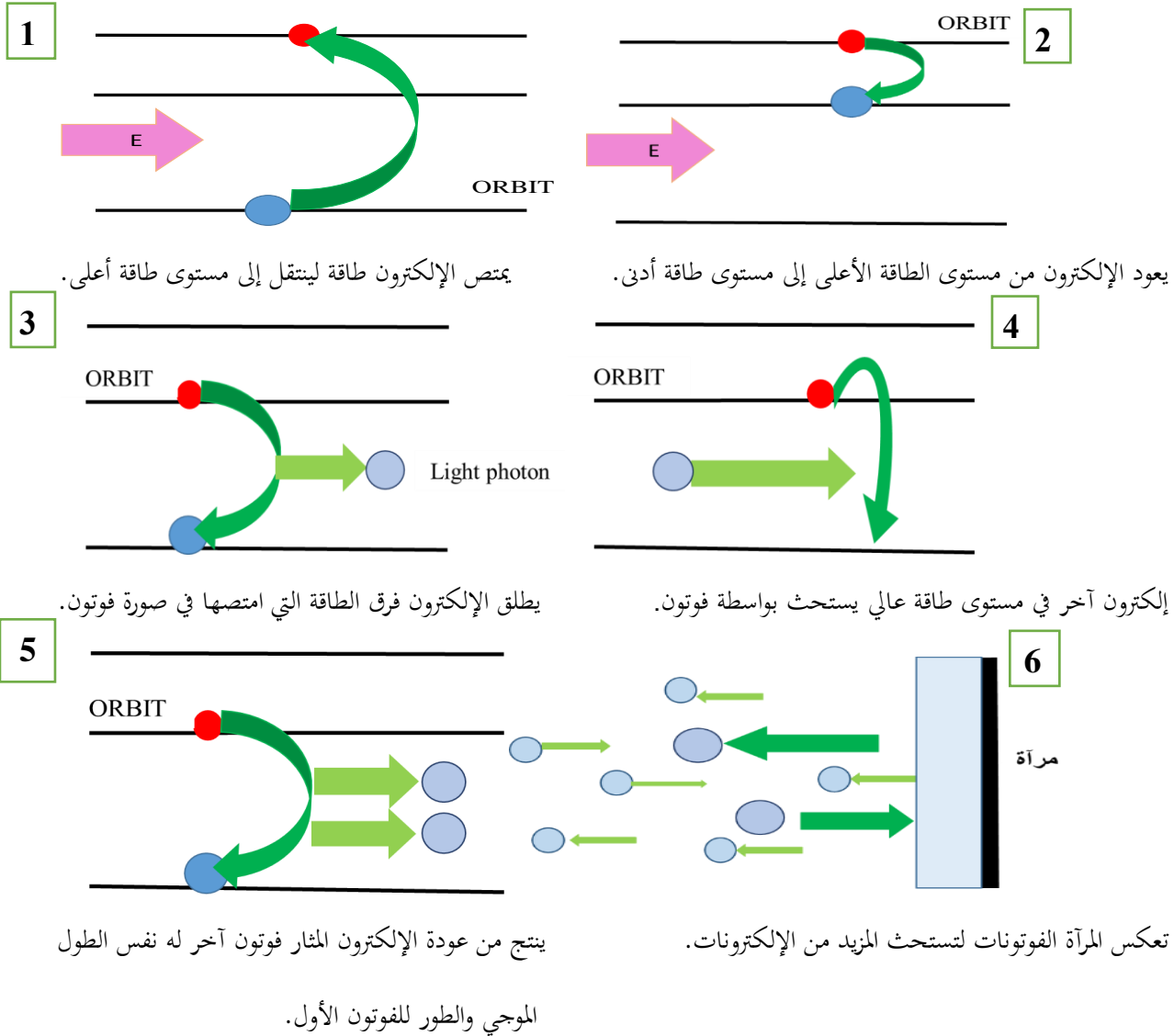
إن توليد الليزر في هذه المنظومة يعتمد على انتقال ذرات الوسط الفعال بين ثلاث مستويات للطاقة، المستوى الأرضي الذي يمثل المستوى الليزري السفلي و يرمز له (LLL)، و المستوى المثار الذي يمثل المستوى الليزري العلوي و يرمز له (ULL) والمستوي شبه المستقر أو الوسطي [7]، فعندما تكون معظم الذرات موجودة في المستوى المستقر E_0 ، يعني ذلك أن الوسط الفعال في حالة استقرار أما عند إثارته بواسطة إحدى طرق الضخ المناسبة، فإن هذه الذرات تنتقل إلى المستوى المثار E_2 ، و لضمان توليد الليزر ينبغي أن تكون طاقة الضخ كافية لتحقيق التوزيع المعكوس، لكن سرعان ما تنتقل بشكل تلقائي و سريع جدا إلى حالة الاستقرار (المستوى E_1) و يتحول فرق الطاقة بين المستوى E_1 و E_2 إلى طاقة حرارية فتبقى فترة زمنية أطول في المستوى E_1 و ذلك لطول فترة حياة المستوى E_1 و يكون عدد الذرات في المستوى N_1 أكبر من عدد الذرات في المستوى N_2 ، بينما إذا كان عدد الذرات في المستوى N_1 أكبر من نصف عدد الذرات الكلي في الوسط الفعال يكون بذلك قد تحقق التوزيع المعكوس، و تكون الذرات مهيأة لحدوث الإصدارات المحثوثة (الانبعاثات المحفزة) و بالتالي تبعث فوتونات ذات تردد و طور و اتجاه واحد و التي تمثل شعاع الليزر بين المستويين (E_0) و (E_1) [8-9].

كما يوجد شكلان ممكنان للانتقال الليزري في منظومة ثلاث مستويات وهما:

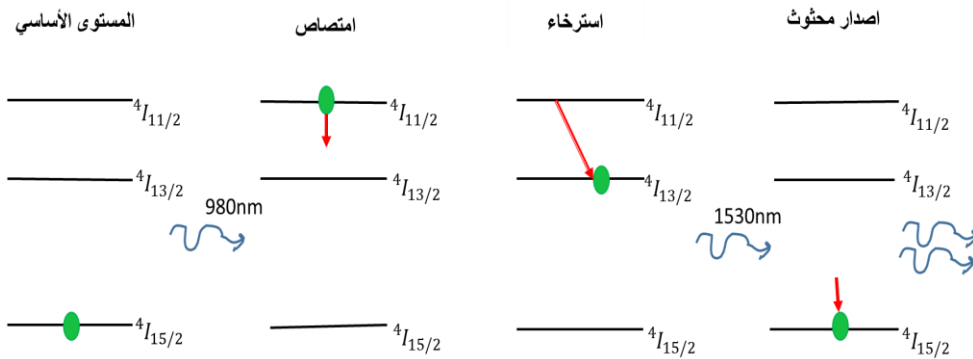
✓ الانتقال الليزري يحدث بين المستوى الأعلى و المستوى البيئي كما في حالة ليزر CO_2 .

✓ الانتقال الليزري يحدث بين المستوى البيئي والمستوى الأسفل كما هو الحال في ليزر الياقوت.

ويمكن تلخيص تفاصيل عملية إنتاج الليزر من خلال نظام ذو ثلاث مستويات للطاقة كما يلي:



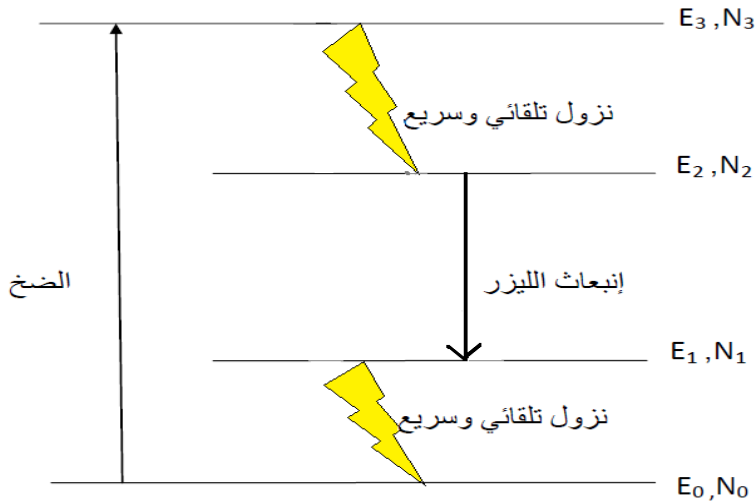
الشكل (II. 3): تسلسل مراحل إنتاج شعاع ليزر.



الشكل (II. 4): آليات تفاعل أيون الإربيوم Er^{+3} مع الإشعاع الكهرومغناطيسي عند الانتقال $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$.

II.2.3. المنظومات رباعية المستوى :

يتكون من أربعة مستويات طاقة، المستوى الأساسي (الأرضي)، و المستوى الليزري السفلي، و المستوى المثار، و المستوى الليزري العلوي، وتتميز هذه المنظومة بسهولة الحصول على التوزيع العكسي باستعمال طاقة ضخ قليلة مقارنة بالمنظومة ثلاثية المستوى، ويعود سبب ذلك إلى وجود مستوى إضافي E_1 في هذه المنظومة و يكون فارغا في أغلب الأحيان، حيث يقع فوق المستوى المستقر E_0 مباشرة ، فعند إثارة المادة الفعالة تنتقل الذرات إلى مستوى الطاقة E_3 و سرعان ما تنزل هذه الذرات تلقائيا إلى المستوى E_2 و بمقارنة هذه الأخيرة مع المستوى E_1 يتحقق التوزيع العكسي، و عند انتقال الذرات الموجودة في المستوى E_2 إلى المستوى E_1 تنبعث فوتونات الليزر، لكن سرعان ما تنزل هذه الذرات تلقائيا من المستوى E_1 إلى مستوى الاستقرار E_0 [4-10].



الشكل (II . 5): نظام ذو أربعة مستويات طاقة.

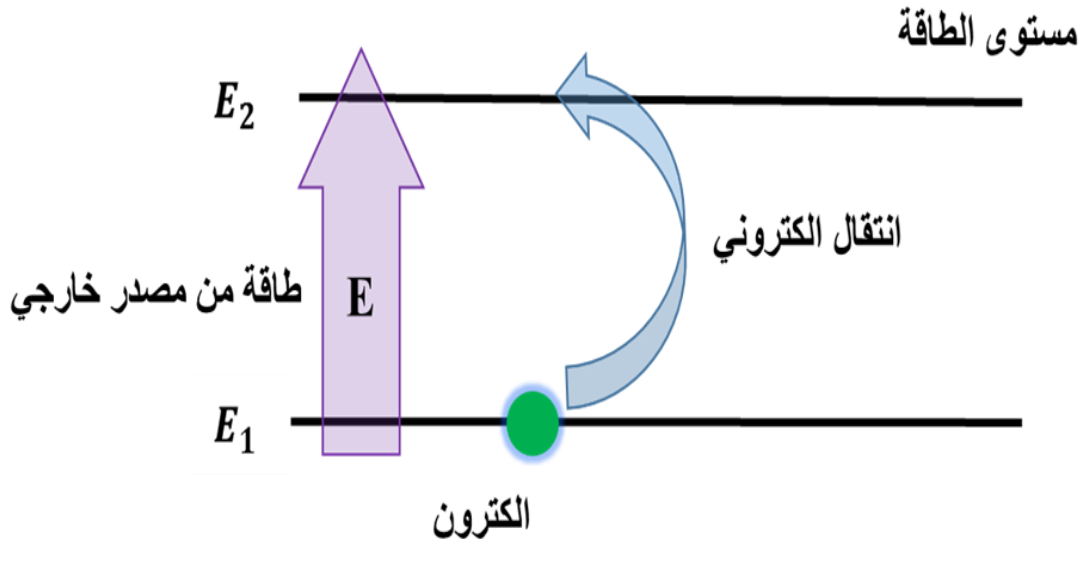
إن نسبة الضخ اللازمة لإنجاز انقلاب التعداد في نظام ذي أربعة مستويات هي أخفض (أقل) بكثير مقارنة مع نظام ذي ثلاث مستويات المدروس سابقا وهذا ناتج عن كون أن المستوى السفلي للانتقال الليزري (و الذي هو هنا ليس المستوى الأساسي) نسبيًا فارغ (مملوء جزئيًا) عند الإتزان الترموديناميكي فالذرات التي تصل إلى هذا المستوى تحول آنيا تقريبا إلى المستوى الأساسي (0) و انقلاب التعداد بالتالي يكون سهل الإنجاز بشكل كبير و مردود الليزر يكون أحسن .

II.4. شروط الانبعاث الليزري :

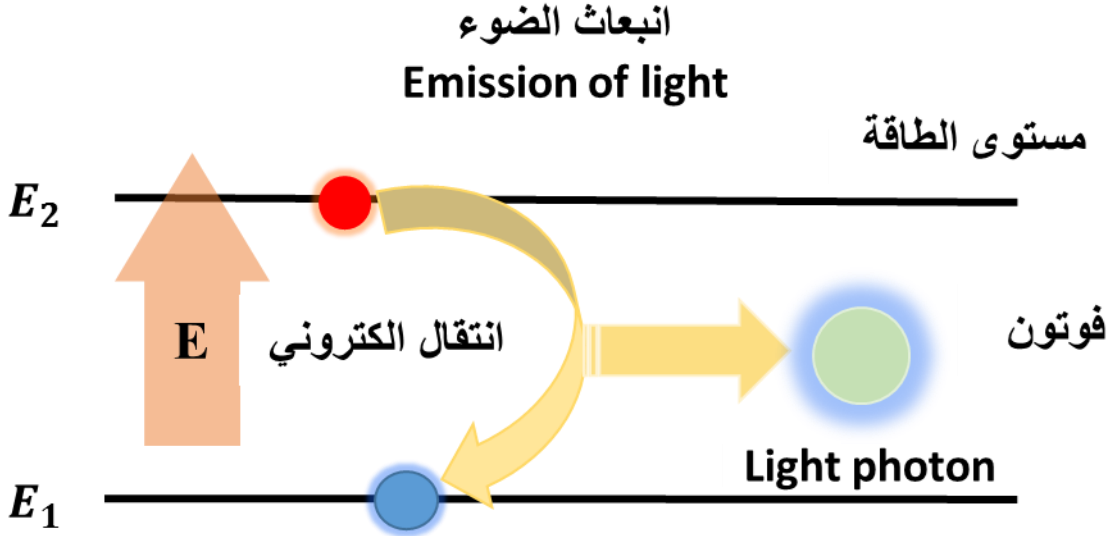
للحصول على أشعة الليزر من الضروري توفر ثلاث شروط أساسية هي:

II.4.1. الإصدار المحثوث (الانبعاث المحفز) :

تكون إلكترونات معظم الذرات في مستوى الطاقة الأقل (المنخفض) في الحالة العادية، حيث تكون مستقرة ولكن بعضها يكون في حالة مثارة أي أن إلكتروناتها في مستوى طاقة أعلى، فتقوم هذه الذرات بالتخلص من الطاقة الزائدة لتعود إلكتروناتها إلى المستوى المنخفض وترسل الطاقة على شكل فوتونات مبعثرة وغير مترابطة، كما أنها قليلة جدا بسبب قلة عدد الذرات المثارة [3-6].



الشكل (II . 6): انتقال الإلكترون من E_1 إلى E_2 .



الشكل (II . 7): انتقال الإلكترون من E_2 إلى E_1 .

2.4.II. التعداد المعكوس :

التعداد المعكوس شرط رئيسي لعملية الإصدار المحثوث اللازم لتكبير الضوء، ويختلف توزيع الذرات على مستويات الطاقة عن التوزيع في حالة الاتزان الترموديناميكي الخاضع لإحصائيات ماكسويل بولتزمان [11]، ومن أجل انبعاث أشعة ليزر يتطلب عدد كبير من الفوتونات ويتحقق ذلك بزيادة عدد الذرات المثارة من خلال مصدر طاقة خارجي، حيث يصبح عدد الذرات المثارة أكبر من عدد الذرات المستقرة فنستطيع القول بأنه حصل انقلاب في التعداد وهو ما يسمى بالتعداد المعكوس [6].

3.4.II. مبدأ التضخيم الضوئي :

عندما تعطي مجموعة من الذرات طاقة لتصبح في وضع الإثارة فإن انبعاث فوتون من أحد هذه الذرات بسبب عودة إلكتروناتها إلى مستوى الطاقة الأرضي سيعطي هذا الأخير طاقة للذرات الأخرى فتنتقل إلكتروناتها إلى مستوى طاقة أعلى، فتصدر بذلك فوتونات أخرى للتخلص من هذه الطاقة فيزيد عدد الفوتونات الناتجة بشكل كبير [3-6].



الشكل (II. 8): عملية التضخيم الضوئي.

يمكن التعبير عن مجمل الخسائر الناجمة عن منظومة الليزر باستثناء خسائر نفوذية المرآة الأمامية الخاصة بخرج الليزر بمعامل واحد

(γ') و يمكن إيجاد شرط العتبة و ذلك بدراسة تغير شدة الإشعاع داخل المرنان خلال دورة كاملة، عند انتقال حزمة الضوء

الإبتدائية من المرآة الأمامية إلى الخلفية تزداد شدة الحزمة من I_0 إلى I كما في المعادلة التالية [1]:

$$I = I_0 e^{(\gamma' - \alpha)L} \quad (1-II)$$

حيث:

L : يمثل طول المرنان.

γ' : معامل الربح.

α : الخسائر الكلية في المنظومة.

و عند سقوط الحزمة الضوئية على المرآة الخلفية التي معامل انعكاسها يساوي R_2 وبالتالي فإن شدة الحزمة ستصبح كما يلي:

$$I = I_0 R_2 e^{(\gamma' - \alpha)L} \quad (2-II)$$

و بعد رجوع الحزمة و سقوطها على المرآة الأمامية التي معامل انعكاسها R_2 تكون الحزمة الضوئية قد أكملت دورة كاملة

و تصبح الشدة النهائية للضوء كما يلي:

$$I = I_0 R_1 R_2 e^{2(\gamma' - \alpha)L} \quad (3-II)$$

ويعبر عن الريح الكلي الحاصل في المنظومة الليزرية، خلال دورة كاملة بالمعادلة التالية:

$$G = \frac{\text{الشدة النهائية للضوء}}{\text{الشدة الاجمالية للضوء}} = \frac{I_0 R_1 R_2 e^{2(\gamma' - \alpha)L}}{I_0} \quad (4-II)$$

$$G = R_1 R_2 e^{2(\gamma' - \alpha)L} \quad (5-II)$$

إذا كانت قيمة الريح الكلي $G = 1$ خلال دورة واحدة فإن عملية التذبذب سوف تستمر، بحيث يمكن الحصول على

شعاع الليزر، أما إذا كان $G < 1$ فإن التذبذب سوف يتلاشى ويضمحل الشعاع بحيث يتعذر الحصول على الليزر، لذا يمكن

إعتبار $G = 1$ شرطاً للعتبة كما يلي :

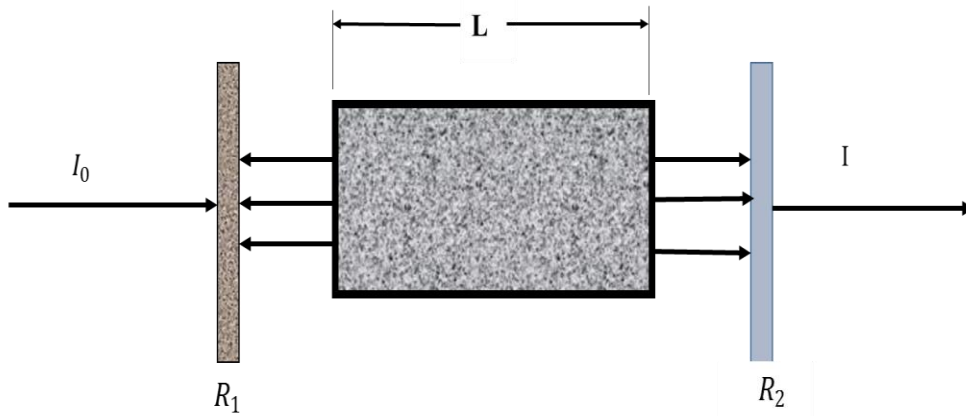
$$G = R_1 R_2 e^{2(\gamma' - \alpha)L} = 1 \quad (6-II)$$

$$\gamma_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (7-II)$$

الحد الأول من هذه المعادلة يمثل الخسائر الكلية في المنظومة (α) بينما يمثل الحد الثاني الخرج الليزري، كما يلاحظ أن الريح الكلي

خلال دورة كاملة يعتمد أسياً على ربح الوسط الفعال (γ) الذي بدوره يعتمد على الإنعكاس السكاني ونوع الوسط الفعال

المستخدم .



الشكل (II . 9): شرط عتبة الليزر.

II.6. المواد المضيئة للعناصر الترابية النادرة:

تصنف المواد المضيئة في مجموعتين رئيسيتين: الزجاج والمواد الصلبة البلورية، يجب أن يكون للمضيئ خصائص بصرية جيدة، ميكانيكية وحرارية لتحمل ظروف عملية التطعيم الشديدة التي يواجهها. يمكن للمواد المضيئة التي يتم وضعها مع الأيونات النشطة أن تحدث تغيرا كبيرا في خصائص الأيونات. من الناحية المثالية، يجب أن يتوافق حجم وتكافؤ الأيون النشط مع أيون الشبكة البلورية، كل المواد الصلبة البلورية أو الزجاجية يمكن أن تقبل الأيونات الترابية النادرة ولكن في بعض الأحيان إلا بكميات ضعيفة جدا. بالنسبة للبلورات كما بالنسبة لزجاج، فإن المعيار الأول من الاختيار هو مقارنة الفرق بين مستويات الطاقة من أيونات الترابية النادرة النشطة والتردد الأقصى لاهتزاز الشبكة للمادة المضيئة (فونون)، وبإضافة الأيونات النشطة بكميات كبيرة قد تؤثر على خصائص المادة المضيئة، والأخذ بعين الاعتبار حجم ذرات الأيونات النشطة وخصائصها الطيفية بطريقة مثالية تتوافق مع أيونات المادة المضيئة، ميزة الزجاج على البلورات هي إمكانية تخزين كميات أكبر من الطاقة.

يعتبر الزجاج مضيئ جيد لأيونات العناصر الترابية النادرة، وذلك لقابليته على التكييف من ناحية الشكل والحجم والخصائص البصرية الممتازة وكذلك وجود مرونة في تغيير بعض خواصه الفيزيائية، وخاصة قرينة انكساره حيث هي التي يمكن تغييرها من حوالي 1.5 إلى 2.0، كما يمكن ضبط معامل التغير الحراري، لكي نحصل على فجوة بصرية مستقرة حرارياً، ويتميز أيضا بمعامل ربح ثابت في أطوال موجية مختلفة، بسبب التعريض غير المتجانس لشريط الامتصاص والإصدار [12].

II.7. تعريف الزجاج :

يطلق مصطلح الزجاج على أنه مادة صلبة تتوزع الذرات فيها بشكل عشوائي على مسافات متساوية مما يجعل منها مادة تمتلك بنية لا بلورية وتظهر تحولا زجاجيا عند تسخينها باتجاه تكوين السائل [5].

II.8. أنواع الزجاج:

هناك العديد من أنواع الزجاج من بينها:

II.1.8. الزجاج الأكسيدي:

توجد عدة أنواع للزجاج الأكسيدي أهمها: زجاج أكسيد الجرمانيوم، زجاج أكسيد السيليسيوم، زجاج أكسيد البور، زجاج أكسيد الفوسفور، يتميز هذا النوع من الزجاج بخصائص ترموميكانيكية ممتازة، وله شفافية للضوء المرئي (3-5 μm) وقرينة انكساره ضعيفة نسبيا تتغير (2-3) [13].

II.2.8. الزجاج الهالوجيني:

تشكل بعض مركبات الفلوريدات أنواعا من الزجاج اللاعضوي، فخلاط فلوريدات الزركونيوم والباريوم واللانتانيوم والألدينيوم والصدوديوم تعطي أنواعا من زجاج الفلوريدات ذات الأهمية التجارية الخاصة، نظرا لنفوذيتها للأشعة تحت الحمراء ولاستخدامها في التضخيم الضوئي والألياف البصرية للاتصالات. في أغلب أنواع الزجاج الهالوجيني غير مستقرة كيميائيا، فقط زجاج الفلورايد له خصائص ميكانيكية وكيميائية جيدة [14].

II.3.8. زجاج العناصر الكالكوجينية:

تعد بعض العناصر الكالكوجينية مثل الكبريت والسيلينيوم والتيلور وخلائطها أساس زجاج الكالكوجينات الذي يتميز بشفافيته للأشعة تحت الحمراء ويستخدم نوافذ لهذه الأشعة [15].

II.9. ذوبانية العناصر الترابية النادرة :

يتطلب استخدام تضخيم عالي في طول قصير في المضخم البصري المتكامل، وبالتالي يجب أن يتم تحقيق نسبة تطعيم عالية من الأيونات النشطة. وهذا يعني أن الأيونات لا يمكن دمجها في المادة المضيفة بطريقة عشوائية، ولكن يجب أن تكون قابلة للذوبان في المرحلة الصلبة ويجب أن لا تشكل مجموعات. بنية الزجاج هي المسؤولة، أكثر، أو أقل، على سهولة إدراج المعدلات، كما أنه يؤثر على الخصائص الطيفية لأيونات العناصر الترابية النادرة مثل المقاطع الفعالة، شكل خطوط الامتصاص والإصدار، ومدة حياة مستويات التفاعلات أيون-أيون والتفاعلات أيون-مادة مضيفة.

مع درجة الحرارة، يخضع الزجاج للاهتزازات مما يولد مستويات الاهتزاز، عند تركيزات عالية الأيونات الترابية النادرة تميل إلى تشكيل رواسب في معظم المواد الصلبة. يمكن عرض هذه المجموع إما كمجموعات من الأيونات الترابية النادرة، أو كسبائك أو مركبات مكونة من هذه الأيونات وعنصر من المواد. ينقص مردود الاستضاءة مع زيادة التفاعلات أيون-أيون بين الأيونات الترابية النادرة، أو عن طريق تشكيل المركبات غير النشطة بصريا، لذلك توجد نهاية للتطعيم [12].

10.II. التأثير على خصائص الاستضاءة :

الفرق بين مضخات الألياف ومضخات البصريات المتكاملة هو معدل التطعيم. الأولى تقبل تطعيم منخفض جدا من العناصر الترابية النادرة، الأمر الذي يتطلب وقتا كبيرا لتحقيق ربح عالي. من ناحية أخرى، يمكن تطعيم عينة صغيرة من الأتربة النادرة مع تركيزات عالية في البصريات المتكاملة، مما أدى إلى العديد من الآثار الإضافية الناجمة عن التفاعل أيون-أيون. ومن الناحية النظرية، تتراوح مدة حياة الاستضاءة للعناصر الترابية النادرة ما بين الملي ثانية وبضع مئات من الميكرو ثانية، ولكن مدة الحياة الافتراضية للقيم المقاسة أقل من ذلك بكثير. وبالإضافة إلى ذلك، بعد الإثارة توجد عدة مستويات من أيونات العناصر الترابية النادرة لا تنبعث منها أي فوتونات. أي هناك تحولات غير الإشعاعية الحساسة للمادة المضيفة أكثر من التحولات الإشعاعية [12].

10.II.1. تركيز الإطفاء الذاتي :

إن العديد من الآثار تقلل من كفاءة الاستضاءة وهذا ما يعرف باسم تركيز الإطفاء الذاتي، فإنها تحدث عند تركيز عالي من الأيونات النشطة. هذه الآثار تقلل أساسا من مدة حياة الحالة المثارة لسبب التفاعل أيون-أيون، حيث يعتمد هذا التفاعل بشكل كبير على نوع المادة المضيفة. يمكن التعبير عن مدة حياة الاستضاءة بدلالة التركيز وفق المعادلة التالية:

$$\tau_{obs} = \frac{\tau_0}{1 + \left(\frac{p}{Q}\right)^p} \quad (1-II)$$

حيث:

τ_0 : هو مدة حياة الاستضاءة عند انعدام التركيز.

Q: هو تركيز الإطفاء الذاتي.

p: هو تركيز التطعيم.

ومن المفيد لهذا التركيز أن يكون على أعلى مستوى ممكن.

P: هو أس نوعي [12].

II.10.2. التفاعل مع الفونونات:

إن الطاقة المنقولة ليست فقط إلى الأيونات المجاورة، ولكن أيضا جزء منها يعطى إلى الفونونات، مما يؤدي إلى فقدان الطاقة. إن الاسترخاء غير الإشعاعي بواسطة فونونات هو عملية متعددة الفونونات. هذا النوع من العملية يحدث عندما يكون هناك عدد محدود من الفونونات اللازمة من أجل عبور الفرق الطاقوي بين مستوى أساسي ومستوى مثار لأيونات العناصر الترابية النادرة. من أجل طاقات فونون محصورة بين 0.1 و 0.25 من الطاقة الانتقالية، فإن مدة حياة الاستضاءة تتعلق بدرجة الحرارة. أما بالنسبة لطاقات الفونونات الضعيفة، فإن الاسترخاء متعدد الفونونات سيصبح ضئيلا [12].

II.10.3. تفاعل أيون-أيون:

عندما يزيد تركيز أيونات العناصر الترابية النادرة، إما لنفس النوع أو نوعين من الأيونات أو أكثر، تحدث التفاعلات أيون-أيون. مما يؤدي إلى تقليل مدة الحياة المميزة للمستويات المتفاعلة مقارنة مع الأيونات المعزولة [12].

II.10.4. تفاعل OH^- :

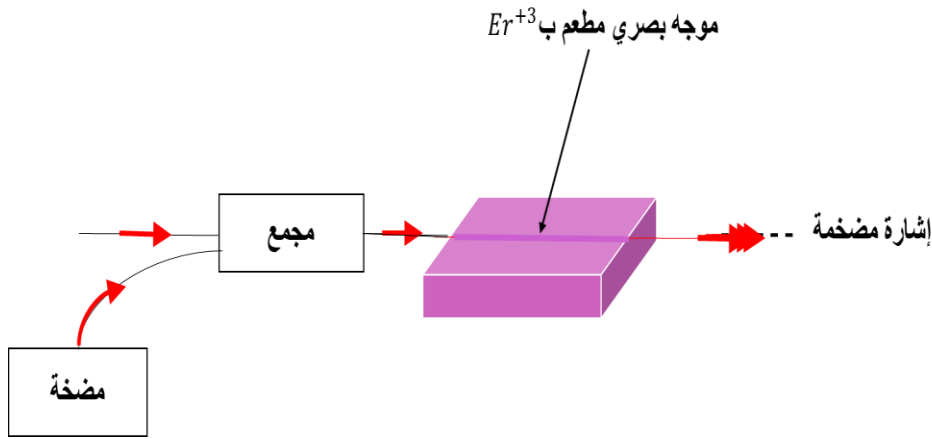
توجد عملية أخرى تؤدي إلى انخفاض إسكان المستويات في الحالة المثارة، وبالتالي تسبب انطفاء الاستضاءة، الناتجة عن وجود مجموعات OH^- في المواد. تواجد هذه المجموعات تؤثر على انبعاث الأشعة تحت الحمراء. أمانها الاهتزازية تقع في عصابة طاقة عريضة عند حوالي 3300cm^{-1} [12].

II.11. التضخيم الضوئي :

من أجل إحداث انقلاب التعداد لا بد من إعطاء كمية من الطاقة الخارجية للنظام وهذا ما يسمى بالضخ، وهو مجموع التقنيات التي تسمح بتحقيق شرط انقلاب التعداد، ويمكن إنجازها بعدة طرق تبعاً لنوع الليزر، مثلاً: تفريغ كهربائي لليزر الغازي، وفرق في التوتر بالنسبة لليزر نصف الناقل.... إلخ [15-16].

تكون المكونات الأساسية للتضخيم الضوئي كالتالي:

- ✓ موجه بصري مطعم بأيونات العناصر الترابية النادرة.
- ✓ مضخة التي تحقن في الموجه البصري بواسطة مجمع.
- ✓ الليف البصري وينتج عنه انعكاس سكاني للإلكترونات أي يكون عدد الفوتونات التي تخرج من الموجه البصري أكبر من الفوتونات التي دخلت إليه [16].



الشكل (II 10): رسم تخطيطي لمبدأ التضخيم الضوئي.

8.II. خلاصة :

قمنا في هذا الفصل بتسليط الضوء على فيزياء الليزر وبعض المفاهيم الأساسية الخاصة به، و المضخمات الضوئية، حيث قدمنا تعريف مبسط لليزر على أنه جهاز يقوم بالتحكم في كيفية تحرير الذرات للفوتونات، وكما ذكرنا فإن كلمة ليزر معناها يشرح بالتفصيل فكرة عمله و الذي يعتمد على أن الليزر ما هو إلا ضوء مكبر بواسطة عملية تدعى الانبعاث المحفز (المحثوث) للإشعاع و هذا ما قصدنا به التحكم بكيفية تحرير الذرة للفوتونات. وبالرغم من وجود عدة أنواع من الليزر إلا أنهم جميعا يشتركون في نفس الخصائص، ومن الجدير بالذكر أنه من الضروري جدا إثارة عدد كبير من الذرات للحصول على الليزر وتسمى هذه العملية بانقلاب التعداد أي جعل عدد الذرات المثارة في مادة الليزر أكبر من عدد الذرات غير المثارة، قلب التعداد هو الذي يجعل الضوء الذي تنتجه المادة ليزرا. إذا لم نصل إلى مرحلة انقلاب التعداد نحصل على ضوء عادي، وتطرقنا كذلك إلى بعض تطبيقات الليزر.

المراجع

قائمة المراجع باللغة العربية

[1] د. يوسف مولود حسن و د. صالح مصطفى الأتروشي، "تقنيات الليزر و استخداماته"، كلية الهندسة، جامعة دهوك دار دجلة، الطبعة الأولى 2008م.

[4] صالح مصطفى الأتروشي و رياض وديع يوسف، "الليزر أسس و استخدامات"، كلية الهندسة، جامعة دهوك، دار دجلة، الطبعة الأولى 1426هـ-2008م.

[6] د. سعود بن حميد اللحياي، "الليزر و تطبيقاته"، كتاب إلكتروني.

https://www.alfreed-ph.com/2013/10/blog-post_7.html

[7] د. عدي عطا حمادي، "أساسيات الليزر و تقنياته"، كتاب إلكتروني.

<https://www.alfreed-ph.com/2017/06/Laser-basics-and-techniques-pdf.html>

[8] د. سعود بن حميد اللحياي، "فيزياء الجوامد"، كتاب إلكتروني.

https://www.alfreed-ph.com/2013/08/blog-post_29.html

[9] أ.د. شهاب أحمد زيدان الجبوري "علم السيراميك و الزجاج " Ceramic Glass Science " قسم العلوم التطبيقية الجامعة التكنولوجية.

http://uotechnology.edu.iq/appsciences/material/Lecture_material/thrid_class/3-seramic.pdf

[10] بيلا آ. لينكيل، "الليزرات"، جامعة سان فرناندو، جامعة كاليفورنيا، ترجمة فاروق عبودي قيصر، كلية العلوم، دار الكتب للطباعة و النشر، جامعة الموصل 1403 هـ 1984 م.

[11] د. حازم فلاح سكيك، "سلسلة محاضرات فيزياء الليزر و تطبيقاته"، جامعة الأزهر غزة، كلية العلوم، قسم الفيزياء.

قائمة المراجع باللغة الفرنسية:

- [2] Jean-loup Delcroixet abraham Bers, Physique des plasma, Inter. Editions .(1994) /CNRS Editions
- [3] H. haken, "Laser light dynamics", Sadhana,volume 2, Institute for Theories Physical, North Holland, 1985.
- [5] Abdenour BOURZAMA, Etude de la Sur face de verre et du verre silanise par AFM dynamique et par spectroscopie laser : Application a l'écoulement d'un liquide. Mémoire de Magister, Université Badji Mokhtar-Annaba, (2009).
- [12] Bentouila Omar , « Etude de l'effet des terres rares Applications : laser et amplificateurs optique », Mémoir de magistère , Ouargla , Algérie ,(2005).
- [13]TIOUA Belkheir, «Etude spectroscopique des ions trivalents de terre rares dans les verres sb 2o3-M2o »,mémoir de magister , centre universitaire EL-oude 2010.
- [14] Virginie MOIZAN, « Etude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures », thèse de doctorat , université Rennes I ,2008.
- [15] J. Le Person, "Verre de sulfures : spectroscopie des ions de terres – rares, fibres microstructurées et nouvelles compositions", thèse de doctorat, université de Rennes 1,(2004).
- [16] P .R. Watekar, S. Ju, Won-Taek Han, Optical properties of Ho-doped alumino-germano-silica glass optical fiber, Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 354, pp1453-1459, (2008).

الفصل الثالث:

تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون

الإيريبيوم في زجاج

هالوجينو فوسفاتي:

نظرية ماك كومبر McCoumber

III.1. المقدمة

إن اختيار الترابيات النادرة كعناصر نشطة من أجل تطعيم المواد الليزرية يفرضه كون هذه الأيونات تتمتع بانتقالات عديدة في المجال المرئي وما تحت الأحمر من الطيف، كما أنها لا تبدي تأثيراً بالمادة التي تدخل فيها وتبعاً للتطبيق المراد إنجازها وطول الموجة المطلوب يتم اختيار الأيون النشط.

لما نتكلم عن المواد المضيفة فالبحت على أفضل المواد المضيفة للعناصر الترابية متواصل لأن لها دور مهم جداً من أجل تطوير المركبات الضوئية المطعمة بالعناصر الترابية النادرة، ويعتبر الزجاج مرشحاً جيداً لهذه التطبيقات نظراً لقابليته للتشكيل في قطع كبيرة وتجانسه الضوئي إضافة لكلفته المنخفضة.

تحديد الوسائط الطيفية (المقاطع الفعالة للامتصاص والإصدار، ومدة الحياة الإشعاعية... إلخ) لأيونات العناصر الترابية النادرة يُمكن من معرفة مدى ملاءمة زجاج معين من أجل استعماله في التطبيقات الضوئية كالليزر ومضخمات ضوئية في الألياف البصرية وغيرها.

في هذا الفصل سنقوم بتعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي، ومن أجل هذا الهدف سنسلط الضوء على مفهوم المقاطع الفعالة للامتصاص والإصدار، كما سنعرض بعض الطرق التجريبية لتعيينها ثم سنقوم بحساب المقاطع الفعالة للإصدار انطلاقاً من طيف الامتصاص استناداً على نظرية ماك كومبر (McCumber) ومناقشة النتائج المتحصل عليها.

III.2. حساب المقاطع الفعالة للانتقال :

III.1.2. المقطع الفعال للامتصاص :

III.1.1.2. القياس التجريبي لطيف الامتصاص [1] :

يمكن حساب المقاطع الفعالة للامتصاص عند أطوال موجية مختلفة انطلاقاً من قياس طيف الامتصاص، حيث يتم تسجيل

الأطياف في مقياس الكثافة الضوئية $D.O(\lambda)$:

$$D.O(\lambda) = \log\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right) \quad (1.III)$$

تعتمد شدة الضوء الممتصة على معامل الامتصاص α وسمك المادة التي تم اجتيازها dl :

$$\frac{dI}{I} = -\alpha \cdot dl \quad \longrightarrow \quad I = I_0 \exp(-\alpha \cdot l) \quad (2.III)$$

ويعبر عن معامل الامتصاص α ، بـ (cm^{-1}) ، كدالة للكثافة الضوئية $D.O(\lambda)$ وفق العلاقة التالية [1]:

$$\alpha = \frac{\ln 10}{l} \cdot D.O(\lambda) \quad (3.III)$$

ونستنتج المقاطع الفعالة للامتصاص [2]:

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N} = \frac{D.O(\lambda) \cdot \ln 10}{N \cdot l} \quad (4.III)$$

حيث N هو تركيز الذرات المسؤولة عن الامتصاص وتكتب بالعلاقة التالية.

$$N = \frac{[RE \text{ mol\%}] \cdot \rho \cdot N_a}{M} \quad (5.III)$$

ρ : الكثافة الحجمية للعينة $(g \cdot cm^{-3})$.

N_a : عدد أفوجادرو.

M : الكتلة المولية للمادة $(g \cdot mol^{-1})$.

III.2.1.2. طريقة حساب المقطع الفعال للامتصاص [2]:

عندما يعبر الشعاع الضوئي الوسط فإنه يحدث تغيراً في عدد الإسكان في المستوى الأساسي وفقاً للعلاقة التالية:

$$-\frac{dN_1}{dt} = -B_{21} \cdot \rho(v) \cdot N_2 - A_{21} \cdot N_2 + B_{12} \cdot \rho(v) \cdot N_1 \quad (6.III)$$

لنفرض أن x جهة انتشار الشعاع الصادر، حيث:

$$x(t) = \frac{c}{n} \cdot t \quad (7.III)$$

$$\frac{dx(t)}{dt} = \frac{c}{n} \quad (8.III)$$

المعادلة (6.III) تصبح:

$$-\frac{c}{n} \frac{dN_1}{dt} = -B_{21} \cdot \rho(v) \cdot N_2 - A_{21} \cdot N_2 + B_{12} \cdot \rho(v) \cdot N_1 \quad (9.III)$$

يعتبر الإصدار التلقائي متناظرا، لذا فإن مساهمته وفقا لـ x تكون ضعيفة، ومنه يمكننا إهمال الإصدار التلقائي، فتصبح العلاقة

(9.III) كالتالي:

$$-\frac{c}{n} \frac{dN_1}{dt} = -B_{21} \cdot \rho(v) \cdot N_2 + B_{12} \cdot \rho(v) \cdot N_1 \quad (10.III)$$

عندما يمتص الفوتون تثار الذرة، ونكتب العلاقة التالية:

$$\frac{dI(v)}{dx} = hv \cdot \frac{dN_1}{dx} \quad (11.III)$$

يتم التعبير عن الكثافة الطيفية بالعلاقة التالية:

$$\rho(v) = I(v) \cdot g(v) \quad (12.III)$$

$I(v)$: شدة الشعاع الصادر.

$g(v)$: دالة التوزيع المنظمة.

$$g(v) = \frac{I(v)}{\int_{raie} I(v) \cdot dv} , \quad \int_{raie} g(v) \cdot dv = 1 \quad (13.III)$$

من المعادلتين (10.III) و(11.III) نحصل على:

$$\frac{1}{I(v)} \cdot \frac{dI(v)}{dx} = \frac{hv.n}{c} (B_{12} \cdot N_1 - B_{21} \cdot N_2) \cdot g(v) \quad (14.III)$$

تكامل هذه المعادلة يعطينا:

$$I(v) = I_0(v) \cdot e^{-ax} \quad (15.III)$$

$$\alpha = \frac{hv.n}{c} (B_{12} \cdot N_1 - B_{21} \cdot N_2) \cdot g(v) \quad (16.III)$$

حيث α هي معامل الامتصاص (m^{-1}).

لدينا $N_1 \gg N_2$ إذا نستطيع كتابة α بالشكل التالي:

$$\alpha = \frac{hv.n}{c} \cdot B_{12} \cdot N_1 \cdot g(v) \quad (17.III)$$

يتم التعبير عن المقطع الفعال للامتصاص ab بين مستويين 1 و 2 بالعلاقة التالية:

$$\sigma_{ab} = \frac{\alpha}{N_1} = \frac{hv.n}{c} \cdot B_{12} \cdot g(v) \quad (18.III)$$

حيث :

- h : ثابت بلانك ($J \cdot s$).
- ν : تواتر الإشعاع (s^{-1}).
- n : قرينة انكسار الوسط.
- B_{12} : معامل آينشتاين للامتصاص ($m^3 \cdot s^{-1} \cdot J^{-1}$).
- c : سرعة الضوء في الفراغ ($m \cdot s^{-1}$).

III.2.2. المقطع الفعال للإصدار :

III.2.2.1.. طريقة حساب المقاطع الفعالة للإصدار :

للتحايل على صعوبة الحصول على المقاطع الفعالة للإصدار من القياس التجريبي، نستخدم العلاقات القائمة على معاملات

آينشتاين [1] من أجل الانتقالات بين المستوى الأساسي (التوالد g_1) والمستوى المثار (التوالد g_2) لنظام ذي مستويين:

$$g_1 B_{12} = g_1 B_{21} \quad (19.III)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} \quad (20.III)$$

هناك علاقتان مهمتان مستخدمتان في حساب المقاطع الفعالة للإصدار، هما [2]:

- طريقة فوشتاور-لادنبورغ (Füchtbauer-ladenburg) .

- طريقة ماك كومبر (McCumber) .

ويمكن تحديد هاتين العلاقتين انطلاقاً من المعادلات التي تحكم تطور التعداد في هذا النظام [1].

❖ طريقة فوشتاور لادنبورغ (Füchtbauer-ladenburg):

انطلاقاً من طيف الاستضاءة التجريبي، يمكن إعطاء المقطع الفعال للإصدار σ_e بعلاقة فوشتاور لادنبورغ التي تربط الإصدار

المختوث باحتمال الإصدار التلقائي [3] كما يلي:

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4 I(\lambda)}{8 \pi n^2 c \tau_f \int I(\lambda) d\lambda} \quad (21.III)$$

حيث:

λ : الطول الموجي (nm) .

n: قرينة الإنكسار

c: سرعة الضوء في الفراغ (m/s) .

$I(\lambda)$: شدة الاستضاءة بدلالة λ .

τ_f : مدة حياة الاستضاءة.

تصلح معادلة فوشتاور لادنورغ إذا استوفى أحد الشروط التالية على الأقل [4]:

- يتم ملء المستويات الفرعية لستارك للمستويين.
- جميع الانتقالات لها نفس القوة.

يتم التحقق من أي من هذين الشرطين تماما في درجة حرارة الغرفة، والتي يعني أنه يجب استخدام هذه الطريقة بحذر.

❖ طريقة ماك كومبر (McCumber) [5]:

وضعت هذه الطريقة من طرف ماك كومبر (McCumber)، و تعتمد على استنتاج المقطع الفعال للإصدار $\sigma_e(v)$ من طيف الامتصاص $\sigma_a(v)$ ، وقد قام بعمل حساب أكثر دقة لتعيين المقطع الفعال للإصدار مع الأخذ بعين الاعتبار رفع التوالد في المستويات الفرعية لستارك خلافا لنظرية أينشتاين..

تكون كثافة التعداد في المستويات N_1 و N_2 لديها طاقات منخفضة و عالية على الترتيب، وتضم هذه المستويات مستويات فرعية i_{max} و j_{max} ، هذه المستويات متباعدة بنسبة ضعيفة قدرها $k_B T$ بحيث يمكن أن تكون مشغولة بسبب التفاعلات مع الشبكة البلورية التي سوف تساعد على ملء المستويات حراريا. تعتبر المستويات الفرعية داخل كل مستوي في حالة إتزان ترموديناميكي، ومن ناحية أخرى، يفترض أن الفرق في الطاقة بين المستويين المثار والأساسي كبير مقارنة بالمقدار $k_B T$. إذا كان n_{1i} و n_{2j} هما كثافتا التعداد في المستويات الفرعية 1 و 2 للمستويات الأساسية و المثارة على التوالي:

$$N_1 = \sum_{i=1}^{i_{max}} n_{1i} \quad , N_2 = \sum_{j=1}^{j_{max}} n_{2j} \quad (22. III)$$

حيث: N_1 هي كثافة التعداد في المستوى الأساسي، و 2 هي كثافة التعداد في المستوى المثار.

إن كثافة التعداد في المستوى المثار 2 تكون كبيرة بسبب عمليات الضخ الخارجية، (مثل مصدر الضوء، الذي يحمل الأيونات في الحالة المثارة لها). وبالتالي فإن كثافة التعداد النسبية للمستويات لا تتوافق مع الإتزان الترموديناميكي بين المستويات ويمكن أن تأخذ أي قيمة، ويطلق على الطاقة المنخفضة بطاقة المستوى الأساسي والأخرى طاقة المستوى المثار، إذا كنا نعرف تموضع المستويات الفرعية، يمكننا معرفة نسبة التعداد باستخدام توزيع ماكسويل بولتزمان، ومنه كثافة التعداد لكل مستوى فرعي تعطى كما يلي:

$$n_{1i} = \frac{N_1}{Z_1} \exp(-\beta \Delta_{1i}) \quad (23.III)$$

$$n_{2j} = \frac{N_2}{Z_2} \exp(-\beta \Delta_{2j}) \quad (24.III)$$

حيث:

$$\beta = \frac{1}{k_B T} \quad (25.III)$$

و الطاقات Δ_{1i} و Δ_{2j} هي طاقات المستويات الفرعية i و j المقاسة من أدنى مستوياتها كل على حدى . وتتم كتابة دوال التوزيع المتعلقة بكل مستوى على النحو التالي:

$$Z_1 = \sum_{i=1}^{i_{max}} \exp(-\beta \Delta_{1i}) \quad (26.III)$$

$$Z_2 = \sum_{j=1}^{j_{max}} \exp(\beta \Delta_{2j}) \quad (27.III)$$

من الناحية التجريبية، نقوم بقياس معامل الامتصاص α وفقا للتردد ν (أو الطول الموجي).

سيكون لدينا:

$$\alpha(\nu) = \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} (n_{1i} - n_{2j}) \sigma_{ij}(\nu) \quad (28.III)$$

حيث ij يمثل المقطع الفعال للانتقال بين المستويات الفرعية i و j للمستويات الأساسية و المثارة على التوالي، وتعبير

المعادلة (23.III) و (24.III) في (28.III) نجد :

$$\alpha(\nu) = \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} \left(\frac{N_1}{Z_1} \exp(-\beta \Delta_{1i}) - \frac{N_2}{Z_2} \exp(-\beta \Delta_{2j}) \right) \sigma_{ij}(\nu) \quad (29.III)$$

تُكتب معادلات الامتصاص و الإصدار المخنوث كالتالي:

$$W_a = \frac{N_1 \sigma_a I}{h\nu} \quad (30. III)$$

$$W_{st} = \frac{N_2 \sigma_e I}{h\nu} \quad (31. III)$$

ويعبر عن معامل الامتصاص كالتالي:

$$\alpha(\nu) \equiv N_1 \sigma_a(\nu) - N_2 \sigma_e(\nu) \quad (32. III)$$

المعادلة (32. III) ماثلة لمعادلة نظام ذي مستويين، إلا أن المقاطع الفعالة للامتصاص و الإصدار (σ_e) و (σ_a) غير متساوية ولكنها مرتبطة ببعضها البعض.

بالمقارنة بين المعادلتين (32. III) و (29. III) نجد:

$$\sigma_a(\nu) = \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} \frac{\sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{1i})}{z_1} \quad (33. III)$$

$$\sigma_e(\nu) = \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} \frac{\sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{2j})}{z_2} \quad (33. III)$$

والنسبة بين المقاطع الفعالة هي:

$$\frac{\sigma_a(\nu)}{\sigma_e(\nu)} = \frac{z_2 \sum_{i,j} \sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{1i})}{z_1 \sum_{i,j} \sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{2j})} \quad (34. III)$$

من أجل كل زوج من المستويات الفرعية نرفق طيفا من المقاطع الفعالة، بحيث:

$$\sigma_{ij} = B \frac{h\nu}{c} g_{ij}(\nu) \quad (35. III)$$

حيث:

$g_{ij}(\nu)$: هي دالة شكل الخط المرتبطة بالانتقال.

وبما أن الخطوط المختلفة عرضها محدود Δv_{ij} ، فإن الانتقالات $i \rightarrow j$ التي يكون من أجلها $|v_{ij} - v| \leq \Delta v_{ij}$ هي الوحيدة التي سوف تسهم بشكل فعال في المقاطع الفعالة للامتصاص و الإصدار عند التواتر ν ، ومنه تكتب المعادلة (34.III) بالشكل التالي:

$$\frac{\sigma_a(\nu)}{\sigma_e(\nu)} \approx \frac{z_2 \sum_{i,j,tels\ que\ |v_{ij}-\nu| \leq \Delta v_{ij}} \sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{1i})}{z_1 \sum_{i,j,tels\ que\ |v_{ij}-\nu| \leq \Delta v_{ij}} \sigma_{ij}(\nu) \exp(-\beta \Delta_{2j})} \quad (36.III)$$

نلاحظ أن الشرط $|v_{ij} - \nu| \leq \Delta v_{ij}$ يمكن أيضا أن يكتب على الشكل $|E_{ij} - h\nu| \leq h\Delta v_{ij}$ ، حيث اكتشف ماك كومبر أنه من خلال فرضية بسيطة، و التي تبين أنها صالحة في كثير من الحالات، يمكن ربط المقطع الفعال للامتصاص (σ_a) والمقطع الفعال للإصدار (σ_e) بطريقة بسيطة جدا مع وسيط واحد قابل للتعديل.

الفرضية هي كما يلي: نفترض أن عرض الخط المرتبط بكل انتقال بين مستويين فرعيين ($h\Delta v_{ij}$) $\leftrightarrow i$ صغيرة جدا بالمقارنة مع $k_B T$:

$$\beta h\Delta v_{ij} \ll 1 \quad (37.III)$$

في هذه الحالة، بما أن العلاقة (36.III) لا تعتمد إلا على الانتقالات التي تحقق:

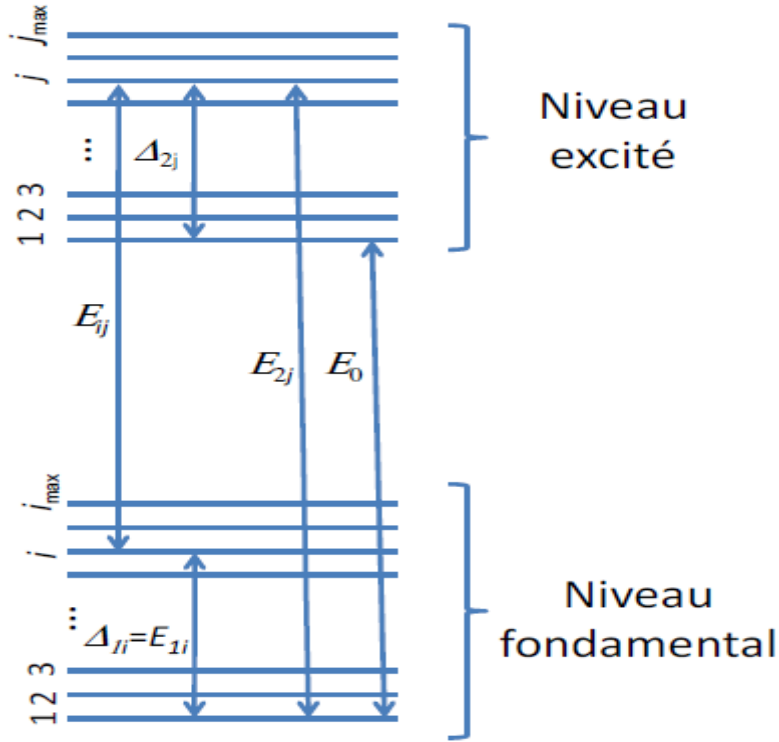
$$|E_{ij} - h\nu| \leq h\Delta v_{ij} \quad (38.III)$$

بالجمع بين (37.III) و (38.III) نجد:

$$\beta |h\nu - E_{ij}| \ll 1 \quad (39.III)$$

ومنه يمكننا كتابة العلاقة التالية (انظر الشكل 1):

$$\Delta_{1i} = E_0 + \Delta_{2j} - E_{ij} \quad (40.III)$$



الشكل (1.III): مخطط يمثل مستويين (الأساسي والمثار) للطاقة مع التسميات المستخدمة سابقا.

الفرق في الطاقة بين أدنى مستويين فرعيين من المستويين (الأساسي و المثار)، والذي يرمز له بـ E_0 ، يؤدي إلى ظهور ما يسمى بـ: "خط صفر فونون" (Zéro phonon)، وهو يتوافق مع التواتر المشترك لأطياف الامتصاص والإصدار عندما تؤول درجة الحرارة T إلى الصفر.

من العلاقتين (38.III) و (39.III) نحصل على التقريب التالي:

$$\begin{aligned} \exp(-\beta\Delta_{1i}) &= \exp(-\beta(E_0 + \Delta_{2j} - hv - (E_{ij} - hv))) \\ &\approx \exp(-\beta(E_0 + \Delta_{2j} - hv)) \end{aligned} \quad (41. III)$$

نعوض المعادلة (39.III) في المعادلة (40.III) نجد:

$$\frac{\sigma_a(v)}{\sigma_e(v)} \approx \frac{z_2}{z_1} \frac{\exp(-\beta(E_0 - hv)) \sum_{i,j, \text{tels que } |v_{ij}-v| \leq \Delta v_{ij}} \sigma_{ij}(v) \exp(-\beta\Delta_{2j})}{\sum_{i,j, \text{tels que } |v_{ij}-v| \leq \Delta v_{ij}} \sigma_{ij}(v) \exp(-\beta\Delta_{2j})} \quad (42. III)$$

ومنه:

$$\frac{\sigma_a(v)}{\sigma_e(v)} \approx \frac{Z_2}{Z_1} \exp(\beta(hv - E_0)) \quad (43.III)$$

تسمى المعادلة (43.III) علاقة ماك كومبر، يمكن أيضا أن تكون مكتوبة بالشكل التالي:

$$\frac{\sigma_a(v)}{\sigma_e(v)} = \exp(\beta(hv - \varepsilon)) \quad (44.III)$$

حيث :

ε هي طاقة الفوتون التي تتساوى فيها المقاطع الفعالة للامتصاص والإصدار .

لوحظ أنه يجب معرفة موضع جميع المستويات $1i$ و $2j$ لمعرفة ε لأن دوال التوزيع 1 و Z_2 مشتركة في هذا الحساب. في كثير من

الأحيان تكون نسبة $\frac{Z_1}{Z_2}$ قريبة من الواحد. إذا كنا لانعرف ε ، فإن هذا الأخير يصبح وسيط قابل للتعديل. تتمثل بساطة هذه

العلاقة في حقيقة أن المقاطع الفعالة للامتصاص والإصدار لزوج معين من المستويات الفرعية متساوية، وكثافة التعداد في المستويات

الفرعية مختلفة يحددها قانون ماكسويل-بولتزمان.

3.III. تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي عند

الانتقال ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ بطريقة ماك كومبر McCumber:

انطلاقاً من طيف الامتصاص التجريبي سنقوم أولاً بحساب كل من معاملات الامتصاص والمقاطع الفعالة للامتصاص ، ومن ثم

سنقوم بتعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي استناداً على نظرية ماك كومبر للعينات الثلاث.

في دراستنا هذه بعد تعييننا للمقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم وتمثيلها في منحنيات سنقوم بمقارنة بين النتائج المتحصل

عليها للعينات الثلاث، ومن ثم حساب المقطع الفعال للريح لكل عينة، ومقارنتها لمعرفة نوع الزجاج الذي يحقق لنا أفضل ربح

للمقطع الفعال لأيون الإيريوم، والتي ستكون محل دراستنا في العنوان الذي يليه.

الجدول (1.III) يوضح مختلف خصائص العينات المدروسة.

الجدول (1.III): مختلف خصائص العينات المدروسة.

العينه	الصيغة	نسبة التطعيم mol%	قرينة الإنكسار n	الكتلة الحجمية $\rho(\text{kg/m}^3)$	السماك (mm)	رمزها اختصارا
1	$90\text{NaPO}_3\text{-}9\text{PbCl}_2\text{-}1\text{ErF}_3$	1	1.525	2907.1	4	NPPE1
2	$90\text{NaPO}_3\text{-}8\text{PbCl}_2\text{-}2\text{ErF}_3$	2	1.523	2865.3	5	NPPE2
3	$80\text{NaPO}_3\text{-}9\text{PbCl}_2\text{-}10\text{BaCl}_2\text{-}1\text{ErF}_3$	1	1.528	3056.05	2	NPPBE1

جدول (2.III): بعض المعطيات المستخدمة لإيجاد طيف الإصدار.

$\frac{Z_e}{Z_u}$	$kT(\text{cm}^{-1})$	درجة الحرارة (K)	الطاقة $(\lambda=1530\text{nm})E(\text{cm}^{-1})$
1~	200	300	6527

4.III. المقطع الفعال للرياح:

يمكننا حساب المقطع الفعال للرياح لطيف الإصدار للزجاج المطعم بالإيريبيوم من خلال العلاقات التالية:

$$G = \gamma \sigma_e(\lambda) - (1 - \gamma) \sigma_a(\lambda) \quad (45. \text{III})$$

$$\gamma = \frac{N}{N_T}$$

حيث:

I: شدة الضوء الصادرة.

I_0 : شدة الضوء الإبتدائية.

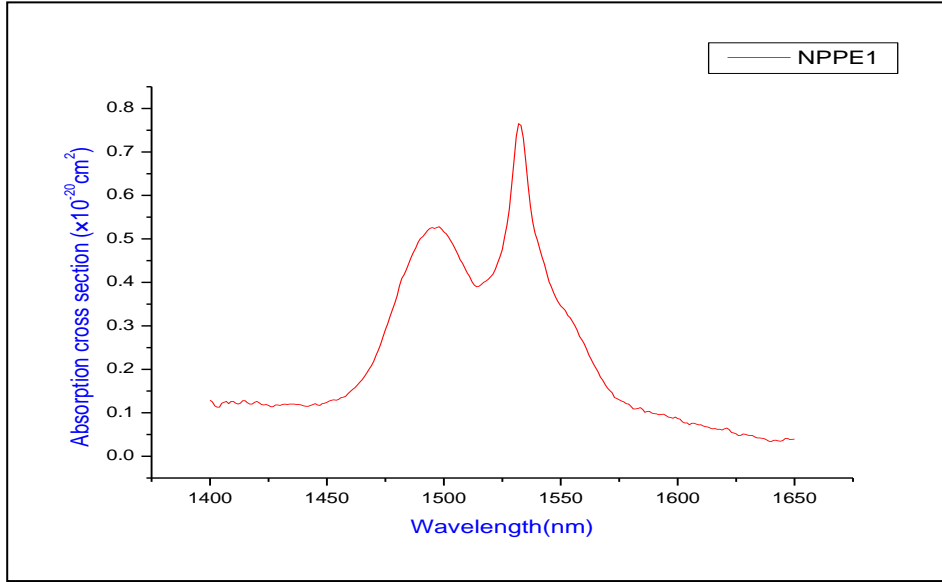
γ : معدل إنقلاب التعداد.

N: عدد الذرات.

III.5. النتائج والمناقشة:

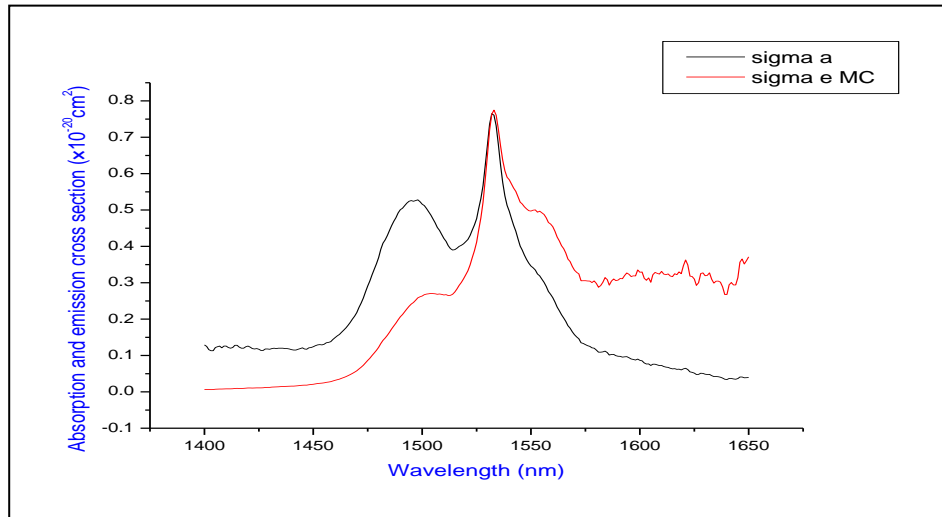
III.6. دراسة العينة NPPE1:

✓ طيف الامتصاص:



الشكل (III.2): طيف الامتصاص للعينة NPPE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

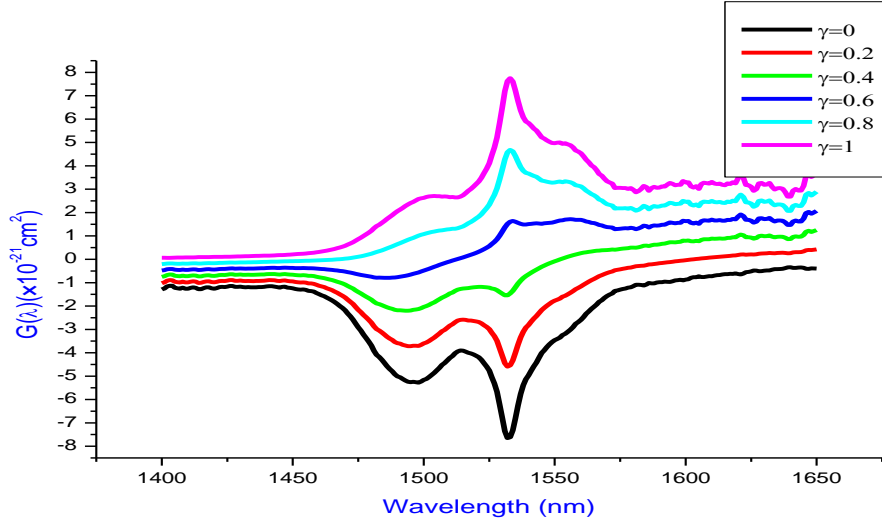
✓ طيف الإصدار:



الشكل (III.3): منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعينة NPPE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

لأيون الإربيوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي.

✓ المقطع الفعال للرياح:

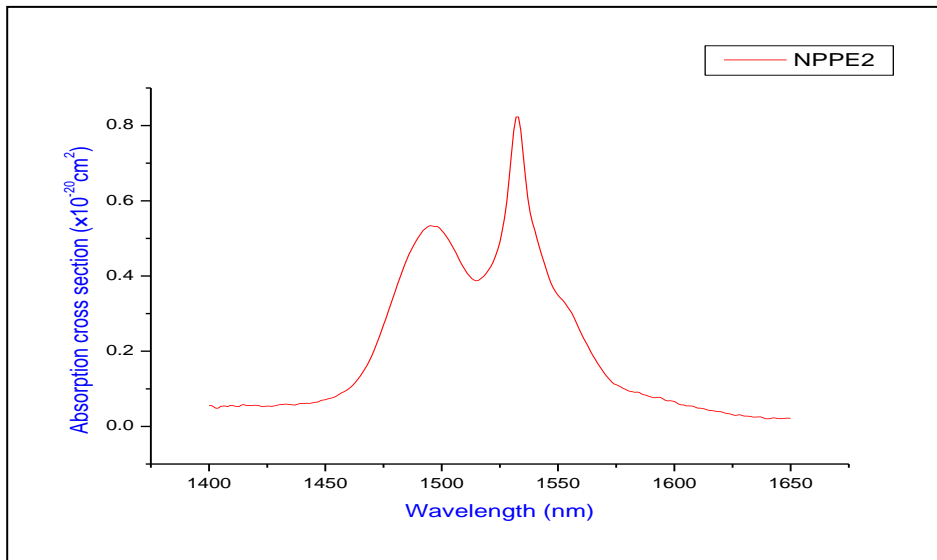


الشكل (III.4): منحنى المقطع الفعال للرياح للعيينة NPPE1

عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

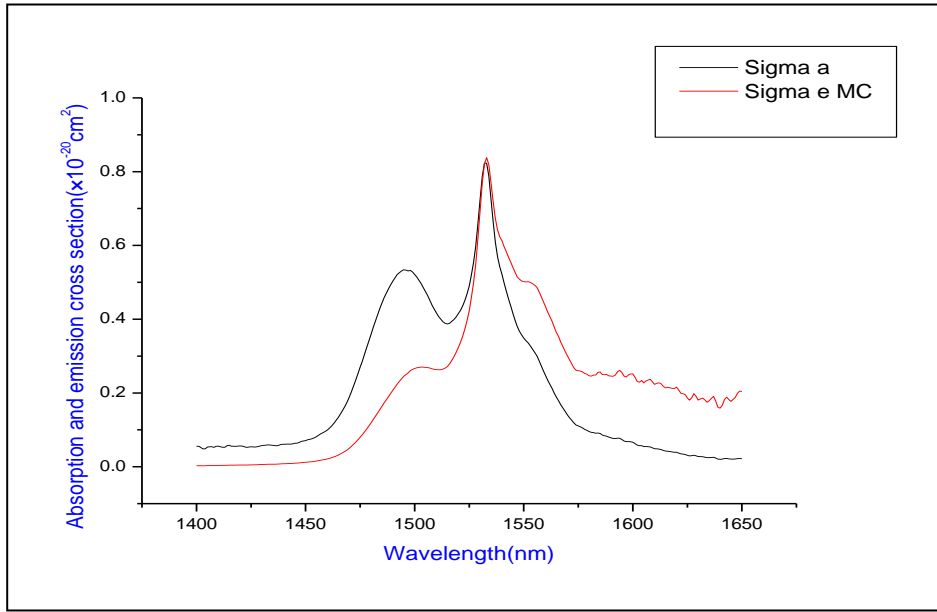
III.7. دراسة العينة NPPE2:

✓ طيف الامتصاص:



الشكل (III.5): طيف الامتصاص للعيينة NPPE2 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

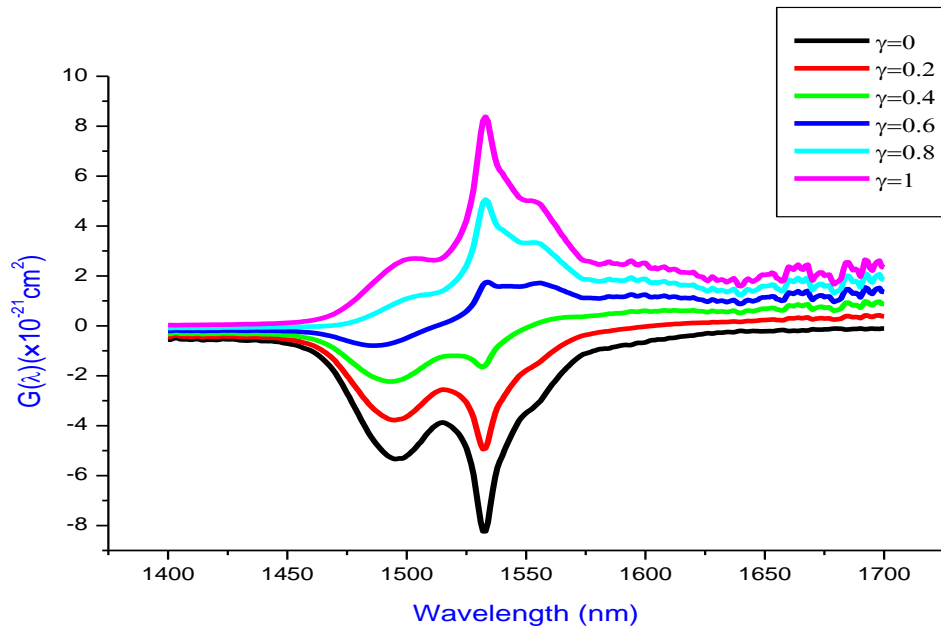
✓ طيف الإصدار:



الشكل (III. 6): منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعينة NPPE2 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

لأيون الإربيوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي.

✓ المقطع الفعال للربح:

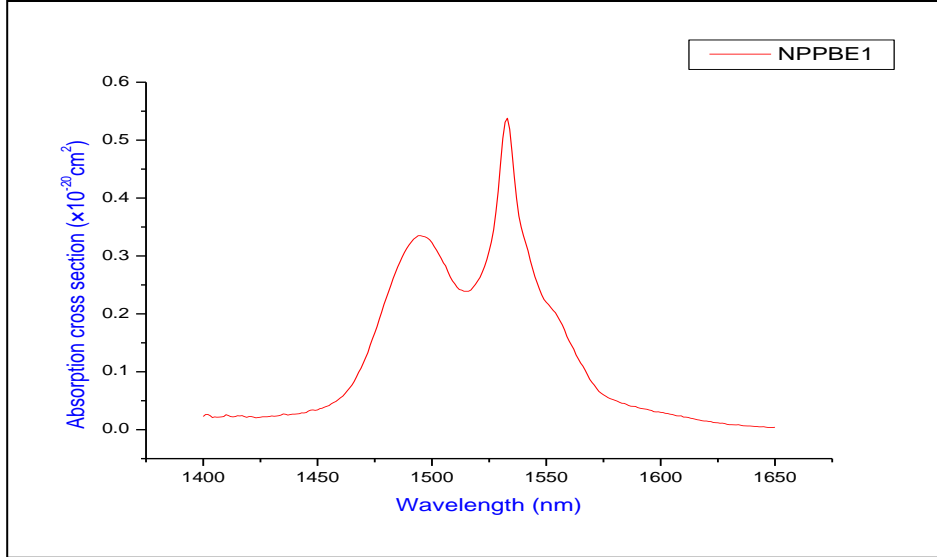


الشكل (III. 7): منحنى المقطع الفعال للربح للعينة NPPE2

عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

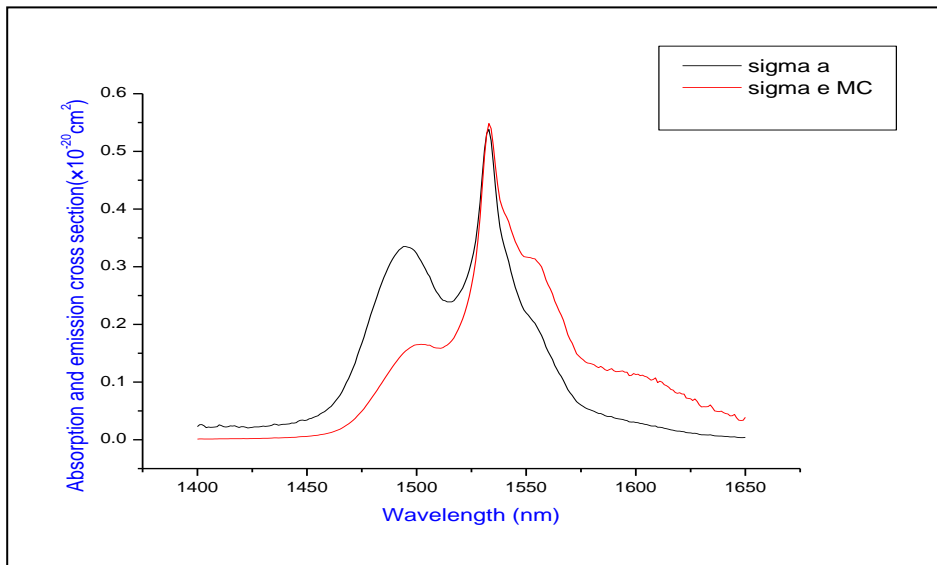
III.8. دراسة العينة NPPBE1:

✓ طيف الامتصاص:



الشكل (III.8): طيف الامتصاص للعينة NPPBE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

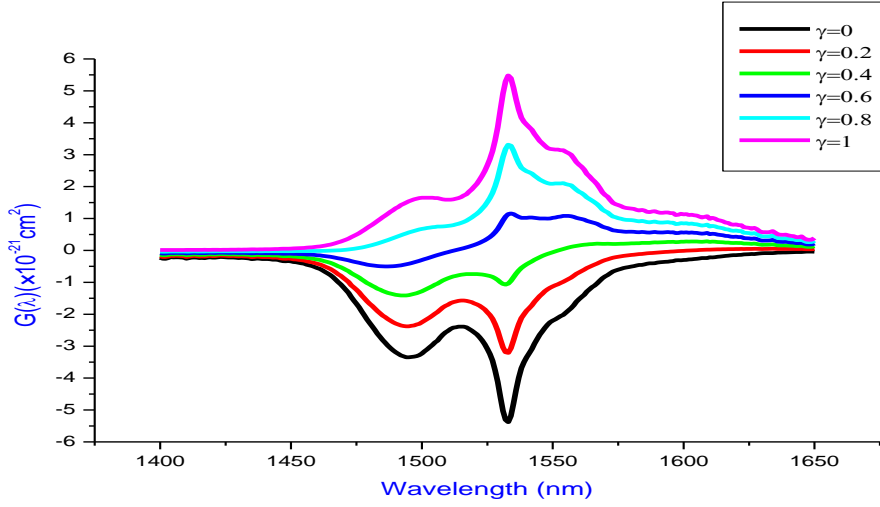
✓ طيف الإصدار:



الشكل (III.9): منحنى المقاطع الفعالة للإصدار والامتصاص للعينة NPPBE1 عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ لأيون

الإربيوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي.

✓ المقطع الفعال للريح:



الشكل (III.10): منحنى المقطع الفعال للريح للعيينة NPPBE1

$${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} \text{ عند الانتقال}$$

III.9. مقارنة النتائج:

تمثل المنحنيات (III.2)، (III.5)، (III.8)، تغيرات المقاطع الفعال للامتصاص بدلالة الطول الموجي للعينات NPPBE1، NPPE2، NPPE1 على الترتيب، ومن خلال المنحنيات يمكننا أن نرى أن لعصابة الامتصاص لأيون الإيريبيوم نفس الشكل في جميع العينات مع اختلاف في الشدة، حيث نلاحظ أن أعلى قيمة للمقطع الفعال للامتصاص عند الانتقال ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ للعيينة الأولى هي $\sigma_{\text{abs}} = 0.765 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ، وللعينة الثانية أعلى قيمة هي $\sigma_{\text{abs}} = 0.823 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ، أما بالنسبة للعيينة الثالثة فهي $\sigma_{\text{abs}} = 0.538 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. بالمقارنة بين العينات الثلاث نجد أن أعلى قيمة للمقطع الفعال للامتصاص هي تلك الموافقة للعيينة NPPE2. يمكن تفسير هذه الزيادة بزيادة تركيز أيونات الإيريبيوم في العينة NPPE2 مقارنة مع العينة NPPE1 مما يؤدي إلى زيادة احتمالية الامتصاص وبالتالي عصابة امتصاص أكبر، كما أننا لاحظنا أن إدخال الباريوم Ba في بنية الزجاج NPPBE1 أدى إلى انخفاض في قيمة المقطع الفعال للامتصاص، هذا يقودنا إلى التفكير أن بنية الزجاج تغيرت وبالتالي تغيرت البيئة المحيطة بأيونات الإيريبيوم.

تمثل المنحنيات (III.3)، (III.6)، (III.9) تغيرات المقاطع الفعال للإصدار بدلالة الطول الموجي للعينات NPPBE1، NPPE2، NPPE1 على الترتيب. ومن خلال المنحنيات يمكننا أن نميز عصابتين للإصدار لأيون

الإيريوم، حيث نلاحظ أن أعلى قيمة للمقطع الفعال للإصدار عند الانتقال ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ للعيينة الأولى هي $\sigma_{em}=0.774 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ ، وللعيينة الثانية هي $\sigma_{em}=0.837 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ ، أما بالنسبة لأعلى قيمة للمقطع الفعال للإصدار للعيينة الثالثة فهي $\sigma_{em}=0.548 \times 10^{-20} \text{cm}^2$.

نلاحظ أن العيئة NPPE2 تمتلك أعلى قيمة للمقطع الفعال للإصدار، وهذا بسبب التركيز الأعلى لأيونات الإيريوم في هذه العيئة، كما أن الانخفاض في قيمة المقطع الفعال للإصدار في العيئة NPPBE1 يرجع إلى إدخال عنصر الباريوم في بنية الزجاج مما أدى إلى نقصان في احتمالية الامتصاص وهذا بالتالي يؤدي إلى نقصان في احتمالية الإصدار.

تمثل المنحنيات (4.III)، (7.III)، (10.III)، أطيف المقطع الفعال للريح بدلالة الطول الموجي للعينات NPPE1، NPPE2، NPPBE1 على الترتيب، المتحصل عليها انطلاقاً من قيم المقطع الفعال للامتصاص وقيم المقطع الفعال للإصدار المحسوبة بطريقة ماك كومبر، وذلك من أجل قيم ل γ محصورة بين 0 و 1. يمكننا الملاحظة من خلال أطيف الريح، أنه كلما كانت قيمة المقطع الفعال للريح أكبر من 0.4، فإنه من المتوقع تواجد نطاق واسع من أطوال الموجات، من 1460 إلى 1600 نانومتر، يُمكن استغلاله للإصدار الليزري. تشير هذه النتيجة إلى أن عينات الزجاج المدروسة يمكن اختيارها كمواد ربح ليزرية.

انطلاقاً من تحليل النتائج السابقة، يمكننا القول أن عينة الزجاج المطعمة بأيون الإيريوم بنسبة 2% تمتاز بمقطع فعال للامتصاص ومقطع فعال للإصدار عاليين مقارنة مع العينات الأخرى المدروسة، مما يجعلنا نتنبأ بقدرها على التضخيم الضوئي للإصدار عند الطول الموجي 1530 نانومتر. إلا أنه تجدر الإشارة إلى أن الخصائص الطيفية لأيونات العناصر الترابية النادرة ليست وحدها المقياس لمدى ملاءمة مادة ما لتطبيقات التضخيم الضوئي والليزر، إنما أيضاً يجب الأخذ بعين الاعتبار خصائص الزجاج ومدى قدرته على تحمّل ظروف التشغيل من درجة حرارة وضغط وإجهاد ورطوبة...

10.III. خلاصة:

قمنا في هذا العمل بتعيين المقطع الفعال للإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينوفوسفاتي للعينات الثلاث، حيث قمنا في البداية بحساب معاملات الامتصاص والمقاطع الفعالة للامتصاص انطلاقاً من طيف الامتصاص، ثم تمكنا من إيجاد المقطع الفعال للإصدار وذلك استناداً على نظرية ماك كومبر أيضاً من خلال النتائج التي تحصلنا عليها، وجدنا أنه عندما يكون معدل انقلاب

التعداد γ (%) مساوياً لقيم أكبر من 0.4 ، فإن المقطع الفعال للريح عند الطول الموجي 1530 نانومتر يصبح موجبا، مما يجعلنا نتنبأ بقدرة هذا الزجاج المطعم بالإيريبيوم على التضخيم الضوئي للإصدار عند هذا الطول الموجي. ورأينا أيضا أن الزجاج المطعم بالإيريبيوم بنسبة قدرها 2% هو الأفضل مقارنة بالعينات الأخرى وذلك لتميزه بخصائص طيفية جيدة.

المراجع

- [1]BentouilaOmar , « Etude de l'effet des terres rares Applications : laser et amplificateurs optique », Mémoire de magistère , Ouargla , Algérie ,(2005).
- [2]A. Beggas, " Etat d'art des verres dopes aux ions terres rares (Application Amplificateur Optique)", mémoire de magister, Centre Universitaire d'El- Oued2010.
- [3] Eric Tanguy, Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie, Thèse Doctorat, Université Paris XI Orsay, (1996).
- [4]I. Vasilief, Guides d'onde canaux amplificateurs en verres de fluorures dopés erbium : spectroscopieet amplification optique, thèse doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, (2003).
- [5]D.E.McCumber,Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra,Physical Review,1964.

الخلاصة العامة

يتمحور هذا العمل حول تعيين المقاطع الفعالة للإصدار لأيون الإيريوم في بعض أنواع الزجاج، ولتحقيق هذا قمنا في البداية بالتطرق إلى عموميات حول الزجاج حيث يعتبر مادة صلبة لا بلورية ويمتلك خصائص متنوعة جداً تجعله يدخل في العديد من التطبيقات خصوصاً في مجال الاتصالات الضوئية، بالإضافة إلى دراسة طيفية للزجاج المطعم بالعناصر الترابية النادرة سمحت لنا بمعرفة أن الزجاج مرشح جيد لاستضافة هذه الأيونات النشيطة.

في خطوة ثانية من هذا العمل تطرقنا إلى دراسة مطيافية أيونات العناصر الترابية النادرة وخصصنا بالذكر عنصر الإيريوم، حيث قمنا بتحديد رموزه الطيفية ومستويات طاقته لكون هذا العنصر يلعب دوراً مهماً في تطبيقات الليزر والمضخمات الضوئية، هذه الأخيرة كانت محل دراستنا في الفصل التالي، حيث قمنا فيه بإعطاء حوصلة وجيزة تلخص العمليات الأساسية وكذلك الفكرة الرئيسية التي يقوم عليها الفعل الليزري بطريقة بسيطة جداً من حيث تعريفه، وأنواعه ومختلف تطبيقاته .

الفصل الرابع كان مكرساً لبرنامج حساب يسمح بالحصول على بعض الوسائط الطيفية المميزة للمادة المطعمة بالعناصر الترابية النادرة، ومن بين هذه الوسائط نخص بالذكر المقطع الفعال للإصدار والامتصاص عند الانتقال المدروس، ويستند هذا البرنامج على نظرية ماك كومبر. من خلال النتائج التي تحصلنا عليها وجدنا أنه عندما يكون معدل انقلاب التعداد مساوياً لقيم أكبر من 0.4، فإن المقطع الفعال للريح عند الطول الموجي 1530nm يصبح موجياً مما يجعلنا نتنبأ بقدرة هذا الزجاج المطعم بالإيريوم على التضخيم الضوئي للإصدار عند هذا الطول الموجي.

```
program McCumber
read(*,*) N
real,dimension(N,1)::LAMBDA0
real,dimension(N,1)::SEGMAAC
real,dimension(N,1)::SEGMAEC
integer i, j
real,parameter::LAMBDA0=1530E-9
real,parameter::h=6.62E-34
real,parameter::C=3E8
real,parameter::K=1.38E-23
real,parameter::T=300
open(1,file='LAMBDA0.dat')
  do i=1,N
    do j=1,1
      read(1,*) LAMBDA0(i,j)
    end do
  end do
open(2,file='SEGMAAC.dat')
  do i=1,N
    do j=1,1
      read(2,*) SEGMAAC(i,j)
    end do
  end do
open(3,file='SEGMAEC.dat')
  do i=1,N
    do j=1,1
      SEGMAEC(i,j)=SEGMAAC(i,j)*EXP(((h*C/(K*T))*((1/LAMBDA0)-(1/LAMBDA0(i,j))))
      write(*,*) i, SEGMAEC(i,j)
      write(3,*) SEGMAEC(i,j)
    end do
  end do
end program
```


المخلص:

يستعمل الزجاج المطعم بالعناصر الترابية النادرة كمركبات تكاملية فعالة في ميدان الاتصالات. الهدف من هذا العمل هو تعيين المقاطع الفعالة لإصدار لأيون الإيريوم في زجاج هالوجينو فوسفاتي، وهذا من أجل اختيار أفضل زجاج مطعم، ومن أجل هذا قمنا في البداية بدراسة عامة حول مطيافية العناصر الترابية النادرة (الإيريوم)، وبعدها تطرقنا إلى مفاهيم حول الليزر والمضخمات الضوئية، وفي الأخير قمنا بحساب المقاطع الفعالة للزجاج المدروس، وذلك اعتمادا على نظرية ماك كومبر وأظهرت النتائج أن هذا الزجاج المطعم 2مول% YbF_3 يمتلك خصائص طيفية جيدة. النتائج المتحصل عليها تظهر أن الزجاج مرشح جيد من أجل التطبيقات الضوئية الفعالة مثل الليزر والمضخمات الضوئية.

الكلمات المفتاحية: الزجاج المطعم،العناصر الترابية النادرة،الإيريوم،المقطع الفعال،الليزر،نظرية ماك كومبر.

Résumé

Les verres dopés terres sont utilisés comme des composants intégrés actifs en télécommunication. Le but de ce travail est la détermination des sections efficace d'émission pour l'ion de l'erbium dans un verre halogeno-phosphate, afin de choisir un meilleur candidat en terme de gain. Pour cela, on a fait une étude générale sur la spectroscopie des ions terres rares (Erbium). Puis on a fait des définitions sur le laser et amplificateurs optiques, et enfin, nous avons calculé les sections efficaces des verres étudiés à laide de la théorie de MacCumber. On a trouvé que le verre dopé avec 2mol% YbF_3 est le meilleur en termes de propriétés spectroscopiques. Les résultats obtenus montrent que ces verres peuvent être considérés comme des bonnes candidats pour les applications optiques actives comme les lasers et les amplificateurs optiques.

Mots clés: verres dopés, Terres rares, Erbium, Section efficace, Laser, Théorie de McCumber

Abstract

Rare earth doped glasses are used as an active integrates components in telecommunication. The aim of this work is the determination of emission cross sections for erbium ion in a halophosphate glass, to choose a better candidate in terms of gain. For this, we made a general study on rare earth ion spectroscopy (Erbium). Then we made definitions on the laser and optical amplifiers, and finally, the cross-sections of the glasses studied were calculated using MacCumber's theory. It has been found that the glass doped with 2mol% YbF_3 is the best in terms of spectroscopic properties. The results obtained shows that these glasses can be considered as good candidates for active optical applications such as lasers and optical amplifiers.

Key-Words: Doped Glass, Rare Earth, Erbium, cross sections, Laser, MacCumber's theory