



Solid-State Laser Engineering

Dr. Walter Koechner

1.1 التكبير الضوئي Optical Amplification

لفهم فكرة عمل الليزر يجب أن نعرف بعض الأساسيات التي تحكم تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع المادة.

الأنظمة الذرية مثل الذرات والايونات والجزئيات يمكن أن تتواجد في مستويات طاقة منفصلة. والتحول من مستوى طاقة إلى مستوى طاقة آخر، يعرف باسم الانتقال، وهي ترتبط إما بانبعث أو امتصاص فوتون. والطول الموجي الممتص أو المنبعث يعطى بعلاقة تردد بور

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21}, \quad (1.1)$$

حيث E_2 و E_1 هما مستويات الطاقة المنفصلة، و ν_{21} هي التردد، و h هو ثابت بلانك. والموجة الكهرومغناطيسية التي ترددها ν_{21} تتطابق مع فجوة الطاقة للنظام الذري الذي يتفاعل معها. ولتقريب المطلوب في هذا السياق، فإن المواد الصلبة يمكن أن تعتبر على إنها تجمعات من الكثير من الأنظمة الذرية المتماثلة. وعند الاتزان الحراري، فإن مستويات الطاقة المنخفضة في المادة يكون أكثر تعدادا من مستويات



الطاقة العالية. وتفاعل الموجة مع المادة سوف يرفع الذرات أو الجزيئات من مستوى الطاقة الأدنى إلى مستوى الطاقة الأعلى وبهذا يحدث الامتصاص.

عملية الليزر تتطلب أن تكون طاقة الاتزان في مادة الليزر أن تتغير في الذرات والايونات والجزيئات لهذه المادة. وهذا يمكن الوصول له باستخدام مصدر ضخ خارجي يعمل على نقل الالكترونات من مستوى الطاقة الأدنى إلى مستوى الطاقة الأعلى. طاقة الضخ هذه تسبب انقلاب في التعداد وهي ما تعرف باسم population inversion. موجه كهرومغناطيسية بتردد مناسب، تسقط على الذرات في المستوى الأعلى لتنتقل إلى المستوى الأدنى وبهذا فهي تصدر المزيد من الفوتونات. كنتيجة، فان الطاقة المستخلصة من الذرات تعمل على زيادة الإشعاع. وإطلاق الطاقة المخزنة بواسطة الأمواج الكهرومغناطيسية يعتمد على الانبعاث الاستحثاثي أو ما يعرف بالانبعاث المستحث.

نذكر باختصار، عندما تثار المادة بحيث تتواجد الذرات أو الجزيئات في مستويات الطاقة الأعلى بعدد يفوق عدد الذرات في بعض مستويات الطاقة الأدنى، فان المادة سوف تصبح قادرة على تكبير الإشعاع عند تردد يقابل الطاقة المقابلة لفرق مستويات الطاقة. والاختصار العلمي laser هو من اسم العملية Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation أي تكبير الضوء بواسطة الانبعاث الاستحثاثي للإشعاع.

تستخدم ميكانيكا الكم لدراسة التفاعل بين الإشعاع والمادة حيث يتبين أن الانبعاث الاستحثاثي هي بالكامل غير مميزة عن الإشعاع الاستحثاثي. هذا يعني أن الإشعاع المستحث له نفس الاتجاه ونفس الاستقطاب ونفس الطول وله نفس الخواص الطيفية مثل الانبعاث الاستحثاثي. هذه الحقائق هي المسؤولة عن الدرجة العالية من التزامن coherence، والتي تميز الإشعاع عن الليزر. الأساس العلمي لعملية الانبعاث الاستحثاثي أو المستحث موضح بواسطة M. Planck و A. Einstein

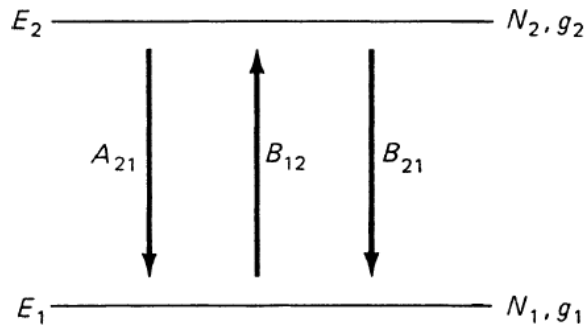
في ليزرات الحالة الصلبة، فان مستويات الطاقة وترددات الانتقالات المصاحبة لها تنتج عن مستويات الطاقة المكتمة المختلفة أو مستويات الطاقة الممسوحة للالكترونات لكي تدور فيها حول نواة الذرة. بالإضافة إلى الانتقالات الالكترونية، فان الذرات المتعددة والجزيئات في الغازات تظهر مستويات طاقة ترتفع من الحركة الدورانية والاهتزازية للجزيئات ككل.



2.2.1 إحصائيات بولتزمان Boltzmann's Statistics

طبقاً للمبدأ الأساسي للميكانيكا الإحصائية، فعندما يكون تجمع كبير من الذرات المتشابهة في حالة اتزان حراري عند درجة حرارة T ، فإن التعداد النسبي لأي مستويين طاقة E_1 و E_2 ، فإن مثل تلك الموضح في الشكل 1.1، يجب أن ترتبط بنسبة توزيع بولتزمان

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right), \quad (1.7)$$



الشكل 1.1 مستويين طاقة بتعداد N_2 و N_1 وتحلل في الطاقة g_2 و g_1 على التوالي

حيث إن N_2 و N_1 هي أعداد الذرات في مستويات الطاقة E_2 و E_1 ، على التوالي. لمستويات طاقة كبيرة بما فيه الكفاية بحيث أن $E_2 - E_1 = h\nu_{21} \gg kT$ ، تكون النسبة قريبة من الصفر، ويوجد هناك بعض الذرات في مستوى الطاقة الأعلى عند الاتزان الحراري. الطاقة الحرارية kT عند درجة حرارة الغرفة ($T \approx 300$ K) تقابل فجوة طاقة $h\nu$ بحيث أن $\nu \approx 6 \times 10^{12}$ Hz، وهذا يكافئ طول موجي $\lambda \approx 50$ μm . ولذلك فإن فجوة طاقة ذات تردد انتقال ν_{21} يقع في منطقة الطيف المرئي أو منطقة طيف تحت الحمراء، والأس في معادلة بولتزمان سوف يكون صغير جداً عند درجة الحرارة العادية. وعدد الذرات في أي مستوى طاقة علوي سوف يكون صغير جداً بالمقارنة مع المستويات الدنيا. على سبيل المثال، في اللياقوت فإن مستوى الطاقة الأرضي E_1 ومستوى الليزر E_2 مفصولان بفجوة طاقة تقابل الطول الموجي $\lambda \approx 0.69$ μm . وحيث إن $h = 6.6 \times 10^{-34}$ Ws^2 فإن $E_2 - E_1 = hc/\lambda = 2.86 \times 10^{-19}$ Ws حيث



حرارة الاتزان الحراري فان كل الذرات سوف تكون موجودة في مستوى الطاقة الأرضي. ولهذا عند درجة $T = 300 \text{ K}$ و $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ W s)/K}$ وبالتالي فان $N_2/N_1 \approx \exp(-69)$. ولهذا عند درجة

المعادلة (7.1) متحققة للأنظمة الذرية التي تحتوي على مستويات طاقة غير متحللة nondegenerate levels. فإذا كان هناك g_i من المستويات المختلفة في الذرة تقابل مستوى الطاقة E_i ، فان g_i تعرف على إنها التحلل لمستوى الطاقة i .

نذكر أن الأنظمة الذرية مثل الذرات والايونات والجزئيات يمكن أن تتواجد في حالات مستقرة محددة كل حالة تقابل قيمة محددة من الطاقة وعليه فان مستوى الطاقة محدد. عندما تكون حالة واحدة أو أكثر لهما نفس مستوى الطاقة، فان هذا المستوى يكون متحللاً أي degenerate، وعدد الحالات التي لها نفس الطاقة هي تعدد لمستوى الطاقة. وكل الحالات التي لها نفس مستوى الطاقة سوف يكون لها نفس التعداد لهذا فان عدد الذرات في المستوى 1 و 2 هي $N_1 = g_1 N_1'$ و $N_2 = g_2 N_2'$ حيث N_1' و N_2' يشيران للتعداد لأي من الحالات في المستويات 1 و 2 على التوالي. ومن المعادلة (7.1) فان تعداد مستويات الطاقة 1 و 2 تربطهما العلاقة التالية:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 N_2'}{g_1 N_1'} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right). \quad (1.8)$$

عند درجة الصفر المطلق، فان إحصائيات ماكسويل بولتزمان تنتبأ بان كل الذرات سوف يكونوا في مستوى الطاقة الأرضي. وفي حالة الاتزان الحراري عند أي درجة حرارة يتطلب أن يكون المستوى الأقل طاقة هو الأكثر تعداداً من تعداد المستوى ذو الطاقة الأعلى. ولهذا فان N_2/N_1 تكون دائماً اقل من الوحدة عندما تكون $E_2 > E_1$ و $T > 0$. وهذا يعني أن التكبير البصري ليس ممكناً في حالة الاتزان الحراري.

3.2.1 معاملات اينشتين Einstein's Coefficients

يمكننا بسهولة أكثر توضيح مفهوم معاملات اينشتين A و B من خلال متابعة الاشتقاق الأصلي لاينشتين. ولتبسيط المناقشة، دعنا نعتبر مادة مثالية تحتوي على مستويان للطاقة غير متحللان هما المستوى 1



والمستوى 2 وتعدادهما N_2 و N_1 على التوالي. فان العدد الكلي للذرات في هاذين المستويين هو من المفترض عدد ثابت.

التحول الإشعاعي بين مستويين للطاقة مسموح إذا كان فرق الطاقة بينهما هو $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$. الذرة يمكن أن تتحول من الحالة E_2 إلى الحالة الأرضية E_1 عن طريق انبعاث الطاقة، وبالعكس، فان الانتقال من الحالة E_1 إلى الحالة E_2 يمكن من خلال امتصاص الطاقة. الطاقة المفقودة أو المكتسبة للذرة يظهر في شكل مكتم من $h\nu_{21}$. ويمكننا أن نعرف ثلاثة أنواع من التفاعلات بين الإشعاع الكهرومغناطيسي والمادة مكونة من مستويين للطاقة: الامتصاص الانبعاث التلقائي والانبعاث الاستحثاثي.

الامتصاص Absorption إذا كان هناك أمواج كهرومغناطيسية أحادية اللون بتردد ν_{21} تمر خلال نظام ذري وله فجوة طاقة هي $h\nu_{21}$ ، فان تعداد المستوى الأدنى سوف يستنزف عند معدل يتناسب مع كثافة طاقة الإشعاع $\rho(\nu)$ وتعداد N_1 في مستوى الطاقة

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu)N_1, \quad (1.10)$$

حيث B_{12} هو ثابت التناسب وله وحدة $\text{cm}^3/(\text{s}^2 \text{ J})$.

حاصل الضرب $B_{12}\rho(\nu)$ يمكن أن يفسر على انه الاحتمالية لكل وحدة تردد للانتقال الحادث بواسطة تأثير المجال.

الانبعاث التلقائي Spontaneous Emission. بعد أن تنتقل الذرة إلى المستوى العلوي بواسطة الامتصاص فان التعداد لمستويات الطاقة العلوية سوف يضمحل بشكل تلقائي إلى المستوى الأدنى للطاقة بمعدل يتناسب طردياً مع تعداد المستوى العلوي

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2, \quad (1.11)$$



حيث A_{21} هي ثابت التناسب بوحدة تساوي s^{-1} . والكمية A_{21} هي احد خصائص زوج مستويات الطاقة، والذي يعرف بالانتقال التلقائي وذلك لان هذا المعامل يعطي احتمالية أن تكون ذرة في المستوى 2 وتحدث انتقال تلقائي إلى المستوى الأول خلال وحدة الزمن.

الانبعاث التلقائي هو دالة إحصائية في المكان والزمان. وبوجود عدد كبير من الذرات التي تحدث لها انبعاثات تلقائية فإنه لا يوجد علاقة طور بين عمليات الانبعاث المنفصلة، والكمية المنبعثة غير متزامنة. والانبعاث التلقائي يعتبر خاصة من خواص العمر للالكترونوني ليكون في مستوى الطاقة المثار، بعد ذلك سوف تعود تلقائيا إلى مستوى الطاقة الأدنى وتبعث الطاقة في أي اتجاه. هذا يحدث بدون وجود مجال خارجي.

المعادلة (1.11) لها الحل التالي:

$$N_2(t) = N_2(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{21}}\right), \quad (1.12)$$

حيث τ_{21} هي متوسط العمر للإشعاع التلقائي في المستوى 2. ومتوسط عمر الإشعاع يساوي مقلوب معامل ايشنتين،

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1}. \quad (1.13)$$

وبصفة عامة، فان مقلوب احتمالية الانتقال للعملية يعرف باسم متوسط العمر.

الانبعاث الاستحثاثي Stimulated Emission. يمكن أن يحدث الانبعاث ليس فقط تلقائيا بل يمكن أن يحدث بواسطة الاستحثاث بالإشعاع الكهرومغناطيسي عند تردد مناسب. في هذا الحالة، فان الذرة تعطي كمية مكممة من الإشعاع تعرف باسم الإشعاع المستحث طبقا للمعادلة التالية:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21}\rho(\nu_{21})N_2, \quad (1.14)$$

حيث B_{21} مرة أخرى هي ثابت التناسب.



الإشعاع المنبعث من النظام الذري في وجود إشعاع خارجي يحتوي على جزأين: الجزء الذي شدته تتناسب مع A_{21} هو إشعاع تلقائي، وطوره لا يعتمد على الإشعاع الخارجي. أما الجزء الذي شدته تتناسب مع $B_{12}\rho(\nu)$ هو إشعاع مستحث، وطوره هو نفس طور الإشعاع الخارجي المستحث.

الاحتمالية لحدوث انتقال مستحث تتناسب طردياً مع كثافة الطاقة للإشعاع الخارجي بالمقارنة مع الانبعاث التلقائي. في هذه الحالة فإن الانتقال المستحث يمتلك طور له علاقة بين المجال المستحث والذرة. الكمية المكتملة المنبعثة تحت تأثير الإشعاع الخارجي تكون متزامنة معه. ولكن يجب علينا أن نرى فيما بعد أن العامل المفيد لعمل الليزر هو المعامل B_{21} ، المعامل A_{21} يمثل عتبة الخسارة ويساهم في النظام بفوتونات لا تربطها علاقة متزامنة بالطور مع فيض الفوتونات المستحثة. ولها فإن العملية التلقائية تمثل مصدر ضوء في الليزر.

إذا قمنا بتجميع الامتصاص والانبعاث التلقائي والانبعاث الاستحثاثي، كما هو معبر عنه بالعلاقات (10.1)، (11، 14)، يمكننا أن نكتب التغير في تعداد مستوى الطاقة العلوي والسفلي في نظام المستويات الأربعة لمواد الليزر.

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2. \quad (1.15)$$

هذه العلاقة

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} \quad (1.16)$$

حصلنا عليها من (9.1).

في حالة الاتزان الحراري، عدد الانتقالات لكل وحدة زمن من E_1 إلى E_2 يجب أن تساوي عدد الانتقالات من E_2 إلى E_1 . وبالتأكيد، في حالة الاتزان الحراري يكون

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial N_2}{\partial t} = 0. \quad (1.17)$$

وبهذا يمكننا كتابة المعادلة التالية:



$$\begin{array}{l} N_2 A_{21} \quad + \quad N_2 \rho(\nu) B_{21} \quad = \quad N_1 \rho(\nu) B_{12} \\ \text{Spontaneous} \quad \text{Stimulated} \quad \text{Absorption} \\ \text{emission} \quad \text{emission} \end{array} \quad (1.18)$$

باستخدام معادلة بولتزمان (8.1) للنسبة بين N_2/N_1 ، فإننا يمكن أن نكتب المعادلة أعلاه على النحو التالي:

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{(A_{21}/B_{21})}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21}) \exp(h\nu_{21}/kT) - 1} \quad (1.19)$$

بالمقارنة هذه المعادلة مع قانون إشعاع الجسم الأسود (2.1)، سوف نجد ان

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad \text{and} \quad B_{21} = \frac{g_1 B_{12}}{g_2} \quad (1.20)$$

العلاقتين بين A و B تعرف باسم علاقات اينشتين. والمعامل $8\pi\nu^2/c^3$ في المعادلة (20،1) هو كثافة النمط P_n والذي يعطى بالمعادلة (3.1).

في المواد الصلبة تكون سرعة الضوء هي $c = c_0/n$ ، حيث n هي معامل الانكسار و c_0 هي سرعة الضوء في الفراغ.

لنظام بسيط لا يحتوي على تحلل في الطاقة، بحيث أن $g_1 = g_2$ ، نرى ان $B_{21} = B_{12}$. وعليه فان معاملات اينشتين للانبعاث الاستحثاثي والامتصاص متساوية. إذا كان المستويين لهما تحلل طاقة مختلف، فان الاحتمالية للامتصاص لا تساوي الاحتمالية للانبعاث الاستحثاثي.

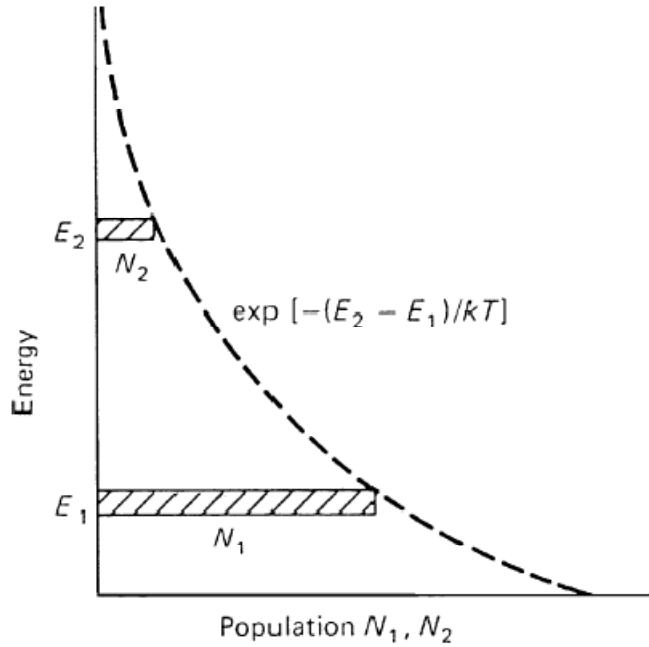
3.3.1 انقلاب التعداد Population Inversion

طبقا لتوزيع بولتزمان (7.1)، في حالة مجموعة من الذرات في حالة اتزان حراري فان هناك دائما ذرات اقل في مستويات الطاقة التي تقع في E_2 من E_1 . ولهذا فان فارق التعداد $N_1 - N_2$ يكون دائما موجبا، وهذا يعني أن معامل الامتصاص $\alpha(\nu)$ في المعادلة (36.1) يكون موجبا والإشعاع الساقط سوف يمتص (الشكل 4.1).



افترض انه من الممكن الحصول بشكل مؤقت على حالة يكون فيها عدد الذرات في مستوى الطاقة العلوي اكبر من عددها في المستوى الأقل. وفرق التعداد الموجب عادة سوف يصبح سالباً، والامتصاص الاستثنائي يتغير إلى انبعاث استثنائي أو تكبير للإشارة المطبقة. هذا يعني انه الإشارة سوف تكتسب طاقة بالتفاعل مع الذرات وبالتالي سوف تتكبر. تكتسب الإشارة المكبرة طاقتها من التفاعل مع الذرات. هذه الحالة تتميز بمعامل امتصاص سالب $\alpha(\nu)$ طبقاً للمعادلة (36.1). ومن المعادلة (34.1) ينتج $\partial\rho(\nu)/\partial x > 0$.

الشرط الأساسي للتكبير انه يكون هناك ذرات أكثر في مستوى الطاقة العلوي من مستوى الطاقة الأدنى. أي للتكبير،

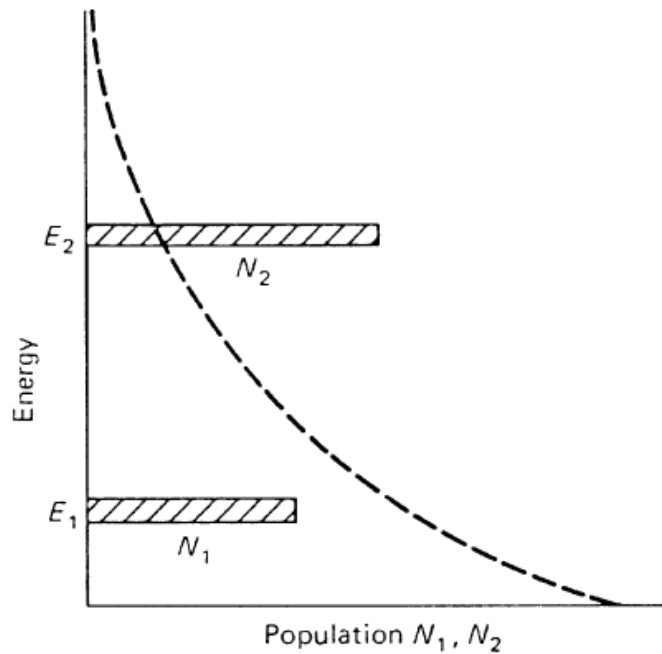


الشكل 4.1 التعداد النسبي في مستويين طاقة كما هو معطى بمعادلة بولتزمان عند الاتزان الحراري

كما هو موضح في الشكل 5.1. الإشارة السالبة الناتجة عن فرق التعداد $(N_2 - g_2 N_1 / g_1)$ على الانتقال تسمى انقلاب التعداد population inversion. وانقلاب التعداد يكون في حالة غير عادية بالطبع، ولا يمكن أن يحدث في حالة الاتزان الحراري. والنقطة التي يكون فيها التعداد لكلا المستويين متساويين تسمى عتبة الانقلاب inversion threshold.



عمليات الامتصاص والانبعاث المستحث دائما تحدثان جنبا إلى جنب بشكل مستقل عن توزيع التعداد على المستويات. وما دام التعداد في مستوى الطاقة الأعلى اقل من مستوى الطاقة الأدنى، فان عدد الانتقالات للامتصاص اكبر من انتقالات الانبعاث، لذا سيكون هناك اضمحلال للشعاع في النهاية. وعندما تكون عدد الذرات في كلا المستويين متساويا فان عدد عمليات الانبعاث يصبح مساويا لعدد عمليات الامتصاص، والمادة في هذه الحالة تعتبر منفذة للإشعاع الساقط. وحالما يصبح التعداد للمستويات العليا اكبر من الدنيا، فان عمليات الانبعاث تسيطر والإشعاع الساقط تزداد شدته خلال مروره في المادة.



الشكل 5.1 فرق انقلاب التعداد المطلوب للتكبير الضوئي

للحصول على انقلاب تعداد نحتاج إلى مصدر للطاقة لضخ مستوى طاقة محدد، ونسمي هذه الطاقة بطاقة الضخ pump energy.

في الجزء 1.4 ناقشنا نوع تركيب مستوى الطاقة للنظام الذري الذي يجب أن يتوفر حتى نحصل على انقلاب تعداد. والتقنيات التي من خلالها تتمكن الذرات في ليزر المواد الصلبة من الانتقال إلى مستوى الطاقة العلوي موضحة في الجزء 6.1. وبالاعتماد على النظام الذري، فان شرط انقلاب التعداد يمكن أن نحصل عليه فقط



على أساس مؤقت، وهذا ينتج نبضة ليزر pulsed laser، أو من الممكن أن نحافظ على انقلاب التعداد على أساس استقرار الحالة، وهذا ينتج ليزر متصل cw أي continuous-wave.

الطاقة الكلية التي سوف تزودها الذرات للموجة الضوئية هي

$$E = \Delta N h \nu, \quad (1.44)$$

حيث ΔN العدد الكلي للذرات والتي تنتقل من المستوى العلوي إلى المستوى الأدنى خلال زمن الإشارة المطبقة. إذا كان من المفترض أن يبقى الليزر مستمرا فان عملية الضخ يجب أن تستمر لتعويض النقص في تعداد ذرات المستوى العلوي. حجم فرق التعداد يقل ليس فقط بعملية التكبير كذلك بعملية الانبعاث التلقائي، والتي تعمل على إعادة التعداد في مستويات الطاقة إلي قيمها في حالة الاتزان الحراري.

إحداث انقلاب التعداد Creation of a Population Inversion

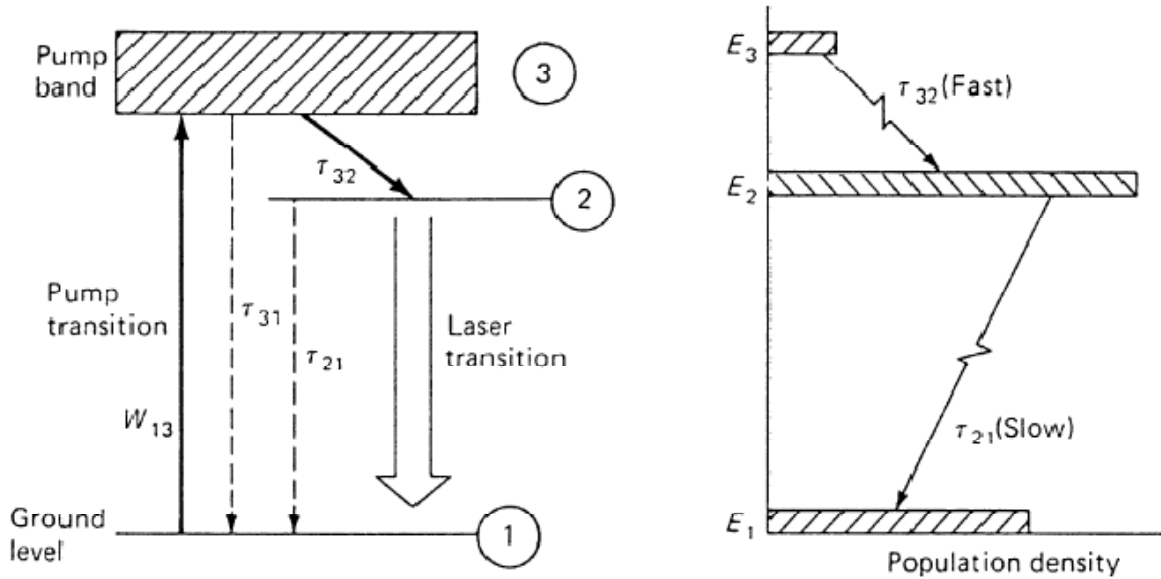
في هذا الجزء سوف نناقش كيف نحصل على انقلاب التعداد المطلوب لعمل الليزر في ليزرات المواد الصلبة. سوف نحصل على معلومات وافية عن كيف يتم ضخ أجهزة الليزر وكيف أن كثافة التعداد تقلب من خلال دراسة بعض النماذج المبسطة.

النقاش حتى هذه النقطة ارتكز على فرضية الانتقال بين 1 و 2 ولكن لم نهتم كيف إن هذين المستويين يكونا في كامل نظام مستويات الطاقة للذرة. هذه النقطة المفصلية تهمل عندما يحاول احد أن يفهم كيف يعمل الليزر في المواد الصلبة. وكما لاحظنا فان عملية الليزر تعتمد على المادة مع مستويات طاقة ضيقة أو حادة وهي التي تحدث فيها الانتقالات الالكترونية. وعادة هذه المستويات تكون ناتجة عن الايونات الشائبة في البلورة المستضيفة. عملية الضخ والليزر في الأنظمة الحقيقية تتضمن العديد من مستويات الطاقة، والتي تعتبر عملية إثارة معقدة وعمليات استرخاء متعاقبة بين هذه المستويات. عمل الليزر الحقيقي في المادة يمكن أن يوصف فقط باستخدام مخطط لعدد من مستويات الطاقة. يمكن فهم الميزة الأساسية من خلال مخطط مستويات الطاقة الثلاثي والرباعي في الشكل 6.1 و 7.1. وتفاصيل أكثر عن مخططات مستويات الطاقة لبعض مواد الليزر المهمة موضحة في الجزء 2.



1.4.1 نظام المستويات الثلاثة The Three-Level System

الشكل 6.1 يوضح مخطط يمكن الاستعانة به لشرح عملية الضخ الضوئي في ثلاثة مستويات، مثل ليزر الياقوت ruby laser. في البداية كل الايونات في مادة الليزر تكون



الشكل 6.1 مخطط بسيط لنظام المستويات الثلاثة لليزر

في أدنى مستوى للطاقة المستوى 1. يتم إثارة الذرات في المواد الصلبة من خلال ترددات الإشعاع والذي يمتص في حزمة الطاقة 3. ولهذا فان ضوء الضخ يعمل على رفع الايونات من المستوى الأرضي إلى حزمة الطاقة 3. وبصفة عامة حزمة الطاقة المستخدمة للضخ هي المستوى 3 تكون في الواقع مكونة من عدد من الحزم، وبالتالي فان طاقة الضخ الضوئي يمكن أن تنجز على نطاق واسع من الطيف. معظم الايونات المثارة تنتقل بسرعة من خلال انتقال غير مشع للفوتونات إلى مستوى الطاقة الوسطي 2. في هذه العملية فان الطاقة المفقودة بواسطة الإلكترون تنتقل إلى الشبكة البلورية. وفي النهاية، يعود الإلكترون إلى مستوى الطاقة الأرضي وينبعث فوتون. هذا الانتقال الأخير هو المسئول عن عملية الليزر. إذا كانت شدة الضخ اقل من عتبة الليزر، فان الايونات في المستوى 2 تعود إلى المستوى الأرضي من خلال عملية الانبعاث التلقائي.



ويحدث فلوريسنت عادي يعمل على تقليل تعداد مستوى الطاقة 2. زبعد انتهاء إشعاع الضخ، يصبح المستوى 2 فارغا بواسطة الفلوريسنت عند معدل يتغير من مادة إلى أخرى. في الياقوت، عند درجة حرارة الغرفة، فان عمر مستوى الطاقة 2 هو 3ms. عندما تكون شدة الضخ اكبر من عتبة الليزر، فان الانتقال من مستوى الفلوريسنت يكون انبعاث مستحث وكذلك تلقائي، الإشعاع المستحث ينتج شعاع ليزر. ولان مستوى الطاقة الأدنى لليزر هو مستوى الطاقة الأرضي والذي يكون عالي التعداد فانه يجب أن نصل بالتعداد في مستوى الطاقة 2 إلى عدد كبير جدا قبل أن يحدث الانتقال من 2 إلى 1.

من الضروري بصفة عامة إن معدل الانتقال من المستوى الأعلى إلى المستوى الأدنى الذي يحدث فيه الليزر أن يكون سريعا بالمقارنة مع معدل الانتقالات بواسطة الانبعاث التلقائي في الليزر الذي يعمل بنظام الثلاثة مستويات. ولهذا فان عمر مستوى الطاقة E_2 يجب أن يكون كبيرا بالمقارنة مع عمر مستوى الاسترخاء للانتقال من 3 إلى 2. أي أن

$$\tau_{21} \gg \tau_{32}. \quad (1.45)$$

عدد الايونات N_3 في المستوى E_3 يكون بالتالي مهملا بالمقارنة مع عدد الايونات في المستويين الآخرين أي ان $N_3 \ll N_1, N_2$. ولهذا،

$$N_1 + N_2 \approx N_{tot}. \quad (1.46)$$

والنقطة الهامة في نظام المستويات الثلاثة هي أن الايونات تستجيب للضخ مباشرة من المستوى 1 إلى المستوى 2 ذو متوسط العمر الطويل metastable مع المرور الخاطف عبر المستوى 3. بهذه الشروط، يمكننا أن نحسب ذلك على إنهما مستويين موجودين فقط وليس ثلاثة مستويات. ولكي نحصل على تعداد متساوي بين المستويين E_1 و E_2 ، فان نصف كل الذرات يجب أن يثار إلى المستوى E_2 :

$$N_2 = N_1 = \frac{N_{tot}}{2}. \quad (1.47)$$

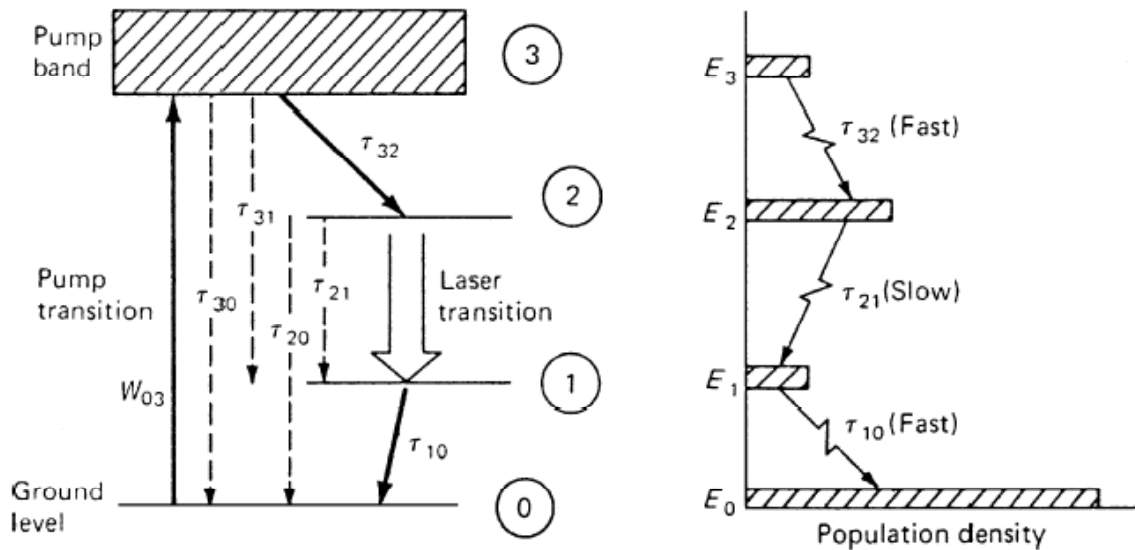
ولكي نحافظ على تكبير معين، فان التعداد في المستوى الثاني يجب أن يكون اكبر من المستوى الأول. وفي معظم الحالات ذات الأهمية العملية، فان الانقلاب المطلوب ($N_2 - N_1$) يكون صغيرا بالمقارنة مع العدد الكلي



للايونات. طاقة الضخ المطلوبة للحفاظ على هذا الانقلاب في التعداد هي صغيرة بالمقارنة مع الطاقة المطلوبة للحصول على تعداد متساوي للمستويات. أما العيوب المتعلقة في نظام الثلاثة مستويات هو انه أكثر من نصف الايونات في المستوى الأرضي يجب ان يرتفع إلى المستوى E_2 ذو العمر الطويل نسبيا *metastable*. وهناك العديد من الايونات موجودة لتشارك في الانبعاث التلقائي. بالإضافة إلى ذلك، فان كل الايونات المساهمة في دورة الضخ تعمل على تحويل الطاقة في البلورة من المستوى E_3 إلى المستوى E_2 . هذا الانتقال غالبا ما يكون بدون إشعاع فوتونات، والطاقة تحمل في البلورة في صورة فونونات *phonons*.

2.4.1 نظام المستويات الأربعة **The Four-Level System**

نظام ليزر المستويات الأربعة، والذي هو مميز للايونات الأرضية النادرة في الزجاج والمواد البلورية، والموضحة في الشكل 7.1. لاحظ إن خصائص مواد الثلاثة مستويات هي أن انتقالات الليزر تحدث بين مستوى الإثارة 2 والمستوى الأرضي 1، وهو اقل مستوى للطاقة في النظام. وهذا يؤدي إلى كفاءة قليلة. نظام الأربعة مستويات تتلافى هذا العيب.



الشكل 7.1 مخطط مبسط لنظام ليزر الأربعة مستويات



يحدث الضخ مرة أخرى من مستوى الطاقة الأرضي (والذي نسميه الآن E_0) إلى حزمة الطاقة العريضة E_3 . وكما في حالة نظام ليزر المستويات الثلاثة، فإن الأيونات المثارة سوف تنتقل بسرعة كبيرة إلى مستوى الطاقة E_2 . يحدث انتقال الليزر الآن إلى محطة رابعة هي مستوى الطاقة E_1 ، والتي تكون فوق مستوى الطاقة الأرضي E_0 . ومن هنا فإن الأيون يتعرض إلى انتقال سريع غير مشع للالكترونات إلى مستوى الطاقة الأرضي. وفي أنظمة الليزر الحقيقية ذات الأربعة مستويات، فإن مستوى طاقة الليزر E_1 سوف يكون فارغاً. ولكي يكون هذا نظام أربعة مستويات في المادة يجب أن تمتلك زمن استرخاء بين مستوى طاقة الليزر والمستوى الأرضي، والذي يكون سريعاً بالمقارنة مع زمن الفلوريسنت أي ان $\tau_{10} \ll \tau_{21}$. بالإضافة إلى أن مستوى طاقة الليزر يجب ان يكون فوق مستوى الطاقة الأرضي بكثير بحيث أن التأثير الحراري على التعداد قليل. والتعداد في حالة الاتزان الحراري لمستوى طاقة الليزر المستوى 1 يعطى بالعلاقة التالية:

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right), \quad (1.48)$$

حيث ΔE هي فرق الطاقة بين المستوى 1 ومستوى الطاقة الأرضي، و T درجة الحرارة لمادة الليزر. إذا كانت $\Delta E \gg kT$ ، فإن $N_1/N_0 \ll 1$ ، والمستوى المتوسط سوف يكون دائماً فارغاً. في بعض مواد الليزر فإن فجوة الطاقة بين المستوى المنخفض لليزر والمستوى الأرضي تكون صغيرة نسبياً ولهذا يجب أن يتم تبريدها لتعمل كنظام ليزر أربعة مستويات. في نظام الأربع مستويات فإن الانقلاب في الانتقال من 2 إلى 1 يمكن أن يحدث حتى في طاقة ضخ صغيرة جداً، ومعدل ضخ عالي، مطلوب لكي نحافظ على التعداد المتزن في نظام الثلاث مستويات السابقة الذكر، لم تعد هناك حاجة له. الحالة الأكثر تفضيلاً، زمن الاسترخاء من 3 إلى 2 وزمن الاسترخاء من 1 إلى 0 في نظام المستويات الأربعة يجب ان يكون صغيراً بالمقارنة مع زمن الانبعاث الاستحثاثي لانتقال الليزر τ_{21} . ولهذا فإنه يمكن أيضاً ان تجري الحسابات على انه يوجد مستويين للطاقة E_1 و E_2 لهما تعداد.



5.1 معادلات الليزر Laser Rate Equations

2.5.1 نظام مستويات الطاقة الأربعة The Four-Level System

سوف نفترض مرة أخرى إن الانتقال من حزمة الضخ إلى مستوى الطاقة العلوي لليزر يحدث بسرعة كبيرة جدا. ولهذا فان التعداد لحزمة الضخ يكون مهملا، أي ان $n_3 \approx 0$. وبهذا الافتراض فان معدل التغير في مستويي الليزر في نظام الأربع مستويات يكون على النحو التالي:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p n_0 - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \sigma \phi c - \left(\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_2}{\tau_{20}} \right), \quad (1.65)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \sigma \phi c + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}}, \quad (1.66)$$

$$n_{\text{tot}} = n_0 + n_1 + n_2. \quad (1.67)$$

من المعادلة (65.1) نحصل على أن مستوى الليزر العلوي في نظام الأربع مستويات يزداد نتيجة للضخ ويقل نتيجة لعملية الانبعاث الاستحثاثي والانبعاث التلقائي للمستوى 1 والمستوى 0. تعداد مستوى الطاقة الأدنى يزداد نتيجة لعملية الانبعاث الاستحثاثي والانبعاث التلقائي ويقل بواسطة عملية الاسترخاء الغير مشع للفوتونات للمستوى الأرضي. هذه العملية تتميز بثابت زمني τ_{10} . وفي نظام الأربع مستويات المثالي فان مستوى الطاقة النهائي يفرغ تماما بسرعة لا نهائية إلى المستوى الأرضي. إذا فرضنا ان $\tau_{10} \approx 0$ ، فانه من المعادلة (66.1) يكون $n_1=0$. وفي هذه الحالة فان كل التعداد ينقسم بين المستوى الأرضي 0 ومستوى الليزر العلوي. والنظام يظهر يبدو وكأنه يضخ من مصدر ضخ لا يعتمد على مستوى الليزر الأدنى. وعندما $n_1=0$ و $\tau_{10} = 0$ ، نحصل على معادلة التغير التالية لنظام المستويات الأربعة المثالي:

$$n = n_2 \quad (1.68)$$

و

$$n_{\text{tot}} = n_0 + n_2 \approx n_0 \quad \text{since} \quad n_2 \ll n_0. \quad (1.69)$$

ولهذا، بدلا من المعادلة (58.1)، يكون لدينا المعادلة التالية:



$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -n_2 \sigma \phi c - \frac{n_2}{\tau_f} + W_p n_0. \quad (1.70)$$

زمن استرخاء الفلوريسنت τ_f لمستوى الليزر العلوي يعطى بالعلاقة التالية:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}}, \quad (1.71)$$

حيث $\tau_{21} = A_{21}^{-1}$ هي متوسط العمر للإشعاع المصاحب لخط الليزر. في معادلة معدل التغير لمستوى طاقة الليزر العلوي أخذنا في الاعتبار مرة أخرى الحقيقة انه ليست كل الايونات تضح إلى المستوى 3 سوف تؤول إلى مستوى الليزر العلوي. وهذا يكون على النحو التالي:

$$W_p = \eta_Q W_{03}, \quad (1.72)$$

حيث إن الكفاءة الكوانتية η_Q تعتمد على النسب، والتي هي معدلات الاسترخاء النسبية للايونات على كل الانتقالات لمستويات الطاقة الدنيا،

$$\eta_Q = \left(1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{30}} \right)^{-1} \leq 1. \quad (1.73)$$

وكما اشرفنا مسبقا في حالة نظام الليزر ذو الثلاثة مستويات فان الكفاءة الكوانتية هي احتمالية امتصاص فوتون لا ينتج عنه ايون فعال في مستوى طاقة الليزر العلوي. والبعض على سبيل المثال، يمكن أن يضمحل في انتقالات غير التي تؤول إلى مستوى طاقة الليزر العلوي في حين انتقالات أخرى يمكن أن تضمحل إلى مستوى الطاقة الأرضي بدون انبعاث فوتونات. المعادلة التي تصف معدل التغير في كثافة الفوتونات داخل مذئذب الليزر هي نفسها في حالة نظام الثلاثة مستويات.



Nd:YAG 1.3.2

الخواص الفيزيائية Physical Properties

بالإضافة إلى الخصائص الطيفية المميزة لليزر Nd:YAG، فإن البلورة المضيفة جديرة بالاهتمام لخصائصها الفيزيائية والكيميائية والميكانيكية المتعددة. فتركيب YAG مستقر في مجال واسع من درجات الحرارة من أقل درجة حرارة وحتى درجة حرارة الانصهار، ولا يوجد أي تحولات تحدث في حالة الطور الصلب. شدة وقوة YAG أقل من الياقوت ولكنها عالية بما فيه الكفاية بحيث أن تقنيات التصنيع لم تحدث أي كسور تذكر.

الجدول 2.2 الخواص البصرية والفيزيائية لـ Nd:YAG

Chemical formula	Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂
Weight % Nd	0.725
Atomic % Nd	1.0
Nd atoms/cm ³	1.38 × 10 ²⁰
Melting point	1970°C
Knoop hardness (kg/mm ²)	1320
Density	4.56 g/cm ³
Tensile strength	200 MPa
Modulus of elasticity	310 Gpa
Poisson ratio	0.30
Thermal expansion coefficient	
[100] orientation	8.2 × 10 ⁻⁶ /°C,
[110] orientation	7.7 × 10 ⁻⁶ /°C,
[111] orientation	7.8 × 10 ⁻⁶ /°C,
Linewidth	120 GHz
Stimulated emission cross section	
R ₂ - Y ₃	σ = 6.5 × 10 ⁻¹⁹ cm ²
⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{11/2}	σ = 2.8 × 10 ⁻¹⁹ cm ²
Fluorescence lifetime	230 μs
Photon energy at 1.06 μm	hν = 1.86 × 10 ⁻¹⁹ J
Index of refraction	1.82 (at 1.0 μm)

الـ Y₃Al₅O₁₂ النقي عديم اللون، وهو بلورة متماثلة ضوئياً ولها تركيب بلوري مكعب بخواص الجرانيت. في Nd:YAG فإن 1% من Y³⁺ يستبدل بـ Nd³⁺. نصف قطر الايونين يختلفان بـ 3%. ولهذا فإنه بالإضافة المزيد من النيوديميوم يحدث إجهاد على البلورة، مما يشير إلى أن حد الذوبان للنيوديميوم تجاوز الحد وان الشبكة البلورية للـ YAG تشوهت بشكل كبير بإضافة النيوديميوم. بعض الخواص الفيزيائية المهمة للـ YAG مدرجة في الجدول 2.2 مع بعض الخواص الضوئية وبعض متغيرات الليزر (31.2، 38). الخواص الحرارية للـ Nd:YAG ملخصة في الجدول 3.2.



الجدول 3.2 الخواص الحرارية لـ Nd:YAG

Property	Units	300 K	200 K	100 K
Thermal conductivity	$W cm^{-1} K^{-1}$	0.14	0.21	0.58
Specific heat	$W s g^{-1} K^{-1}$	0.59	0.43	0.13
Thermal diffusivity	$cm^2 s^{-1}$	0.046	0.10	0.92
Thermal expansion	$K^{-1} \times 10^{-6}$	7.5	5.8	4.25
$\partial n / \partial T$	K^{-1}	7.3×10^{-6}	—	—

عند تشغيل الليزر أما بطريقة الشعاع المستمر أو بطريقة النبضات بمعدل تردد أعلى من مقلوب زمن الفلوريستنت، فاننا نحافظ على كفاءة جيدة لليزر بالاعتماد على الحصول على شدة شعاع اكبر من شدة التثبع $I_s = hv/\sigma\tau_f$ ، حيث hv هي طاقة الفوتون، σ مساحة مقطع الانبعاث، و τ_f هي زمن الفلوريستنت. وفي حالة النبضات بمعدل منخفض فان الفيض في المذبذب يجب أن يكون أعلى من تثبع الفيض $J_s = hv/\sigma$ من المتغيرات المدرجة في الجدول 2.2 نحصل على انه لـ Nd:YAG تكون شدة التثبع هي $I_s = 2.9$ kW/cm² و تثبع الفيض هو $J_s = 0.67$ J/cm².

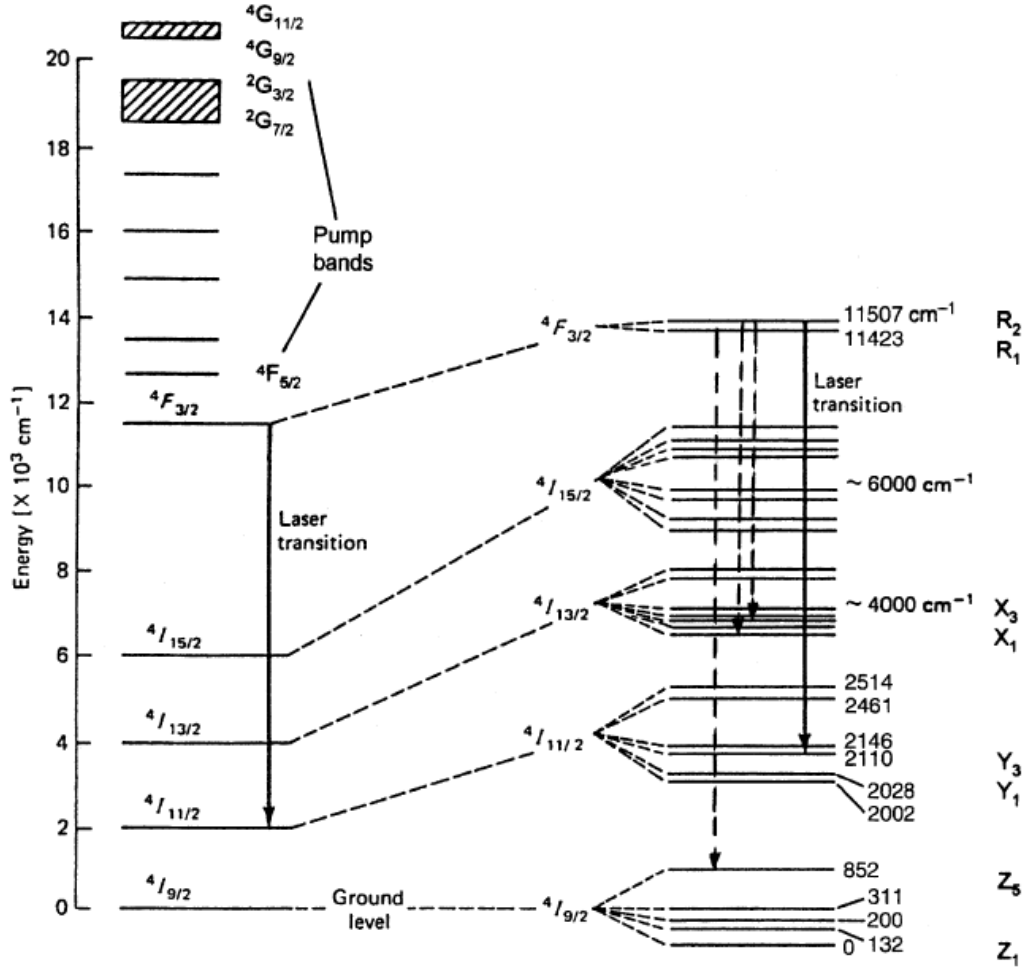
خصائص الليزر

الشكل 2.2 يمثل مستويات الطاقة في Nd:YAG. انفصال قوي للخطوط المتشعبة يلاحظ على الجانب الأيمن. كل من مستويات الطاقة $2S+1L$ المتشعبة إلى J تفصل إلى $J + 1/2$ من مستويات الطاقة الفرعية. وتحدث انتقالات الليزر الحقيقية بين مستويات الطاقة الفردية هذه. الخط الداكن في الشكل يمثل انتقالات الليزر الأساسية في Nd:YAG ذات الطول الموجي 1064 nm. الخطوط المتقطعة تمثل الانتقالات التي تعطي أشعة بأطوال موجية $1.3 \mu m$ و $946 nm$.

انتقال الليزر عند 1064 nm يحدث بين مستوى الطاقة العلوي في مستوى الطاقة المتشعب $^4F_{3/2}$ (المستوى الفرعي R_2) وأحد شعب المستوى $^4I_{11/2}$ (المستوى الفرعي Y_3). عند درجة حرارة الغرفة 40% فقط من



الالكترونات في مستوى الطاقة $4F_{3/2}$ تكون واقعة في المستوى R_2 بينما الـ 60% الباقية تكون في مستوى الطاقة الأقل تبعاً لقانون بولتزمان..



الشكل 2.2 مخطط مستويات الطاقة لـ Nd:YAG. الخط المتصل يمثل الانتقال الأساسي عند طول موجي 1064 nm، والخط المنقطع يمثل الانتقال عند الطول الموجي 1319، و1338، و946nm

الليزر ينتج فقط من أيونات R_2 حيث أن عدد الكترونات في المستوى R_2 يستكمل من المستوى R_1 عن طريق الانتقالات الحرارية. مستوى الطاقة الأرضي لـ Nd:YAG هو المستوى $4I_{9/2}$. مستوى الليزر الطرفي يقع 2110 cm^{-1} أعلى المستوى الأرضي وبالتالي تكون كثافة الالكترونات فيه ممثلة بعامل $\exp(-10)$ من قيمة كثافة الالكترونات في المستوى الأرضي. لأن المستوى الطرفي لا يوجد به



الالكترونات لذا فان Nd:YAG يكون به أربع مستويات ليزر وبالتالي فان الحد الأدنى الواجب توافره للحصول على الليزر يمكن الوصول إليه بسهولة. عمر الوميض لمستوى الطاقة الفرعي $^4F_{3/2}$ هو $230 \mu s$ عندما تكون نسبة التطعيم بـ Nd في حدود 1% [2.38].

النسبة بين الأفرع للفلوريسنت عند درجة حرارة الغرفة من المستوى العلوي لليزر للعديد من الشعب موضح في (5.2). الانتقال

$$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2} = 0.30, ^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2} = 0.56, ^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2} = 0.14$$

و

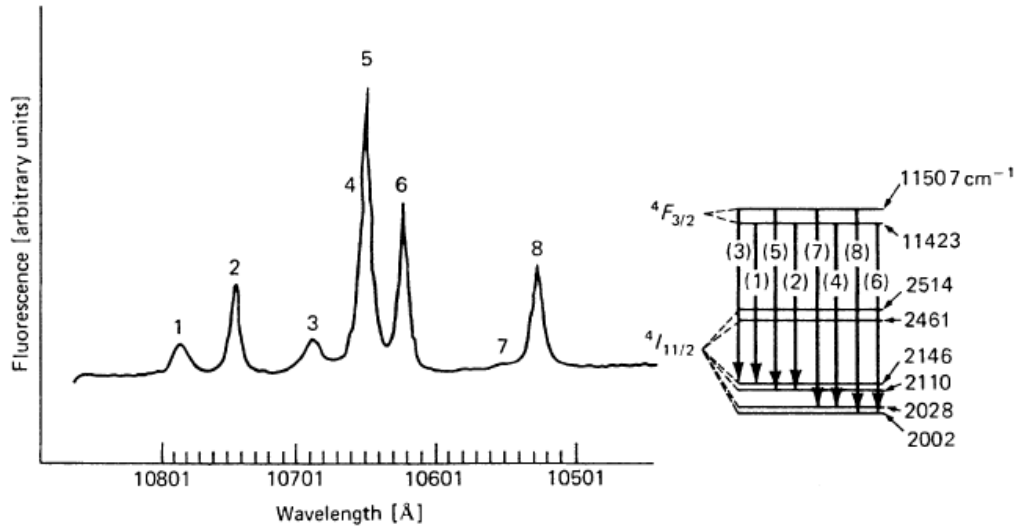
$$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2} \ll 0.01$$

الفلوريسنت الأقوى هو من الشعبة العلوية إلى الشعبة الدنيا التي تحتوي على انتقال الليزر عند 1064 nm .

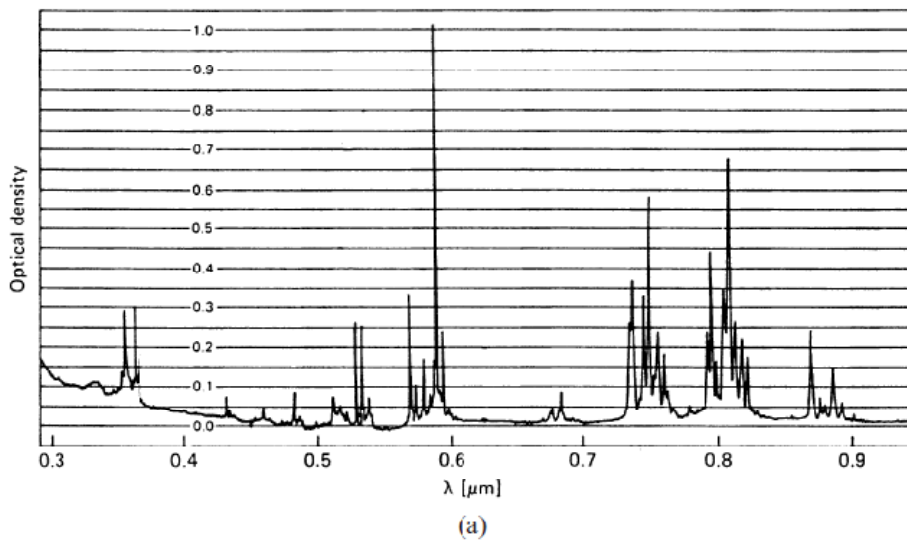
تقع حزمة الضخ أعلى مستوى الليزر العلوي وتبدأ بالشعبة $^4F_{5/2}$ المسئولة عن امتصاص الطيف ذو طول موجي قريب من 808 nm . أعلى حزمة متشعبة في الشكل 2.2 تتسبب في امتصاص الضوء المرئي. الأيونات التي تثار إلى هذه الحزمة تسترخي بكفاءة إلى مستوى الليزر العلوي.

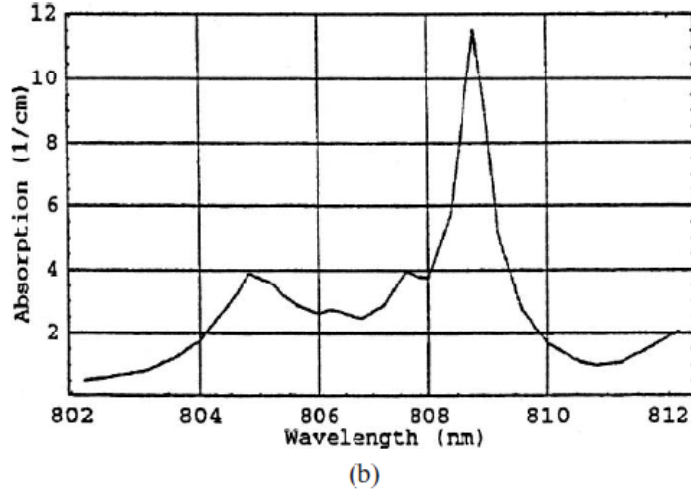
عند درجة حرارة الغرفة خط الطيف الأساسي في Nd:YAG عند $1.06 \mu m$ يتسع بتجانس نتيجة لتذبذبات البلورة المستحثة حرارياً. وبقياس مساحة المقطع الطيفية للانتقالات الفردية بين مستويات الطاقة الفرعية المؤدية لشعاع ليزر وجد إنها تساوي $\sigma(R_2 - Y_3) = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. عند درجة حرارة 295 K ، نسبة لماكسويل-بولتزمان للمستوى الفرعي العلوي تكون 0.427 معطية مساحة مقطع فعالة لـ Nd:YAG مساوية لـ $\sigma(^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}) = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. مساحة مقطع الانبعاث المستحث الفعالة هي مساحة المقطع الطيفية مضروبة في نسبة الالكترونات في مستوى الليزر العلوي بالنسبة لنسبة عدد الالكترونات الكلي في المستوى الفرعي $^4F_{3/2}$.

يظهر الشكل 2.3 طيف الفلوريسنت لـ Nd^{3+} في YAG في حدود المنطقة أو شعاع الليزر بالإضافة لمستويات الطاقة المقابلة للانتقالات المختلفة.



طيف الفلوريسنت لايونات Nd^{3+} في YAG عند درجة حرارة 300k في المنطقة $1.06 \mu\text{m}$ (10.2،38)

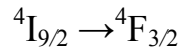




الشكل 2.4 (a) طيف الامتصاص لـ Nd:YAG من 0.3 إلى 0.9 μm و (b) تكبير المقياس حول 808nm

طيف امتصاص الـ Nd:YAG في المنطقة ما بين 0.3–0.9 μm موضح في الشكل 2.4a. في الشكل 2.4b تكبير المقياس لطيف الامتصاص حول الطول الموجي 808 nm وهو خط طيف مهم لضخ ليزر الدايبود.

يمكن ربط طيف الامتصاص في الشكل 2.4a مع مخطط مستويات الطاقة في الشكل 2.2. القيم العظمى للامتصاص التي تظهر عند الطول الموجي 870 nm ترجع للانتقال من مستوى الطاقة الأرضي مباشرة إلى شعبة طاقة بها مستوى الليزر العلوي



الامتصاص عند 808 nm ناتج عن الانتقال بين ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$

شعبة الطاقة ${}^4F_{5/2}$ المتكونة من ثلاث مستويات طاقة فرعية مميزة تقع عند 12، 776 cm^{-1} هي أدنى حزمة ضخ في مقياس الطاقة الممثل في الشكل 2.2. هذه هي حزمة الضخ الرئيسية في ليزر الدايبود الذي يضخ ليزر بطول موجي 808 nm. الامتصاص عند 750 nm ينتج من شعبة الطاقة التي تقع أعلى ${}^4F_{5/2}$ مباشرة. منطقتي الامتصاص حول 810 nm و 750 nm كلتاها مهمة لضخ Nd:YAG بلمبة المستمرة الانبعاث. القيم العظمى للامتصاص التي تظهر عند 540 و 590 nm مرتبطة بمستويات الطاقة العليا عند 19000 و



20، 500 cm^{-1} الموضحة في شكل 2.2. حزم الضخ مهمة لليزر الذي يسخن بواسطة ضوء الفلاش لان ضوء الفلاش يعطي كمية كبيرة من الإشعاع في منطقة الطيف المرئي.

بلورات ليزر الـ Nd:YAG

تنمى بلورات الليزر المتوفرة في الأسواق بطريقة Czochralski. ومعدلات النمو، ونسبة التطعيم، وطريقة التسخين والحجم النهائي تحدد معدل التصنيع لكل بلورة. ويكون اتجاه النمو عادة في الاتجاه [111]. وتعتبر تكاليف التصنيع لبلورات الـ Nd:YAG باهظة جدا وذلك بسبب معدل نموها البطيء والذي يكون في حدود 0.5 mm/h . حيث ان طول يتراوح ما بين 10-15 cm تحتاج إلى عدة أسابيع لتنمو.

تحتوي Boules (خليط من المواد يستخدم لتجهيز البلورة) المنمأة من Nd:YAG على عدد قليل جدا من مراكز التشنتت الضوئي كما ويكون امتصاصها مهمل عند الطول الموجي لليزر. رغم ذلك جميع بلورات Nd:YAG المنمأة بطريقة Czochralski لها لب لامع على طول البلورة إذا ما وضعت بين مستقطبين متعامدين. يلاحظ أيضا توهج سطحي انفعالي مشعا من لب البلورة إلى سطحها. دراسة البلورة بواسطة electron microprobe أظهرت أن تركيز الـ Nd في لب البلورة قد يصل إلى ضعف تركيزه في المناطق الجانبية. ينتج اللب عن تكون سطحيات عند إنماء البلورة والتي يكون لها معامل توزيع لـ Nd مختلف عن سطح النمو المحيط. هذه الاختلافات في التركيب تؤدي إلى اختلافات في معاملات التمدد الحراري والتي بدورها تتسبب في منحنى الإجهاد الملاحظ أثناء تبريد البلورة بعد إنمائها. كما وجد أن تسخين البلورة لدرجات حرارة عالية أو ما يسمى بتلدين البلورة غير مفيدا في إزالة مناطق اللب ولأن لم يتم التوصل لطريقة للتخلص من هذه السطحيات عند الإنماء. رغم ذلك بالاختيار الدقيق لاتجاه نمو البلورة وبالمحافظة على زاوية تداخل مائلة بأقصى قدر عملي يمكن حصر الإجهاد في مناطق محدودة جدا وبالتالي يمكن صناعة قضبان من المادة في المناطق الجانبية تكون ذات جودة ضوئية عالية. هذا يعني بالطبع انه لإنتاج قضبان بقطر معين لابد من إنماء البلورة بقطر يزيد عن ضعف القطر المطلوب. تعالج الـ Boules بتقسيمها إلى مناطق. يمكن صنع قضبان بنصف قطر قد يصل إلى 15 mm وطول يصل إلى 150 mm. والجودة الضوئية لهذه القضبان تكون عادة عالية نسبيا إذا ما قورنت بأفضل جودة يمكن الحصول عليها باستخدام



Czochralski أو الزجاج الضوئي. على سبيل المثال وجد أن قضبان بأبعاد 6 mm في 100 mm مقطوعة من المنطقة الجانبية لبلورة أبعادها 20 mm في 150 mm تحتوي فقط على 1-2 هذب عند فحصها باستخدام مقياس تداخل Twyman–Green.

ينحصر تركيز ذرات Nd في YAG ما بين 1-1.5%. التركيزات الأعلى تعمل على تقصير عمر الوميض وتعريض خطوط الطيف كما تتسبب في انفعالات داخل البلورة مما يؤدي إلى جودة ضوئية منخفضة. يمكن التعبير عن نسبة الـ Nd المطعم داخل البلورة بوحدة تختلف عن نسبة تركيز الذرات حيث أن نسبة تركيز 1.0% للذرات تكافئ وزن 0.727% من Nd أو 0.848% من Nd_2O_3 على الترتيب. يكون تركيز أيونات الـ Nd^{3+} في هذه الحالة $1.386 \times 10^{20} \text{ cm}^{-1}$.

عند إنتاج قضبان ليزر فإن التركيز يكون على الحجم، والأبعاد، ونسبة التطعيم والاختبارات الضوئية لجودة القضبان. القضبان الاسطوانية ذات النهايات المسطحة غالباً ما يكون لها المميزات التالية: تسطح الطرف $10/\lambda$ ، النهايات موازية لـ $4 \pm \text{arc seconds}$ ، التعامد مع محور القضيب يساوي $5 \pm \text{min}$ ، توازي محور القضيب مع [111] في حدود $5 \pm \%$. الأبعاد المحتملة في حدود $0.5 \pm \text{mm}$ طولاً و $0.025 \pm \text{mm}$ لنصف القطر. معظم الموردين يجهزون بلورات الليزر بصورة فوتوغرافية تظهر رسم أهداف التداخل الناتجة باستخدام مقياس تداخل Twyman–Green. مقياس تداخل Twyman–Green الذي يمر به الشعاع مرتين يظهر بسرعة مناطق الانفعال، الخلل الصغير أو أخطاء المعالجة.

في تطبيقات معينة لأداء ليزر Nd:YAG يمكن أن يحسن بالاختيار الأمثل لنسبة تركيز Nd. بصفة عامة يمكن القول أن نسب التركيز العالية (حوالي 1.2%) تكون مرغوب بها للحصول على Q-switch operation لأن هذا سوف يؤدي إلى سعة تخزين عالية للطاقة. في حال العمل بالطيف المستمر فإن يفضل نسب تطعيم منخفضة (0.6-0.8%) للحصول على شعاع بجودة عالية.

من الجدير بالذكر انه على نقيض السائل أو الغاز فإن البلورات المضيفة لا تسمح بتوزيع منتظم لتركيز التطعيم. هذه المشكلة تنتج من طريقة إنماء البلورة. عند استبدال أيونات الـ Nd^{3+} الكبيرة لـ Y^{3+} في $Y_3Al_5O_{12}$ فإن النيويم يفضل الانحباس في المنصهر. زيادة نسبة الـ Nd من البذرة وصولاً إلى boule طولها 20 cm يكون ما بين 20-25%. في حالة ساق ليزر طوله 3-8 cm يصل التباين في وزن Nd_2O_3 من نهاية لأخرى من 0.05-0.10%.



انتقالات ليزر مختلفة في Nd:YAG

يمكن لـ Nd:YAG أن ينتج أطوال موجية مفيدة بالإضافة إلى الطول الموجي المعروف 1064nm. من الشكل 2.2 نلاحظ أن هناك 14، 12 و 10 انتقالات ممكنة من الأفرع $^4F_{3/2}$ إلى $^4I_{13/2}$ و $^4I_{11/2}$ و $^4I_{9/2}$ على التوالي. مساحة مقطع القمة ونسب الفلوريسنت الفرعية بالنسبة إلى الفلوريسنت لهذه الانتقالات المدرجة في (5.2). فان عمل الليزر يمكن ان يحدث في العديد من هذه الانتقالات (2،39-44).

في Nd:YAG فان الانتقالات 1064nm و 1061nm من $^4F_{3/2}$ إلى $^4I_{11/2}$ لها اكبر مساحة مقطع انبعاث. عند درجة حرارة الغرفة فان الخط 1064nm من R_2 إلى Y_3 يكون هو الأكثر احتمالا، في حين عند درجات حرارة منخفضة يكون الخط 1061nm من R_1 إلى Y_1 له اقل عتبة لحدوث الليزر (2،45).

العديد من الانتقالات لها حصيلية منخفضة low-gain، مثل انتقال عند 946nm وانتقاليين عند $1.3 \mu\text{m}$ ، لهما أهمية خاصة في Nd:YAG لان مضاعفة التردد عند هذين الطولين الموجيين لهما أهمية لإنتاج أشعة ذات قوة عالية في المنطقة الزرقاء والحمراء من الطيف. الانتقالات من 946nm وعند $1.3 \mu\text{m}$ مشار لهما بخطوط متقطعة في الشكل 2.2. ومساحة المقطعة الفعالة مدرجة في الجدول 4.2. وللحصول على ليزر عند هذه الأطوال الموجية فان اهتزازات parasitic عند انتقالات عالية في منحنى الحصيلية عادة ما تخدم بواسطة المرايا والمنشور المشنتت.

هذين الانتقاليين في منطقة $1.3 \mu\text{m}$ من التشعبات $^4F_{3/2}$ إلى $^4I_{13/2}$ والتي لها تقريبا نفس مساحة المقطع والليزر عادة يحتوي

الجدول 4.2 انتقالات مهمة في Nd:YAG (43،7،5.2)

Wavelength (nm)	Transition	Cross section (10^{-19} cm^2)
1064.1	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}, (R_2 \rightarrow Y_3)$	2.8
1338.1	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}, (R_2 \rightarrow X_3)$	1.0
1318.7	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}, (R_2 \rightarrow X_1)$	0.95
946	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}, (R_1 \rightarrow Z_5)$	0.5



على كلا الطولين الموجيين. واحد هو الانتقال $R_2 \rightarrow X_1$ عند 1319nm والآخر هو $R_2 \rightarrow X_3$ عند 1338nm. ليزرات Nd:YAG التي تعمل في هذه المنطقة من الطول الموجي موضحة في (43.2، 46-49).

في أنظمة الليزر النبضية التي تضخ بواسطة مصباح الفلاش يمكن أن نصل إلى قدرة ليزر متوسطة تصل إلى 165 W عند طول موجي $1.3 \mu\text{m}$ (46.2). وللليزر Nd:YAG عند طول موجي 1319nm يعمل بمضاعفة التردد والمضخ بواسطة ليزر الدايمود ينتج ليزر بقدرة 6.1W بإشعاع متصل عند طول موجي 659.5 nm. تم تحسين الكفاءة والاستقرار من خلال منع الخط 1338-nm بإدخال شريحة رقيقة شفافة في المذبذب (47.2). وباستخدام الضخ بواسطة ليزر الدايمود فان طاقة تفوق 100W عند طول موجي 1319nm تم الحصول عليها كما هو موضح في المرجع (48.2).

الطول الموجي 946nm ينشأ من الانتقال من مستوى ستارك R_1 للفرع $^4F_{3/2}$ وينتهي عند أعلى مستوى ستارك Z_5 للفرع الأرضي $^4I_{9/2}$. ولان مستوى الليزر الأدنى هو فقط 852 cm^{-1} فوق المستوى الأرضي، فانه يوجد تعداد حراري يصل إلى 0.7% في درجة حرارة الغرفة. هذا التعداد المتبقي يسبب إعادة امتصاص جزئى لأشعة الليزر والذي يعمل على زيادة العتبة. ولهذا، فان الليزر الذي يعمل عند طول موجي 946nm هو ليزر ذو ثلاثة مستويات.

هناك اهتمام كبير في الانتقالات لان مضاعفة التردد للانتقال 946nm يؤدي إلى خط طيفي في منطقة الطيف الأزرق. وكل ليزرات الحالة الصلبة التي تعمل في منطقة الطيف الأزرق من الممكن ان تصبح البديل لليزر الأرجون. الليزر الذي يعمل عند طول موجي 946nm موضح في المراجع (44.2، 50-52). ومضاعفة تردد الليزر لأنظمة الليزر المضخة بواسطة ليزر الدايمود تولد 4.6W من ليزر ذو طول موجي 946nm والتي تنتج 2.8W عند الطول الموجي الأزرق 473nm (52.2).

تمت الترجمة في المركز العلمي للترجمة

www.trgma.com

24-11-2009