



وزارة التعليم العالي
جامعة دمشق
المعهد العالي لبحوث الليزر وتطبيقاته
قسم الفيزياء
ملخص رسالة ماجستير

دراسة نظرية وتجريبية للتضخيم من مرحلة واحدة لليزر Nd:YAG النبضي

رسالة أعدت لنيل درجة الماجستير في فيزياء الليزر

أعدھا

خالد الطالب

بإشراف

الدكتور مصطفى صائم الدهر

قسم الفيزياء – كلية العلوم

جامعة دمشق

الدكتور عصام الجغامي

قسم الفيزياء – كلية العلوم

جامعة دمشق

1435ھ – 2014م



وزارة التعليم العالي
جامعة دمشق
المعهد العالي لبحوث الليزر وتطبيقاته
قسم الفيزياء
ملخص رسالة ماجستير

دراسة نظرية وتجريبية للتضخيم من مرحلة واحدة لليزر Nd:YAG النبضي

رسالة أعدت لنيل درجة الماجستير في فيزياء الليزر

أعدّها

خالد الطالب

1435هـ-2014م

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

﴿ وَقُلْ رَبِّي زَكَنِي عِلْمًا ﴾

بِسْمِ اللَّهِ الْعَظِيمِ

بداية أود أن أتقدم بفائق الشكر والتقدير والامتنان العميق

إلى من علمني كل حرفٍ بإتقان وكان لي خير معلم وتحمل معي أعباء هذا البحث وأنار لي طريق العلم، أهدي ثمرة بحثي هذا.

الاساتذة المشرفين : الدكتور عصام الجغمي والدكتور مصطفى صائم الدهر.

الاساتذة: الدكتور عماد أسعد ، الدكتور ضيف الله منصور، الدكتور كنج الشوفي .

عميد المعهد العالي لبحوث الليزر وتطبيقاته : الدكتور فواز سيوف.

الاساتذة : أ. سنان و أ. أكرم و أ. جوني.

الاستاذ فارس رحمه الله

الباحث

خالد الطالب

31/8/2014

إلى

أتشرفه بأن أتقدم بإهداء هذا العمل إلى :

* من قدما ويقدم كل شيء بلا مقابل لأهل إلى أعلى المراتب وأتابع مسيرتي

والدائي

* من تشاركوا معي الفرح والحزن وكانوا بسمتي في كل الأوقات

أخواني

* من ساعدتني ووقفتم بجانبتي. وكانتم لي خير سند.

زوجتي

* إلى رفاق دربي، من لم يتوانوا أبداً في تقديم المساعدة لي. من أعيش معهم ألقى أيام حياتي.

أخوتي في الله

* كل من ساعدني لكي أصل إلى ما أنا عليه الآن

	المحتويات	
الصفحة	الموضوع	التسلسل
مقدمة		
الفصل الأول		
نظرية تضخيم النبضة		
1	مقدمة	1-1
3	تكنولوجيا تضخيم الليزر	2-1
4	معادلات المعدل	3-1
7	نظام ثلاثة سويات للطاقة	1-3-1
10	نظام أربع سويات طاقة	2-3-1
12	معادلة المعدل للمضخم	4-1
14	معادلة المعدل للمضخم النبضي	5-1
16	حل معادلات المعدل	6-1
19	تضخيم الليزر	7-1
الفصل الثاني		
تضخيم النبضة		
23	مقدمة	1-2
23	استعمالات المضخم	2-2
24	تضخيم الربح	3-2
30	دراسة تحليلية لتضخيم نبضة مربعة	4-2
34	تضخيم نبضات الليزر الطويلة	1-4-2
35	تضخيم نبضات الليزر القصيرة	2-4-2
38	تضخيم إشارة النبضة في وسط يملك خسائر	5-2
41	تدفق الخرج الأعظمي من المضخم الذي يملك خسائر	6-2
42	بعض القيود الأخرى على كفاءة المضخم	7-2
43	الحد النظري للشدة الأعظمية للمضخم	8-2

44	محتوى الطاقة والاستطاعة	9-2
45	تشوهات الإشارة	10-2
45	التشوهات المكانية	1-10-2
45	الضخ غير المنتظم	1-1-10-2
46	عدم تجانس المادة الفعالة	2-1-10-2
46	إشباع الريح	3-1-10-2
46	تأثيرات الانعراج	4-1-10-2
47	التشوهات الحرارية	5-1-10-2
48	المعامل اللاخطي	6-1-10-2
48	التشوهات الزمانية: تشوه شكل النبضة	2-10-2
الفصل الثالث		
نظام مضخم MOPA في ليزر Nd:YAG النبضي		
51	انطلاقة سريعة في مضخم MOPA	1-3
52	الضخ	2-3
57	خصائص الليزر	3-3
59	الهزاز Nd:YAG	4-3
60	مضخم استطاعة هزاز قائد (MOPA)	5-3
62	المضخم Nd:YAG	6-3
65	تضخيم الأشكال الموجية الأخرى للنبضة	7-3
الفصل الرابع		
دراسة نظرية وتجريبية		
68	مقدمة بحثية	1-4
68	الأجهزة المستخدمة	2-4
70	وصف الجهاز	3-4
71	دراسة تجريبية	4-4
71	ضبط نظام MOPA على المحور الضوئي	1-4-4
71	دراسة تغيرات خرج المضخم بدلالة جهد الضخ من أجل دخل ثابت للإشارة الصادرة من الهزاز	2-4-4

74	ارتفاع الريح	3-4-4
76	دراسة تحليلية	5-4
76	حساب G_0 ربح العبور المفرد للإشارة الصغيرة. وحساب كل من معامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 والطاقة المخزنة F_{sto} من أجل قيم مختلفة لدخل المضخم $E_{amp.in}$ مع تغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$.	1-5-4
81	دراسة تغيرات الطاقة المخزنة مع طاقة نبضة الدخل من أجل جهد ثابت لضخ المضخم	2-5-4
82	دراسة تغيرات الريح G بتغير طول القضيب L	3-5-4
83	النتائج	7-4
83	التوصيات	8-4
84	الملاحق	
90	المراجع	

قائمة الأشكال		
الصفحة	عنوان الشكل	التسلسل
5	مخطط لنظام ليزر ثلاث سويات طاقة	(1-1)
5	مخطط لنظام ليزر أربع سويات طاقة	(2-1)
6	مخطط تقريب الأنظمة الليزرية إلى نظام ذي سويتي طاقة	(3-1)
7	مخطط لنظام ثلاث سويات طاقة والانتقالات الحاصلة بين السويات	(4-1)
11	مخطط لنظام أربع سويات طاقة والانتقالات الحاصلة بين السويات	(5-1)
13	معدل تغير طاقة الفوتون ضمن حجم عنصري لمضخم الليزر طول dx ومساحة مقطعه العرضي s	(6-1)
15	رسم تخطيطي لعملية التضخيم	(7-1)

22	تغيرات طاقة خرج الليزر F بدلالة طاقة الدخل F_0 للمضخم من أجل معامل ربح إشارة صغيرة $G_0=3$ والطاقة إشباع الليزر $F_{sat} = \frac{hv}{\sigma}$	(8-1)
26	نظام هزاز - مضخم أو MOPA	(1-2)
30	نبضة مربعة محقونة داخل المضخم	(2-2)
33	تغيرات ربح الطاقة بدلالة طول المضخم عند تدفقات مختلفة للفوتون	(3-2)
37	تغيرات الربح وكفاءة الانتزاع بدلالة طاقة الدخل مقسومة على طاقة الاشباع F_{in}/F_{sat}	(4-2)
41	تغيرات طاقة الخرج بدلالة طول المضخم	(5-2)
45	توزيع الطاقة المختزنة لأقطار مختلفة لقضبان Nd:glass من أجل نسب تطعيم مختلفة	(6-2)
47	تحليل الحزمة الغاوصية من أجل $n=2$ ومن أجل الحزمة الشديدة الغاوصية، ومن أجل $n=4$ والحزمة مسطحة القمة $n=\infty$	(7-2)
49	تغير شكل النبضة في المضخم كنتيجة لإشباع الربح. المنحني 1 النبضة المستطيلة الابتدائية، المنحني 2 و 3 لأجل معامل ربح إشارة صغيرة $g_0=0.1\text{cm}^{-1}$ ، $E_{in}/E_s=0.1$ ، $E_{in}/E_s=0.5$ ، $L=20\text{cm}$ ، على الترتيب	(8-2)
50	تغيرات ربح الاستطاعة G_p في الأجزاء المختلفة للنبضة المربعة بدلالة طول المضخم L	(9-2)
51	مخطط لنظام هزاز - مضخم المستخدم في ليزر Nd:YAG النبضي	(1-3)
52	مصباح ضخ قضبان ليزرات الحالة الصلبة الخطي والحلزوني	(2-3)
53	مقطع عرضي لموضع قضيب المضخم ومصباح الضخ	(3-3)
54	الدارات الكهربائية المستخدمة في ضخ المصباح الومضي : قادح خارجي (a) ، أو شكل قادح سلسلة (b).	(4-3)

55	طيف الامتصاص لـ Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية الممتدة من 0.3-0.9 μ m	(5a-3)
56	طيف الامتصاص لـ Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية 808nm	(5b-3)
57	مقطع طولي لنظام ضخ ضوئي يتكون من مصباح ومضي أنبوبي يوضع موازياً لقضيب الليزر. تمرکز حجرة الضخ الإهليلجية الأشعة الصادرة من المصباح على القضيب الليزري	(6-3)
58	سويات الطاقة في ليزر Nd:YAG	(7-3)
59	طيف التآلق لأيون Nd^{+3} في الـ YAG عند درجة حرارة 300K في منطقة الأطوال الموجية 1.06 μ m مع مخطط تفصيلي يوضح بنية طيف التآلق من السويات $4F_{3/2}$	(8-3)
60	المكونات الأساسية لهزاز ليزر الحالة الصلبة الذي يضخ ضوئياً	(9-3)
60	نظام MOPA ليزر يحوي هزاز رئيسي و مضخم	(10-3)
61	رسم تخطيطي لنظام هزاز - مضخم مع مصابيح الضخ ودارات القدح	(11-3)
62	مخطط التضخيم في نظام ليزر Nd:YAG بمضخم واحد ومن أجل عبور واحد	(12-3)
64	تغيرات الطاقة المنتزعة من مضخم Nd:YAG بدلالة طاقة دخل المصباح باستخدام قضبان ليزرية مختلفة الحجم	(13-3)
65	تغيرات الطاقة المنتزعة من قضيب ليزر Nd:YAG بدلالة طاقة ضخ الدخل وذلك عندما يستخدم كهزاز عادي وهزاز Q-switched و مضخم لنبضات Q-switched	(14-3)
66	تغيرات شكل النبضة الغاوسية الناجم عن التضخيم اللاخطي	(15-3)
66	تغيرات شكل النبضة الأسية بعد التضخيم	(16-3)

67	تغيرات الشكل الموجي للنبضة $P0 \left[1 + \left(\frac{t}{c} \right)^8 \right]^{-1}$ بعد التضخيم	(17-3)
69	المكونات الرئيسية لجهاز ليزر Ti:sapphire المستخدم في البحث	(1-4)
71	جهاز ليزر Ti:sapphire المستخدم في البحث	(2-4)
73	تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة جهد ضخ المضخم عند قيم مختلفة لطاقة نبضة دخل المضخم.	(3-4)
74	تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة دخله عند قيمتين لجهد ضخ المضخم هما 0.9kV و 1kV	(4-4)
75	تغيرات طاقة الخرج بدلالة طاقة الدخل عند قيم جهد ضخ مختلفة للمضخم $V_{c.amp}$	(5-4)
77	تغيرات F_{outs} بتغير معامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 من أجل دخل ثابت للنبضة	(6-4)
79	تغيرات الطاقة المخزنة F_{stored} بتغير طاقة خرج المضخم من أجل دخل ثابت للنبضة	(7-4)
80	تغيرات كفاءة الانتزاع η مقابل تغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل دخل ثابت للنبضة	(8-4)
81	تغيرات الطاقة المخزنة مع طاقة نبضة الدخل من أجل قيمتين لجهد الضخ المضخم 0.9kV, 1kV	(9-4)
82	تغير الربح G بتغير L طول القضيب	(10-4)
84	نبضة إشعال لمبة الومض من أجل $V_{c.osc} = 0.7kV$	1
86	نبضة هزاز الليزر عند جهد ضخ $V_{c.osc} = 1kV$	2
88	تغيرات G_0 ربح الإشارة الصغيرة بدلالة طاقة خرج المضخم من أجل دخل ثابت للنبضة	3

الملخص:

تناول هذا البحث ظاهرة أساسية تتضمن نظرية تضخيم النبضة، حيث أُعطي وصفاً لمضخم ليزر Nd:YAG نبضي، ودُرس تجريبياً التضخيم من مرحلة واحدة في ليزر Nd:YAG النبضي والذي يسمى مفهوم (MOPA) مضخم استطاعة هزاز- رئيسي. كما وقدم وصفاً مفصلاً لعملية تضخيم النبضة والمعادلات المستخدمة في حساب كثافة الإسكان المعكوس وشدة جريان الفوتون للنبضة الواردة عند أي نقطة x في خلال الزمن t والتي تسمح لاحقاً بحساب طاقة خرج المضخم والربح الناتج عن عملية التضخيم. تُضمن البحث كذلك دراسة تغيرات طاقة نبضة الخرج عند قيم مختلفة لجهد الضخ من أجل دخل ثابت للإشارة، وكذلك تغيرات خرج المضخم بدلالة الدخل من أجل قيم جهد ضخ مختلفة للمضخم. جرى حساب الربح الناتج عن عملية التضخيم للنظام المدروس. درست العلاقة بين المتغيرات المختلفة من مثل طاقة الأشباع وطاقة الدخل وطاقة الخرج ومعامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 ، وربح الإشارة الصغيرة G_0 ، وكفاءة الانتزاع η .

❖ مقدمة:

تُعد عملية التضخيم من العمليات الهامة في تصميم ليزر الحالة الصلبة، للحصول على طاقة أو استطاعة الخرج المطلوبة. ولتحقيق ذلك يستخدم هزاز يعطي مواصفات طيفية وزمنية ومكانية محددة. ونضيف مضخات تقوم بزيادة الطاقة أو الاستطاعة الناتجة من الهزاز السابق. ومن خلال دراسة المتغيرات المختلفة المؤثرة في عمل المضخم، نستطيع وصف العوامل المؤثرة على عمليات التضخيم.

تكمن أهمية البحث كونه يبحث في عملية التضخيم التي تعتبر مهمة للوصول إلى طاقة الخرج المناسبة لليزر. يهتم هذا البحث بالأسس التي لا بد أن يدركها كل من يعمل في تصميم ودراسة الليزر الصلبة التي تحتوي على مرحلة تضخيم أو أكثر. أما أهمية هذا البحث من الناحية العلمية فتكمن في دراسة المفاهيم والأسس التي تقوم عليها فيزياء وتكنولوجيا الليزر وخاصة الليزر الصلبة منها، وناقش الأسس الضرورية للانطلاق في تصميم مراحل تضخيم الليزر الصلبة. يُعرف بأهمية هذه التقنيات والعوامل المؤثرة عليها للحصول على الخرج الأمثل لليزر.

يهدف العمل إلى دراسة عمليات التضخيم الليزري نظرياً والدراسة النظرية والعملية للمضخم من مرحلة واحدة في ليزر Nd:YAG النبضي واستخدام البرامج الحاسوبية لمحاكاة هذه العملية. ومحاولة الوصول إلى الخرج المثالي للمضخم وذلك باستخدام تقنيات متعددة.

يعطي هذا البحث شرحاً نظرياً مفصلاً عن المضخات الليزرية وأنواعها وخصائص كل منها، وذلك لتأمين الأساس النظري الذي يمكن البناء عليه للتعلم في دراسة آلية عمل المضخات والدراسة التحليلية للمعادلات الناظمة. ويقدم العمل شرحاً مفصلاً لعمل المضخم من مرحلة واحدة لليزر Nd:YAG النبضي، دراسة خواصه وأهميته وألية عمله والعوامل المؤثرة على زيادة خرج المضخم. ثم دراسة هذه المتغيرات حاسوبياً باستخدام برامج متقدمة. وإجراء المحاكاة اللازمة باستخدام برنامج الـ Matlab. بعد ذلك ينتقل البحث إلى الجزء العملي الذي يتضمن دراسة المتغيرات المؤثرة على عملية التضخيم.

يقدم هذا البحث ظاهرة أساسية تتضمن نظرية تضخيم النبضة، ويعطي وصفاً لمضخم ليزر Nd:YAG النبضي، ويشتمل على دراسة تجريبية للتضخيم من مرحلة واحدة في هذا الليزر والذي يسمى مفهوم MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) مضخم استطاعة هزاز – رئيسي. علاوة على ذلك، يستعرض هذا البحث على نحو مفصل تضخيم النبضة والمعادلات التي تُحسب عن طريقها كل من كثافة الإسكان المعكوس وشدة جريان الفوتون، وبالنتيجة يجرى حساب طاقة الخرج للمضخم والربح الناتج عن عملية التضخيم. يتضمن البحث كذلك دراسة تغيرات طاقة نبضة الخرج عند قيم مختلفة لجهد الضخ، من أجل دخل ثابت للإشارة، وقد جرى حساب الربح الناتج عن عملية التضخيم لهذا النظام المدروس. من الضروري الإشارة إلى أنه قد جرى دراسة كافة المتغيرات التي تتعلق بعملية

التضخيم المقاسة منها والمحسوبة، وذلك بدءاً بمقدمة عن عملية تضخيم النبضة وتعريفها وأهميتها مروراً باستنتاج معادلات المعدل لنظام ذي ثلاث سويات طاقة وآخر ذي أربع سويات مبسط، وصولاً إلى إيجاد المعادلات التي تصف المضخم. بعد ذلك درست الحلول الرياضية لهذه المعادلات وجرى التوصل إلى علاقة الربح الناتج عن عملية التضخيم. عند متابعة الدراسة، بأخذ الحالات المختلفة لقيم طاقة نبضة الدخل، وجدَّ أن مضخم MOPA يمتلك معادلتين من أجل الإسكان المعكوس n وجريان الفوتون \emptyset ، يمكن عن طريق حل هذه المعادلات حساب نسبة طاقة الخرج إلى الطاقة المختزنة في الوسط الفعال. تبين أن طاقة الإشباع التي تتعلق بصفات المواد تُعدُّ من المتغيرات الهامة المؤثرة في عملية التضخيم. على سبيل المثال، عندما تكون طاقة الدخل صغيرة جداً بالمقارنة مع طاقة الإشباع، فإن تأثيرات الإشباع تكون مهملة وتنمو الإشارة أسياً مع طول المضخم. أما من أجل طاقات دخل أعلى، بالقرب من نهاية الوسط مثلاً، فإن الربح ينمو خطياً. هذا يُشير ضمناً إلى أن كل حالة مثارة تساهم بإصدارها في شدة الحزمة الليزرية الأمر الذي يمثل بوضوح التحويل الأكثر فعالية في عملية التضخيم. فضلاً عن ذلك، جرى تصنيف التشوهات الحاصلة للنبضة، والناتجة عن عملية التضخيم، وكذلك شكل الإشارة الناتجة. لقد تبين أنه عندما تكون الإشارة الواردة كبيرة بما فيه الكفاية، فإن الإسكان المعكوس يُستهلك جزئياً عند الحافة الأمامية للنبضة. لهذا السبب يكون الربح في الحافة الأمامية من النبضة أصغر بكثير من الربح عند الحافة الأمامية، مما يسبب نقصان عرض النبضة وبالنتيجة تشويه شكل نبضة الخرج. أخيراً يستعرض البحث دراسة تضخيم نوعين من النبضات الليزرية هما، نبضات الليزر القصيرة ونبضات الليزر الطويلة. وينتهي البحث بدراسة مفصلة لنظام هزاز - مضخم لليزر Nd:YAG النبضي.

الفصل الأول

نظرية تضخيم النبضة

The Theory of the Pulse Amplification

1-1 مقدمة (Introduction) :

تعتبر عملية تضخيم ضوء الليزر من العمليات الهامة والضرورية للحصول على استطاعة خرج عالية ونبضات ذات طاقة عالية جداً، حيث يحد الهزاز من سطوع الأشعة الليزرية الصادرة منه وخصوصاً عند الحاجة لتوليد نبضات قصيرة جداً وأحادية اللون. ويمكن من خلال عملية التضخيم الحصول على استطاعة ذروة في مجال البيكروواط (pw)، واستطاعة خرج متوسطة من 100w إلى 1kw، وطاقت من 10 J إلى 100 J بانعراج محدود للشعاع. يتكون المضخم من مادة فعالة تُضخ كما في الهزاز، ولكن لا يوجد مرنان من أجل اختار خصائص الضوء. لهذا السبب تحدد خصائص ضوء المضخم بواسطة الضوء الصادر من هزاز الليزر، لكن قد يحدث أثناء هذه العملية ضجيج إضافي. أما طريقة ضخ المادة الفعالة للمضخم فتكون مشابهة لطرق ضخ الهزاز.^[2]

يمكن زيادة الطاقة والاستطاعة الناتجة من الهزاز بخصائص طيفية وزمنية ومكانية معينة عن طريق إضافة مرحلة تضخيم واحدة أو أكثر إلى نظام الليزر، حيث تكون الوظيفة الأساسية للمضخم هي زيادة سطوع الحزمة الليزرية. بالإمكان تضخيم النبضة أو استطاعة حزمة الليزر المستمر الناتجة عن الهزاز باستعمال تقنيات متعددة، من مثل مفهوم مضخم استطاعة هزاز- رئيسي (MOPA) وهو موضوع هذا البحث، أو مضخم إعادة توليد، أو أخيراً اتصال خطي مؤلف من عدة وحدات ربح داخل المجاوب المستخدم.

يعتمد أسلوب اختيار مضخم معين على مستوى الطاقة، والخصائص الزمنية والطيفية لإشارة الدخل، بالإضافة إلى طاقة أو استطاعة الخرج المطلوبة. ومن أجل انتزاع فعال للطاقة من مضخم النبضة، يجب أن تقترب كثافة طاقة إشارة الدخل من كثافة إشباع مادة الليزر المستخدمة. لذلك يُستخدم عادةً ترتيب (MOPA) في مستويات الطاقة العالية جداً عندما يكون وسط الربح مشبع كلياً.

• عند تصميم مضخمات الليزر يجب أن تُؤخذ بالحسبان الخصائص الآتية:

- 1- الطاقة أو الربح المنتزع. حيث أنه عند تصميم المضخم يكون هناك تبادل بين الطاقة والربح العالي المنتزع.
- 2- التغذية العكسية التي يمكن أن تؤدي إلى تذبذبات طفيلية (تشوهات).
- 3- تشوه السطح أو الضرر الناجم عن الطاقة أو القوة المفرطة المسلطة على العناصر البصرية المختلفة في المضخم فضلاً عن تأثيرات الانعراج والتمحرق الذاتي.
- 4- تشوهات النبضة وصدور الموجة الناتجة عن عملية التضخيم.^[1]

بعيداً عن وصف النبضات فائقة القصر. وبالرغم من أن زمن النبضة قصير جداً، إلا أنه ما تزال استطاعة الذروة ضمن مجال kW صغير جداً لكي تلبى حاجة معظم تجارب الضوء اللاخطي. من هنا كانت الحاجة إلى تصميم المضخات كي تقوم بزيادة طاقة النبضة.

تم الحصول في عام 1982 (Fork et al., 1982; Migus et al., 1982) على نبضات باستطاعة ذروة تصل إلى عدة غيغوات. في الوقت نفسه، تم تضخيم نبضات ليزرات الفيمتوثانية المعتمدة على الأصباغ بشكل مبسط عن طريق إرسالها داخل سلسلة من الخلايا الصبغية التي تضخ بالليزر نانوثانية الأخضر.

واجهت محاولات تنقيص زمن النبضة الصادرة من نظام Nd:glass صعوبات كبيرة تتعلق بالضرر في سلسلة المضخم، وذلك بسبب استطاعة الذروة العالية جداً للنبضات القصيرة المضخمة.

بدأ عصر جديد عندما طرح مورو ورفاقه فكرة تضخيم نبضة الزقزقة في البصريات (Strickland and Mourou, 1985; Maine et al., 1988). ظهرت هذه الفكرة خلال الحرب العالمية الثانية من أجل إشارات الرادار، ولكن لم تطبق على الليزر. ازدادت بعد ذلك بسرعة استطاعة الذروة للنبضات القصيرة حيث وصلت إلى مستوى التيراواط. أما في المرحلة الأخيرة لهذا التطور فقد جرى الحصول على نبضات الفيمتوثانية في Ti:sapphire التي فتحت دورها الطريق أمام نبضات فائقة القصر والشدة. لكن مع كل هذا التقدم الكبير الذي حصل في أداء هذه الأنظمة جميعاً إلا أنه مازال يُعتمد إلى الآن على مفهوم جرى تطويره في أواخر سبعينيات القرن العشرين ويستند إلى تصميم سلاسل مضخات للحصول على ليزرات الشدة العالية.^[3]

يستعرض في هذا الفصل ظاهرة أساسية وهي نظرية تضخيم نبضة الليزر الصادر عن الهزاز مع وصف لتضخيم النبضة والعمليات الفيزيائية الحاصلة داخل المضخم، فضلاً عن أنه يقدم وصفاً مفصلاً لمعادلات المعدل التي تُستخدم في حساب كثافة الإسكان المعكوس وشدة جريان الفوتون وبالنتيجة يمكن حساب طاقة الخرج للمضخم والربح الناتج عن عملية التضخيم.

2-1- تكنولوجيا تضخيم الليزر (The Laser Amplifying Technology):

إن الليزر هو امتلاك الربح من وسط تضخيم يحقق إسكاناً معكوساً كي يعطي ربحاً كافياً للشعاع المتنامي حتى يصل إلى شدة الإشباع I_{sat} . لكن عندما يصل الليزر إلى I_{sat} ، سيستمر الشعاع في النمو حتى يصل إلى حد يبدأ عنده الربح بالنقصان إلى أن يصبح مساوياً إلى قيمة الخسائر داخل الوسط. في بعض الحالات قد لا تكون هذه القيم لشدة الليزر، أو شدة الشعاع المتنامي، كافية للاستخدام في بعض التطبيقات العملية. للتغلب على هذه المشاكل يتطلب استخدام مضخمات إضافية تعمل على زيادة شدة الحزمة أكثر. عادةً ما توضع هذه المضخمات في المواقع الخلفية وعلى خط الخرج لليزر حيث تعطي المزيد من الفوتونات، أي فوتونات إضافية للشعاع في تطابق مع الشعاع الداخل. هذا يعني أن الإصدار المحثوث يحدث في اتجاه الفوتونات المحثوثة نفسه، عادةً ما يتكون المضخم من وسط الربح نفسه الذي ينتج منه شعاع الدخل.^[7]

تستدعي الحاجة في بعض التطبيقات، إلى امتلاك طاقة أو استطاعة عالية جداً لحزمة الليزر. على سبيل المثال، يجب أن تكون طاقة الليزر المستخدمة في الاندماج النووي أكبر من 10^4 J. لكن يصعب تحقيق هذه الطاقة العالية لليزر باستخدام الهزاز فقط. ولكن عند زيادة هذه الطاقة أو استطاعة الخرج لليزر تختلف دلائل الليزر من مثل زاوية انعراج حزمة الضوء ووحداية اللون وطول النبضة وأداء التعديل وغيرها. ومن الضروري المحافظة على الخصائص المميزة لحزمة الليزر. تجدر الإشارة إلى أنه ليس بالإمكان تحقيق ذلك عن طريق زيادة طول أو قطر المادة الفعالة كثيراً. بالإضافة إلى ذلك، يسبب اجتياز حزمة الليزر الوسط الفعال ذهاباً وإياباً عدداً من المرات، عندما تكون الاستطاعة أو الطاقة عالية جداً، حدوث تهشم في هذا الوسط الفعال. من ناحية أخرى يمكن باستعمال تقنية Q-switch أو قفل النمط Mode-Locking الحصول على استطاعة ذروة عالية للغاية، تتراوح قيمها ضمن $(10^9-10^{12}$ watt)، كون الطاقة تصدر في فترة زمنية قصيرة جداً. لكن في الحقيقة لا تكون طاقة الخرج الصادرة من الهزاز باستطاعة الذروة العالية كبيرة جداً، ولهذا السبب تكون أفضل طريقة للحصول على ليزر طاقة عالية بأداء ممتاز هي تطبيق تقنية تضخيم الضوء.

يعتمد مضخم الليزر والهزاز على العمليات الفيزيائية نفسها التي يعتمد عليها إصدار الليزر وهي تضخيم الضوء بالإصدار المحثوث، لكن الاختلاف الأساسي هو غياب المجاوب في حالة مضخم الليزر، وبسبب الضخ الضوئي تكون المادة الفعالة في حالة إسكان معكوس. فعندما تعبر إشارة النبضة الضوئية المتولدة في الهزاز المادة الفعالة للمضخم، يتولد في المضخم الإشعاع المحثوث القوي عن طريق الجسيمات الواقعة في الحالة المثارة والناجمة بفعل الإشارة الضوئية الواردة. إن الإشعاع المحثوث في المضخم يكون مترابكاً مع الإشارة الضوئية الواردة، وبالنتيجة سوف يحصل التضخيم، تُسمى هذه التقنية تضخيم الموجة المسافرة. في هذه الحالة يكون المضخم قادراً على إخراج حزمة الضوء بسطوع كبير، أكبر من شعاع الليزر الأصلي. يحتاج مضخم الليزر لمادة فعالة يكون فيها الإسكان المعكوس كافٍ لضمان الربح عندما تعبر من

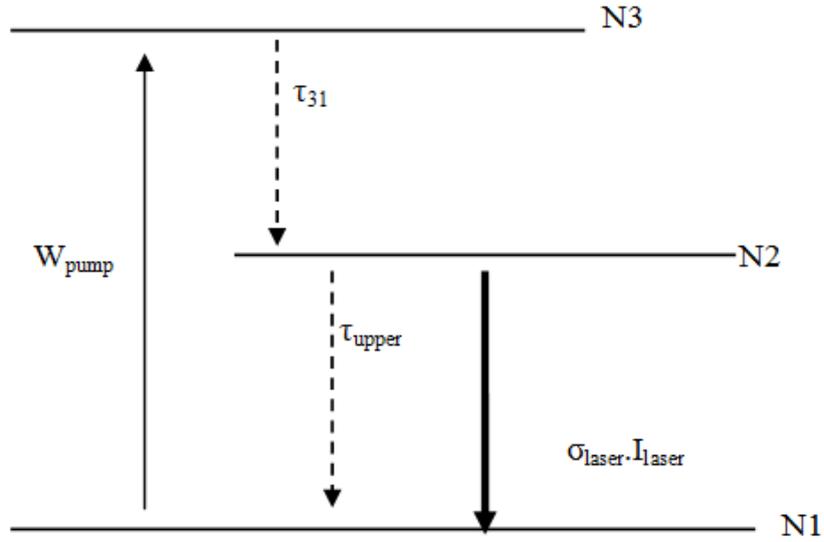
خلالها إشارة النبضة الضوئية، هذا يعني أن الريح يجب أن يكون أعلى من الضياعات جميعاً في الوسط الفعال. بالإضافة إلى ذلك، للحصول على تضخيم متكرر، يجب أن تكون بنية سويات طاقة وسط التضخيم منسجمة مع إشارة الدخل.

تمتلك تقنية تضخيم الموجة المسافرة الفوائد التالية:

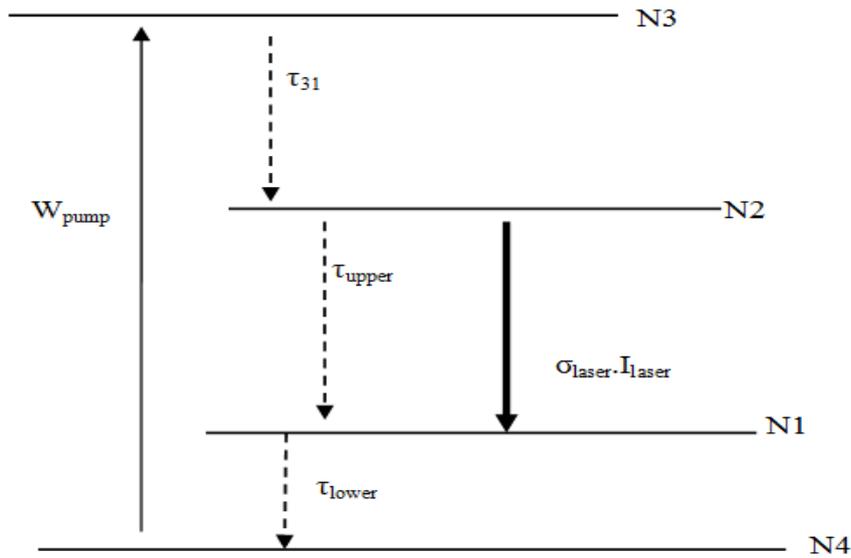
- تعبر حزمة الليزر وسط التضخيم عبوراً وحيداً، مما يؤدي إلى ارتفاع عتبة الضرر للوسط الفعال وذلك وفقاً لكثافات استطاعة الخرج، ولذلك لا يتهشم وسط تشغيل المضخم بسهولة.
- عند الحاجة إلى ليزر طاقة عالية، تُستخدم تقنية تضخيم الموجة المسافرة بمراحل متعددة. تتضمن هذه التقنية توسيع فتحة حزمة الليزر وتقصير طول مادة التشغيل مرحلة بعد مرحلة. مما يساعد في منع التخريب الناتج عن الإشعاع الخارق والتمحرق الذاتي.
- يمكن تحديد عرض النبضة وطول الخط الطيفي وزاوية انعراج حزمة الضوء في نظام هزاز- مضخم عن طريق الهزاز، في حين يحدد المضخم الطاقة أو الاستطاعة للنبضة. لذا يمكن عن طريق دمج مضخم ثاني الحصول على خصائص جيدة لحزمة ليزر جيدة وزيادة سطوع حزمة الخرج إلى درجة كبيرة. [8],[7]

3-1- معادلات المعدل (Rate Equations):

يمكن وصف السلوك الديناميكي لفعل الليزر بدقة مقبولة بوضع زوجين من معادلات المعدل. في أبسط صورة، هناك زوج متزامن من المعادلات التفاضلية التي تصف الإسكان المعكوس وكثافة الإشعاع داخل الوسط الفعال لليزر. يُبين الشكل (1-1) مخططاً لنظام ليزر ذي ثلاث سويات طاقة، ويُبين الشكل (1-1) مخططاً لنظام ليزر ذي أربع سويات طاقة.

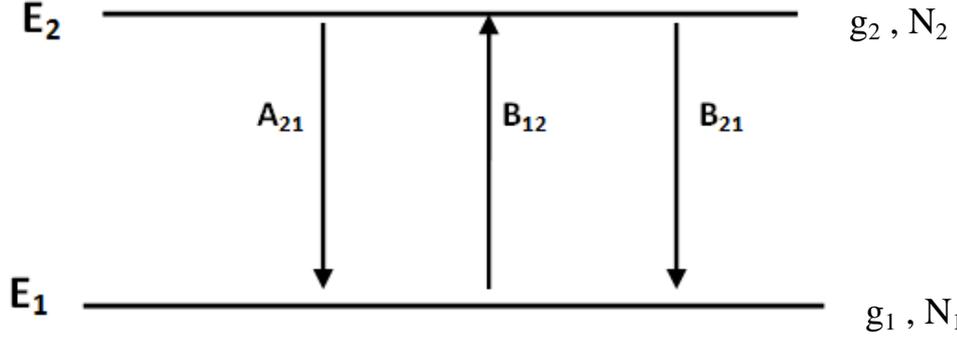


الشكل (1-1): مخطط لنظام ليزر ذي ثلاث سويات طاقة.



الشكل (2-1): مخطط لنظام ليزر ذي أربع سويات طاقة.

لكن من المعروف أنه من بين هذه السويات المتعددة هناك سويتا طاقة لهما أهمية أساسية في الفعل الليزري، هما السوية E_2 سوية الليزر المثارة العليا و E_1 سوية الليزر الدنيا. لهذا من المفيد جداً عند الدراسة التحليلية للفعل الليزري تمثيل الليزر ذات سويات الطاقة الثلاثية والرباعية على هيئة نظام ذي سويتي طاقة E_1, E_2 . يُبين الشكل (3-1) عملية التقريب لنظام ذي سويتي طاقة E_1, E_2 حيث N_1 إسكان السوية E_1 و N_2 إسكان السوية E_2 و g_1 توالد السوية E_1 ، g_2 توالد السوية E_2 .



الشكل (3-1): مخطط تقريب الأنظمة الليزرية إلى نظام ذي سويتي طاقة.

إن استخدام هذا التمثيل (المقاربة) لمعادلات المعدل يتطلب عدداً من الفرضيات المبسطة، من مثل إهمال التغيرات الإشعاعية والطولانية للشعاع داخل الوسط الفعال. تجدر الإشارة إلى أنه على الرغم من هذه الاختصارات، يبقى تمثيل معادلات المعدل البسيطة نافعاً جداً، ويعطي الفهم الكافي لأدوات ليزر الحالة الصلبة. لقد جرى الحصول استناداً إلى معادلات المعدل على شرط العتبة للفعل الليزري، وتحديد التقريب الأول لاهتزازات الاسترخاء وطاقة الخرج من المضخم، وبالنتيجة الربح في المضخمات. بوجه عام، تفيد معادلات المعدل في التنبؤ بالخصائص الإجمالية لخرج الليزر، من مثل استطاعة الذروة والاستطاعة المتوسطة وشكل مغلف نبضة Q-switch وشروط العتبة. ولكن باستخدام معادلات المعدل البسيطة يتعذر الحصول على العديد من التفاصيل عن طبيعة الإصدار الليزري، من مثل وصف مفصل للتفاصيل الزمنية والطيفية لهذا الإصدار الليزري. مع هذا ولحسن الحظ، يمكن حساب هذه التفاصيل في أغلب الأحيان على نحوٍ مستقل.

إن تطبيق معادلات المعدل في الجوانب المختلفة لتشغيل الليزر مريحة أكثر لشرح احتمال الإصدار المحثوث $\rho(v)B_{21}$ بكثافة فوتونات \emptyset ومقطع عرضي للإصدار المحثوث σ . إن المعادلة التي تربط بين معامل أينشتاين للإصدار المحثوث B_{21} والمقطع العرضي للإصدار المحثوث $\sigma_{21}(v)$ هي:

$$B_{21} = \frac{c}{h\nu g(v)} \sigma_{21}(v) \quad (1.1)$$

حيث $c = \frac{c_0}{n}$ سرعة الضوء في الوسط. أما كثافة الطاقة لكل واحدة تردد $\rho(v)$ فتكتب بدلالة عامل شكل الخط $g(v)$ والطاقة $h\nu$ وكثافة الفوتون \emptyset (photons/cm³) بالشكل: [1],[2]

$$\rho(v) = h\nu g(v) \emptyset \quad (1.2)$$

بتعويض المعادلتين السابقتين (1.2) , (1.1) يكون:

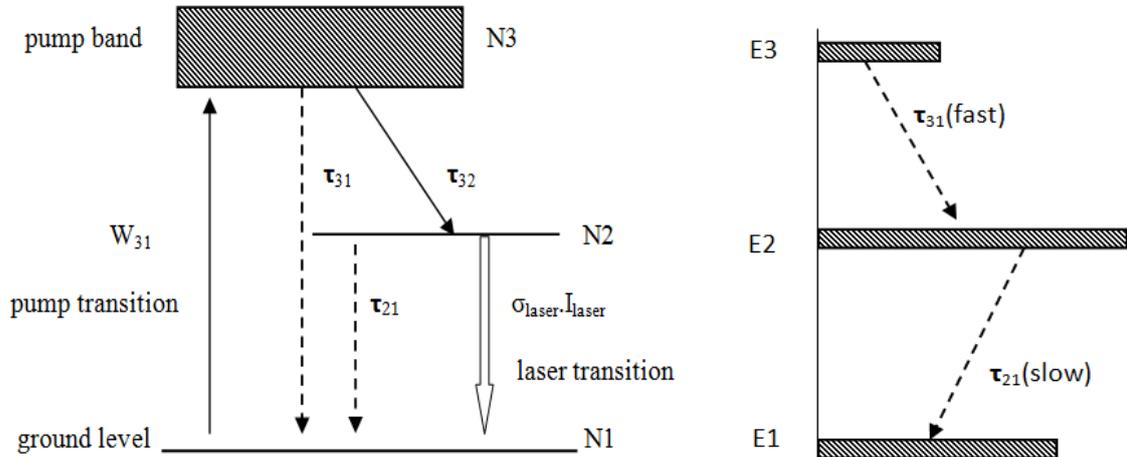
$$B_{21}(v) \rho(v) = C \sigma_{21}(v) \emptyset \quad (1.3)$$

1-3-1 - نظام ثلاثة سويات للطاقة (The Three-Level System):

من أجل تقريب نظام ثلاث سويات طاقة إلى سويتين، سنفرض أن الانتقال من عصابة الضخ إلى مستوي الليزر الأعلى سريع جداً، وبالتالي $N_3=0$. وبالتالي لا يؤثر الضخ على العمليات الأخرى مطلقاً ما عدا السماح لألية إسكان السوية العليا، وبهذه الطريقة يتحقق الإسكان المعكوس $N_2 > N_1$. تتطلب هذه الفرضيات نسبة أزمنة استرخاء τ_{32}/τ_{21} صغيرة جداً. يُبين الشكل (4-1) الانتقالات الحاصلة بين السويات في نظام ذي ثلاث سويات من أجل ليزر الحالة الصلبة يكون $\frac{\tau_{32}}{\tau_{21}} = 0$ بتقدير جيد. يمكن التعبير عن الخسائر التلقائية من عصابة الضخ إلى الحالة الأرضية بالكفاءة الكوننتية η_Q ، التي تعطى بالعلاقة الآتية:

$$\eta_Q = (1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}})^{-1} \leq 1$$

وهو يحدد الجزء الذي يثار من الايونات الكلية إلى السوية 3 تاركاً السوية 2، كونه من المحتمل أن يصبح مفيداً للفعل الليزري. تتطلب η_Q الصغيرة استطاعة ضخ أكبر بطريقة مناسبة أكثر. تعتمد التغيرات في كثافات إسكان السويات في نظام ثلاث سويات طاقة على افتراض أساسي هو أن كل أيونات الليزر تكون إما في السوية 1 أو السوية 2. يعطى التغير في إسكان السوية 1 بالعلاقة:



الشكل (4-1): مخطط لنظام ثلاث سويات طاقة والانتقالات الحاصلة بين السويات.

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -n_1 \rho(\nu) B_{12} + n_2 B_{21} \rho(\nu) + \frac{n_2}{\tau_{21}} - w_p n_1 \quad (1.4)$$

$$B_{21} = \left(\frac{g_1}{g_2}\right) B_{12} \text{ حيث:}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -n_1 \rho(\nu) \frac{g_2}{g_1} B_{21} + n_2 B_{21} \rho(\nu) + \frac{n_2}{\tau_{21}} - w_p n_1 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1\right) \rho(v) B_{21} + \frac{n_2}{\tau_{21}} - w_p n_1 \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1\right) C \sigma_{21}(v) \emptyset + \frac{n_2}{\tau_{21}} - w_p n_1 \quad (1.7)$$

$$\rho(v) B_{21} = C \sigma_{21}(v) \emptyset \quad \text{حيث جرى استخدام العلاقة:}$$

ولما كان $\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\partial n_2}{\partial t}$ فإن تغير إسكان السوية 2 يعطى بالعلاقة:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1\right) C \sigma_{21}(v) \emptyset - \frac{n_2}{\tau_{21}} + w_p n_1 \quad (1.8)$$

$$\Delta n = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \quad \text{حيث:}$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\partial n_2}{\partial t} - \frac{g_2}{g_1} \frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (1.9)$$

بالتعويض (1.8) و (1.7) في (1.9) نجد:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \Delta n C \Phi \sigma - \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \frac{n_2}{\tau_{21}} + W_p \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) n_1$$

$$\gamma = 1 + \frac{g_2}{g_1} \quad \text{حيث:}$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma \Delta n C \emptyset \sigma - \gamma \frac{n_2}{\tau_{21}} + W_p \gamma n_1 \quad (1.10)$$

$$n_{\text{tot}} = n_1 + n_2 \quad (1.1a) \quad \text{حيث:}$$

$$\Delta n = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \quad (1.2a)$$

يمكننا كتابة γn_1 بالشكل :

$$n_2 = n_{\text{tot}} - n_1 \quad \text{من (1.1a) نجد}$$

بالتعويض في (1.2a) نجد:

$$\Delta n = n_{\text{tot}} - n_1 - \frac{g_2}{g_1} n_1$$

$$\gamma n_1 = n_{\text{tot}} - \Delta n \quad (1.3a) \quad \text{وبالتالي:}$$

$$n_1 = n_{tot} - n_2 \quad \text{وكذلك } \gamma n_2 : \text{ من (1.1a)}$$

بالتعويض في (1.2a) نجد:

$$\Delta n = n_2 - \frac{g_2}{g_1} (n_{tot} - n_2)$$

$$\gamma n_2 = \Delta n + (\gamma - 1)n_{tot} \quad \text{وبالتالي : (1.4a)}$$

$\tau_{21} = \tau_f$. نعوض (1.3a) و (1.4a) في (1.10) نجد:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma \Delta n C \sigma - \frac{(\Delta n + (\gamma - 1)n_{tot})}{\tau_{21}} + W_p (n_{tot} - \Delta n) \quad (1.11)$$

حيث W_p معدل الضخ (s^{-1}). يدل الطرف الأيمن من المعادلة السابقة على كل من الإصدار المحثوث والتلقائي والضخ الضوئي. يمكن حساب التغير الزمني للإسكان المعكوس في كل من السويات 1 و 2 الناجم عن كل من الإصدار التلقائي والامتصاص والإصدار المحثوث من العلاقة الآتية:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21}\rho(v)N_2 - B_{12}\rho(v)N_1 + A_{21}N_2$$

الآن يمكن كتابة الإسكان N_1 , N_2 بدلالة كثافة الإسكان n_1 , n_2 مع الأخذ بالحسبان تأثير الضخ، وذلك بأخذ المعدل $W_p n_1$ ، والذي يعبر عن تزويد السوية اللامستقرة 2 بالذرات. بدقة أكثر، $W_p n_1$ هو عدد الأيونات المنقلة من السوية الأرضية إلى السوية العليا لليزر لكل واحدة حجم. يتعلق المعدل W_p بمتغير الضخ W_{13} وفقاً للعلاقة:

$$W_p = \eta_Q W_{13}$$

إن إشارة السالب أمام $W_p n_1$ تدل على أن تقنية الضخ تنقل الذرات من السوية الأرضية 1 وتزيد إسكان السوية 2. أخيراً تعطى كثافة التغير الإسكاني بالعلاقة:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma \Delta n C \sigma - \frac{(\Delta n + (\gamma - 1)n_{tot})}{\tau_f} + W_p (n_{tot} - \Delta n) \quad (1.12)$$

$$\gamma = 1 + \frac{g_2}{g_1} \quad \text{و} \quad \tau_f = \tau_{21} \quad \text{حيث}$$

n_1 هو كثافة إسكان السوية 1، n_2 هو كثافة إسكان السوية 2، وتعطيان على النحو الآتي. [1],[14],[2].

$$n_1 = \frac{n_{tot} - n}{1 + g_2/g_1} \quad (1.5a)$$

$$n_2 = \frac{n + (g_2/g_1)n_{tot}}{1 + g_2/g_1} \quad (1.6a)$$

1-3-2- نظام أربع سويات طاقة (The Four-Level System):

يُبين الشكل (5-1) الانتقالات الحاصلة بين السويات في نظام ذي أربع سويات طاقة، إن الانتقال من عصابة الضخ إلى سوية الليزر العليا في نظام يمتلك أربع سويات طاقة يحدث بسرعة، ولذلك يُهمل إسكان عصابة الضخ، أي $n_3 = 0$. عندئذٍ بالإمكان كتابة معدل تغير كثافة الإسكان بين السويتين E_1 و E_2 في نظام أربع سويات للطاقة على النحو الآتي:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p n_0 - n_2 \rho(\nu) B_{21} + n_1 \rho(\nu) B_{12} - \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_2}{\tau_{20}} \quad (1.13)$$

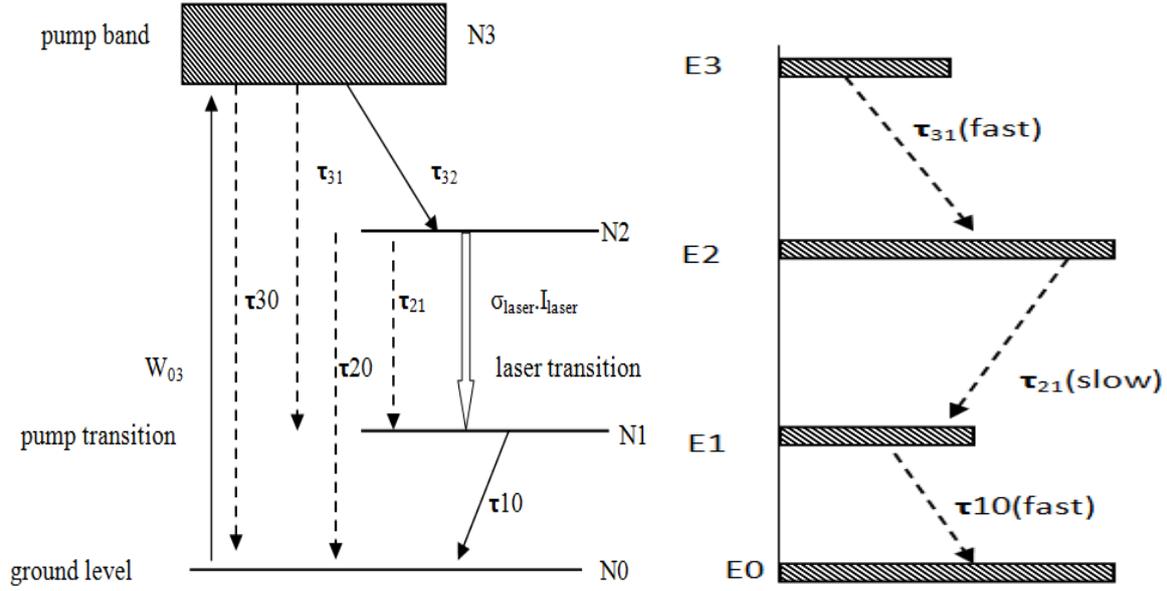
باستخدام الأسلوب نفسه المتبع عند معالجة النظام ذي السويات الثلاث يكون:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= W_p n_0 - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \rho(\nu) B_{21} - \left(\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_2}{\tau_{20}} \right) \\ \frac{dn_2}{dt} &= W_p n_0 - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) C \sigma \emptyset - \left(\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_2}{\tau_{20}} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

وأيضاً من أجل n_1 يكون:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= n_2 \rho(\nu) B_{21} - n_1 \rho(\nu) B_{12} + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}} \\ \frac{dn_1}{dt} &= \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) C \sigma \emptyset + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}} \end{aligned} \quad (1.15)$$

تدل العلاقة (1.14) على أن إسكان سوية الليزر العليا في نظام أربع سويات طاقة يزداد بسبب عملية الضخ، وينقص بسبب الإصدار التلقائي والمحثوث في السوية 0 و 1، كما ويزداد إسكان سوية الليزر الدنيا بفضل الإصدار المحثوث والتلقائي، وينقص بسبب عملية استرخاء ضئيلة إلى السوية الأرضية. تتميز هذه العملية بثابت الزمن τ_{10} . فمن أجل نظام أربع سويات مثالي يحدث تفريغ للسوية النهائية بسرعة إلى السوية الأرضية، وبالتالي تؤخذ $\tau_{10} = 0$. استناداً لذلك تُبين العلاقة (1.15) أن $n_1 = 0$. في هذه الحالة يكون الإسكان الكلي مقسوماً بين سوية الليزر الأرضية 0 والسوية العليا لانتقال الليزر.



الشكل (5-1): مخطط لنظام أربع سويات طاقة والانتقالات الحاصلة بين السويات.

ويظهر النظام أنه يجب أن يكون الضخ من منبع شديد مستقلاً عن سوية الليزر الدنيا، حيث $\tau_{10}=0$ و $n_1=0$. عندئذٍ تعطى معادلة المعدل من أجل نظام ذي أربع سويات مثالي على النحو الآتي:

$$\Delta n = n_2 \quad (1.16)$$

$$n_{tot} = n_0 + n_1 + n_2 = n_0 + n_2 \quad (1.17)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\partial n_2}{\partial t} \quad \text{حيث:}$$

و بالنتيجة يعطى التغير الزمني لكثافة الإسكان بالعلاقة:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\partial n_2}{\partial t} = -\Delta n \sigma \phi C - \frac{\Delta n}{\tau_f} + W_p n_0 \quad (1.18)$$

و لما كان $n_{tot} = n_0 + n_2 = n_0 + \Delta n$ عندها:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\Delta n \sigma \phi C - \frac{\Delta n}{\tau_f} + W_p (n_{tot} - \Delta n)$$

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \quad \text{يعطى زمن اضمحلال التآلق لسوية الليزر العليا بالعلاقة:}$$

حيث $\tau_{21} = A^{-1}_{21}$ هو زمن الحياة الإشعاعي الفعال المرتبط بخط إصدار الليزر. من الضروري الإشارة إلى أنه، في معادلة معدل تغير السوية العليا لليزر أخذت بالحسبان حقيقة أن ليس كل الأيونات التي تضخ إلى

السوية 3 سوف تنتهي إلى السوية العليا لليزر، يمكن التعبير عن ذلك بالعلاقة:

$$W_p = \eta_Q W_{03}$$

حيث تعطى الكفاءة الكونتية بالعلاقة:

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

وكما في حالة نظام ذي ثلاث سويات للطاقة، إن الكفاءة الكونتية هي احتمال أن ينتج فوتون الضخ الممتص ذرات فعالة في مستوي الليزر الأعلى، كون بعض فوتونات الضخ الممتصة لا تنتج ذرات (أيونات فعالة) في مستوي الليزر الأعلى. على سبيل المثال، قد يضمحل الفوتون عن طريق التشتت، بالإضافة إلى التشتت المتضمن سوية الليزر العليا، بينما قد تضمحل الفوتونات الأخرى إلى السوية الأرضية عن طريق الانتقالات الإشعاعية الضئيلة [1],[14],[2].

4-1 - معادلة المعدل للمضخم (The Rate Equation of the Amplifier) :

بالإمكان كتابة معادلة كثافة الإسكان المعكوس كتابع للشدة، التي تكون بدورها تابعة للزمن والمكان وذلك لكل من نظامي السويات الثلاث والسويات الأربعة للطاقة. فمن أجل نظام مضخم ذي ثلاث سويات حيث $g_1 = g_2$ أي $\gamma = 2$ ، تُعطى معادلة كثافة الإسكان المعكوس على النحو الآتي:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \left(W_p(t) - \frac{1}{\tau_{upper}}\right) n_{tot} - \left(W_p(t) + \frac{1}{\tau_{upper}}\right) \Delta n(x,t) - 2\sigma \Delta n(x,t) I(x,t) \quad (1.19)$$

حيث: $\tau_f = \tau_{upper}$ و $I_{laser} = I(x,t) = c \cdot \emptyset(x,t)$ و $\sigma_{laser} = \sigma$.

أما من أجل نظام مضخم ذي أربع سويات طاقة، فتُعطى معادلة كثافة الإسكان المعكوس على النحو الآتي:

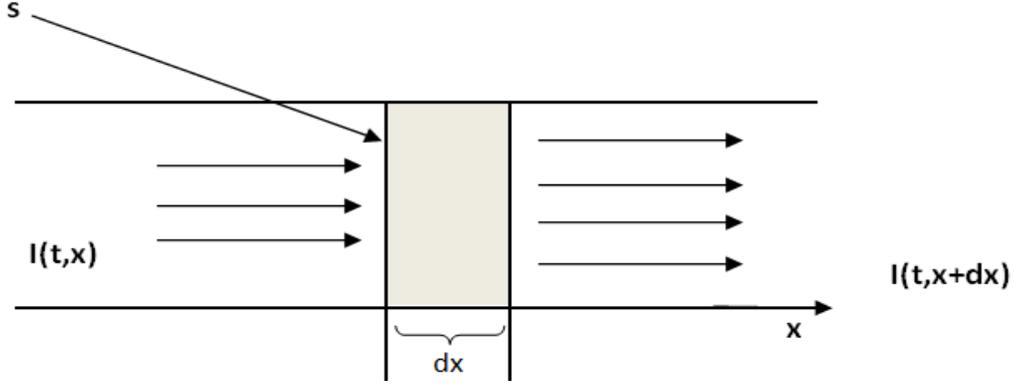
$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = W_p(t) n_{tot} - \left(W_p(t) + \frac{1}{\tau_{upper}}\right) \Delta n(x,t) - \sigma \Delta n(x,t) I(x,t) \quad (1.20)$$

حيث W_{pump} معدل الضخ و τ_{upper} عمر حياة سوية الليزر الأعلى و n_{tot} كثافة الإسكان الكلية.

الآن بالإمكان استنتاج معادلة تفاضلية تصف التغير الزمني والمكاني للشدة I ، وذلك بكتابة علاقة تدل على معدل التغير في الطاقة داخل واحدة حجم المضخم. يُبين الشكل (1-6) معدل تغير طاقة الفوتونات ضمن حجم عنصري للوسط المضخم طوله dx ومساحة مقطعه العرضي S .

يعطى معدل تغير طاقة الفوتون ضمن هذا الحجم العنصري بالعلاقة:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_1 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3 \quad (1.1b)$$



الشكل (6-1): معدل تغير طاقة الفوتون ضمن حجم عنصري لمضخم الليزر طوله dx ومساحة مقطعه العرضي s.

يدل $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_1$ على الإصدار المحثوث والامتصاص في المضخم، $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_2$ على الخسائر في المضخم من مثل تلك الناجمة عن التشتت، و $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3$ على جريان الفوتون الكلي الذي يتدفق داخل الحجم. باستخدام معادلة جريان الفوتون $F=I/h\nu$ وتلك المعادلة المعبرة عن المقطع العرضي للامتصاص $\sigma = \frac{w}{F}$ يعطى الحد الذي يدل على الإصدار المحثوث والامتصاص في المضخم بالعلاقة:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_1 = WNh\nu = \sigma \Delta n(x, t)I(x, t) \quad (1.2b)$$

من جهة أخرى، ولما كان معامل الامتصاص المرتبط بمراكز الخسارة وهو $\alpha = \sigma(N_1 - N_2)$ فإن الحد المعبر عن الخسائر في المضخم يكتب على النحو الآتي:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_2 = -W_a N_a h\nu = -\alpha I(x, t) \quad (1.3b)$$

تدل N_a على كثافة مراكز الخسائر و W_a على معدل الامتصاص.

أما حساب الحد الثالث $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3$ فيتطلب العودة إلى الشكل (6-1) وملاحظة أن $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3 S \cdot dx$ هو معدل تغير الطاقة في هذا الحجم وذلك بسبب الاختلاف بين استطاعة الليزر الخارجة والقادمة.

استناداً لذلك يمكن كتابة معدل تغير الطاقة على النحو الآتي:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3 dx = S[I(t, x) - I(t, x + dx)]$$

ينتج من هذه العلاقة مباشرةً أن:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_3 dx = -\frac{\partial I}{\partial x} dx \quad (1.4b)$$

باستخدام (1.2b) و(1.3b) و(1.4b) ومراعاة أن $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial I}{c \partial t}\right)$ ، حيث $\rho = \frac{I}{c}$ بالإمكان كتابة معادلة التغير في الطاقة ضمن واحدة الحجم من المضخم على النحو الآتي:

$$\left\{ \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial I(x,t)}{\partial t} \right\} = \sigma \Delta n(x, t) I(x, t) - \alpha I(x, t) \quad (1.21)$$

تمتلك معادلة (1.21) شكل معادلة نقل تتعلق بالزمن. تصبح هذه المعادلة بإهمال خسائر الوسط على النحو الآتي:

$$\left\{ \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial I(x,t)}{\partial t} \right\} = \sigma \Delta n(x, t) I(x, t) \quad (1.22)$$

تصف المعادلات (1.19), (1.20), (1.22) عمليات التضخيم على نحوٍ كلي. [2], [14]

5-1 - معادلة المعدل للمضخم النبضي (The Rate of the Pulse Amplifier):

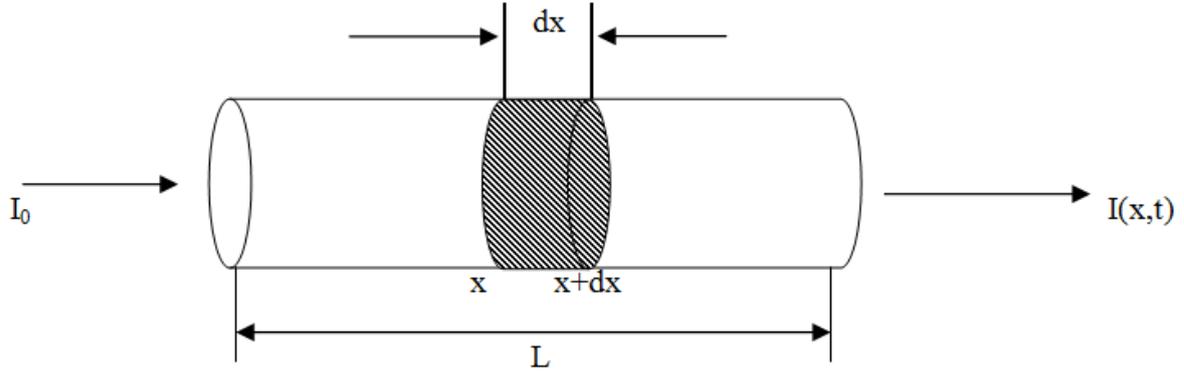
يُبين الشكل (7-1) مخططاً لعملية التضخيم. فإذا كان طول مادة تشغيل الليزر L ونبضة الإشارة الضوئية تدخل ضمنها في الاتجاه X ، فإن الإشارة الضوئية تتضخم بانتظام أثناء عبورها مادة التشغيل كونها تستهلك الإسكان المعكوس بانتظام. عندئذٍ سيكون كل من عدد الفوتونات $\rho(x, t)$ والإسكان المعكوس $\Delta n(x, t)$ بوحدة الحجم تابعاً للزمن t والمكان X . للتبسيط، يُفترض أن يكون الإسكان المعكوس في المقطع العرضي لمادة تشغيل المضخم موزعاً بانتظام، ويُهمل تأثير كل من النفوذ وعرض الخط الطيفي ونوع الخط و الضخ الضوئي والإشعاع الامتصاصي في الإسكان المعكوس.

تعطى معادلة معدل كثافة الإسكان المعكوس لثلاث سويات طاقة على النحو الآتي:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = -2\sigma \Delta n(x, t) I(x, t) \quad (1.23)$$

أما من أجل أربع سويات طاقة، فإن معادلة معدل كثافة الإسكان المعكوس هي:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = -\sigma \Delta n(x, t) I(x, t) \quad (1.24)$$



الشكل (7-1): رسم تخطيطي لعملية التضخيم.

إن عدد الفوتونات في المادة الفعالة مع عنصر الحجم ($x \rightarrow x+dx$) سوف يتغير ويعود ذلك إلى عاملين أساسيين.

الأول: ينجم عن الإشعاع المحثوث، حيث يكون عدد الفوتونات المتولدة خلال زمن dt في المنطقة dx هو $\sigma C \phi(x,t) \Delta n(x,t) dx dt$. أما العامل الثاني فهو أنه خلال زمن dt ، يكون عدد الفوتونات الداخلة إلى عنصر الحجم x هو $\phi(x,t) C \cdot dt$ ، بينما عدد الفوتونات المتدفق إلى خارج $x+dx$ يكون $\phi(x+dx,t) C \cdot dt$. وفقاً لذلك يكون عدد الفوتونات الصافي الداخل لعنصر الحجم خلال زمن dt هو $C \cdot dt [\phi(x,t) - \phi(x+dx)]$.

بإهمال كل خسائر المضخم جميعاً، يكون معدل التغير في عدد الفوتونات ضمن عنصر الحجم خلال الزمن dt هو المجموع الجبري لعدد الفوتونات المتولدة بالإشعاع المحثوث وعدد الفوتونات الصافي الداخل لعنصر الحجم وفقاً لذلك يمكن كتابة ذلك رياضياً بالعلاقة الآتية:

$$\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} dx dt = [\phi(x,t) - \phi(x+dx,t)] C dt + \sigma C \phi(x,t) \Delta n(x,t) dx dt \quad (1.25)$$

من هنا يمكن التعبير عن معدل تغير كثافة عدد الفوتونات بمعادلة تفاضلية جزئية من الشكل الآتي:

$$\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} + C \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = \sigma C \phi(x,t) \Delta n(x,t) \quad (1.26)$$

أن عدد الفوتونات المتدفق عبر واحدة المقطع العرضي في واحدة الزمن يسمى تدفق الفوتون ويرمز له بالرمز $I(x,t)$ ، ويعطى بالشكل: $I(x,t) = C \phi(x,t)$

من الآن إن المعادلة التي تصف معدل تغير شدة جريان الفوتون، كما وجدت من قبل هي:

$$\left\{ \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial I(x,t)}{\partial t} \right\} = \sigma \Delta n(x,t) I(x,t) \quad (1.27)$$

من الضروري الإشارة إلى أن معادلات معدل تغير شدة جريان الفوتون هي ذاتها من أجل ثلاث و أربع سويات طاقة. أما معادلات تغير الإسكان المعكوس (1.23) و (1.24) فهي معادلات أساسية لمضخمات النبضة.

إذا كانت شدة جريان الفوتون الابتدائية لإشارة الدخل التي يجري تضخيمها هي $I_0(t)$ وتدخل مادة التشغيل عند $x=0$ ، فإنه قبل دخول الإشارة إلى المضخم، تكون كثافة الإسكان المعكوس الابتدائية لمادة التشغيل هي $\Delta n_0(x)$ ، عندئذ تُعطى الشروط الحدية لمعادلة المعدل على النحو الآتي:

$$I(0, t) = I_0(t) \quad (\text{at } x = 0)$$

$$\Delta n(x, t < 0) = \Delta n_0(x) \quad (\text{at } 0 < x < L)$$

استناداً إلى هذ الشروط الحدية، بالإمكان حل المعادلات التفاضلية (1.23) و (1.24) و (1.27) معاً، وحساب شدة جريان الفوتون والإسكان المعكوس لإشارة النبضة الواردة والتي تدخل للمضخم عند أي موضع X في أية لحظة t ، فضلاً عن حساب طاقة نبضة الخرج وربح المضخم وهذا ما سيرد لاحقاً بالتفصيل. [8],[14]

6-1 - حل معادلات المعدل (Solving the Rate Equations):

أن المعادلات (1.23) و (1.27) هي مجموعة معادلات تفاضلية جزئية لا خطية، يمكن حل هذه المعادلات باستخدام التفريق دون الأخذ بالحسبان خسارة وسط التضخيم.

بالإمكان إعادة كتابة المعادلة (1.27) على النحو الآتي:

$$\Delta n = \frac{1}{C\sigma} \left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{C}{I} \frac{\partial I}{\partial x} \right) \quad (1.28)$$

بتعويض (1.28) في (1.23) يكون :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{C}{I} \frac{\partial I}{\partial x} \right) = -2\sigma I \left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{C}{I} \frac{\partial I}{\partial x} \right) \quad (1.29)$$

بأجراء تحويل المتغير في العامل $\left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{C}{I} \frac{\partial I}{\partial x} \right)$. عن طريق أخذ $\Phi = \frac{x}{c}$ و $P = t - \frac{x}{c}$. يصبح $I(x, t)$ أصبح عاملاً مركباً $I[\Phi(x), P(x, t)]$. وفقاً لتفريق المتحول في العامل المركب يكون:

$$\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial p}$$

$$\frac{c}{I} \frac{\partial I}{\partial x} = \frac{1}{I} \left(\frac{\partial I}{\partial \varphi} - \frac{\partial I}{\partial p} \right)$$

بتعويض المعادلتين السابقتين في المعادلة (1.29) وإنجاز الاختصارات اللازمة يكون:

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \varphi} \right) = -2\sigma \frac{\partial I}{\partial \varphi}$$

باستبدال ترتيب التفاضل تصبح هذه العلاقة على النحو الآتي:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial p} + 2\sigma I \right) = 0 \quad (1.30)$$

وإنجاز تكامل المعادلة السابقة (30.1) حيث ثابت التكامل يكون تابعاً للمتحول P فقط، يكون:

$$\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial p} + 2\sigma I = C_1(p) \quad (1.31)$$

من ناحية أخرى سيجعل الاستبدال هذه المعادلة قابلةً للتكامل مباشرة. بأخذ $\rho = \frac{1}{I}$ تتحول المعادلة (1.31)

إلى الشكل الآتي:

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} + \rho C_1(p) = 2\sigma \quad (1.32)$$

يُعطى الحل العام لهذه المعادلة التفاضلية الخطية بالعلاقة الآتية:

$$\rho = \exp\left[-\int c_1(p) dp\right] \left\{ \exp\left[-\int c_1(p) dp\right] 2\sigma dp + c_2(\varphi) \right\}$$

حيث يكون ثابت التكامل $c_2(\varphi)$ تابعاً لـ φ ، بعد ذلك بأخذ:

$$g'(p) = \frac{dg(p)}{dp} = \exp\left[\int c_1(p) dp\right]$$

بالإمكان الاستبدال في المعادلة السابقة والحصول على العلاقة:

$$\rho = \frac{2\sigma g(p) + c_2(\varphi)}{g'(p)}$$

أما شدة جريان الفوتون فتعطى بالعلاقة:

$$I(x, t) = \frac{1}{\rho} = \frac{\frac{d}{dt}[g(t - \frac{x}{c})]}{2\sigma g(t - \frac{x}{c}) + c_2(\frac{x}{c})}$$

$$I(x, t) = \frac{1}{2\sigma} \frac{d}{dt} \left\{ \ln \left[2\sigma g \left(t - \frac{x}{c} \right) + c_2 \left(\frac{x}{c} \right) \right] \right\} \quad (1.33)$$

الآن باستخدام الشروط الحدية $I(0,t)=I_0(t)$ يكون:

$$I_0(t) = \frac{1}{2\sigma} \frac{d}{dt} \{\ln[2\sigma g(t) + c_2(0)]\} \quad (1.34)$$

حيث $I_0(t)$ شدة جريان الفوتون الابتدائية $I_0(t)$. بتكامل المعادلة السابقة يكون:

$$g(t) = \left[-\frac{c_2(0)}{2\sigma}\right] + c_3 \exp\left[2\sigma \int_{-\infty}^0 I_0(t') dt'\right] \quad (1.35)$$

حيث c_3 ثابت عشوائي، t' متحول افتراضي للتكامل. بتعويض المعادلة (1.35) في (1.33) يكون:

$$I(x, t) = \frac{I_0(t)}{1 + \eta(x) \exp[-2\sigma \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt']} \quad (1.36)$$

$$\eta(x) = \frac{c_2\left(\frac{x}{c}\right) - c_2(0)}{2\sigma c_3} \quad \text{حيث:}$$

الآن بتعويض معادلة شدة جريان الفوتون (1.36) في المعادلة (1.28) يكون:

$$\Delta n(x, t) = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \eta(x)/\partial x}{\eta(x) \exp[2\sigma \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt']} \quad (1.37)$$

باستخدام الشروط الحدية: $\Delta n(x, -\infty) = \Delta n_0(x)$ لتحديد $\eta(x)$ والأخذ بالحسبان أن:

$$\int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt' = 0$$

فإن المعادلة (1.37) تختصر إلى الآتي:

$$\Delta n_0(x) = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \eta(x)/\partial x}{\eta(x)+1} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \eta(x)}{\partial x} \{\ln[\eta(x) + 1]\} \quad (1.38)$$

بالتكامل يكون:

$$\eta(x) = c_4 \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta n_0(x') dx'\right] - 1 \quad (0 < x < L) \quad (1.39)$$

عند $X=0$ فإن $n(x)=0$ ، حيث ثابت التكامل $C_4=1$.

بتعويض $\eta(x)$ المعطاة في المعادلة (1.39) في المعادلتين (1.35) و (1.36) يصبح الحل العام

لمعادلات المعدل (1.23) و (1.27) على النحو الآتي: [8]

$$I(x, t) = \frac{I_0(t-x/c)}{1 - \left\{ 1 - \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta n_0(x') dx'\right] \right\} \exp\left[-2\sigma \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt'\right]} \quad (1.40)$$

$$\Delta n(x, t) = \frac{\Delta n_0(x) \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta n_0(x') dx'\right]}{\exp\left[2\sigma \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt'\right] + \exp\left[-\sigma \int_{-\infty}^x \Delta n_0(x') dx'\right] - 1} \quad (1.41)$$

7-1 - تضخيم الليزر (Laser Amplification):

تتناول هذه الفقرة دراسة حلول معادلة المعدل لمضخم الليزر. وفقاً للفرضيات الواردة أنفاً تدخل الموجة المستوية ذات الشدة الموحدة I_0 عند $(x = 0)$ مضخم الليزر الذي طوله L وبالاتجاه x . في هذه الحالة تكون حزمة الليزر على شكل نبضة (تضخيم نبضي). في البداية ليكن وسط التضخيم ذي أربع سويات طاقة. في هذه الحالة يكون زمن النبضة τ_p يحقق المتراجحة $\tau_p \ll \tau \ll \tau_1$ ، حيث τ_1 و τ هما عمر حياة سوية الليزر الدنيا والعليا لوسط التضخيم، على الترتيب. أما إسكان السوية الدنيا للمضخم يمكن أن يساوي الصفر. على سبيل المثال، في حالة تضخيم نبضات ليزر Q-switched من ليزر Nd:YAG. بالإمكان الافتراض أيضاً أن الضخ لمستوي المضخم الأعلى وكذلك الاضمحلال التلقائي اللاحق مهملين خلال عبور النبضة. يعود السبب في ذلك إلى كون الانتقال خاضعاً لعملية تعريض متجانس [14]. لقد قام كل من (Frantz) و (Nodvik) في عام 1963^[15]، بإيجاد الحلول التحليلية للمعادلتين (1.24) و (1.27)، فمن أجل المعادلة (1.24) التي هي معادلة تفاضلية جزئية حيث Δn يكون تابعاً لـ x, t بسبب حقيقة أن $I=I(x,t)$ يكون الحل $n(x,t)$ هو:

$$\Delta n(\infty) = \Delta n = \Delta n_0 \exp\left\{-\left(\frac{\sigma}{h\nu} \int_{-\infty}^t I dt\right)\right\} \quad (1.42)$$

حيث $\Delta n_0 = \Delta n(-\infty)$ هو الإسكان المعكوس الابتدائي قبل وصول الحزمة ويعطى في تعبير معامل ربح الإشارة الصغيرة بالعلاقة $g_0 = \sigma \Delta n$. بالنتيجة تعطى بالتالي كثافة الطاقة السطحية للنبضة F ، أي الطاقة في واحدة المساحة، حيث سيعتمد هذا الرمز في بحثنا هذا، تعطى حتى زمن t بالعلاقة:

$$F(x) = \int_{-\infty}^t I(x, t) dt \quad (1. c1)$$

استناداً إلى العلاقة (1.42) بالإمكان تعريف كثافة الطاقة السطحية للإشباع F_{sat} على النحو الآتي:

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma} \left(\frac{\text{energy}}{\text{area}}\right) \quad (1. c2)$$

يمثل هذا التعريف كثافة الطاقة السطحية للإشباع F_{sat} الذي سيعتمد بهذا الرمز إذا كان بواحد الطاقة مقسوماً على السطح (J/cm^2) وهذا الأمر صحيحاً إذا كانت سوية الليزر الدنيا لا تتفرغ بسرعة لكن بدلاً من ذلك نحصل على إسكان معكوس.

باستخدام (1.c1) و (1.c2) بالإمكان إعادة كتابة (1.42) على النحو الآتي:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp \left\{ - \left(\frac{F}{F_{sat}} \right) \right\} \quad (1.43)$$

ولما كان معامل الريح $g = \sigma \Delta n$ فإن:

$$g = \sigma \left[\Delta n \right]_0 \exp \{ - (F/F_{sat}) \} \quad (1.44)$$

من الضروري الملاحظة أن (1.c1) التي تعطي كثافة الطاقة السطحية F لها أبعاد $I \cdot dt$ ، حيث الطاقة في العلاقتين (1.c2, c1) هي الطاقة في واحدة المساحة، ولهذا عند حساب الطاقة الفعلية، يجب ضرب طاقة الإشباع بمساحة المقطع العرضي للحزمة.

باستخدام الشروط الابتدائية ضمن حدود مناسبة تكون $\Delta n(0, x) = \Delta n_0$ و $I_0(t) = I(t, 0)$ ، حيث n_0 إسكان سوية الليزر العليا للمضخم قبل وصول النبضة و $I_0(t)$ شدة النبضة المحقونة داخل المضخم. وفقاً لهذا يكون حل المعادلة (1.27) و (1.24) هو:

$$I(x, t) = \frac{I_0(t - \frac{x}{c})}{1 - [1 - \exp(-gx) \exp \{ - \frac{2\sigma}{h\nu} \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(t') dt' \}]} \quad (1.45)$$

حيث $g = \sigma \Delta n_0$ معامل الريح غير المشبع للمضخم. من ناحية أخرى يمكن باستخدام المعادلات التفاضلية (1.24) و (1.27) الحصول على الطاقة الكلية للنبضة $F(X)$ بأجراء التكامل من $-\infty$ إلى $+\infty$ على النحو الآتي:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dt$$

بأجراء التكامل في المعادلة (1.24) المتعلقة بالزمن من $t = -\infty$ إلى $t = +\infty$ يكون:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta n I dt}{F_{sat}} = \Delta n_0 - \Delta n(+\infty) = \Delta n_0 (1 - \exp(-\frac{F}{F_{sat}}))$$

$$\Delta n(\infty) = \Delta n_0 \exp(-\frac{F}{F_{sat}}) \quad \text{حيث}$$

حيث F_{sat} : كثافة طاقة السطحية للإشباع و F كثافة طاقة السطحية للنبضة. وسوف نسميها اختصاراً طاقة الإشباع وطاقة النبضة ، على الترتيب.

الآن بأجراء التكامل على طرفي المعادلة (1.27) بالنسبة للزمن خلال الفترة الزمنية نفسها حيث $I(+\infty, x) = I(-\infty, x) = 0$ يكون:

$$\frac{dF}{dx} = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n I dt = \sigma \Delta n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\left(\frac{F(t)}{F_{sat}}\right)\right\} I dt$$

ولما كان $I \cdot dt = dF$ ، فإن طاقة المضخم هو:

$$\frac{dF}{dx} = g_0 F_{sat} \left[1 - \exp\left(-\frac{F}{F_{sat}}\right)\right] - \alpha F \quad (1.46)$$

من أجل طول وسط الريح L و يكون حل المعادلة (1.46) التي تعطي طاقة الخرج F المضخم. بإهمال الخسائر α هو:

$$F(L) = F_{sat} \ln \left\{1 + G_0 \left[\exp\left(\frac{F_0}{F_{sat}}\right) - 1\right]\right\} \quad (1.47)$$

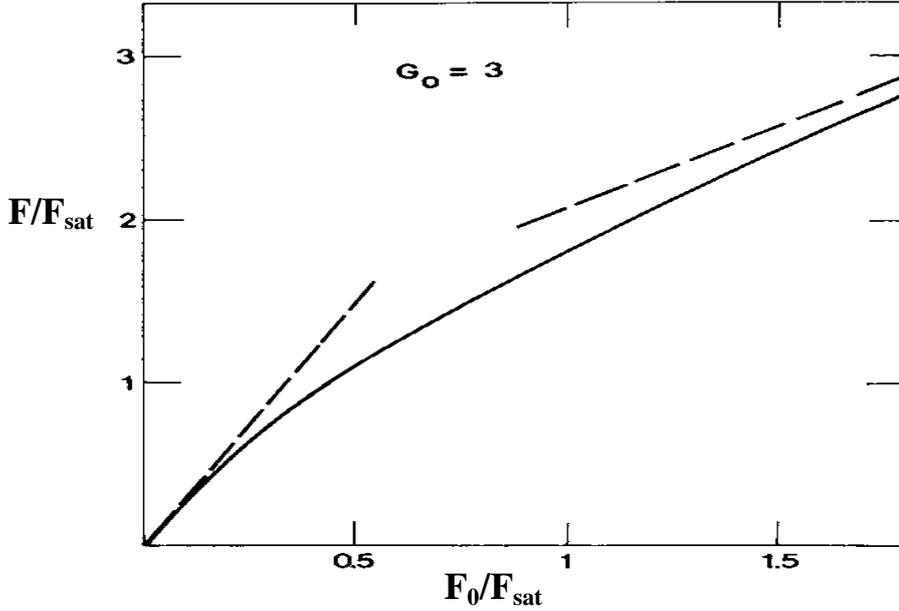
يدل F_0 على طاقة حزمة الدخل و $G_0 = \exp(g_0 L)$ هو الريح غير المشبع للمضخم. تُبين العلاقة (1.47) أنه بالإمكان تمييز حالتين هامتين طاقة الدخل هما:

1- عند قيم صغيرة لطاقة الدخل يكون $\frac{F_0}{F_{sat}} \ll 1$ وعندئذ يمكن تقريب المعادلة السابقة لتصبح على

النحو الآتي:

$$F = F_0 \exp(g_0 L) \quad (1.48)$$

حيث $G_0 = \exp(g_0 L)$ الريح غير المشبع للمضخم، F_0 طاقة حزمة الدخل. يُبين الشكل (8-1) تغيرات معدل $\frac{F}{F_{sat}}$ بدلالة $\frac{F_0}{F_{sat}}$ من أجل $G_0 = 3$. يُلاحظ من الشكل أنه من أجل $F_0 \ll F_s$ تزداد طاقة الخرج ازدياداً خطياً بازدياد الدخل، هذا يعني أن التضخيم هو نظام خطي عندئذ، ترسم المعادلة السابقة (1.48) على هيئة خط مستقيم ينطلق من المبدأ. أما عند طاقة دخل أعلى، فإن إشباع المضخم يبدأ بالحدوث.



الشكل (8-1): تغيرات طاقة خرج الليزر F بدلالة طاقة الدخل F_0 للمضخم من أجل معامل ربح إشارة

$$F_{sat} = \frac{hv}{\sigma} \text{ صغيرة، و } G_0=3 \text{ والطاقة إشباع الليزر}$$

2- عند قيم عالية لطاقة الدخل، يكون $\frac{F_0}{F_{sat}} \gg 1$ أي $F_0 \gg F_{sat}$ ، النظام بحالة إشباع عميق.

عندها بالإمكان تقريب المعادلة (1.47) على النحو الآتي:

$$F(L) = F_0 + g_0 L F_{sat} \quad (1.49)$$

يُبين الشكل (8-1) أن هذه المعادلة تظهر أيضاً على هيئة خط مستقيم من أجل طاقة دخل عالية، حيث تزداد الطاقة خطياً بازدياد طول المضخم L . ولما كان $F_{sat} gL = n_0 L h \nu$ ، فإن كل ذرة مثارة تخضع للإصدار المحثوث وسوف تقدم طاقتها إلى الحزمة. ضمن هذه الشروط يمكن بوضوح تفسير التحويل الأكثر كفاءة للطاقة المخزنة إلى طاقة حزمة الخرج. لهذا السبب يستخدم تصميم المضخم الذي يعمل في نظام الإشباع عملياً في العديد من التطبيقات [14],[7],[1].

الفصل الثاني

تضخيم النبضة

(Pulse Amplification)

1-2 - مقدمة (Introduction):

تتألف معظم أنظمة الليزر من هزازات، ذات حجرة تجويف محدودة بزوج من المرايا العاكسة. و بالإمكان أيضاً بناء مضخمات ليزر تعمل على زيادة الاستطاعة الناتجة من الهزازات المنفصلة. لا تملك مضخمات الليزر مرايا ولا تولد حزمة بداخلها. بل تحوي وسطاً فعالاً يضخم الحزمة الصادرة من الهزازات المنفصلة أو من منبع ضوء خارجي. هناك بعض المضخمات الضوئية التي تعمل عند مستويات استطاعة منخفضة، كذلك المستخدمة في أنظمة الاتصالات بالألياف البصرية تقوم برفع استطاعة الإشارة الضوئية بشكل مباشر بالضوء المضخم. أما بعض المضخمات الأخرى فتستخدم لتوليد نبضات ليزر ذات استطاعة أعلى من تلك الناتجة من هزاز الليزر البسيط. تعمل هذه المضخمات على نحو أفضل عندما يكون وسط الليزر قادر على اختزان طاقة داخلية ويمتاز بربح عالٍ مقبول. من أمثلة هذه مضخمات، ليزرات الحالة الصلبة Nd:YAG ذات سلاسل تضخم عديدة تُستخدم في توليد نبضات باستطاعة ذروة عالية جداً من أجل تجارب الانشطار بالليزر.^[5]

2-2- استعمالات المضخم الأساسية (Basic Amplifier Uses):

تُستخدم مضخمات الليزر على نحوٍ واسعٍ للحصول على نبضات ذات طاقة واستطاعة ذروة عالية. انطلاقاً من حزمة ضوئية ذات شدة ضعيفة. لكن هنالك حدود أساسية لطاقة النبضة الأعظمية التي يمكن أن تنتزع من هزاز ليزر معين. كما بالإمكان رفع طاقة النبضة بمرورها عبر واحد أو أكثر من مضخمات الليزر. وذلك بسبب قدرتها على انتزاع طاقة من وسط الليزر في ترتيب المضخم أكثر من تلك التي تنتزعها من هزاز واحد.

يُستعمل ترتيب هزاز - مضخم لانتزاع نبضات ذات طاقة عالية لكل من الليزرات الصبغية والغازية و ليزرات الحالة الصلبة التي تضخ ضوئياً. في أغلب الأحيان، يكون الهزاز والمضخم موضوعان معاً في أنظمة الليزر التجارية. لا تتضمن أنظمة الليزر التجارية عادةً أكثر من مرحلة تضخيم واحدة أو مرحلتين على الأكثر. إن سلاسل المضخم الأكثر تعقيداً توجد في ليزر نيوديموم زجاج المستخدم في تجارب الاندماج في مخبر لورنس لوفر مور، حيث تعبر النبضة الخارجة من الهزاز الرئيسي 19 مضخماً على التوالي.^[5]

يمكن استعمال المضخم لكسب زيادة أسية كبيرة جداً للحزمة الليزرية الضعيفة جداً دون تضخيم شكل الحزمة، أو أن يُستعمل لإضافة طاقة إلى الحزمة الشديدة مسبقاً. إن الحصول على النمو الأسي للحزمة ذات الشدة الضعيفة I_0 الداخلة إلى المضخم. يتطلب أن يكون الحد الأعلى فوق I_0 المحددة بالمعادلة الآتية:

$$I_0 e^{g_0 l} < I_{sat} \quad (2.1a)$$

لا يسمح هذا الشرط للحزمة بالوصول إلى شدة الإشباع، ولهذا سوف يخمد النمو الأسي. ولما كانت شدة الإشباع I_{sat} هي:

$$I_{sat} = \frac{hv}{\sigma\tau} \quad (2.2a)$$

فإن الحد الأعلى للمقدار I_0 يتحدد على النحو الآتي:

$$I_0 < \frac{I_{sat}}{e^{g_0 L}} = \frac{hv}{\sigma\tau} e^{-g_0 L} \quad (2.3a)$$

هذه هي أدنى قيمة يجب أن تمتلكها I_0 لكي تكون فعالة. إن شدة حزمة الدخل يجب أن تكون أكبر بمقدار من 10 إلى 100 مرة من الإصدار التلقائي للمضخم وذلك من أجل موجة تمتلك الطول نفسه وتوجه بالزاوية المجسمة لشعاع الدخل نفسها. من ناحية أخرى، إن الإصدار التلقائي الذي خضع للتضخيم (ASE) الناجم عن المضخم سوف يظهر كجزء من الأشعة المنبثقة، ولا يملك عموماً الخصائص المطلوبة لشعاع الدخل. يبدأ الإصدار التلقائي عند إحدى نهايات وسط التضخيم وينمو ليصبح أعلى من الحزمة عند النهاية الأخرى. يُعطى هذا التحليل تحديداً لكيفية ارتفاع الريح داخل الوسط ليتمكن الإصدار التلقائي من الوصول إلى I_{sat} خلال زمن وصوله إلى النهاية الأخرى للمضخم. إن عملية بدأ إصدار حزمة الليزر تعتمد على الإصدار التلقائي.^{[9],[7]}

2-3- تضخيم الريح (Gain Amplification):

إن الريح، أو على نحو أدق، معامل الريح في مضخات الليزر G_{amp} هو نسبة معدل (طاقات أو استطاعة) أو شدة الضوء الخارج من المضخم I_{out} إلى شدة الضوء الداخل إلى المضخم I_{inc} :

$$G_{amp} = \frac{I_{out}}{I_{inc}} = \frac{F_{out}}{F_{in}} \quad (2.1) \quad \text{معامل الريح:}$$

يعطى ربح الإشارة الصغيرة أو الضعيفة G_0 والذي يتحقق من أجل شدات دخل صغيرة لا تحدث في غالبية الحالات تغيراً في الإسكان المعكوس للمادة الفعالة بالعلاقة الآتية:

$$G_0 = \exp(\sigma_{laser} \Delta n_{amp} L_{amp}) = \exp(g_0 L_{amp}) \quad \text{ربح الإشارة الصغيرة:}$$

يدل σ_{laser} على المقطع العرضي و L_{amp} على طول المادة الفعالة للمضخم و Δn_{amp} على كثافة الإسكان المعكوس في المادة الفعالة.

أما g_0 فهو معامل ربح الإشارة الصغيرة يعطى بالعلاقة:

$$g_0 = \sigma_{\text{laser}} \Delta n_{\text{amp}}$$

حيث تُهمل الخسائر في المادة الفعالة، ويصح ذلك من أجل مواد الليزر الحديثة، ذات النوعية البصرية الممتازة. أما عند أخذ الخسائر بالحسبان فإن ربح الإشارة الصغيرة يعطى بالعلاقة:

$$G_0 = \exp\{(g_0 - \alpha)L_{\text{amp}}\}$$

حيث α معامل الامتصاص.

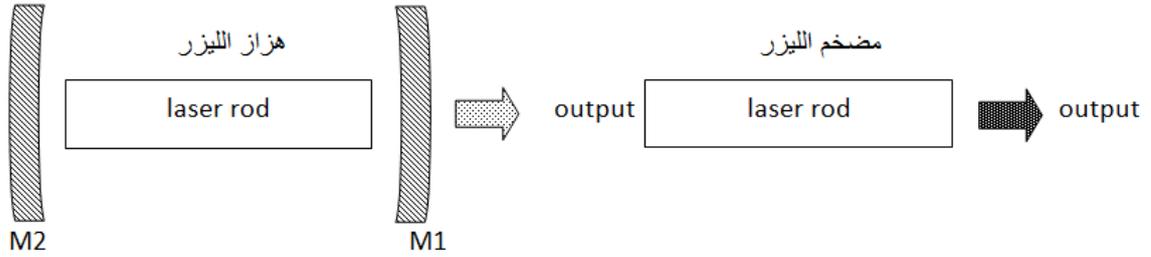
من الضروري الإشارة إلى أن ربح الإشارة المنخفضة G_0 في الليزر الصلبة يصل إلى 10 أضعاف أو حتى 100 ضعف. يمكن حساب كثافة الإسكان المعكوس باستعمال معادلات المعدل، وبالتالي حساب الربح بعد معرفة المقطع العرضي وطول المادة الفعالة لنظام المضخم، وذلك وفقاً للمذكور في الفصل الأول.^[2]

يملك استعمال الليزر كمضخمات نبضة أهمية كبيرة عند تصميم منابع الإشعاع ذات السطوع العالي. بوجه عام يكون الهدف من إضافة المضخم إلى هزاز الليزر هو زيادة سطوع شعاع الخرج B_r W/(cm² str) الذي يعطى بالعلاقة:

$$B_r = \frac{P_{\text{out}}}{A \cdot \Omega}$$

حيث P_{out} استطاعة شعاع الخرج المنبعث من المنطقة التي مساحتها A و Ω الزاوية المجسمة للشعاع الصادر.

في مضخمات النبضة الموصوفة في هذا الفصل. تكون نبضة دخل النمط المغلق أو Q-switch أقصر بكثير من عمر حياة التآلق الوسط الفعال. عند إهمال تأثير الإصدار التلقائي ومعدل الضخ في الإسكان المعكوس أثناء عملية التضخيم، يجري انتزاع الطاقة من المضخم وتخزينها في وسط التضخيم قبل وصول النبضة. يعتمد توليد نبضات الطاقة العالية على دمج هزاز الرئيسي مع مضخم الاستطاعة. يُبين الشكل (1-2) نظاماً بسيطاً مؤلف من هزاز ومضخم وذلك بهدف توضيح مضخم النبضة ودراسة مبادئه.



الشكل (1-2): نظام هزاز- مضخم أو MOPA.

في هذا النظام يُقاد المضخم عن طريق هزاز يولد نبضة ليزر أولية ذات استطاعة وطاقة معتدلة. في مضخم الاستطاعة يكون حجم المادة الفعالة كبيراً وتنتزع الطاقة المختزنة أثناء اجتياز نبضة الهزاز عبر المادة الفعالة للمضخم.^[1]

ينصب الاهتمام الأساسي عند تصميم المضخمات على الربح الذي يمكن الحصول عليه، والطاقة التي يمكن انتزاعها من المضخم. يُحدد طول قضيب المضخم على نحوٍ أساسي الربح المطلوب تحقيقه، في حين تُحدد عتبة الضرر التي تعتمد على طاقة الخرج بقطر القضيب.

كتقريب أولي يُفترض أن يكون النمو في طاقة الدخل أسياً، من أجل كمية محددة من الإصدار المحثوث الذي يكون بدوره متناسباً مع تدفق الفوتون المُنتزع. سوف يحدث التضخيم الأسي فقط عند مستويات منخفضة لتدفق الفوتون. في حين يحدث الانحراف عن نظام الربح الأسي في المضخم عندما تعبر النبضة البصرية خلال الوسط الذي يمتلك إسكناً معكوساً وتصبح قوية إلى حدٍ كافٍ لتغيير إسكان سويات الليزر الممكنة. عندئذٍ يبدي المضخم تأثيرات إشباع نتيجةً لاستهلاك كثافة الإسكان المعكوس عن طريق انتقال الإشارة. فعند حدٍ معينٍ حالما تسقط نبضة الضوء عالية الشدة على المضخم، يقوم الإصدار المحثوث باستهلاك الطاقة المختزنة بالكامل ويصبح الربح خطياً على طول الوسط الفعال، أو بعبارة أخرى أكثر أسياً.

باقتراض أن الحوادث خلال عملية التضخيم تكون أسرع بالمقارنة مع كل من معدل الضخ W_p وزمن الإصدار الامتصاصي τ_f . فإن عرض النبضة τ_p التي تمر عبر وسط التضخيم تُحقق المتراجحة $(\tau_p \ll \tau_f, W_p^{-1})$. حيث تعتمد عملية التضخيم على الطاقة المختزنة في سوية الليزر العليا قبل وصول إشارة الدخل. عندما تجتاز نبضة الدخل المضخم، تكون الأيونات مثارة وقادرة على إصدار الطاقة المختزنة.

توصف عمليات التضخيم في معادلات المعدل (1.23) و(1.27) بإهمال تأثير التآلق والضح خلال زمن النبضة عن طريق تغيير الإسكان المعكوس بالعلاقة الآتية:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} = -\gamma \Delta n(x, t) c \sigma \phi(x, t) \quad (2.2)$$

إن النمو في النبضة المسافرة عبر الوسط ذي الإسكان المعكوس يكون لاختطياً، ولهذا تُعطى معادلة نقل الفوتون المتعلقة بالزمن، التي تفسر تأثير الإشعاع على الوسط الفعال، والعكس صحيح، تعطى بالعلاقة الآتية:

$$\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} = c \Delta n(x,t) \sigma \phi(x,t) - \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} c \quad (2.3)$$

إن معدل تغير كثافة الفوتون في حجم صغير من المادة يساوي الفرق الكلي بين الفوتونات المتولدة عن طريق عمليات الإصدار المحثوث و جريان الفوتونات المتدفق خارجاً من تلك المنطقة. [10],[11],[12]

ففي حالة أحادية البعد لحزمة أحادية اللون تسقط على السطح الأمامي لقضيب مضخم طوله L ، تتحدد نقطة دخول الشعاع إلى وسط الربح بالنقطة المرجعية $x=0$. عندئذ يجب حل المعادلتين التفاضليتين (2.2) و (2.3) لأجل كثافة إسكان معكوس n و جريان الفوتون ϕ .

قام كل من (Frantz و Nodvik) [15] بحل المعادلات اللاخطية، من أجل أشكال مختلفة لنبضة الدخل. عند دخول نبضة مربعة إلى المضخم بزمن t_p وكثافة فوتون ابتدائي ϕ_0 ، فإن الحل من أجل كثافة الفوتون يكون :

$$\frac{\phi(x,t)}{\phi_0} = \{1 - [1 - \exp(-\sigma \Delta n x)] \exp[-\gamma \sigma \phi_0 c (t - \frac{x}{c})]\}^{-1} \quad (2.4)$$

حيث أن Δn كثافة الإسكان المعكوس. فإذا كانت كثافة الإسكان المعكوس لها القيمة نفسها على طول مادة الليزر عند $t=0$. فإن الربح في طاقة حزمة الضوء العابر خلال مضخم الليزر بطول $x=L$ يعطى بالعلاقة:

$$G = \frac{1}{\phi_0 t_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(L, t) dt \quad (2.5)$$

بتعويض (2.4) في (2.5) و اجراء التكامل يمكن الحصول على العلاقة الآتية:

$$G = \frac{1}{c \gamma \sigma \phi_0 t_p} \ln \{1 + [\exp(\gamma \sigma \phi_0 t_p c) - 1] e^{n \sigma l}\} \quad (2.6)$$

الآن من الضروري أن تحوي هذه العلاقة على متغيرات الليزر القابلة للقياس على نحو مباشر. لهذا بالإمكان إدخال طاقة الدخل لكل وحدة مساحة التي تُعطى بالعلاقة الآتية:

$$F_{in} = F_0 = c \phi_0 t_p h \nu \quad (2.7)$$

وأما طاقة الإشباع F_{sat} فتُعطى بالعلاقة:

$$F_{sat} = \frac{h \nu}{\gamma \sigma} = \frac{F_{sto}}{\gamma g_0} \quad (2.8)$$

حيث $F_{sto} = h\nu\Delta n$ هي الطاقة المخزنة لكل وحدة حجم و $g_0 = \Delta n\sigma$ معامل ربح الإشارة الصغيرة. فمن أجل نظام ذي أربع سويات طاقة $\gamma=1$ والطاقة المخزنة الكلية لكل وحدة حجم في المضخم تُعطى بالعلاقة:

$$F_{sto} = g_0 F_{sat} \quad (2.9)$$

من ناحية أخرى كفاءة الانتزاع η_E هي الطاقة المنتزعة من المضخم مقسومة على الطاقة المخزنة في مستوي الليزر الأعلى لحظة وصول النبضة. لهذا يمكن كتابة كفاءة الانتزاع بالعلاقة:

$$\eta = \frac{F_{out} - F_{in}}{g_0 L F_{sat}} \quad (2.10)$$

حيث F_{in} ، F_{out} طاقة إشارة خرج ودخل المضخم على الترتيب. من الضروري التنويه إلى أنه في نظام أربع سويات طاقة يمكن انتزاع كامل الطاقة المخزنة نظرياً بواسطة الإشارة. بتعويض قيم المتغيرات الواردة أعلاه في العلاقة التي تعطي الربح في طاقة حزمة الضوء العابرة للمضخم (2.6) يكون:

$$G = \frac{F_{sat}}{F_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{F_{in}}{F_{sat}}\right) - 1 \right] G_0 \right\} \quad (2.11)$$

تربط هذه العلاقة بين الربح G وكثافة طاقة نبضة الدخل F_{in} ، والإشباع F_{sat} و ربح الإشارة الصغيرة للعبور المفرد بحالة عبور واحد G_0 الذي يُعطى بالعلاقة:

$$G_0 = \exp(g_0 \cdot L)$$

إن المعادلة (2.11) صحيحة من أجل نبضات مستطيلة الشكل، وتشمل مجالاً واسعاً من الربح بدءاً من ربح الإشارة الصغيرة وصولاً إلى الإشباع الكامل للمضخم. يمكن تبسيط هذه المعادلة بأخذ بعض الحالات الخاصة الآتية:

1- إذا كانت إشارة دخل F_{in} منخفضة فإنه $\frac{F_{in}}{F_{sat}} \ll 1$ ، أي أن $\frac{G_0 F_{in}}{F_{sat}} \ll 1$ بالإمكان أن تقرب

المعادلة (2.11) على النحو الآتي:

$$G \approx G_0 = \exp(g_0 L) \quad (2.12)$$

في هذه الحالة. يكون ربح المستوي المنخفض أسياً على طول المضخم ولا يوجد تأثيرات للإشباع. وبالطبع، يكون التأثير فقط لطول القضيب حيث كثافة طاقة الخرج $F_{in} G_0$ تكون صغيرة بالمقارنة مع F_{sat} .

2- إذا كانت كثافات طاقة المستوي العالي تحقق المتراجحة $1 \gg \frac{E_{in}}{F_s}$ فإن المعادلة (2.11) تُختزل على النحو الآتي:

$$G \cong 1 + \left(\frac{F_s}{F_{in}}\right) g_0 L \quad (2.13)$$

في هذه الحالة يكون ربح الطاقة خطياً على طول وسط الربح. هذا يدل على أن كل حالة مثارة تساهم بإصدارها المحثوث في الأشعة الصادرة. من الواضح أن مثل هذا الشرط يمثل التحول الأكثر كفاءة للطاقة المخزنة إلى طاقة الحزمة، ولهذا السبب تُستخدم تصاميم المضخم التي تعمل في حالة الإشباع.^[1]

تسمح المعادلة (2.11) بحساب ربح المضخم كتابع لطاقة الدخل، وذلك بمعرفة أما ربح الإشارة الصغيرة أو الطاقة المخزنة في المضخم. ففي مرحلة تصميم المضخم، هناك متغيرات يجب حسابها اعتماداً على كل من طاقة الدخل وحجم الوسط الفعال وكفاءة عملية الضخ. في أي مضخم، يُحدد الربح أو الطاقة المخزنة من خلال تشغيل المضخم كهزاز.

واحدة من النقاط الهامة في المعادلة (2.11) التي تُفيد عند تصميم مضخمات الليزر، أنه عند معرفة نقطة بيانات واحدة للمضخم المدروس، فإنه بالإمكان حساب أداء المضخم عند شروط تشغيل مختلفة. فضلاً عن ذلك، يمكن باستخدام المعادلة (2.11) دراسة تأثير تغييرات التصميم في أداء المضخم من مثل طول المضخم و قطر القضيب واستخدام مراحل تضخيم متعددة في النظام.

أخيراً من الجدير بالملاحظة، أنه باشتقاق المعادلة (2.11) بالإمكان الأخذ بالحسبان الفرضيتين الآتيتين:

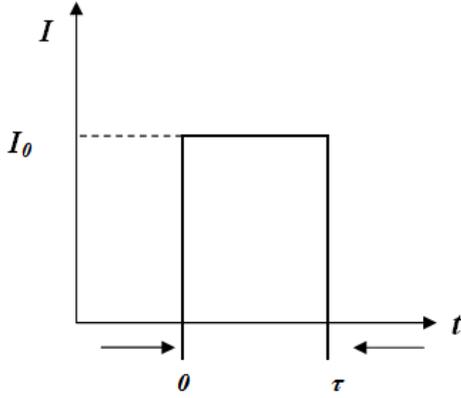
- 1- إذا كان شكل النبضة الواردة مستطيلاً. وبالأخذ بالحسبان هذه الفرضية، فإن التحليل الوارد آنفاً يبقى كتقريب جيد من أجل نبضة مثلثية الشكل متماثلة. لكن يصبح هذه التقريب أقل صلاحية في الحالات التي تكون فيها أشكال النبضات المضخمة مختلفة بشكل ملحوظ عن هذه الأشكال الواردة. يعود السبب في ذلك إلى أن الربح في الحافة الأمامية للنبضة يكون أكبر. كما سيرد لاحقاً بالتفصيل.
- 2- إذا كان المضخم بدون خسائر. لكن في مضخمات ليزرات الأجسام الصلبة الحقيقية. هناك فقدان خطي للإشعاع نتيجة للامتصاص أو التبدد الناجمين عن العيوب والشوائب في الوسط الفعال. تحد الخسائر الخطية من نمو الطاقة في نظام الإشباع. وبالنتيجة هناك طاقة تميل إلى النمو خطياً نتيجة للتضخيم وتتناقص أسياً نتيجة للضياع.^{[1],[16]}

4-2- دراسة تحليلية لتضخيم نبضة مربعة (An Analysis of Square Pulse Amplification):

تتناول هذه الفقرة عملية تضخيم نبضة مربعة مثالية يُبين

الشكل (2-2) نبضة مربعة محقونة داخل مضخم حيث شدتها I_0

وعرضها τ تتحدد بالعلاقة:



$$\left. \begin{aligned} I &= I_0 \quad \text{when} \quad 0 < t < \tau \\ I &= 0 \quad \text{when} \quad 0 > t > \tau \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

الشكل (2-2): نبضة مربعة محقونة داخل المضخم.

بالإضافة إلى ذلك، بالإمكان الافتراض أن كثافة شوائب مادة التضخيم متجانسة وتحصل الاثارة عن طريق الضخ الضوئي. لهذا يكون الإسكان المعكوس الكلي Δn_0 في وسط التضخيم ثابتاً ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$\int_0^x \Delta n_0(x') dx' = \Delta n_0 x \quad (2.15)$$

بتعويض المعادلة (2.14) و (2.15) في (1.40) حيث $\emptyset(x,t) = C \cdot I(x,t)$ فإن كثافة الفوتون ضمن الزمن $0 < t - \frac{x}{c} < \tau$ تعطى بالعلاقة الآتية:

$$I(x, t) = \frac{I_0}{1 - [1 - \exp(-\sigma \Delta n_0 x)] \exp[-2\sigma I_0 (t - \frac{x}{c})]} \quad (2.16)$$

فضلا عن ذلك يمكن الحصول على ربح استطاعة المضخم من أجل مرور واحد عن طريق حساب الشدة $I(x,t)$ عند $X=L$ ، أي:

$$G_p = \frac{I(L,t)}{I_0} = \frac{1}{1 - [1 - \exp(-\sigma \Delta n_0 L)] \exp[-2\sigma I_0 (t - \frac{L}{c})]} \quad (2.17)$$

يدل G_p على معامل تضخيم الاستطاعة المرتبط مع كل من زمن وشدة إشارة الدخل I_0 .

لما كان تضخيم استطاعة الحافة الأمامية للنبضة المربعة مختلفاً عن تضخيم حافتها الخلفية، فإنه

بالإمكان معالجة كل منها على نحوٍ منفصل.

- أولاً: من أجل الحافة الأمامية للنبضة أو عندما $t = \frac{x}{c}$ ، بالتعويض ذلك في المعادلة (2.17) يصبح معامل تضخيم الاستطاعة على النحو الآتي:

$$G_p = \frac{I\left(x, \frac{x}{c}\right)}{I_0} = \exp(\sigma \Delta n_0 x) \quad (2.18)$$

هذا يعني أن الحافة الأمامية للنبضة تزداد أسياً بزيادة الطول ولا يتعلق معامل تضخيم الاستطاعة بشدة إشارة نبضة الدخل.

- ثانياً: من أجل الحافة الخلفية للنبضة أو عندما $t = \frac{x}{c} + \tau$ بتعويض ذلك في المعادلة (2.17) يكون:

$$G_p = \frac{I\left(x, \frac{x}{c} + \tau\right)}{I_0} = \frac{1}{1 - [1 - \exp(-\sigma \Delta n_0 L)] \exp(-2\sigma I_0 \tau)} \quad (2.19)$$

تُبين المعادلة (2.19) أن الشرط الضروري لحصول ربح يزداد ازدياداً أسياً هو :

$$2\sigma I_0 < 1 \quad \text{و} \quad 2\sigma I_0 \tau \ll \exp(-\sigma \Delta n_0 L)$$

هذا يعني أن معامل تضخيم الاستطاعة يعطى على نحوٍ تقريبي بالعلاقة:

$$G_p \approx \exp(\sigma \Delta n_0 L) \quad (2.20)$$

من هنا بالإمكان الاستنتاج أن الحصول على الربح الأسي يكون ممكناً عندما تكون الإشارة صغيرة (I_0 تكون صغيرة جداً) أو عندما يكون عرض نبضة الإشارة صغير جداً (أي τ صغيرة جداً). بالمقابل من أجل إشارة قوية جداً، أو عرض نبضة كبير إلى حدٍ كافٍ، فإنه ليس بالإمكان تضخيم الحافة الخلفية للنبضة. بصرف النظر عن ربح الاستطاعة، هناك متغير آخر هام جداً هو الربح في طاقة النبضة بعد اجتيازها وسط التضخيم. بالإمكان الحصول على هذا الربح بإجراء تكامل على الشدة بمرور الزمن، بحيث تكون نسبة خرج المضخم إلى دخله هي:

$$G_g = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(L, t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_0(0, t) dt} \quad (2.21)$$

فمن أجل نبضة مربعة، عندما $t < 0$ و $t > \tau$ فإن $I(0, t) = 0$. على نحو مماثل $t < \frac{L}{c}$ و $t > \tau + \frac{L}{c}$ فإن $I(L, t) = 0$. عندئذٍ بالإمكان كتابة الربح في المعادلة (2.21) على النحو الآتي:

$$G_E = \frac{\int_L^{\tau+\frac{L}{c}} I(L,t) dt}{\int_0^\tau I_0(0,t) dt} \quad (2.22)$$

حيث $\int_0^\tau I(0,t) dt = I_0 \tau$ بتعويض المعادلة (2.17) في (2.22) و إجراء التكامل يكون:

$$G_E = \frac{1}{2\sigma I_0 \tau} \ln\{1 + [\exp(2\sigma I_0 \tau) - 1] \exp(\sigma \Delta n_0 L)\} \quad (2.23)$$

يدعى G_E معامل تضخيم الطاقة. تُبين هذه المعادلة أن ربح طاقة المضخم يتعلق بعوامل هامة من مثل الإسكان المعكوس الكلي، وطول مادة التضخيم، وسعة إشارة النبضة الواردة، وعرض النبضة. لهذا من الضروري مناقشة العلاقة بين ربح الطاقة والمتغيرات المناسبة في ثلاث حالات مختلفة، على النحو الآتي:

1- عندما تكون طاقة إشارة النبضة الواردة صغيرة أو تكون النبضة قصيرة جداً. عندئذٍ نتحقق

المتراجحات الآتية:

$$2\sigma I_0 \tau \ll 1$$

$$2\sigma I_0 \tau \exp(\sigma \Delta n_0 L) \ll 1$$

يمكن الآن بنشر المقدار $\exp(2\sigma I_0 \tau)$ على هيئة سلسلة تايلور، ومن ثم بنشر العلاقة اللوغارتمية، وإهمال الحد الثاني لصغره الحصول على العلاقة الآتية:

$$G_E \approx \exp(\sigma \Delta n_0 L) \quad (2.24)$$

تمثل هذه العلاقة ربح الطاقة بحالة الإشارة الصغيرة. يتضح من ذلك أن الميزة الأساسية هنا هي أن الربح لا يتعلق بشدة الإشارة الواردة، بل يزداد أسياً بزيادة طول المضخم وكثافة الإسكان المعكوس. فضلاً عن ذلك، عندما يبدأ تضخيم الإشارة الصغيرة فإنه يحصل تضخيم للنبضة الكاملة بالطريقة نفسها، ولهذا السبب لا يحصل أي تشويه لشكل هذه النبضة.

2- عندما تكون إشارة النبضة الواردة قوية جداً. هذا يعني أن:

$$2\sigma I_0 \tau \gg 1$$

لهذا السبب، يمكن كتابة المعادلة (2.23) على نحو تقريبي وفق الآتي:

$$G_E \approx 1 + \frac{\Delta n_0 L}{2I_0 \tau} \quad (2.25)$$

تدل هذه المعادلة على أنه عندما تكون الإشارة الواردة قوية جداً (إشارة ضخمة)، فإن الربح سوف يتناقص بزيادة الإشارة الواردة أو يحصل الإشباع. يعود السبب في ذلك إلى أنه عندما تكون الإشارة الواردة كبيرة بما فيه الكفاية. فإن الإسكان المعكوس يُستهلك جزئياً عند الحافة الأمامية للنبضة. لهذا سوف يكون الربح في الحافة الخلفية من النبضة أصغر بكثير من الربح عند الحافة الأمامية، وهذا يؤدي إلى نقصان عرض النبضة وبالنتيجة تشوه شكل نبضة الخرج كما سيرد لاحقاً بالتفصيل.

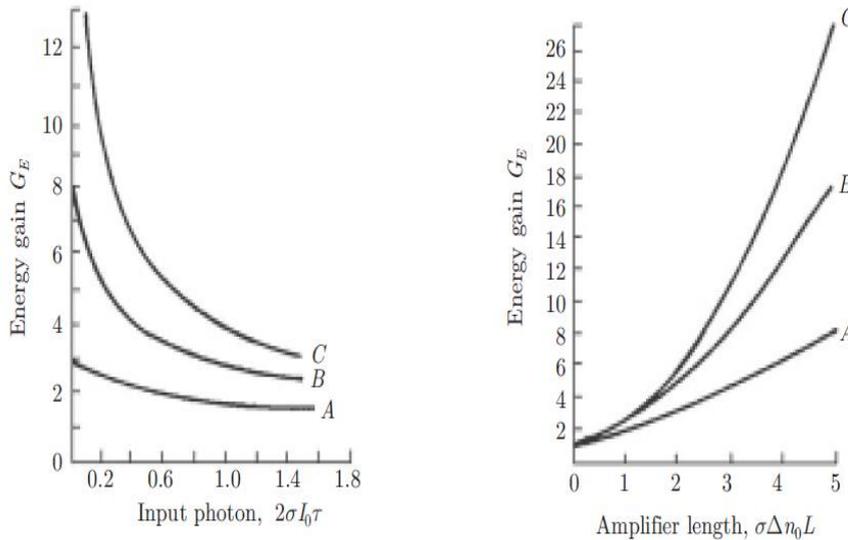
3- عندما تكون الإشارة الواردة ليست قوية جداً (متوسطة)، لكن طول المضخم طويل بما فيه الكفاية. عندئذٍ يمكن التعبير عن ذلك على النحو الآتي:

$$\sigma\Delta n_0 L \gg I$$

في هذه الحالة سوف تبقى حادثة إشباع الربح. يعود السبب في ذلك إلى أنه عندما تعبر إشارة النبضة الضوئية وسط التضخيم، فإن الربح في البداية يزداد ازدياداً أسياً لكن بعد النمو على طول مسافة محددة، تصبح طاقة النبضة الضوئية قوية بما فيه الكفاية، ويتناقص الإسكان المعكوس فجأةً ويدخل في مجال الزيادة الخطية حتى تُستهلك الطاقة المخزنة جزئياً. بافتراض أن مجال الربح الأسي أقصر من مجال الربح الخطي، عندئذٍ يكون ربح الطاقة هو:

$$G_E \approx \frac{\Delta n_0 L}{2I_0\tau} \quad (2.26)$$

استناداً إلى التحليل الوارد آنفاً يمكن القول أن الزيادة في طول المضخم L من جهة، ومن جهة أخرى تعزيز كثافة الإسكان المعكوس الكلي Δn_0 سوف يزيدان ربح طاقة المضخم. لكن عند أخذ الخسارة التي يعاني منها المضخم بالحسبان فإن الطاقة لا تزداد بعد أن يتجاوز طول وسط التضخيم حداً معيناً، ولهذا للحصول على ربح في طاقة المضخم تكون أفضل طريقة هي زيادة الإسكان المعكوس. يُبين الجزء الأيسر من الشكل (3-2) تغيرات ربح الطاقة بدلالة تدفق الفوتون الوارد عند قيم مختلفة لطول المضخم $\sigma\Delta n_0 L$. في حين يُبين الجزء الأيمن من الشكل (3-2) تغيرات ربح الطاقة بدلالة طول المضخم عند قيم مختلفة لتدفق الفوتون $2\sigma I_0\tau$. [15],[11],[8]



الشكل (3-2): الجزء الأيمن: تغيرات ربح الطاقة بدلالة طول المضخم عند تدفقات مختلفة للفوتون (المنحني A: $2\sigma I_0\tau=0.6$ ، المنحني B: $2\sigma I_0\tau=0.2$ ، المنحني C: $2\sigma I_0\tau=0.1$). الجزء الأيسر: ربح الطاقة بدلالة تدفق الفوتون الوارد عند أطوال مختلفة للقضيب (المنحني A: $\sigma\Delta n_0 L=1$ ، المنحني B: $\sigma\Delta n_0 L=2$ ، المنحني C: $\sigma\Delta n_0 L=3$).

2-4-1- تضخيم نبضات الليزر الطويلة (Amplifying Long Laser Pulses):

تتطلب نبضات Q-switched في ليزرات الحالة الصلبة النموذجية زمناً يتراوح بين (10-50 ns). على سبيل المثال، قد ينتج ليزر Nd:YAG بمفتاح الجودة Q-switched يعمل في حجرة مرنان غير مستقر طاقة نبضات من 0.5 إلى 1J عند $1.06\mu\text{m}$. إن طاقة الإشباع لليزر Nd:YAG العامل عند $1.06\mu\text{m}$ يجب أن تكون $F_{\text{sat}}=3.77 \text{ kJ/m}^2$. من أجل قطر قضيب 0.01m، والطاقة عندما يحدث الإشباع يجب أن تكون 296mJ. هنا يوصف الليزر في حجرة المرنان غير المستقرة فقط ليكون قريب أو أعلى من طاقة الإشباع عندما تنشأ من الليزر. يمكن حينئذٍ إن تدخل هذه الطاقة إلى المضخم حيث ستنتزع الطاقة، عندئذٍ يعطى النمو الخطي بدلالة طول المضخم بالعلاقة (1.49) الآتية: [7].

$$F(L) = F_0 + g_0 L F_{\text{sat}}$$

على سبيل المثال : تضخيم نبضات الليزر الطويلة بمضخم Nd:YAG:

نُضخم نبضة خرج Q-switched لليزر Nd:YAG ($E=100\text{mJ}$, $\tau_p=20\text{ns}$). وبقطر القضيب 6.3mm ويملك ربح إشارة صغيرة. $G_0=100$ نغرض أن:

- 1- عمر حياة السويات الدنيا للانتقال يكون أقصر بكثير من τ_p .
- 2- تحليل شدة انتقال الحزمة يكون موحداً.
- 3- المقطع العرضي الفعال للذروة من أجل الإصدار التلقائي هو $\sigma=2.6*10^{-19}\text{cm}^2$.

لحساب طاقة النبضة المضخمة، يعدّ التضخيم متماثلاً وتابع للطاقة المخترنة في المضخم والتي تنتزع بواسطة النبضة الواردة. أما عمر حياة السوية الدنيا للانتقال فيكون أقصر من زمن النبضة والمضخم يعمل في نظام أربع سويات للطاقة. تُعطى طاقة الإشباع بالمعادلة الآتية :

$$F_{\text{sat}} = \frac{hv}{\sigma} = \frac{hc}{\lambda\sigma} = 0.719 \text{ J/cm}^2$$

أما طاقة الدخل فتعطى بالعلاقة :

$$F_{\text{in}} = \frac{E_{\text{in}}}{s} = 0.321 \text{ J/cm}^2$$

حيث $S=0.312 \text{ cm}^2$ هي مساحة مقطع قضيب المضخم. تحسب طاقة الخرج F من العلاقة (47.1) الآتية:

$$F = F_{\text{sat}} \ln \left\{ 1 + G_0 \left[e^{\left(\frac{F_0}{F_{\text{sat}}}\right)} - 1 \right] \right\}$$

حيث G_0 ربح الإشارة الصغيرة. باستخدام المعادلة السابقة يكون الخرج $F_{out}=2.91J/cm^2$. أما طاقة النبضة المضخمة بواحد الـ J نرسم لها بالرمز E ، فُتُحسب من العلاقة:

$$E_{out} = F_{out} \cdot S = 907mJ$$

يحسب التضخيم G من العلاقة :

$$G = \frac{E_{out}}{E_{in}} = 9.07$$

عندئذ تكون الطاقة المختزنة في المضخم هي:

$$E_{stored} = n_0 L s h \nu = g_0 L s \left(\frac{h\nu}{\sigma} \right) = s F_{sat} \ln G_0 = 1032 mJ$$

حيث n_0 إسكان سوية العليا للمضخم قبل وصول نبضة الليزر، و $g = \sigma n_0$ معامل الربح غير المشبع للمضخم، ويرتبط مع ربح الإشارة الصغيرة G_0 بالعلاقة $G_0 = \exp(g_0 \cdot L)$. إن العامل η الذي يدل على الطاقة المخزنة في المضخم التي أنتزعت عن طريق النبضة الواردة يحسب من العلاقة:

$$\eta = \frac{E_{out} - E_{in}}{E_{stored}} \cong 78.2\%$$

عندما لا تكون طاقة الخرج لنبضات الليزر أعلى من طاقة الإشباع، يكون من الضروري أن تمر النبضة عدة مرات عبر المضخم بهدف تعزيزها لتصبح أعلى من F_{sat} بحيث يمكنها انتزاع الطاقة بشكل أفضل. [7],[11]

2-4-2- تضخيم نبضات الليزر القصيرة (Amplifying Short Laser Pulses):

إن عملية تضخيم النبضات القصيرة تُشبه على نحوٍ أساسي تضخيم أي شعاع ضوئي. يضخ وسط الليزر بمنبع خارجي للإشعاع. كما هو عليه الحال في معظم الليزر. بافتراض أن عمر حياة الحالة المثارة لوسط المضخم أطول من أي زمن آخر مرتبط في العملية، عندئذٍ يمكن بسهولة حساب معامل ربح الإشارة الصغيرة للمضخم من العلاقة الآتية:

$$g_0 = \frac{F_{sto}}{F_{sat}}$$

حيث F_{sto} طاقة الضخ المختزنة في الوسط، وهي تساوي كثافة الطاقة بالجول لكل سنتيمتر مربع، و F_{sat} طاقة الإشباع، التي تحدد بمقلوب المقطع العرضي σ_e على النحو الآتي:

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_e}$$

حيث h : ثابت بلانك و ν تواتر الانتقال، F_{sto} يمكن استنتاجه من القيم التجريبية المعطاة بالعلاقة الآتية:

$$F_{sto} = \frac{E_p \alpha}{s} \left(\frac{\lambda p}{\lambda l} \right)$$

تدل E_p على طاقة الضخ الواردة على المضخم و α معامل الامتصاص الكلي لإشعاع الضخ و S المقطع العرضي لحزمة الضخ، λ_L, λ_p أطوال موجة الضخ والليزر على الترتيب. سُنْضُخ النبضة ذات الطاقة الصغيرة E_{in} بمرورها عبر المضخم وتكون وطاقة الخرج هي:

$$E_{out} = E_{in} \exp(g_0 L)$$

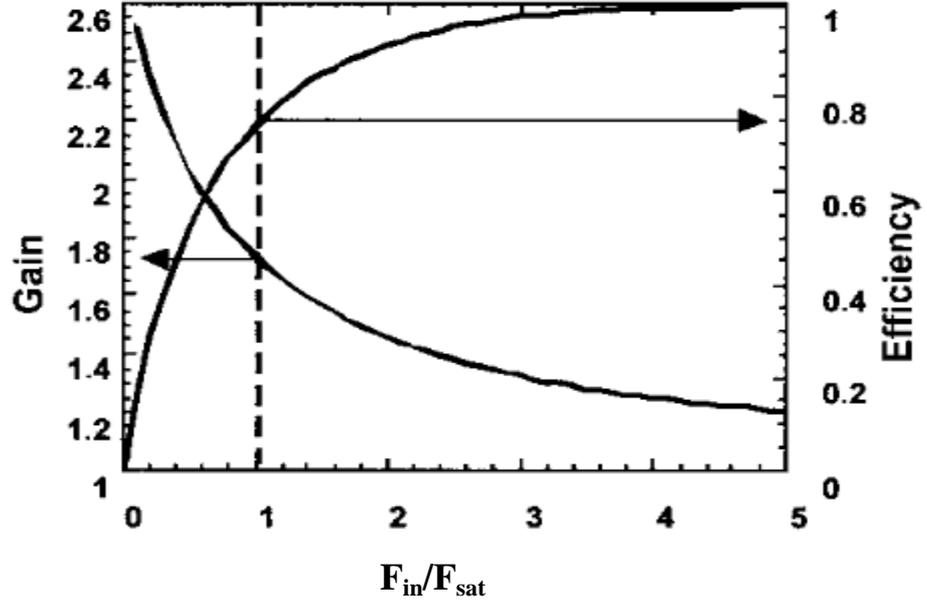
تكون هذه الصيغة البسيطة صحيحة فقط من أجل طاقة دخل صغيرة. لكن حالما تصل طاقة الدخل إلى مستوي يمكن مقارنته بطاقة إشباع المضخم F_{sat} ، فعندها يجب أن استخدم العلاقات الأكثر تعقيداً التي اشتقتها (Frantz و Nodvik - 1963) ^[15]، وقد ورد ذكرها من قبل وهي:

$$F_{out} = \frac{E_{out}}{s} = F_{sat} \ln \left[G_0 \left[\exp \left(\frac{F_{in}}{F_{sat}} \right) - 1 \right] + 1 \right]$$

حيث F_{out} طاقة الخرج للنبضة المضخمة. على وجه الخصوص يمكن القول أن ربح المضخم $G = \frac{F_{out}}{F_{in}}$ يتناقص عندما تزداد كفاءة الانتزاع $\frac{F_{out}-F_{in}}{F_{sto}}$ بازدياد F_{in} . ويكون تضخيم نبضات الضوء متبادلاً على نحو مستمر بين الربح والكفاءة.

يُبين الشكل (2-4) تغيرات كل من الربح وكفاءة الانتزاع بدلالة طاقة الدخل مقسومٍ على طاقة الإشباع. تحدد الطاقة المخترنة بشكلٍ اعتباطي طاقة الإشباع. إن أعلى قيمة في ربح الإشارة الصغيرة لكل عبور في المضخم هو 2.8. ولكن يتناقص هذا الربح بسرعة ليقترّب من 1. تسلك كفاءة الانتزاع سلوكاً معاكساً تماماً لسلوك الربح حيث تزداد ببطء لتقترب من قيمتها الأعظمية. من الجدير بالملاحظة أنه حتى من أجل طاقة دخل كبيرة جداً يمكن أن تبلغ طاقة الخرج فقط جزء من طاقة الضخ. هذا بسبب ما يسمى بالعيب الكمي، الذي هو ببساطة الاختلاف في طاقة فوتونات الضخ عن طاقة فوتونات الإشارة. وذلك لأن فوتون الضخ الواحد يسبب إثارة ذرة واحدة فقط، وهذا بدوره يعطي فوتوناً مفرداً واحداً فقط.

بالإمكان تقسيم الشكل (2-4) عشوائياً إلى منطقتين. عند طاقة دخل منخفضة يكون الربح مرتفعاً ويمكن أن يستخدم من أجل المراحل الأولى للتضخيم حيث يُزيد بسرعة من طاقة النبضات المنتجة بواسطة الهزات. إلا أنه في هذه الحالة تكون الكفاءة منخفضة. من ناحية أخرى من أجل طاقة دخل عالية إلى حد ما كفاءة الانتزاع الكبيرة يمكن أن نحصل عليها على حساب ربح العبور المفرد. ^[3]



الشكل (2-4): تغيرات الربح وكفاءة الانتزاع بدلالة طاقة الدخل مقسومة على طاقة الاشباع F_{in}/F_{sat} .

إذا كان زمن بقاء النبضة الضوئية فائق القصر المرسل عبر المضخم. فإنه يحدث اضطراباً قليلاً جداً في كثافة الإسكان المعكوس وبالنتيجة في الربح الضوئي وذلك كون زمن بقاء النبضة في الوسط قصيراً جداً. يعود السبب في ذلك إلى أنه ببساطة لا يكون هذا الزمن طويلاً على نحو كافٍ، لإنتاج إصدار محثوث بكمية كافية، وهكذا تستنفذ الطاقة من سوية الليزر العليا. على وجه الخصوص من أجل نبضات ذات زمن بقاء قصير، من مثل، نبضة 100 فيمتوثانية بطاقة 296 ميلي جول يجب أن تملك استطاعة لحظية تقريباً $w \approx 3 \times 10^{15}$. وعندما تتمركز بقطر بقعة $10 \mu m$ على هدف صلب سوف تزود الطاقة إلى $3 \times 10^{23} w/m^2$ وهذه طاقة كافية لانتزاع كل الالكترونات من ذرات ذلك الهدف عندما يتمركز الشعاع على مادة الهدف الصلبة.^[7]

على سبيل المثال في تضخيم النبضات القصير بمضخم Nd:YAG. يُفترض أن يكون زمن نبضة الدخل أقصر بكثير من عمر حياة سوية الليزر الأدنى τ_1 ($\tau_1=100ps$). فضلاً عن ذلك يكون:

$$1- \text{المقطع العرضي لذروة الانتقال } ^4F_{3/2} \dots \dots \dots ^4I_{11/2} \text{ هو } \sigma_{23}=6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

$$2- \text{الإسكان الجزئي لسوية الليزر الدنيا الثانوية للحالة } ^4I_{11/2} \text{ يكون } f_{13}=0.187$$

$$3- \text{الإسكان الجزئي لسوية الليزر العليا للحالة } ^4F_{3/2} \text{ يكون } f_{22}=0.4$$

بالإمكان الآن حساب طاقة النبضة المضخمة والتضخيم المتجانس. بمعرفة أن زمن النبضة أقل بكثير من عمر حياة السوية الدنيا للانتقال. عندئذ تُعطى طاقة الإشباع بالعلاقة الآتية :

$$F_{sat} = \frac{hv}{\sigma_e + \sigma_a}$$

حيث σ_e هو المقطع العرضي الفعال للامتصاص للسوية الدنيا و σ_a المقطع الفعال للإصدار للسوية العليا. بالإمكان حسابهما استناداً الى العلاقتين الآتيتين:

$$\sigma_e = \sigma_{23}^e = f_{22}\sigma_{23} \cong 2.6 \times 10^{-19} cm^2 \quad (2.27)$$

$$\sigma_a = \sigma_{32}^a = f_{11}\sigma_{23} \cong 1.2 \times 10^{-19} cm^2 \quad (2.28)$$

لما كانت السويات الثانوية 3 و 2 للسوية الدنيا والعليا تمتلك بعض الاضمحلال لذلك يكون ($\sigma_{32} = \sigma_{23}$). باستخدام المعادلات (2.2b), (2.2b) في المعادلة الأولى يكون:

$$F_{sat} = \frac{hc}{\lambda(\sigma_e + \sigma_a)} = 0.493 J/cm^2$$

باستخدام معادلة طاقة الخرج يكون $F_{out} = 2.23 J/cm^2$. الطاقة النبضة المضخمة فهي [11],[7],[3]

$$E_{out} = E_{sat} \ln \left\{ 1 + G_0 \left[e^{\left(\frac{E_{in}}{E_{sat}} \right)} - 1 \right] \right\}$$

$$E_{out} = F_{out} s = 697 mJ$$

يُعطى التضخيم المتطابق G بالعلاقة:

$$G = \frac{E_{out}}{E_{in}} = 6.97$$

5-2- تضخيم إشارة النبضة في وسط يملك خسائر: (Amplification of pulse signal in a medium with losses)

لقد نوقشت عمليات التضخيم الواردة آنفاً دون الأخذ بالحسبان خسائر التضخيم ونتج عن ذلك حلول المعادلات (2.25) و (2.26). أظهرت هذه الحلول أنه عندما يحدث إشباع الريح، فإنه يزداد خطياً مع زيادة طول المضخم. لكن في الواقع، يملك المضخم خسائر محددة من مثل شوائب الامتصاص في الوسط والتبعثر وغيرها. لهذا تفقد زيادة طول المضخم إلى نقصان الطاقة الكلية لجريان الفوتون. بافتراض أن معامل خسائر

المضخم δ ، فإن عبارة الخسائر δCI يجب أن تضاف إلى المعادلات (1.27) و (1.23) اللتين تعطيان شدة جريان الفوتون والإسكان المعكوس على النحو الآتي:

$$\frac{\partial I(x,t)}{\partial t} + c \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} = c\sigma\Delta n(x,t)I(x,t) - \delta CI(x,t) \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \Delta n(x,t)}{\partial t} = -2\sigma\Delta n(x,t)I(x,t) \quad (2.30)$$

لتسهيل المناقشة، سوف يُؤخذ فقط تغير الطاقة الكلية بعد عبور النبضة المضخم، بدون الأخذ بالحسبان التغير في الجوانب المختلفة الأخرى للنبضة.

في البداية يمكن حذف التبعية للزمن باستخدام التكامل الآتي:

$$I(x) = \int_0^T I(x,t)dt \quad (2.31)$$

بتعويض المعادلة (2.30) في المعادلة (2.29) وأخذ المعادلة (2.31) بالحسبان يكون:

$$\frac{dI(x)}{dx} = \frac{1}{2} \int_{\Delta n_0}^{\Delta n(x,t)} d\Delta n(x,t) - \delta I(x) = \frac{1}{2} [\Delta n_0 - \Delta n(x,t)] - \delta I(x) \quad (2.32)$$

حيث Δn_0 كثافة الإسكان المعكوس الكلي. بمكاملة العلاقة (2.30) يمكن إيجاد $\Delta n(x,t)$ وهو:

$$\Delta n(x,t) = \Delta n_0 \exp[-2\sigma I(x)] \quad (2.33)$$

بتعويض هذه النتيجة في المعادلة (2.32) يكون:

$$\frac{dI(x)}{dx} = \frac{\Delta n_0}{2} \{1 - \exp[-2\sigma I(x)]\} - \delta I(x) \quad (2.34)$$

تصف هذه المعادلة عملية تضخيم النبضة بوجود خسائر. بالإمكان بعد تحديد كثافة الإسكان المعكوس الكلي Δn_0 ومعامل الخسارة δ ، تحديد انتقال الإشارة في الوسط على نحو تام عن طريق إيجاد الحل العددي للمعادلة التفاضلية اللاخطية (2.34) وبالنتيجة الحصول على علاقة تغير طاقة الخرج بدلالة طول المضخم.

يمكن هنا التمييز بين حالتين:

1- من أجل إشارة صغيرة محقونة. يتحقق الشرط $\sigma I(x) \ll 1$ ويمكن عندئذ كتابة المقدار الآسي

على النحو الآتي:

$$\exp[-2\sigma I(x)] \approx 1 - 2\sigma I(x)$$

وفقاً لذلك تصبح العلاقة (2.34) بعد إهمال الحد الثاني لصغره على النحو الآتي:

$$\frac{dI(x)}{dx} = \sigma \Delta n_0 I(x) - \delta I(x) \quad (2.35)$$

بمكاملة هذه العلاقة لتغير الإشارة الصغيرة ينتج الآتي:

$$I(x) = I(0) \exp[\sigma \Delta n_0 - \delta] x \quad (2.36)$$

تُبين هذه العلاقة أنه عند عبور الإشارة الصغيرة خلال المضخم سوف يحصل تضخيمها وفقاً للعلاقة الأسية.

2- من أجل إشارة قوية، يمكن بتقريب مقبول كتابة أن $1 \gg \sigma I(x)$. عندئذ يمكن كتابة المقدار الأسّي

$$\exp[-2\sigma I(x)] \cong 0 \quad \text{على النحو الآتي}$$

ووفقاً لذلك تصبح المعادلة (2.34) على النحو الآتي:

$$\frac{dI(x)}{dx} = \frac{\Delta n_0}{2} - \delta I(x) \quad (2.37)$$

بإجراء التكامل لعلاقة تغير كثافة عدد الفوتونات بدلالة طول المضخم ينتج الآتي:

$$I(x) = \frac{\Delta n_0}{2\delta} [1 - \exp(-\delta x)] + I(0) \exp(-\delta x) \quad (2.38)$$

تُبين هذه العلاقة، أنه عند الإشباع تؤثر الخسائر تأثيراً كبيراً في طاقة خرج المضخم، وتحدد طاقة الخرج

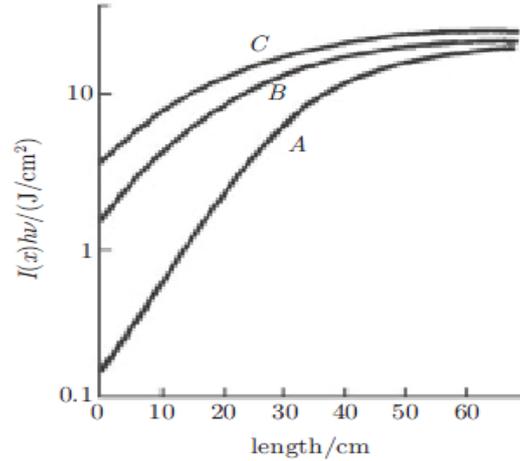
الأعظمية المتوقعة من المضخم بالمقدار $\frac{\Delta n}{2\delta}$. يمكن بمعرفة كل من $I(0)$ و Δn_0 و δ إيجاد الحل العددي

للمعادلة (2.34). يُبين الشكل (2-8) علاقة طاقة الخرج بطول المضخم.

وذلك من أجل قيم مختلفة لطاقة الإشارة الضوئية الواردة $I(0)hv$. رسمت المنحنيات A, B, C عند قيم

لطاقة الإشارة الضوئية الواردة هي 0.1 J/cm^2 و 1 J/cm^2 و 2.5 J/cm^2 على الترتيب و $\delta = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ و

$$\Delta n_0 hv = 2.0 \text{ J/cm}^3$$



الشكل (5-2): تغيرات طاقة الخرج بدلالة طول المضخم.

يُبين الشكل (5-2) أنه عند حقن الإشارة الصغيرة، بالإمكان ملاحظة التضخيم بوضوح كما في المنحني A، حيث يكون الارتفاع في ربح الإشارة الصغيرة قرب نهاية دخل المضخم سريعاً. أما عندما تصبح الإشارة الواردة قوية، فإن ارتفاع الربح يصبح أبطئاً. أما إذا كان المضخم طويلاً جداً، أي عند قيم كبيرة لـ x ، فإن الخسائر تحد من طاقة الخرج ويحدث الاشباع بسرعة على نحو واضح كما هي الحال في المنحني C. [8]

6-2- تدفق الخرج الأعظمي من المضخم الذي يملك خسائر (Maximum output fluence from an amplifier with losses)

عندما لا تكون خسائر المضخم ذات قيمة وليس بالإمكان إهمالها، من الضروري تعديل الوصف الوارد آنفاً. على وجه الخصوص عندما لا تستمر طاقة الخرج $F(L)$ بالزيادة مع طاقة الدخل، كما هو مبين في الشكل (8-1)، بل تصل إلى قيمة عظمى F_m ومن ثم تبدأ بالتناقص. تحصل مثل هذه الحالة عندما يميل الخرج التابع لطول المضخم إلى النمو خطياً بفضل التضخيم ويتناقص أسياً بسبب الخسارة. لأجل $g \gg a$ هذه القيم الكبيرة للطاقة F ، يمكن أن نقرب الحد في المعادلة (1.46) إلى الصفر. يحصل النمو الخطي بحالة الطاقات العالية، ويُلاحظ من العلاقة (1.49). أما التناقص الأسّي فينجم عن الحد $-\alpha F$ في العلاقة (1.46).

فمن أجل الحالة التي تكون فيها الطاقة كبيرة، أي أن معامل الربح غير المشبع للمضخم أكبر بكثير من معامل الامتصاص $g \gg a$ فإنه بالإمكان تقريب الحد الأسّي $\exp(-\frac{F}{F_s}) \cong 0$ في العلاقة (1.46) إلى الصفر. عندئذ يكون:

$$\frac{dF}{dx} = gF_{\text{sat}} - \alpha F$$

وبإجراء التكامل تصبح العلاقة على النحو الآتي:

$$\int_{F(0)}^{F(x)} \frac{dF}{gF_{sat} - \alpha F} = \int_0^z dz$$

$$\ln \frac{gF_{sat} - \alpha F(x)}{gF_{sat} - \alpha F(0)} = -\alpha x$$

وبالنتيجة تعطى طاقة الخرج بالعلاقة الآتية:

$$F(x) = \frac{gF_{sat}}{\alpha} - \left[\frac{gF_{sat}}{\alpha} - F(0) \right] \exp(-\alpha x)$$

تُبين هذه العلاقة أن طاقة الخرج الأعظمية الممكن إحرازها تكون أقل من القيمة الأعظمية طاقة المضخم F_m . تعطى هذه القيمة الأعظمية لطاقة الخرج F_m من أجل $\alpha \ll g$ بالعلاقة الآتية:

$$F_m \cong g \frac{F_{sat}}{\alpha} \quad (2.39)$$

من الضروري الإشارة إلى أنه عندما تكون خسائر المضخم صغيرة. فإن معظم مواد الليزر مثل Nd:YAG تملك خسائر صغيرة بما فيه الكفاية بحيث يمكن إهمالها في معظم حالات تصميم المضخمات. [11],[11],[14]

7-2- بعض القيود الأخرى على كفاءة المضخم (Another Limitation to Amplifier Performance)

عادةً تعطى القيمة النموذجية لطاقة ضرر المضخم F_d بالمقدار 10 J/cm^2 في العديد من أوساط ليزرات الحالة الصلبة. وفقاً لذلك ينتج من العلاقة (1.49) الشرط الآتي:

$$F \cong gLF_{sat} < F_d \quad (2.40)$$

وفقاً لهذا سيكون هناك تقييد آخر على أداء المضخم ينجم من حقيقة أن الربح غير المشبع $G_0 = \exp(gL)$ يجب أن لا يكون مرتفعاً كثيراً. من ناحية أخرى، يمكن أن يحدث في المضخم تأثيرين غير مرغوب بهما وهما:

- 1- الاهتزازات الطفيلية التي تحدث عندما يبدأ المضخم الفعل الليزري بفضل التغذية العكسية الداخلية والتي ستكون دائماً متوفرة ولو بدرجة قليلة.
- 2- الإصدار التلقائي المُضخم ASE.

تؤدي كل هذا الظواهر إلى نقصان الإسكان المعكوس المتوفر وبالنتيجة نقصان ربح الليزر. بالإمكان تصغير الاهتزازات الطفيلية عن طريق تجنب زيادة طول المضخمات، واستخدام مضخمات متساوية الأبعاد

(مكعبة)، تحدد الاهتزازات الطفيلية الحد الأعلى $(g.L)_{\max}$ اللازم لإنتاج معامل ربح g بطول مضخم L من الشرط الآتي:

$$g L < (g.L)_{\max} \quad (2.41)$$

تتراوح قيمة المقدار $(g.L)_{\max}$ ، في الحالات النموذجية بين 3 و 5. عند الأخذ بالحسبان التقيدات جميعاً بما فيها الضرر المعطى بالعلاقة (2.40) والاهتزازات الطفيلية (2.41)، يمكن بسهولة الحصول على علاقة الطاقة الأعظمية E_m والتي يمكن انتزاعها من المضخم على النحو الآتي:

$$E_m = F_d L_m^2 = \frac{F_d (g.L)_m^2}{g^2} \quad (2.42)$$

حيث L_m الطول الأعظمي لضلع المضخم المتضمن بالمعادلة (2.41). تدل المعادلة (2.42) على أن E_m تزداد بنقصان معامل ربح المضخم G . حيث ينشأ هذا التناقص في معامل الربح عن طريق خسائر المضخم α . على سبيل المثال، بافتراض أن القيمة الأعظمية لـ $g.L$ محدودة بالاهتزازات الطفيلية وتساوي $(g.L)_{\max}^2 = 10 \text{ cm}^{-1}$ ، وأن معامل الربح منخفض إلى حد ما ويساوي $g = 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ و طاقة الضرر للوسط المضخم تساوي $E_d = 10 \text{ J/cm}^2$ ، فإن الطاقة الأعظمية التي يمكن انتزاعها من المعادلة (2.42) هي $E_m \approx 1 \text{ MJ}$. تمثل هذه القيمة الحد الأعلى للطاقة من أجل مضخم نظري طوله الأعظمي $L_m \cong (g.L)_m/g \cong 3 \text{ m}$ [14].

8-2- الحد النظري للشدة الأعظمية للمضخم (theoretical limit to the maximum intensity of an amplifier)

تعطى الشدة الأعظمية للنبضة المضخمة الناجمة عن المضخم دون تشويه زمني، على نحو تقريبي، عن طريق طاقة الإشباع $F_{\text{sat}} = hv/\sigma$. لهذا تكتب استطاعة الذروة الأعظمية P_{max} ، المحسوبة لمضخم مساحة مقطعه العرضي S على النحو الآتي:

$$P_{\text{max}} \cong \frac{F_{\text{sat}} S}{\tau_{\text{min}}} = \frac{hv S}{\sigma \tau_{\text{min}}} \quad (2.43)$$

حيث τ_{min} الزمن الأصغري للنبضة الناتجة. أما عندما تتمركز الحزمة المضخمة عن طريق عدسة كي تشكل بقعة قطرها d ، فإن شدة الذروة الأعظمية لهذه البقعة تعطى بالعلاقة الآتية:

$$I_{\text{max}} \cong \frac{P_{\text{max}}}{d^2} = \frac{hv S}{\sigma \tau_{\text{min}} d^2}$$

من ناحية أخرى يتعلق زمن النبضة الأصغري بعرض مجال التردد التآلق $\Delta \nu_0$ وفقاً للعلاقة:

$$\tau_{\min} = \frac{1}{\Delta\nu_0}$$

ولما كان قطر البقعة الأصغرية يتحدد بطول موجة النبضة، أي $d=c/v$ ، لهذا تعطى الشدة الأعظمية المتمركزة بالعلاقة الآتية:^[11]

$$I_{\max} \cong \frac{P_{\max}}{d^2} = \frac{h\nu^3 \Delta\nu_0 S}{\sigma c^2} \quad (2.44)$$

9-2- محتوى الطاقة أو الاستطاعة (Energy Or Power Content)

تمثل كثافة الإسكان المعكوس في مادة الليزر Δn_{amp} الطاقة المخزنة $E_{\text{amp}/v}$ في واحدة الحجم من المضخم V_{amp} ، والتي تتحول إلى ضوء ليزر خلال التضخيم. تعطى الطاقة المخزنة في واحدة الحجم من المضخم بالعلاقة الآتية :

$$E_{\text{amp}/v} = \frac{h C_0}{\lambda_{\text{laser}}} \Delta N_{\text{amp}} \quad (2.45)$$

حيث h : ثابت بلانك ، λ : طول موجة الليزر

بالإمكان تجريباً حساب هذه القيمة بدلالة معامل ربح الإشارة الصغيرة g_{1s} وفقاً للعلاقة الآتية:

$$E_{\text{amp}/v} = \frac{h c_0}{\lambda_{\text{laser}} \sigma_{\text{laser}}} g_0 \cdot L \quad (2.46)$$

حيث σ_{laser} المقطع العرضي للإصدار الليزري.

أما الطاقة الكلية المخزنة فتعطى بالعلاقة الآتية:

$$E_{\text{amp}} = V_{\text{amp}} \cdot E_{\text{amp}/v} \quad (2.47)$$

يستخدم في الليزر النبضية محتوى الطاقة المخزنة في مادة المضخم أما في أنظمة تضخيم الليزر المستمر، فتستخدم الاستطاعة أو متوسط الاستطاعة. يمكن حساب الكفاءات مثل كفاءة العيوب الكوننتية والكفاءة الكوننتية والكفاءة الضوئية والكفاءة الكهروضوئية والكفاءة الكلية. لكن المشاكل الرئيسية التي تظهر عند بناء مضخمات الاستطاعة العالية هي الضرر والحرارة اللتان تؤديان إلى نقصان كفاءة الضوء المضخم. حيث تنتج الكفاءة المحدودة عن الاجتهادات الحرارية للمادة الفعالة.^[2]

10-2- تشوهات الإشارة (Signal Distortions):

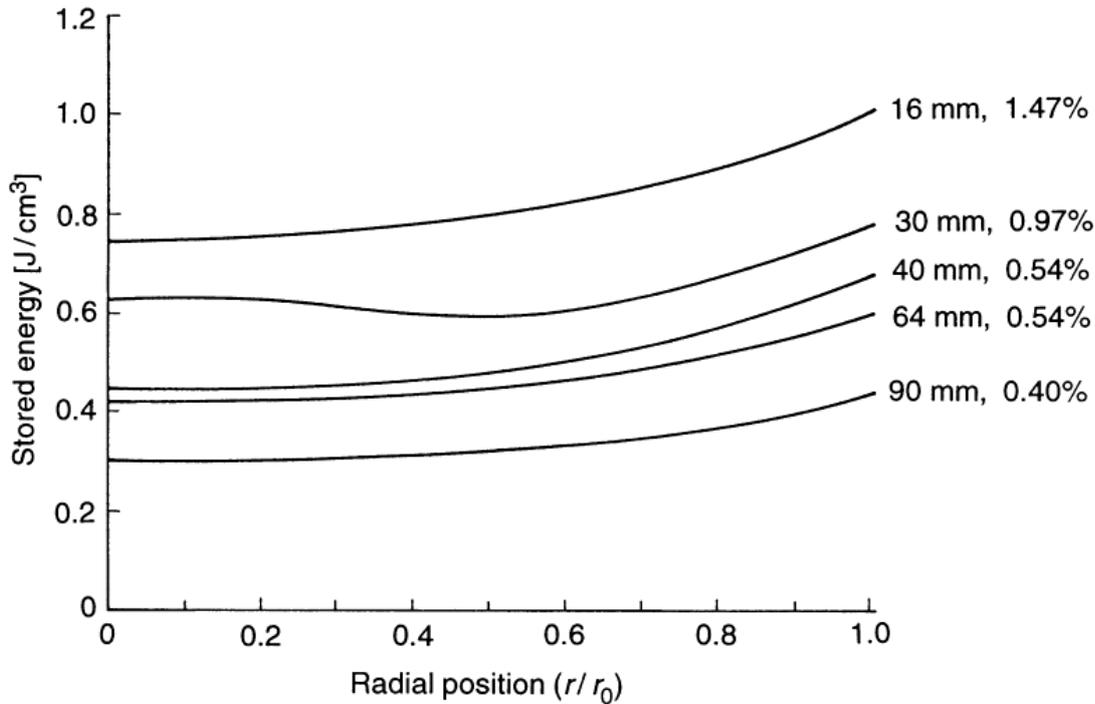
حالما تنمو الإشارة الضوئية في مضخم الليزر، تبدأ التشوهات بالحدوث نتيجة لعدد من العمليات الفيزيائية. لكن بالإمكان تصنيف هذه التشوهات إلى مكانية وزمانية. لكن بالإمكان تصنيف هذه التشوهات إلى مكانية وزمانية، وتناول كل منها منفصلاً [8],[1].

1-10-2- التشوهات المكانية (Spatial Distortions):

أن التطور في تطور أنظمة هزاز- مضخم في ليزرات الاستطاعة العالية قاد إلى اهتمام كبير في جودة حزمة الخرج التي يمكن الحصول عليها من هذه الأنظمة. تقود تشوهات الحزمة الناتجة أثناء التضخيم إلى زيادة الانحراف أو إلى كثافات طاقة عالية متمركزة تلحق أضراراً في قضيب الليزر. تتناول هذه الفقرة الظواهر الرئيسية الناتجة عن التشوهات المكانية، التي تكون مشابهة لتشويه صدر الموجة أو الشدة [8],[1].

1-1-10-2- الضخ غير المنتظم (Nonuniform Pumping):

بسبب الامتصاص الأسي لضوء الضخ، يتعرض مركز القضيب لضخ أقل من ذلك الضخ الذي تتعرض له حوافه. للحصول على تحليل ربح موحد قدر المستطاع ينقص تركيز Nd مع زيادة أقطار القضيب. يُبين الشكل (6-2) توزيع الطاقة المخزنة في قضبان Nd:glass ذات أقطار مختلفة ومن أجل نسب تطعيم مختلفة.



الشكل (6-2): توزيع الطاقة المخزنة لأقطار مختلفة لقضبان Nd:glass. من أجل نسب تطعيم مختلفة.

2-1-10-2-عدم تجانس المادة الفعالة (Nonuniformities in The Active Material):

تحتوي قضبان الليزر المنتظمة ذات النوعية البصرية الممتازة على كمية صغيرة من الإجهاد الطبيعي التكويني مثل، تغيرات معامل الانكسار، الميول في تركيز الأيون الفعال، الشوائب، الخ. سيؤدي عدم التماثل هذا إلى انخفاض في توزيع الطاقة للإشارة الواردة.^[1]

2-1-10-3-إشباع الربح (Gain Saturation):

يمكن أن يعاني تكاثر الشعاع عبر المضخم تشوهاً في التحليل المكاني بسبب تغير الإشباع الحاصل في توزيع الربح. تكون الأجزاء الأضعف من الإشارة مضخمة نسبياً أكثر من الأجزاء الأقوى، كونها إشباعاً للوسط بدرجة أقل. يمكن ملاحظة التأثير بشكل أكبر وذلك عندما تكون طاقة الدخل مساوية تقريباً لطاقة الإشباع. على سبيل المثال، يمكن أن يصبح التحليل المكاني الغاوصي أكثر تسطحاً عند أعلى القمة ويزداد حجم البقعة بسبب التضخيم الأقوى للأجنحة. لا يتغير تحليل الحزمة عندما يحدث التضخيم في مجال الإشارة الصغيرة.^{[1],[8]}

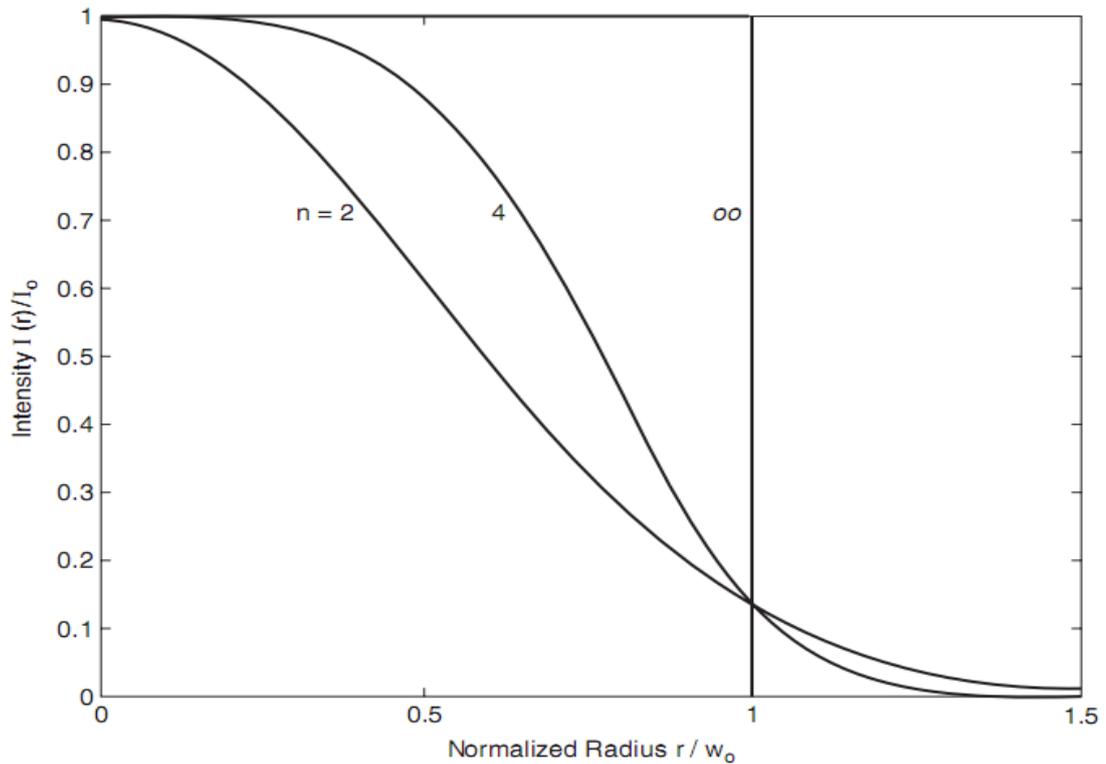
2-1-10-4-تأثيرات الانعراج (Diffraction Effects):

تحدث حلقات فرينيل نتيجة أي فتحة محدودة في قسم المضخم، وهذا يؤدي إلى نقل الطاقة عند حواف الحزمة. إن تأثيرات الانعراج غير مرغوب فيها كونها تنتج تعديل شدة قوي في الحزمة، يسبب بقعاً ساخنة مكانياً وبالنتيجة تؤدي إلى ضرر بصري. يجب على الحزمة المحقونة داخل المضخم أن تملأ المقطع العرضي للحجم الذي يضخ بالكامل، وذلك للسماح بالحد الأعلى لانتزاع الطاقة. لكن في الوقت نفس يجب الحفاظ على توزيع كثافة الطاقة الذي يقلل تأثيرات الانعراج. إن هذين المتطلبين المتعارضين يؤديان إلى تبادل بين عامل الملاء العالي وتأثيرات الانعراج الأصغر. تملك الحزمة المربعة أو القمة المسطحة عامل ملاء مثالي، لكن يعاني من تأثيرات انعراج كارثية. على سبيل المثال، من أجل حزمة غاوصية حجم بقعتها أصغر من نصف قطر القضيب، سوف تظهر حلقات انعراج صغيرة ومهملة، لكن عامل الملاء أقل قيمة. أن الحل الوسطي المقبول يكون باستخدام حزمة مستوية إلى حد ما في الجزء المركزي وتتناقص على نحو عند الانتقال باتجاه الحواف. تعطى الشدة الغاوصية لمثل هذا الشعاع الشديد بالعلاقة الآتية:

$$I(r) = I_0 \exp \left[-2(r/w_0)^n \right]$$

حيث I_0 هي كثافة القمة عند المركز، W_0 اتساع الحزمة، و n يحدد شكل توزيع الكثافة. من أجل $n=2$ يكون شكل الحزمة غاوصياً قياسياً. ومن أجل n كبيرة جداً، يقترب شكل النبضة من الحزمة المربعة. أما عندما $n>2$ فإن التحليل الناتج يقود إلى حل وسطي معقول بين انتزاع الطاقة العالي وتأثيرات الانعراج الصغيرة. يُبين الشكل (7-2) تحليلات الشعاع من أجل قيم $n=2, 4, \infty$. حيث نصف قطر الثقب يزداد من

الصفير إلى أن يصل 1.5 مرة نصف قطر البقعة W_0 . بالمقارنة مع التحليل الغوسي القياسي، واضح في الشكل (7-2) بأن الحزمة بتحليل شديد الغاوصية ستملك كفاءة انتزاع أعلى. إن كفاءة الانتزاع العالية تتطلب شدة دخل عالية. تحدد عتبة الضرر شدة الدخل الأعظمية. تستطيع الحزمة ذات القمة المسطحة انتزاع الطاقة عند كثافات القمة عبر مجال الريح الكامل. لأجل أي تحليل آخر للحزمة المتوسطة الشدة تكون تحت شدة القمة والطاقة المنتزعة تُحدد بواسطة معدل القمة لشدة المتوسطة.



الشكل (7-2): تحليل الحزمة الغاوصية من أجل $n=2$ ومن أجل الحزمة الشديدة الغاوصية، ومن أجل $n=4$ والحزمة مسطحة القمة $n=\infty$.

يُستخدم الترشيح المكاني كطريقة لتخفيض تأثيرات الانعراج، حيث يتألف المرشح المكاني من عدستين موجبتين وثقب صغير عند المستوي المحرقي. تقوم المرشحات المكانية للعبور المنخفض في سلسلة المضخم بترشيح ضجيج الحزمة الناتج عن عيوب البصريات والانعراج. بالإمكان عن طريق اختيار قطر مناسب للثقب التحكم بالترددات المكانية العابرة من هذا الثقب. [8]

5-1-10-2- التشوهات الحرارية (Thermal Distortions):

يؤدي الضخ غير المنتظم إلى معامل ربح أعلى عند حواف قضيب الليزر، كما ويسبب توزع غير منتظم لدرجة الحرارة عبر القضيب. ترفع استطاعة الضخ الممتصة درجة حرارة سطح القضيب أعلى من درجة حرارة مركزه. نتيجة لذلك، تحدث العدسات الحرارية السالبة، والتي تشوه جبهة الموجة للحزمة.

بالتزامن مع التشوهات الحرارية تتكون اجهادات في المادة الفعالة تؤدي إلى انكسار مزدوج. لذلك، يقود التأثير الحراري إلى انحرافات بصرية قوية يمكن أن تعوض جزئياً بإدخال عناصر التصحيح.^{[8],[11]}

2-10-1-6- المعامل اللاخطي Index Nonlinearity:

عندما تتكاثر نبضة الليزر عالية الاستطاعة عبر وسط متحد الخصائص الفيزيائية (متماثل المناحي) تحدث تغيرات في معامل الانكسار. تؤدي هذه الظاهرة اللاخطية إلى تمحرق الحزمة بالكامل.^{[8],[11]}

2-10-2- التشوهات الزمانية Temporal Distortions:

تشوه شكل النبضة Pulse-Shape Distortion:

تختلف أشكال النبضة المضخمة عن أشكال النبضة الواردة، حيث تعاني الحافة الأمامية للنبضة ربح أعلى من حافتها الخلفية. هذا يؤدي إلى تشوهات شكل النبضة والذي يجب أن يُؤخذ بالحسبان من قبل مصممي ومستعملي نظام الليزر.^[12]

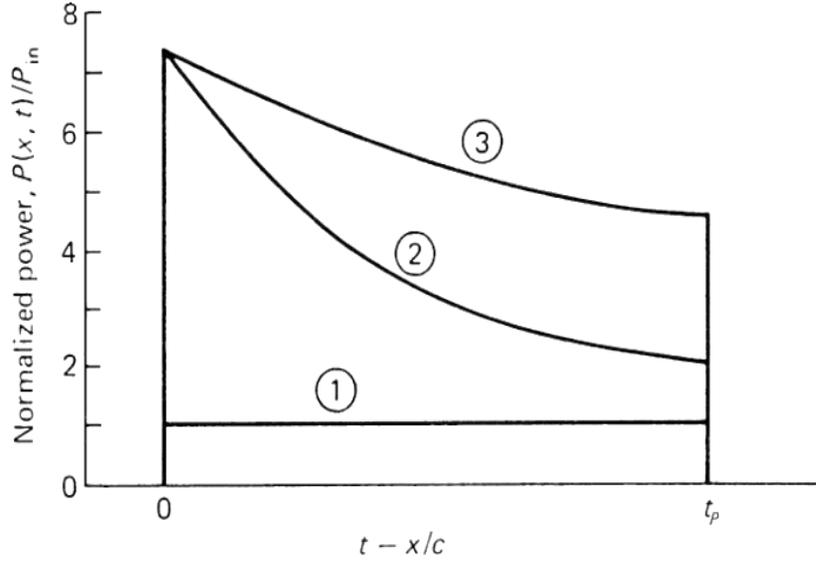
عندما تعبر نبضة مربعة المضخم، فإن حافتها الامامية سوف تشعر بالإسكان المعكوس على نحو أكبر من الحافة الخلفية. لأن الحافة الأمامية تحت الطاقة المختزنة وعند وصول الحافة الخلفية يكون الإسكان المعكوس قد تناقص مما يؤدي إلى إضافة طاقة أقل إلى الأجزاء الأخيرة للنبضة بالمقارنة مع المنطقة الأمامية. عند الأخذ بالحسبان نبضة مربعة للتبسيط، يمكن كتابة استطاعة النبضة بالعلاقة الآتية:

$$p(x, t) = p_{in} \{1 - [1 - \exp(-g_0 x)] \exp \left[- \left(\frac{t-x}{t_p} \right) \frac{F_{in}}{F_s} \right] \}^{-1} \quad (2.48)$$

حيث g_0 معامل ربح الإشارة الصغيرة، F_{in} و F_s كثافة طاقة الدخل والإشباع، على الترتيب. t_p هو زمن النبضة. ولما كانت الاستطاعة تتعلق بالزمن والموقع x داخل وسط التضخيم فإن طاقة الدخل تعطى بالعلاقة الآتية:

$$F_{in} = p_{in} \cdot t_p$$

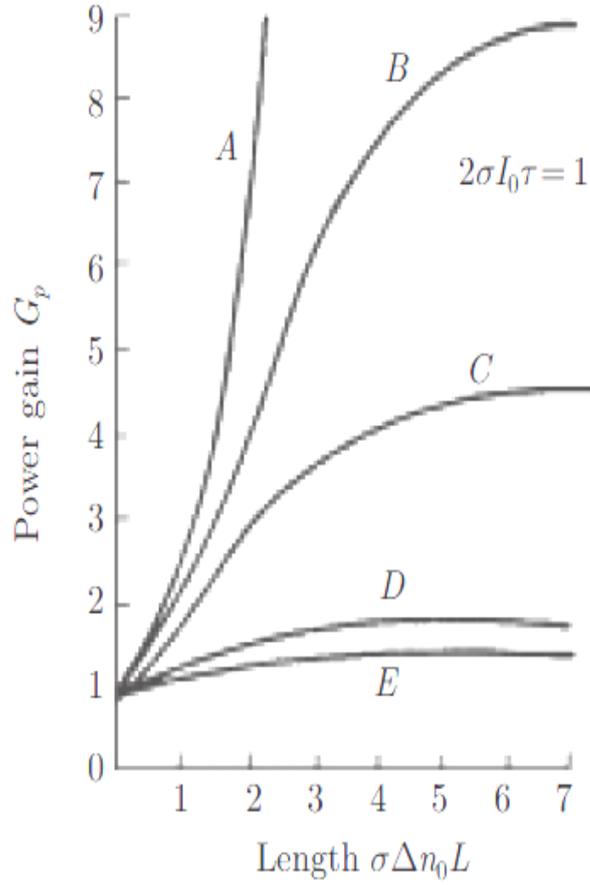
عندما تدخل النبضة وسط التضخيم $x=0$ أي $p(0,t) = p_{in}$ ففي حالة نبضة مربعة، سيكون الربح آسياً عند حافتها الأمامية عند الانتقال على طول المضخم $x = c \cdot t$. بينما توصف الحافة الخلفية للنبضة بالشكل $t_p = t - x/c$. يُبين الشكل (2-8) تغير نبضة دخل مستطيلة الشكل. حيث تعاني النبضة من شذو للحافة الأمامية يؤدي إلى نقصان في مدتها. لتطويع شكل النبضة يجب زيادة زمن وشكل الحافة الأمامية لنبضة الدخل، حيث سيحدث عموماً انزياح أمامي للقمة كلما عبرت النبضة وسط التضخيم.



الشكل (8-2): تغير شكل النبضة في المضخم كنتيجة لإشباع الريح. المنحني 1 النبضة المستطيلة الابتدائية، المنحني 2 و 3 لأجل معامل ربح إشارة صغيرة $g_0=0.1 \text{ cm}^{-1}$ ، $L=20 \text{ cm}$ ، $E_{in}/E_{sat}=0.1$ ، $E_{in}/E_{sat}=0.5$ ، على الترتيب.

بعبارة آخر يمكن القول أنه، عندما تعبر النبضة المربعة خلال المضخم، يحدث اختلاف في الريح الحاصل بالحواف المختلفة للنبضة، حيث تملك الحافة الأمامية للنبضة الريح الأكبر بينما سيتناقص الريح في الحواف الخلفية للنبضة بزيادة $t - \frac{x}{c}$ ، والريح يكون أصغر عند $t_p = t - \frac{x}{c}$.

يُبين الشكل (9-2) تغيرات ربح الاستطاعة في الأجزاء المختلفة لنبضة مربعة بدلالة طول المضخم. من أجل $2\sigma I_0 \tau = 1$ حيث يمثل المنحني A الحافة الأمامية للنبضة، المنحني B يمثل 10% من النبضة والمنحني C يمثل 22% من النبضة والمنحني D يمثل 70% من النبضة. وأخيراً يمثل المنحني E الحافة الخلفية للنبضة. يُلاحظ من الشكل أن الاستطاعة تزداد أسياً في الحافة الأمامية للنبضة، في حين يميل الريح إلى الإشباع في حافتها الخلفية.



الشكل (2-9): تغيرات ربح الاستطاعة G_p في الأجزاء المختلفة للنبضة المربعة بدلالة طول المضخم L .

يمكن تفسير هذه النتائج استناداً إلى أنه عندما تدخل الحافة الأمامية للنبضة الوسط الفعال، تكون كثافة الإسكان المعكوس أعظمية وينتج عن ذلك ربح عالٍ جداً. لكن عندما يدخل القسم الخلفي الوسط، يصبح الإسكان فارغاً تقريباً، مما يؤدي إلى ربح صغير جداً. بالنتيجة تصبح النبضة ذات شكل حادة وعرضها أصغر. [1],[8]

الفصل الثالث

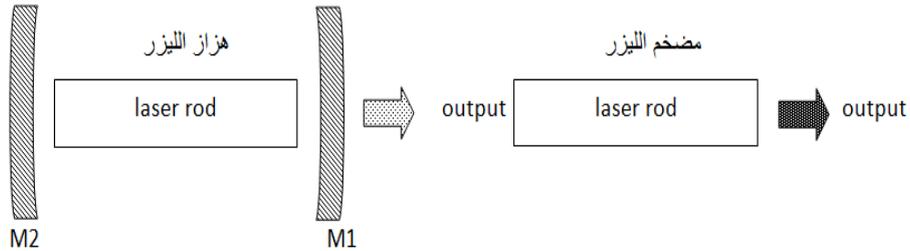
Amplifier System MOPA in Pulsed Nd:YAG Laser

نظام مضخم MOPA في ليزر Nd:YAG النبضي

1-3-1 انطلاقة سريعة في مضخم MOPA :

تختلف أنظمة مضخم الليزر باختلاف خصائص هزازات الليزر، من مثل عرض النطاق الترددي المنخفض والضجيج المنخفض والنبضات القصيرة والاستطاعة العالية والكفاءة الجيدة للحزمة. إن أبسط حالة للمضخم هي الليزر فقط، بدون مجاوب، حيث تعبر الإشارة القادمة من الهزاز الرئيسي مرة واحدة، وذلك في نظام مضخم استطاعة هزاز رئيسي (MOPA). تتناول هذه الفقرة نظام مضخم مفرد يمكن توسيعه إلى سلسلة من مضخمين أو عدة مضخمت. [2]

يُعدّ ترتيب هزاز- مضخم أبسط نوع من أنواع المضخمت الليزرية، ويُستخدم عندما تكون الطاقة المنتجة بواسطة هزاز الليزر غير كافية من أجل تطبيق معين. عندئذ يجب وضع مضخم خلف الهزاز حيث يصبح خرج الهزاز هو دخل للمضخم. يُبين الشكل (1-3) مخططاً لترتيب هزاز-مضخم أو مضخم استطاعة هزاز- رئيسي (MOPA).



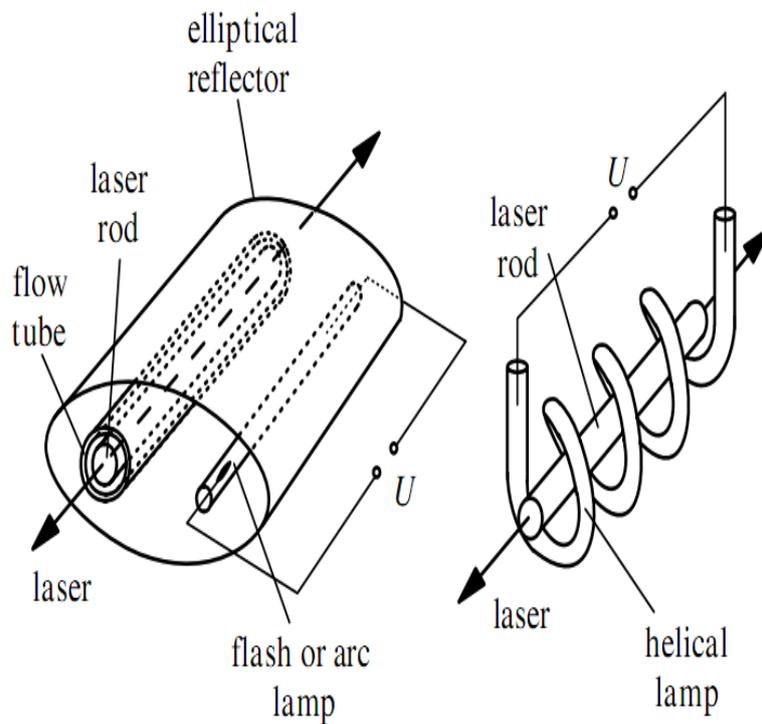
الشكل (1-3): مخطط لنظام هزاز - مضخم يُستخدم في ليزر Nd:YAG النبضي.

تعبر النبضة القادمة من الهزاز المادة الفعالة للمضخم ولمرة واحدة فقط، بحيث أن عبور وحيد للإشارة كافٍ لاستنزاف أغلب أو كامل الإسكان المعكوس للمضخم. هناك أفضلية في استعمال ترتيب هزاز- مضخم أكثر من استخدام هزاز منفرد بسيط بحجم وسط فعال كبير. يعود السبب في ذلك إلى أن استخدام هزاز كبير سينتج كفاءة حزمة أقل من الهزاز الصغير، فضلاً عن التشوهات الحرارية والمشاكل الضوئية الأخرى.

من الضروري الإشارة إلى أن المضخم في هذا النوع يمتلك الخصائص الطيفية والزمانية والمكانية نفسها التي يمتلكها الهزاز، ولكن الطاقة التي يُنتجها أعلى بكثير من التي يُنتجها الهزاز الوحيد. [4],[9]

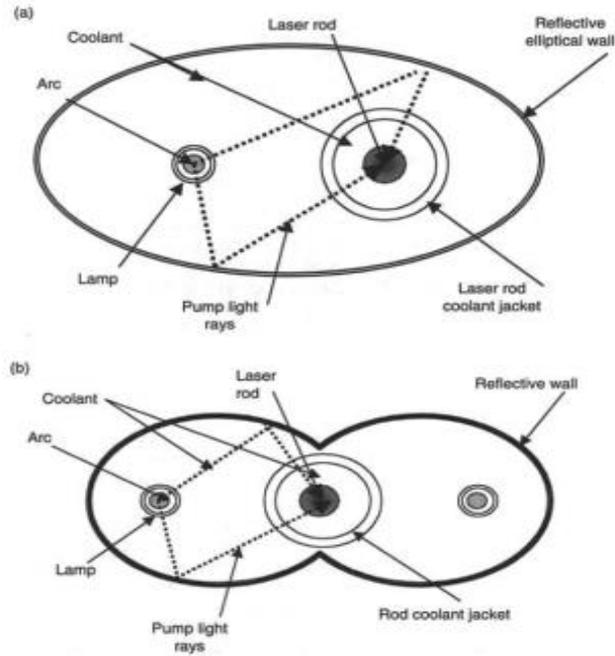
2-3- الضخ (pumping):

إن المصابيح الومضية والأقواس الكهربائية شائعة الاستعمال جداً في عملية ضخ ليزرات الحالة الصلبة. يُبين الشكل (2-3) بعض الأشكال النموذجية لمصابيح الضخ. تعمل المواد الليزرية كمحول ضوء من أجل إنتاج ضوء مترابط وأحادي اللون بكفاءة واستقطاب حزمة جيدين. تطورت المصابيح الحلزونية الشكل كثيراً ثم ظهرت تطبيقات جديدة، تُستخدم فيها المصابيح الخطية إلى يومنا هذا. للاستفادة من الضوء الومضي يوضع قضيب الليزر والمصباح داخل حجرة ضخ يمكنها أن تبعثر أو تنتشر أو تعكس الضوء على القضيب. يقع القضيب غالباً في واحد من محرقى عاكس اهليلجي، في حين يوضع المصباح الومضي في محرقه الآخر. كما يُبين الجزء الأعلى من الشكل (3-3).



الشكل (2-3): مصابيح ضخ قضبان ليزرات الحالة الصلبة، الجزء الأيسر مصباح ضخ خطي. الجزء الأيمن حلزوني .

يُبين الجزء الأسفل من الشكل (3-3) الحالة التي يستخدم فيها مصباحي ضخ معاً حيث يتكون العاكس عندئذ من عاكسين اهليلجين مندمجين معاً بحيث يقع كل مصباح في محرق واحد منهما، في حين يوضع القضيب الليزري في محرقهما المشترك بحيث يكون انعكاس الضوء الومضي بالكامل على القضيب.



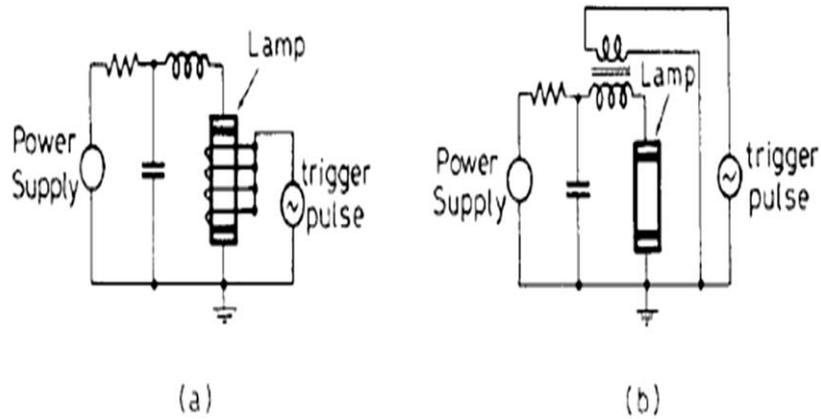
الشكل (3-3): مقطع عرضي لمواضع قضيب المضخم ومصباح الضخ. الجزء الأعلى: عاكس أهليلجي يقع القضيب في واحد من محرقيه ويقع المصباح الومضي في محرقه الآخر. الجزء الأسفل: عاكس على هيئة قطعين ناقصين مندمجين بحيث يقع المصباحان الومضيان في محرق كل منهما، ويقع القضيب في محرقهما المشترك.

تملئ المصابيح الومضية بغاز Xe أو Kr وتصدر ضوءها خلال زمن يتراوح بين $100 \mu s$ و $10ms$. تتلاءم مدة النبضة مع بنية المصباح وتصميم الدارة الكهربائية. تصل الكفاءة كهروضوئية لضخ المصباح إلى 5% فقط، حيث 95% من طاقة المصباح الومضي تتحول إلى حرارة. تحد هذه الكفاءة غالباً من متغيرات خرج الليزر كالتفقد والسطوع. لهذا السبب من الضروري تبريد مادة الليزر والمصباح بوضع أنابيب يتدفق فيها ماء التبريد حول القضيب والمصباح مما يزيد من كفاءة التبريد، مع أن التحليل الحراري لقضيب الليزر يظهر أن الحرارة أعلى في مركز القضيب عنها عند السطح. من ناحية أخرى، يُظهر تحليل معامل الانكسار لقضيب الليزر أنه يتغير بدلالة نصف قطر القضيب كتابع من الدرجة الثانية وأحياناً حتى كتابع بدرجة أعلى. نتيجة لتغير معامل الانكسار تظهر العدسات الحرارية ولانكسار المضاعف وإزالة الاستقطاب. فضلاً عن ذلك، تزداد تغيرات الطور الناتجة بسبب التشوهات المتعددة الناجمة بدورها عن تأثيرات تداخل الضوء المتولد، وتتناقص كفاءة حزمة الليزر في نظام الاستطاعة العالية. في أسوأ الحالات تسبب الاجهادات الحرارية أضرار في قضيب الليزر.

تصدر المصابيح الومضية والأقواس ضوءاً في مجال طيفي عريض، وتقوم المادة الفعالة بامتصاصه بسبب امتلاكها انتقالات وعصابات متعددة. نتيجة لذلك يحصل إسكان الحالات المثارة المختلفة في المادة الفعالة، وتختلف العيوب الكمية تبعاً لذلك. تُستخدم لزيادة كفاءة عملية الضخ ولتجنب اضطراب مادة الليزر

الحاصل عن طريق الأشعة ذات الأطوال القصيرة محولات كوانتية، من مثل ذرات السيزيوم Ce. تعمل هذه الذرات على تحويل الضوء فوق البنفسجي UV إلى مرئي أو تحت أحمر يستطيع قضيب الليزر امتصاصه. يجرى إدخال هذه المواد داخل أنبوب التدفق ومما يزيد كفاءة الانتزاع من 20 إلى 50%^[2].

تُستخدم في الليزرات النبضية، مصابيح ومضية من Kr أو Xe تحت ضغط متوسط إلى عالٍ (500-1500 Torr). تحصل نبضة ضوء الضخ عن طريق الوميض في المصباح، عن طريق انقراض المكثفة التي جرى شحنها من قبل منبع تغذية استطاعة ذي مناسبة. يُبين الشكل (3-4) الدارات الكهربائية المستخدمة في ضخ المصابيح الومضية. تُستخدم تحريضية L غالباً في الدارات الكهربائية للحد من زمن ارتفاع التيار. يبدأ التفريغ بتأين الغاز في المصباح خلال نبضة قرح جهد عالٍ تطبق على قطب كهربائي مساعد حول المصباح. يُعرف هذا الترتيب بنظام القادح على التوازي كما في الشكل (3-4a). إلى جانب ذلك، بالإمكان إحداث تأين ابتدائي بتطبيق نبضة جهد مباشرة بين القطبين الكهربائيين الرئيسيين للمصباح، وهذا هو نظام القادح على التسلسل كما في الشكل (3-4b). حالما يحدث التأين، ينتج المصباح ومضة شديدة من الضوء وتحدد مدتها بسعة الدارة ومعامل التحريض وخصائص المصباح.^[14]

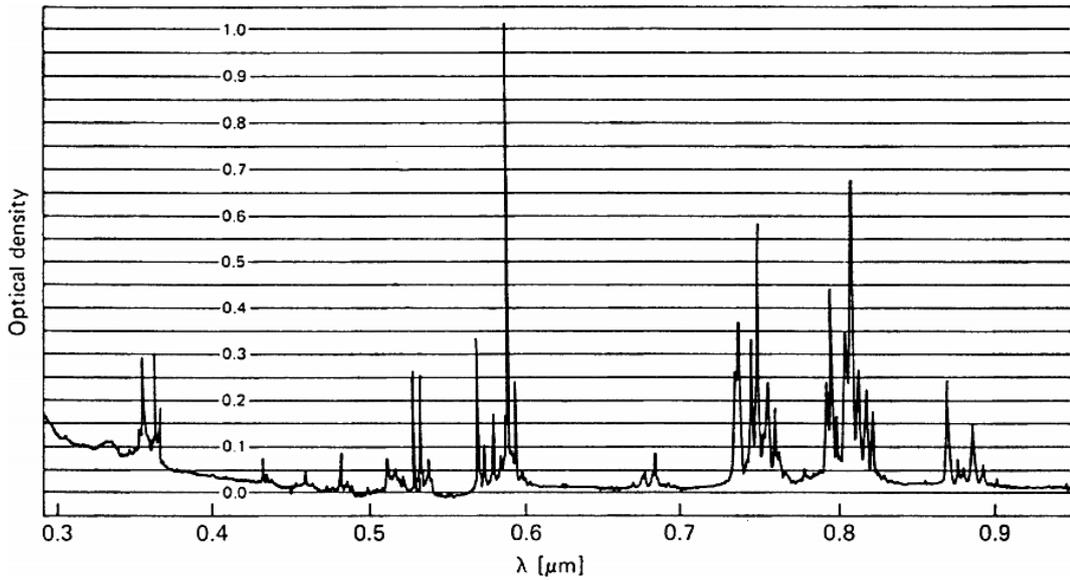


الشكل (3-4): الدارات الكهربائية المستخدمة في ضخ المصباح الومضي : قادح خارجي (a) ، أو شكل قادح سلسلة (b).

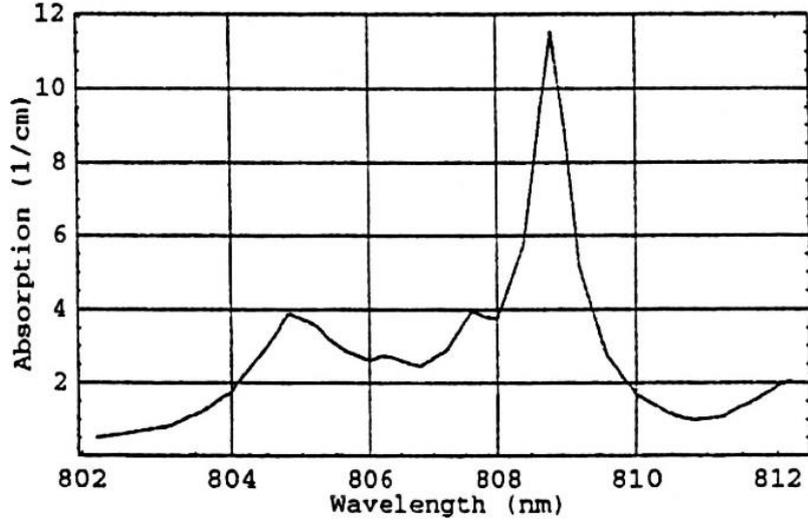
يُبين الشكل (3-5a) طيف امتصاص Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية الممتدة من $0.3\mu\text{m}$ إلى $0.9\mu\text{m}$ ، يبدي هذا الطيف عدداً من عصابات الامتصاص الشديدة نسبياً، حيث أشدها يقع في منطقة الأطوال الموجية $0.59\mu\text{m}$ و $0.75\mu\text{m}$ و $0.8\mu\text{m}$ وغيرها. في حين يُبين الشكل (3-5b) طيف امتصاص Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية 808nm ، تأتي أهمية هذا الامتصاص كونه المسؤول عن إنتاج خرج الليزر Nd:YAG عند طول موجي 1064nm .

في حالة ليزر Nd:YAG النبضي، يجري تصميم المصابيح الومضية خصيصاً كي تتحمل نبضات تيار كهربائي متكررة وشديدة هي المسؤولة عن توليد نبضات الليزر. من ناحية أخرى يكون غاز الملاء المثالي للمصابيح هو الكريبتون Kr أو الكزينون Xe، حيث تعطي هذه الغازات خرج ضوء يشبه اصدار الجسم الأسود المثالي ويكون على هيئة نبضة ضوئية تشتمل على عصابة الضخ الواقع عند الأطوال الموجية 808nm [6]، [11]، [13].

يجري اختيار غاز المصابيح وفقاً لخرجه من الضوء في عصابات الضخ عند تطبيق تيارات عالية ناتجة عن مغذي الاستطاعة. يجب أن تمتلك المصابيح الومضية تصميم خاص لتحسين ثباتها وزيادة عمرها ومقاومتها للتيارات العالية خلال النبضة. لهذا يجب زيادة سماكة جدار المصابيح كي تكون قادرة على تحمل الضغط العالي. كما يجب تثبيت الأقطاب الكهربائية التي تنتج القوس المتكرر، بحيث يكون الإجهاد الكهربائي أقل ما يمكن. إن ضغط غاز الملاء و القطر الداخلي للمصباح يجب أن يُختار بعناية ليكون المصباح قادر على مقاومة مغذي الاستطاعة من جهة، ومن جهة أخرى يؤمن نقل استطاعة أعظمي للطاقة الكهربائية بحيث تكون الطاقة الكهربائية المنعكسة أصغر ما يمكن. [10]

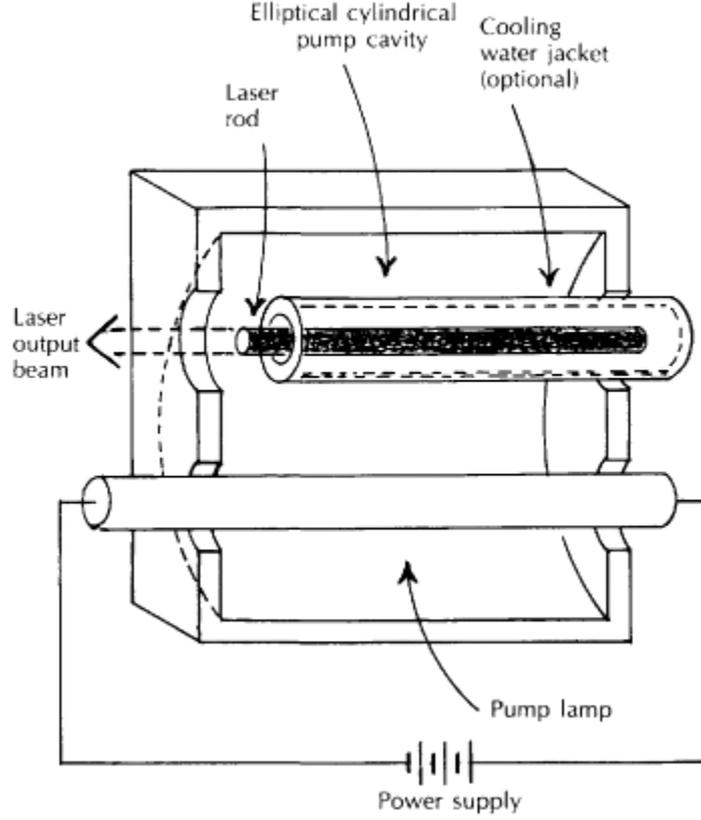


الشكل (3-5a): طيف امتصاص لـ Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية الممتدة من 0.3 μm إلى 0.9 μm.



الشكل (5b-3) : طيف الامتصاص لـ Nd:YAG في منطقة الأطوال الموجية 808nm.

غالباً ما تكون المصابيح التي تُضخ ليزرات الحالة الصلبة على شكل أنبوب، يُبين الشكل (3-6) مقطعاً عرضياً في نظام ضخ ضوئي يتكون من مصباح ومضي أنبوبي الشكل يوضع موازياً لقضيب الليزر. تقوم الحجرة الضوئية الإهليلجية بتجميع الضوء الصادر من المصباح الومضي على قضيب الليزر. يُستخدم التبريد بالماء لتبريد المصابيح الومضية الخفية المستخدمة في ليزر Nd:YAG ذي الاستطاعة المتوسطة والعالية. إن الكفاءة الإجمالية لليزرات التي تُضخ بالمصباح الومضي تكون أقل بكثيرٍ من تلك التي تُضخ باستخدام بالديود. مع أن الكفاءة الضوئية الكلية للمصابيح الومضية تكون أكبر من 50% بالمقارنة مع 40% لأجل الديودات. ينتج عن المصابيح ضوءً ينتشر في كل الاتجاهات، لكن يأمل المصممون دوماً الاستفادة القصوى من أشعة المصباح عن طريق الانعكاس. إن 5% فقط من الأشعة الناتجة عن المصباح الومضي تصل إلى سوية الليزر العليا. يعود السبب في ذلك إلى الامتصاص الضعيف لطاقة المصباح من قبل الوسط الليزري من جهة ومن جهة أخرى، إلى كون الطاقة التي يمتصها Nd:YAG تصل إلى سوية أعلى من سويات الليزر العليا.^[4]



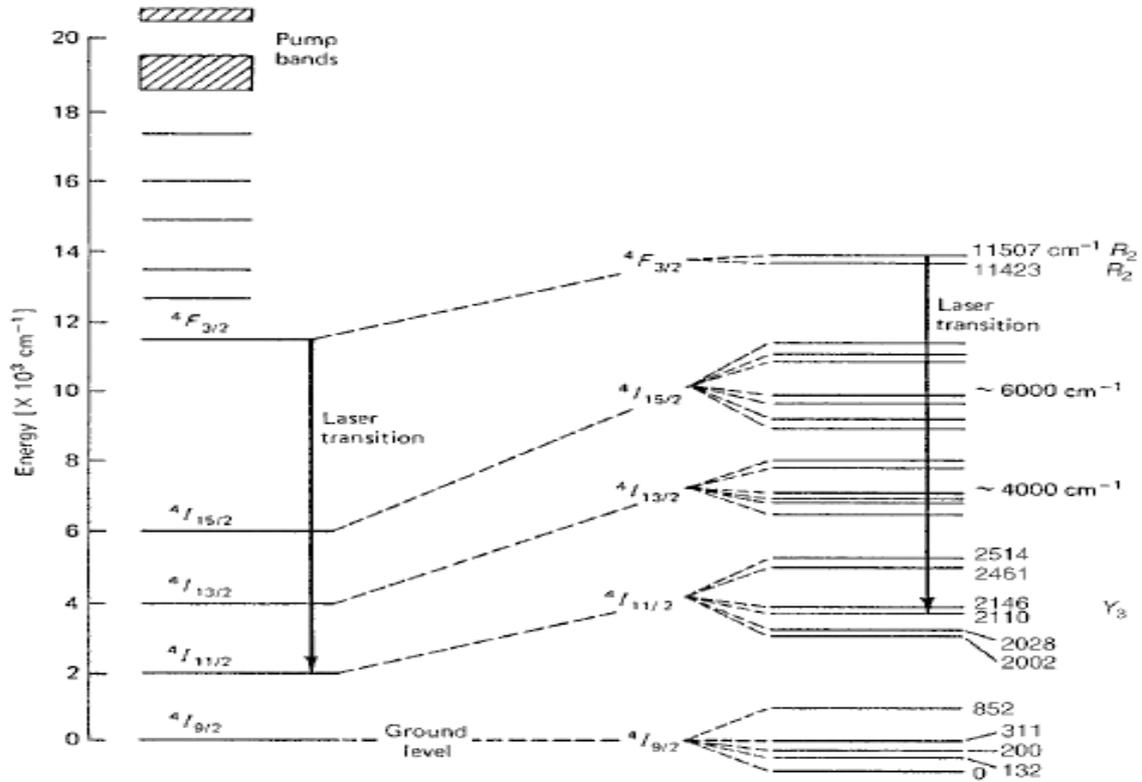
الشكل (6-3): مقطع طولي لنظام ضخ ضوئي يتكون من مصباح ومضي أنبوبي يوضع موازياً لقضيب الليزر. تمرکز حجرة الضخ الإهليلجية الأشعة الصادرة من المصباح على القضيب الليزري.

3-3- خصائص الليزر (Laser Properties):

يحل ايون Nd^{+3} مكان Y^{+3} (Yttrium) عند إثارة بلورة YAG المضيفة حيث تتشكل المادة الفعالة. وبتطبيق عملية الضخ الضوئي يحدث الإسكان المعكوس ومن ثم نحصل على الاصدار الليزري. إن الليزر الحاصل هو ليزر ذي أربع سويات طاقة. يتميز ليزر Nd:YAG بعرض انتقال ليزري ضيق أي عتبة منخفضة، ويمكن أن يعمل بالنظام المستمر أو النبضي وهو موضوع البحث.

يُبين الشكل (6-3) مخططاً لسويات الطاقة في ليزر Nd:YAG. هناك حزمًا امتصاص تعود الأولى للانتقال من السوية الأساسية $^4I_{9/2}$ إلى السوية $^4F_{7/2}$ وتوافق طول موجة ضوء ضخ تساوي $0.73\mu m$ ، وتعود الثانية للانتقال من السوية الأساسية $^4I_{9/2}$ إلى السوية $^4F_{5/2}$ وتوافق طول موجة ضوء ضخ تساوي $0.8\mu m$. يحصل انتقال الليزر الأساسي عند طول موجة $1064nm$ ويبدأ من السوية الفرعية R_2 العائدة للسوية $^4F_{3/2}$ وينتهي عند السوية الفرعية Y_3 العائدة للسوية $^4I_{11/2}$. وفقاً لقانون بولتزمان وفي درجة حرارة الغرفة يكون 40% من إسكان السوية $^4F_{3/2}$ في السوية الفرعية R، في حين يكون 60% من إسكان السوية $^4F_{3/2}$ المتبقي في السوية الفرعية الأدنى R_1 . يحدث الفعل الليزري فقط من السوية الفرعية R_2 التي تعود

لتمتلي مرة ثانية من R_1 عن طريق الانتقالات الحرارية. إن السوية الأرضية لـ Nd:YAG هي $^4I_{9/2}$. في حين تقع سوية الليزر النهائية فوق الحالة الأرضية بفارق طاقي يساوي 2110 Cm^{-1} .



الشكل (7-3) سويات الطاقة في ليزر Nd:YAG.

تملك سوية الليزر العليا $^4F_{3/2}$ كفاءة تألق أكبر من 99.5% وزمن تألق يساوي $230 \mu\text{s}$. إن النسبة المئوية للإصدار من السوية $^4F_{3/2}$ إلى السويات المختلفة الأدنى تكون وفقاً للمخطط الآتي:

$$^4F_{3/2} \longrightarrow ^4I_{9/2} = 0.25$$

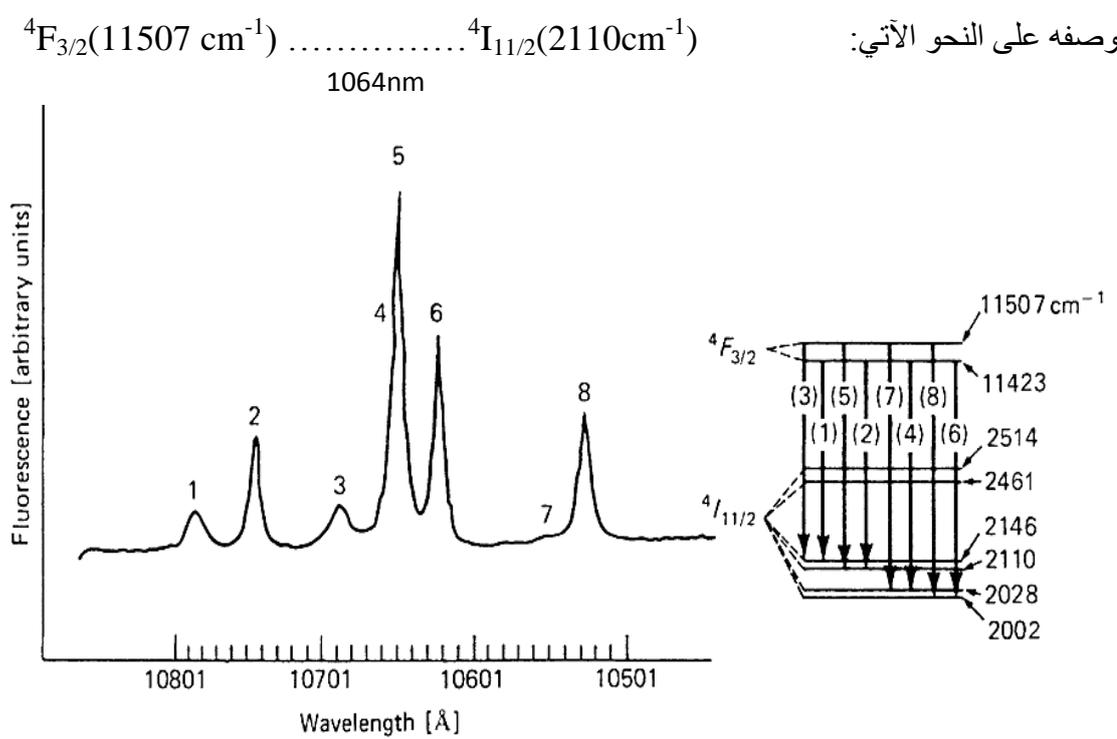
$$^4F_{3/2} \longrightarrow ^4I_{11/2} = 0.60$$

$$^4F_{3/2} \longrightarrow ^4I_{13/2} = 0.14$$

$$^4F_{3/2} \longrightarrow ^4I_{15/2} < 0.01$$

تدل النسبة المئوية الواردة آنفاً على أن الأيونات المنتقلة جميعاً بطريقة الضخ الضوئي من السوية الأرضية تصل إلى سوية الليزر العليا وأن 60% من هذه الأيونات الواقعة في سوية الليزر العليا تسبب خرج تآلق ينتهي عند السوية $^4I_{11/2}$. إن خط الإصدار الليزري الأساسي في ليزر Nd:YAG الواقع عند $1.06\mu\text{m}$ يكون في درجة حرارة الغرفة خاضعاً لتعريض متجانس عن طريق اهتزازات الشبكة الفعالة الحرارية. والمقطع العرضي الفعال للانتقال الليزري، ضمن الشروط نفسها يساوي $\sigma^*(^4F_{3/2} \dots \dots \dots ^4I_{11/2}) = 2.8 \times 10^{-19} \text{cm}^2$.

يُبين الشكل (7-3) طيف فلورة (تآلق) أيون Nd^{+3} في بلورة الـ YAG عند درجة حرارة 300K في منطقة الأطوال الموجية $1.06\mu\text{m}$ مع مخطط تفصيلي يوضح بنية طيف التآلق من السويات $^4F_{3/2}$ إلى السويات $^4I_{11/2}$. من الضروري الإشارة إلى أن الانتقال الليزري يوافق أشد الخطوط في طيف التآلق ويمكن وصفه على النحو الآتي:

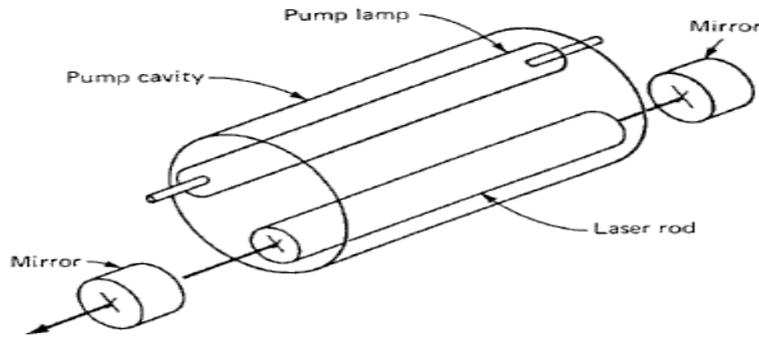


الشكل (8-3): طيف التآلق لأيون Nd^{+3} في الـ YAG عند درجة حرارة 300K في منطقة الأطوال الموجية $1.06\mu\text{m}$ ، مع مخطط تفصيلي يوضح بنية طيف التآلق من السويات $^4F_{3/2}$ إلى السويات $^4I_{11/2}$.

4-3- الهزاز Nd:YAG (The oscillator) :

تناولت الفقرة أعلاه عملية التضخيم بعد توليد النبضة الصادرة من الهزاز. يُبين الشكل (9-3) المكونات الأساسية لهزاز ليزر الحالة الصلب يُضخ ضوئياً. يتكون الهزاز من عنصرين أساسيين هما المضخم الضوئي والمرنان الضوئي. يشمل المرنان الضوئي مرآتين إما مستويتين أو منحنيتين واقعتان على محور المادة الفعالة. يقوم ضوء الضخ بتحقيق عملية إسكان معكوس في المادة الفعالة تؤدي إلى تخزين الطاقة في مستوي الليزر الأعلى. بعد ذلك تُطلق هذه الطاقة إلى الحزمة الضوئية عن طريق الإصدار المحثوث، حيث

تبدأ عملية التضخيم بإصدار ضئيل للإشعاع التلقائي على طول محور الليزر. يبدأ النظام بالاهتزاز حتى تصبح التغذية العكسية كبيرة بما فيه الكفاية لتعويض الخسائر الداخلية للنظام.

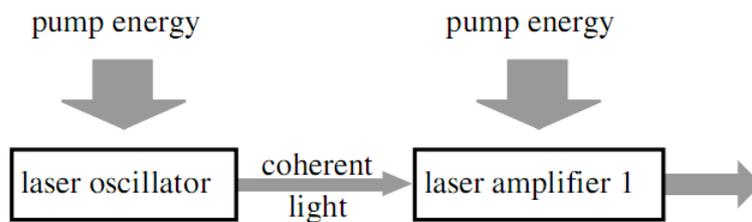


الشكل (9-3): المكونات الأساسية لهزاز ليزر حالة صلبة يُضخ ضوئياً.

يُحدد المرنان الخصائص الطيفية والمكانية والزمانية لشعاع الليزر، بينما يعمل وسط التضخيم كمنبع للطاقة. يستخدم في هذا البحث نموذجاً تحليلياً لهزاز الليزر الذي يسبق مرحلة التضخيم، مؤلف من مصباح ومضي وقضيب الليزر وفقاً للترتيب الذي يُبينه الشكل (9-3). يجري تبريد المصباح الومضي بالماء عن طريق أنبوب التدفق أو تبريد الغلاف. يضخ الماء أو أي سائل تبريد مناسب آخر عبر أنبوب التدفق الذي يغلف القضيب الليزري. إن حجرة الضخ ذات مقطع عرضي إهليلجي. أن عبارة حجرة أو حجرة الليزر تدل على البنية والتركييب الميكانيكي الذي يحوي كل من بلورة الليزر ومنابع الضخ وقنوات التبريد وارتباطات الميكانيكية الأخرى. [1],[6]

3-5- مضخم استطاعة هزاز رئيسي (MOPA):

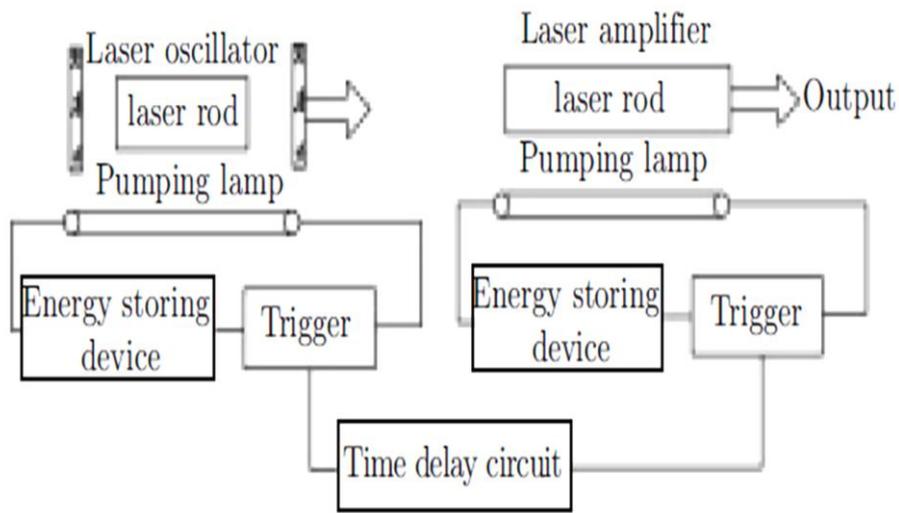
يعتمد الفعل الليزري على الإصدار المحثوث للضوء في المادة الفعالة، حيث تثار بتقنية الضخ الضوئي. وينفذ الإصدار المحثوث من هزازات الليزر التي تعمل كمنبع ابتدائي لضوء الليزر. بالإضافة إلى ذلك يُضخم الضوء عن طريق الإشعاع المحثوث في مضخات الضوء. يُبين الشكل (10-3) مخططاً لنظام MOPA يحوي هزاز رئيسي ومضخم. [2]



الشكل (10-3): نظام ليزر MOPA يحوي هزاز رئيسي و مضخم.

تُستخدم مضخات النبضة بهدف الحصول على نبضات ذات طاقة عالية بسطوح عالٍ. يعتمد توليد نبضات الطاقة العالية على دمج متسلسل لهزاز رئيسي ومضخات استطاعة متعددة المراحل MOPA. يولد الهزاز نبضة ليزر ابتدائية ذات طاقة منخفضة بكفاءة عالية، إي أن انفراج الحزمة يكون صغيراً وعرضها الطيفي ضيق. في تصميم MOPA يؤثر عرض النبضة في آلية التضخيم تأثيراً كبيراً. عندما تدخل إلى المضخم نبضة Q-switch أو النمط المغلق عرضها أقصر من معدل الضخ وزمن الإصدار التلقائي للمضخم، فأنها سوف تنتزع الطاقة التي جرى تخزينها في وسط التضخيم قبل وصول هذه النبضة. تمر نبضة الدخل هذه خلال القضيب، حيث تكون الذرات مثارة كي تكون قادرة على تحرير الطاقة المختزنة. في أنظمة ليزر استطاعة الذروة العالية جداً، تكون النبضة مُضخمة، وعندئذ سوف تتعرض لبعض الظواهر اللاخطية المتعددة المترافقة مع ضوء شديد. على سبيل المثال عند الشدات الضوئية العالية، يصبح معامل الانكسار تابعاً للشدّة، ولما كان معامل الانكسار هو الذي يُحدد السرعة الطورية للضوء فأن الضوء الشديد سوف يعاني من تأخير بالطور. فضلاً عن ذلك تعاني الحزمة التي تعبر أي وسط شفاف بتوزع شدة غير منتظم من تأخر في الطور عند مركزها يختلف عن ذلك التأخير في الطور عند حوافها. يؤدي هذا التغير في الطور إلى تشويه الحزمة الضوئية ويقلل إلى حدٍ كبيرٍ من كفاءة الحزمة. [12]

يُبين الشكل (11-3) رسماً تخطيطياً لليزر ومضخم لنظام MOPA مع ادوات الضخ ودارات القدرج. عندما يدخل خرج الليزر من الهزاز إلى المضخم، يجب أن يكون الوسط الفعال للمضخم محرّضاً وفي حالة إسكان معكوس أعظمي. من أجل تحقيق التزامن بين الهزاز والمضخم زود النظام بدارة تزامن خاصة تربط بين دارتي القدرج. يجري اختيار زمن التأخير بين قادح الهزاز وقادح المضخم تجريبياً، ويختلف زمن التأخير باختلاف التصاميم الليزرية المستخدمة.



الشكل (11-3) : رسم تخطيطي لنظام هزاز - مضخم مع مصابيح الضخ ودارات القدرج.

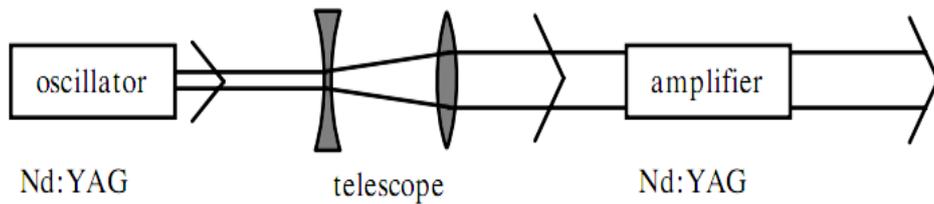
فيما يخص الاختلاف في عرض إشارة النبضة، تصنف مضخمات الليزر إلى مضخمات الليزر النبضة الطويلة، ويسمى أيضاً مضخمات الليزر المستمرة و مضخمات الليزر النبضية ومضخمات الليزر النبضة فائقة القصر.^[8]

3-6- المضخم Nd:YAG:

إن السبب الأكثر شيوعاً لاستخدام مضخم استطاعة هزاز رئيسي MOPA، أو ما يعرف باسم تصميم هزاز - مضخم، هو تحسين كفاءة الحزمة عند الاستطاعة العالية. تنتج بلورات الليزر الكبيرة أشعة الليزر بكفاءة قليلة، عندما تكون الاستطاعة والطاقة عالية جداً. فضلاً عن ذلك، يؤدي ضبط العناصر البصرية إلى انحرافات حزمة الليزر، مما يسبب تخفيض كفاءتها. لهذا السبب يُستخدم هزاز بسيط يعطي الكفاءة المطلوبة للحزمة، ومن ثم تُرسل هذه الاهتزازات الناتجة عن الهزاز عبر سلاسل من قضبان ليزرية تدعى المضخمات. بحيث تعبر هذه الإشارة خلال كل واحدٍ منها. عندما يحدث الضخ في بلورات المضخم، سوف تقوم كل بلورة بتضخيم الحزمة الناتجة من الهزاز، بدون إضافة أية انحرافات على شعاع الليزر الأصلي. أن عملية الضبط الضوئي للمضخمات ستكون أقل منها للهزاز، بسبب عدم وجود تغذية عكسية مطلوبة لعبور الإشارة في هذه المراحل.^[10]

في نظام هزاز - مضخم يتحدد كل من عرض النبضة وانحراف الشعاع والعرض الطيفي على نحوٍ أساسي عن طريق الهزاز، في حين تحدد طاقة النبضة والاستطاعة عن طريق المضخم. لهذا السبب يقلل تشغيل الهزاز عند مستويات الطاقة المنخفضة نسبياً، كل من انحراف الشعاع والعرض الطيفي. استناداً لهذا يمكن بدمج الهزاز - المضخم الحصول إما على طاقة أعلى من تلك الناتجة من هزاز وحيد، أو الحصول على الطاقة نفسها لكن بشعاع يملك انحراف أصغر وخط طيفي أضيق.^[1]

غالباً ما يكون نظام هزاز - مضخم أكثر فعالية في الليزر النبضية. حيث تعبر حزمة الليزر الناتجة عن خرج الهزاز المادة الفعالة مرة واحدة، تفادياً لضرر المضخم يجري توسيع الحزمة عن طريق عدسات تلسكوبية قبل دخولها المضخم. يُبين الشكل (3-12) مخططاً للتضخيم في نظام ليزر Nd:YAG ذي مضخم واحد من أجل عبور واحد.



الشكل(3-12) : مخطط التضخيم في نظام ليزر Nd:YAG بمضخم واحد ومن أجل عبور واحد.

يسمح التلسكوب أيضاً بتغيير انحراف حزمة الهزاز. يسمح هذا المضخم بتضخيم حزمة الليزر إلى 10 أضعافها أو حتى 30 ضعفاً. لكن باستخدام هذا النظام لا يصل المضخم إلى حالة الإشباع التام، ولذلك يمكن استعمال مضخم آخر أو ما يسمى نظام العبور المزدوج. تُستخدم مضخات العبور الواحد من أجل النبضات التي أمدها من رتبة البيكوثانية والنانوثانية. على سبيل المثال، من أجل نبضة Q-switch نموذجية عرضها 25ns وطاقتها 17mJ صادرة عن هزاز Nd:YAG يُضخ بمصباح ومضي طاقتة 8J، يجري تضخيم النمط الرئيسي فيها عند العبور مرة واحدة إلى طاقة تصل قرابة 55mJ في المضخم الأول الذي يُضخ بمصباح ومضي طاقتة 16J. أما عند عبورها في المضخم الثاني الذي يُضخ بمصباح ومضي طاقتة 16J أيضاً، فإن طاقة النمط الرئيسي في هذه النبضة تصل إلى قرابة 160mJ. بالإمكان أيضاً تضخيم نبضة واحدة أمدها 30ps صادرة من ليزر Nd:YAG وطاقتها 1mJ باستخدام مضخم عبور واحد تصل طاقتها إلى 10mJ، أما إذا جرى استخدام مضخم ثانٍ فإن طاقتها تصل إلى 40mJ. يتناول هذا البحث مضخم فردي يمكن توسيعه إلى اثنين أو عدة مضخات في سلسلة.^[2]

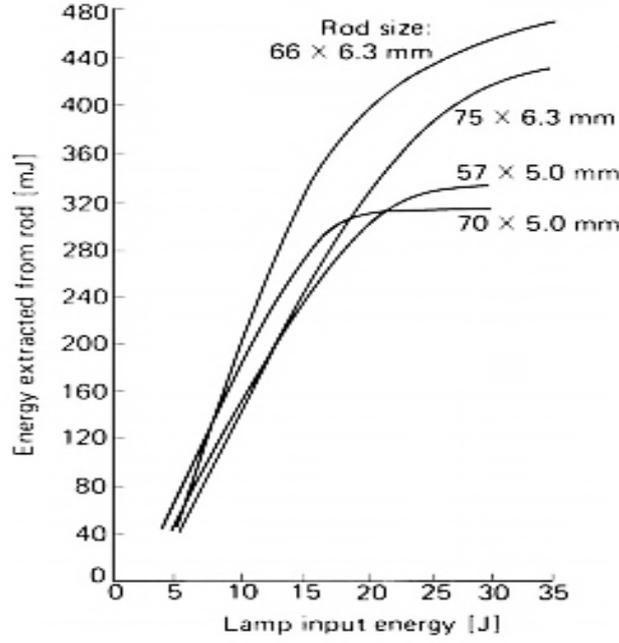
لما كان كل من الإصدار التلقائي المضخم (ASE) والاهتزازات الطفيلية الناتجة عن الربح العالي في ليزر Nd:YAG يحدان على نحوٍ فعالٍ من كثافة تخزين الطاقة، فإن الطاقة المفيدة التي يمكن استخلاصها من البلورة تكون محدودة. ويعطى معامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 بدلالة كثافة الطاقة المخزنة بالعلاقة

$$g_0 = \frac{E_{sto}}{E_s} \quad \text{الآتية:}$$

ويعطى ربح العبور الواحد للإشارة الصغيرة في المضخم بالعلاقة الآتية:

$$G_0 = \exp\left(\frac{E_{sto} \cdot L}{E_s}\right)$$

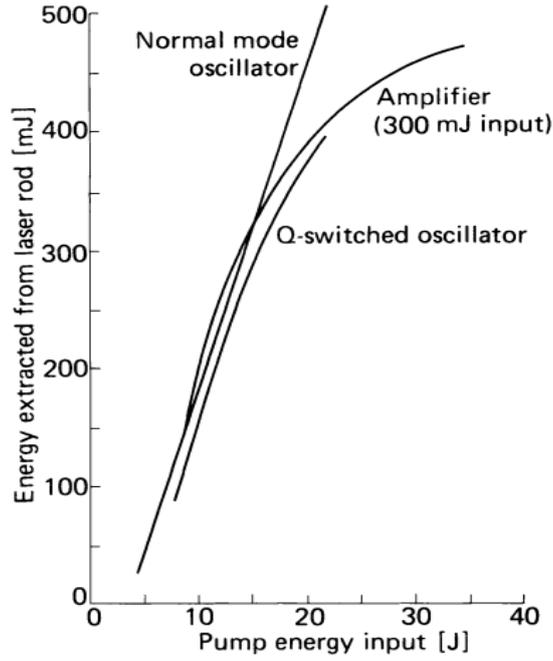
فإذا كان المقطع العرضي $\sigma = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ فإن طاقة الإشباع تصل إلى $E_s = 0.66 \text{ J/cm}^2$. إذا كان المطلوب انتزاع 500 mJ من قضيب Nd:YAG قطره 5mm وطوله 7.5cm، فإن كثافة طاقة التخزين الأصغرية يجب أن تكون $E_{sto} = 0.34 \text{ J/cm}^3$. وربح المرور الواحد للإشارة الصغيرة في القضيب سيكون $G_0 = 46$. لكن يصعب المحافظة على سلامة المضخم من تأثير هذا الفعل الليزري عند هذه القيمة المرتفعة للربح. لكن الربح في مواد الليزر يكون محدوداً عن طريق بداية الاهتزازات الطفيلية، وفي Nd:YAG على سبيل المثال، من الصعب تحقيق ربح أكثر من 30 مرة باستخدام مرور واحد في المضخم.



الشكل (13-3): تغيرات الطاقة المنتزعة من مضخم Nd:YAG بدلالة طاقة دخل المصباح باستخدام قضبان ليزرية مختلفة الحجم.

يُبين الشكل (13-3) تغيرات الطاقة المنتزعة من مضخم Nd:YAG بدلالة طاقة دخل اللبنة من أجل حجوم مختلفة للقضيب. تُبين هذه المنحنيات أن الطاقة العظمى التي يمكن انتزاعها من القضبان المختلفة يمكن أن تصل إلى مستوى الإشباع. فمن أجل قضيب ذي طول كبير نسبياً، وبالتالي ربح عالي من أجل تعزيز الإصدار التلقائي. بينما من أجل القضيب القصير نسبياً مع قطر كبير، فإنه يمكن أن تخزن طاقة كلية أكبر للحصول على نفس الربح الكلي، الذي حصلنا عليه في حال طول كبير للقضيب أي مساوي للحالة الأولى.

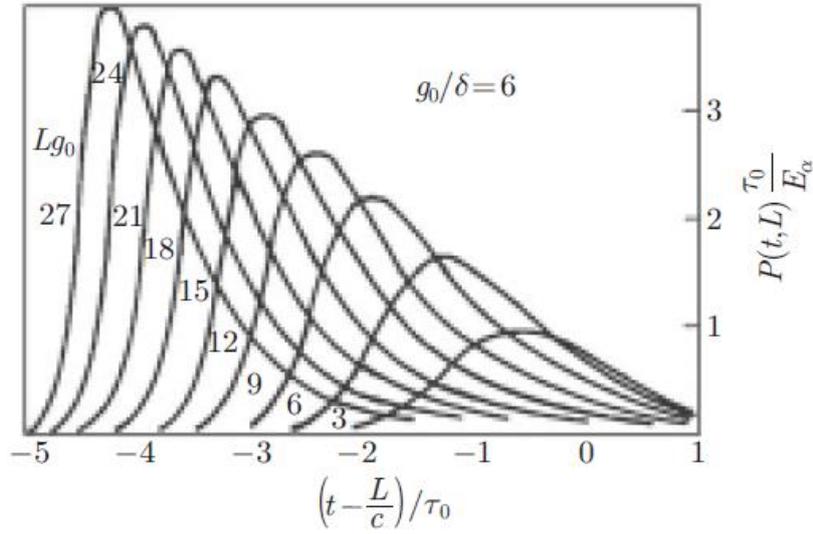
ينخفض الربح بزيادة حرارة قضيب Nd:YAG، وبالنتيجة يمكن تخزين المزيد من الطاقة. على سبيل المثال، تزداد الطاقة المنتزعة من المضخم من 770 mJ/cm^2 إلى 926 mJ/cm^2 عند رفع درجة الحرارة من 26 حتى 96 درجة مئوية. يُبين الشكل (14-3) الطاقة المنتزعة من قضيب ليزر بدلالة طاقة ضخ الدخل وذلك عندما يستخدم كهزاز عادي وكهزاز مع Q-switch وأخيراً كمضخم ذي عبور واحد.^[1]



الشكل (3-14): تغيرات الطاقة المنتزعة من قضيب ليزر Nd:YAG بدلالة طاقة ضخ الدخل وذلك عندما يستخدم كهزاز عادي وهزاز Q-switched ومضخم لنبضات Q-switched.

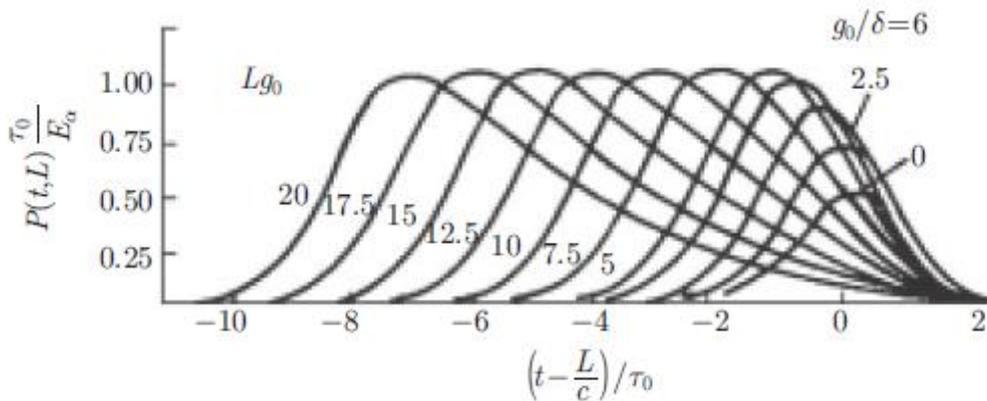
7-3- تضخيم الأشكال الموجية الأخرى للنبضة (Amplification of other pulse waveforms):

في الحقيقة، لا يوجد نبضات خرج ليزر Q-switched مربعة، لهذا تتناول هذه الفقرة مناقشة صغيرة لتضخيم النبضات الغاوصية واللورانسية والنبضات الأسية. من الضروري التنويه إلى أنه عند تضخيم النبضات التي تمتلك هذه الأشكال، تبقى المعادلة (23.1) التي تعطي معدل تغير كثافة الإسكان المعكوس، والمعادلة (27.1) التي تعطي معدل تغير شدة جريان الفوتون، صحيحتان. لكن يجب الإشارة إلى أن النتائج النظرية والتجريبية تظهر بعد مرور النبضة الليزرية عبر المضخم، حيث يتعلق اختلاف أشكال تموجها بشكل مباشر بقانون تغير الحافة الأمامية لنبضة الإشارة الواردة. على سبيل المثال، تختلف الحافة الأمامية للنبضات من النوع الغاوصي وفقاً للمقدار $\exp(-\frac{t^2}{\tau^2})$ ، ولهذا تكون الزيادة في حافتها الأمامية أسرع بكثير من الزيادة الأسية، وبالنتيجة يصبح عرض النبضة أصغر بعد التضخيم.

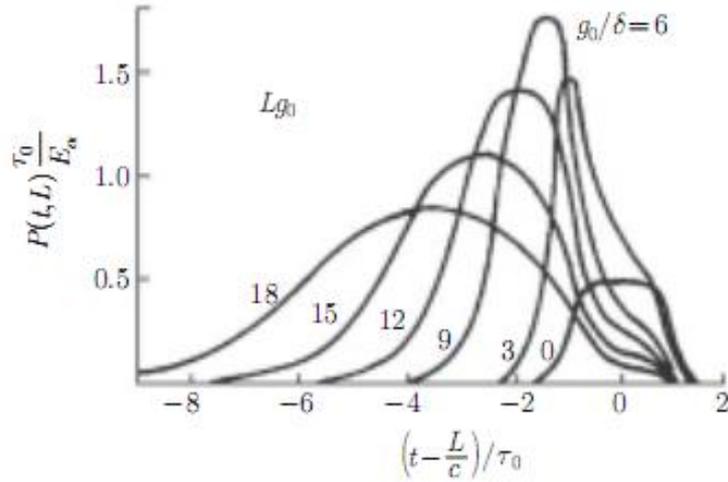


الشكل (15-3): تغيرات شكل النبضة الغاوصية الناجم عن التضخيم اللاخطي.

يُبين الشكل (15-3) تغيرات شكل النبضات الغاوصية الناجمة عن التضخيم اللاخطي. أما من أجل النبضات الأسية فإنه عند العبور خلال المضخم، لا يتغير كثيراً كل من شكلها وعرضها. لكن تملك الحافة الأمامية لهذه النبضات رباعاً أكبر من حافتها الخلفية وتتحرك قمة ذروتها إلى الأمام بسبب زيادة الطول L عند اختراقها لوسط التضخيم، ويكون مقدار الإزاحة هو $\Delta\tau = \tau(g_0 - \delta)L$. يُبين الشكل (16-3) تغير شكل نبضة أسية حيث الزيادة في الحافة الأمامية لهذه النبضة تكون أبطأ من زيادة التابع الأسي، ولهذا السبب يزداد عرض مثل هذه النبضات بعد عبورها وسط التضخيم اللاخطي. يُبين الشكل (17-3) شكل نبضة تعطى بالعلاقة $p_0 \left[1 + \left(\frac{t}{c}\right)^8\right]^{-1}$ بعد عبور مثل هذه النبضة المضخم يزداد عرضها وتنخفض قمة ذروتها.



الشكل (16-3): تغيرات شكل النبضة الأسية بعد التضخيم.



الشكل (3-17): تغيرات الشكل الموجي للنبضة $P_0 \left[1 + \left(\frac{t}{c} \right)^8 \right]^{-1}$ بعد التضخيم.

بوجهٍ عام، يمكن القول أنه للحصول على نبضات ليزر بعرض ضيق واستطاعة عالية، بالإمكان استخدام تقنية قص الأجزاء المرتفعة للنبضة ببطء لتصبح حافتها الأمامية منحدره قبل أن تدخل المضخم. عند انجاز ذلك يمكن الحصول على نبضة بعرض ضيق. [8]

حتى الآن، تناول البحث دراسة تغير طاقة نبضة الليزر التي تعبر خلال المضخم. لكن في نظام الإشباع، تحدث تغيرات هامة في الشكل المكاني والزمني لحزمة الدخل. فمن أجل حزمة دخل غاوصية، سيكون الربح في مركز الحزمة أقل منه في محيطها كنتيجة للإشباع. وازدياد عرض الحزمة عندما تعبر خلال المضخم. يمكن بسهولة ملاحظة سبب التشوهات الزمانية للحافة الأمامية للنبضة التي انتزعت مسبقاً الطاقة المخزنة في المضخم. لهذا ترى الحافة الخلفية للنبضة القادمة أن الإسكان المعكوس أصغر وبالنتيجة يعاني المضخم من انخفاض في الربح. فضلاً عن ذلك، تضاف طاقة أقل إلى الحافة الخلفية للنبضة من تلك المضافة إلى الحافة الأمامية، وهذا يؤدي إلى إعادة تشكيل هام للنبضة بالكامل. [14]

الفصل الرابع

الجزء العملي

Analytical And Experimental Study

دراسة تحليلية وتجريبية

4 - 1- مقدمة بحثية:

كما ذكرنا سابقاً تعد عملية التضخيم من العمليات الهامة للحصول على استطاعة وطاقة كبيرة وذلك بغية استخدامها في تطبيقات الليزر المختلفة والتي لا يمكن الحصول عليها باستخدام الهزاز لوحده. يجب عند تطبيق طريقة التضخيم المحافظة على مواصفات جيدة للحزمة التي تملك الطاقة والاستطاعة المطلوبين بعد عملية التضخيم.

يُعد ليزر Ti:sapphire من ليزرات الأجسام الصلبة، التي تضخ بليزر Nd:YAG نبضي، يُحقق بذلك عملية ضخ بلورة Ti:sapphire التي تولد ضوء ليزر بمساعدة عناصر بصرية أخرى. إن وجود هزاز Nd:YAG لوحده لا يحقق الضخ الكافي لبلورة Ti:sapphire ولهذا هناك حاجة لعملية تضخيم، تزداد بموجبها طاقة النبضة الصادرة من الهزاز. جرى استخدام مضخم من مرحلة واحدة أو ما يسمى مضخم هزاز - رئيسي MOPA. أي جرى استخدام تقنية تضخيم الموجة المسافرة. تمر النبضة عبر المادة الفعالة للمضخم في مرور وحيد للإشارة، بعد تحقيق عملية إسكان معكوس في المضخم عن طريق عملية ضخ مشابهة تماماً لضخ الهزاز. وبالنتيجة تضاف فوتونات إضافية للنبضة الواردة من الهزاز تكون في تطابق تام مع نبضة الدخل. إن عملية التضخيم لا تغير في مواصفات نبضة الدخل ولكن فقط تقوم بزيادة الطاقة وبالتالي تزيد من سطوع النبضة.

لقد أُجريت دراسات مختلفة على جهاز Ti:sapphire المتوفر في مخبر المعهد العالي لبحوث الليزر وتطبيقاته، ويُعنى هذا البحث باستكمال تلك الدراسات. يتركز البحث في مجال التضخيم وهي المرحلة التي تلي مباشرة مرحلة توليد نبضة الليزر من هزاز Nd:YAG نبضي مضخوخ بمصباح ومضي ومُبرد عن طريق تيار ماء في كل من حجرتي الهزاز والمضخم، وذلك بسبب الأثر الحراري الناتج عن عملية التوليد والتضخيم على حدٍ سواء. يُبين الشكل (4-1) المكونات الأساسية لليزر Ti:sapphire المستخدم في البحث.

4-2- الأجهزة المستخدمة:

- 1- ليزر Nd:YAG نبضي يولد نبضة الليزر بكل ما يحتويه من مكونات وعناصر بصرية.
- 2- مضخم Nd:YAG نبضي يضخم إشارة النبضة الصادرة من الهزاز، وبالتالي يقوم بإضافة طاقة إضافية للنبضة الواردة ويزيد سطوعها.

3- وحدة تغذية لكل من الهزاز والمضخم مع دائرة تزامن بين مرحلتي الاهتزاز والتضخيم. يُبين الملحق (1) مواصفات وحدة التغذية.

4- دائرة تبريد مشتركة بين الهزاز والمضخم حيث باستخدام تيار من الماء المقطر والمصفي من الجسيمات عبر مرحلة تصفية كي يتدفق عبر أنابيب تمر في كل من حجرتي الهزاز والمضخم.

5- أجهزة قياس: يُبين الملحق رقم(2) هذه الأجهزة وبعض من ميزاتها.

6- ليزر هيليوم - نيون $He:Ne$ يستخدم كجهاز مساعد في عملية ضبط العناصر البصرية.

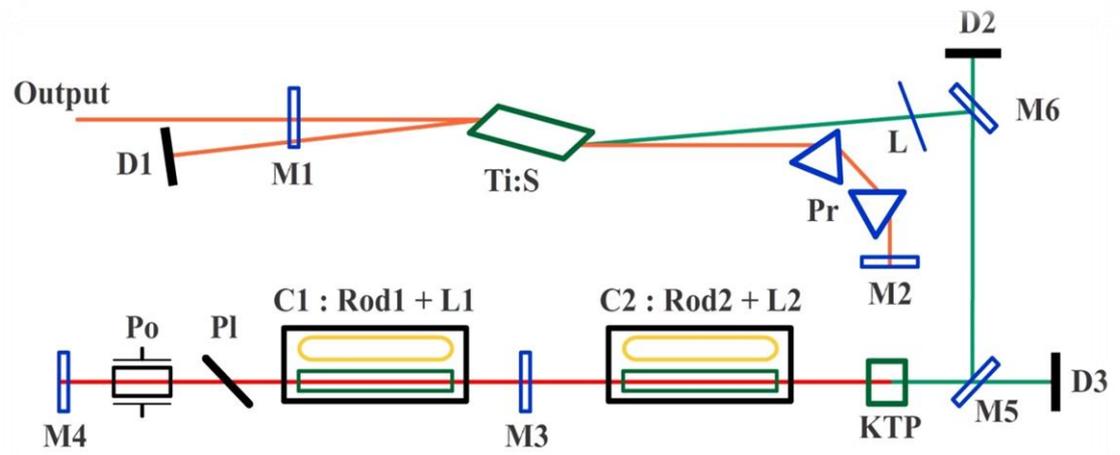
7- تجهيزات أخرى مختلفة من مثل:

3- مفتاح الجودة Q-switch

4- بلورة KTP

5- عدسات وموسعات حزمة.

6- بلورة $Ti:Sapphire$.



الشكل (1-4):المكونات الرئيسية لجهاز ليزر $Ti:sapphire$ المستخدم في البحث.

1- M_3 ، M_4 المرآة الخلفية ومرآة الخرج للهزاز، على الترتيب.

2- P_0 خلية بوكلز الطولانية .

3- P_1 مقطب.

4- $rod2$ ، $rod1$ قضيبا الليزر في مرحلة الهزاز ومرحلة المضخم، على الترتيب. وهما عبارة عن بلورتي $Nd : YAG$ ($8mm \times 80mm$, $6mm \times 80mm$) .

5- بلورة $KTiPo_4$ و يرمز لها بـ KTP لمضاعفة التواتر.

6- L_2, L_1 مصابيح ومضية ($Flash lamps$) لمرحلتي الاهتزاز و التضخيم، على الترتيب.

4 - 3- وصف الجهاز:

يُبين الشكل (4-2) جهاز ليزر Ti:sapphire المستخدم في هذا البحث. ويتألف ليزر Ti:sapphire الذي أُجري عليه البحث من المكونات الرئيسية الآتية:

- أولاً : منظومة طاقة مكونة من قسمين تؤمن عملية الضخ للمادة الفعالة Nd:YAG في كل من الهزاز والمضخم عن طريق المصابيح الومضية، وهي مكونة من:
 - 1- منظومة طاقة خاصة بالهزاز.
 - 2- منظومة طاقة خاصة بالمضخم.
 - 3- دارة تزامن بين المنظومتين.
- ثانياً : هزاز Nd:YAG نبضي يُضخ بمصباح ومضي.
- ثالثاً : مضخم Nd:YAG نبضي يُضخ بمصباح ومضي أيضاً.
- رابعاً : دارة تبريد نظام MOPA: في أنظمة الضخ باستخدام المصابيح الومضية، يستفاد فقط من 1% من الطاقة المقدمة إلى الوسط الفعال في الإصدار الليزري. بينما يتحول الجزء المتبقي من الطاقة إلى حرارة. لهذا من الضروري تبريد هذه الطاقة الحرارية كي يعمل الوسط الفعال بشكل طبيعي وفعالٍ. يجري تحقيق ذلك بواسطة جريان الماء المقطر في دارة مغلقة تؤمن التبريد اللازم. يستخدم تيار من الماء يجري في كل من حجرتي الهزاز والمضخم ويحيط بكل من قضبان الليزر والمصابيح الومضية كي يخفض من الحرارة الناتجة عن عملية الضخ والامتصاص. للتبريد أهمية أساسية في نظام هزاز - مضخم وذلك للأسباب الآتية:
 - 1- زيادة درجة الحرارة إلى حدٍ كبيرٍ يؤدي إلى تلف وتصدع القضبان الليزرية.
 - 2- ينتج عن عملية الضخ تدرج في التوزيع الحراري في القضبان الليزرية بين المركز والأطراف، مما يؤدي إلى تشكيل العدسة الحرارية التي تسبب تلف هذه القضبان.
 - 3- تشوه في شكل نبضة الخرج ينجم عن الانكسار المضاعف الذي يحدث عند ارتفاع درجة حرارة الأوساط.
 - 4- زيادة درجة الحرارة تؤدي إلى تقليل كفاءة الليزر بسبب نقصان معدل التفريغ.



الشكل (2-4):جهاز ليزر Ti:sapphire المستخدم في البحث.

4-4- دراسة تجريبية:

1-4-4- ضبط نظام MOPA على المحور الضوئي :

تُعد عملية ضبط ارتصاف العناصر البصرية على المحور الضوئي (المواءمة البصرية) من العمليات الهامة، للحصول على مميزات الحزمة المطلوبة وتجنب التشوهات التي يمكن أن تحصل لها. يجري ضبط المنظومة البصرية باستخدام ليزر معايرة He:Ne طول موجته 632nm، أي يصدر حزمة مرئية حمراء اللون. يوضع ليزر He:Ne أمام الهزاز، ويستخدم في عملية الضبط الضوئي للهزاز والمضخم. تبدأ عملية الضبط بحيث تعبر حزمة ليزر المعايرة، الموضوع أمام الهزاز، في مركز القضيب الليزري لكل من الهزاز والمضخم على حدٍ سواء. يمكن تحقيق ذلك بتحريك كل من حجرة الهزاز والمضخم في المستويين الأفقي والعمودي، باستخدام الحوامل الميكانيكية الخاصة بكلٍ منها. يمكن بلوغ الضبط التام أو شبه التام بملاحظة ذلك على الحساس الموضوع خلف الهزاز في البداية، ومن ثم خلف المضخم، بحيث يكون شكل الإشارة أفضل ما يمكن وخالية من التشوهات الناتجة عن الانعراج على فتحات المنظومة.

2-4-4- دراسة تغيرات خرج المضخم بدلالة جهد الضخ من أجل دخل ثابت للإشارة الصادرة من الهزاز:

أُنجزت هذه الدراسة باتباع الخطوات الآتية:

- يُثبت دخل المضخم وذلك بتثبيت جهد الضخ للهزاز $V_{c.ocs}$.
- يجري الحصول على خرج الهزاز أي دخل المضخم $V_{osc.out}$ على الحساس باستخدام التحويل الآتي:

$$\text{Responsively}=4.889 \text{ V/J}$$

- تُقسم القيمة الحاصلة على نسبة التحويل في الحساس، فينتج خرج الهزاز الذي هو دخل للمضخم، أي

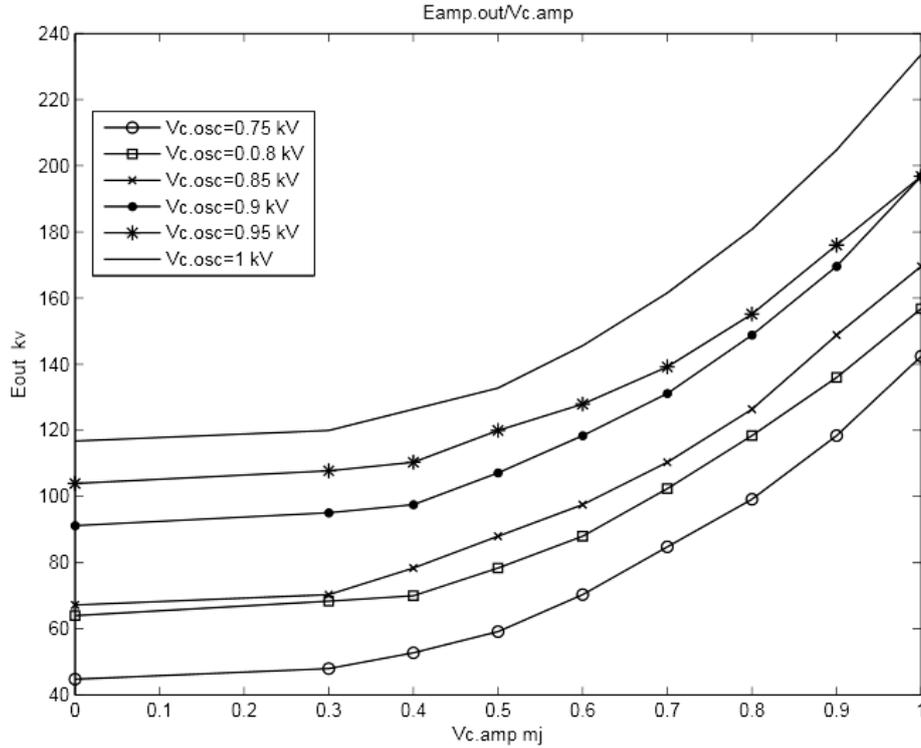
$$E_{\text{osc.out}}=E_{\text{amp.in}}$$

- تُؤخذ قيماً مختلفة لضخ المضخم $V_{\text{c.amp}}$ وتُجرى عمليات القياس. ويُبين الجدول (1) قيم طاقات نبضة الخرج عند قيم مختلفة لجهد ضخ المضخم وقيم مختلفة لطاقة نبضة الدخل.

الجدول (1): قيم طاقات نبضة الخرج $E_{\text{amp.out}}$ عند قيم مختلفة لجهد ضخ المضخم $V_{\text{c.amp}}$ وقيم مختلفة لطاقة نبضة الدخل $E_{\text{amp.in}}$.

$V_{\text{c.ocs}}$ (kV)	0.75	0.8	0.85	0.9	0.95	1
$E_{\text{amp.in}}$ (mJ)	59.2	92.8	112	131.2	152	168
$V_{\text{c.amp}}$ (kV)	$E_{\text{amp.out}}$ (mJ)					
0	44.8	64	67.2	91.2	104	116.8
0.3	48	68.4	70.4	95.1	107.8	120
0.4	52.8	70	78.4	97.6	110.4	126.4
0.5	59.2	78.4	88	107.2	120	132.8
0.6	70.4	88	97.6	118.4	128	145.6
0.7	84.8	102.4	110.4	131.2	139.2	161.6
0.8	99.2	118.4	126.4	148.8	155.2	180.8
0.9	118.4	136	148.8	169.6	176	204.8
1	142.4	156.8	169.6	196.8	196.8	233.6

يُبين الشكل (3-4) تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة جهد ضخ المضخم عند قيم مختلفة لطاقة نبضة دخل المضخم، حيث نلاحظ أنه يبدأ المضخم بالتضخيم عند جهد ضخ للمضخم 0.7kV من أجل دخل للإشارة مقدار 59.2mJ ويستمر المضخم بالعمل، حيث تزداد طاقة خرجه حتى نحصل على طاقة مقدارها 233.6mJ ، عند جهد ضخ المضخم 1kV .



الشكل (3-4): تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة جهد ضخ المضخم عند قيم مختلفة لطاقة نبضة دخل المضخم.

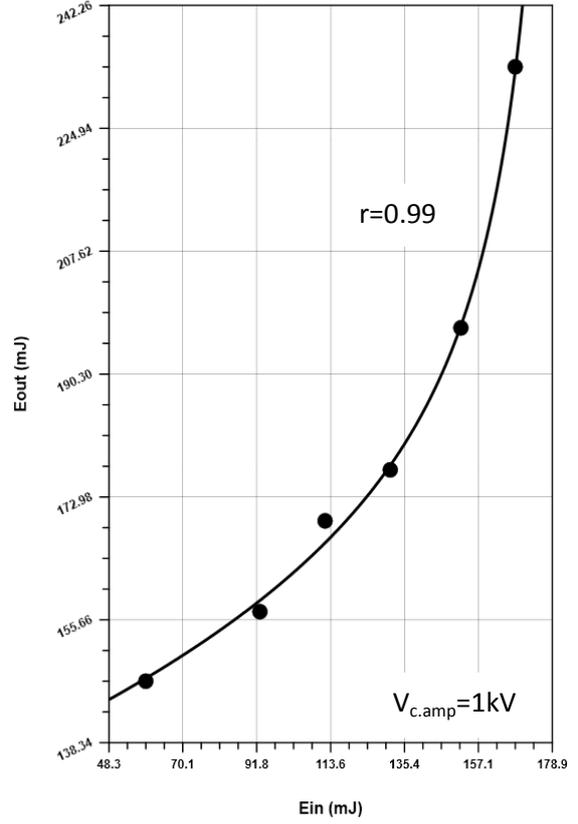
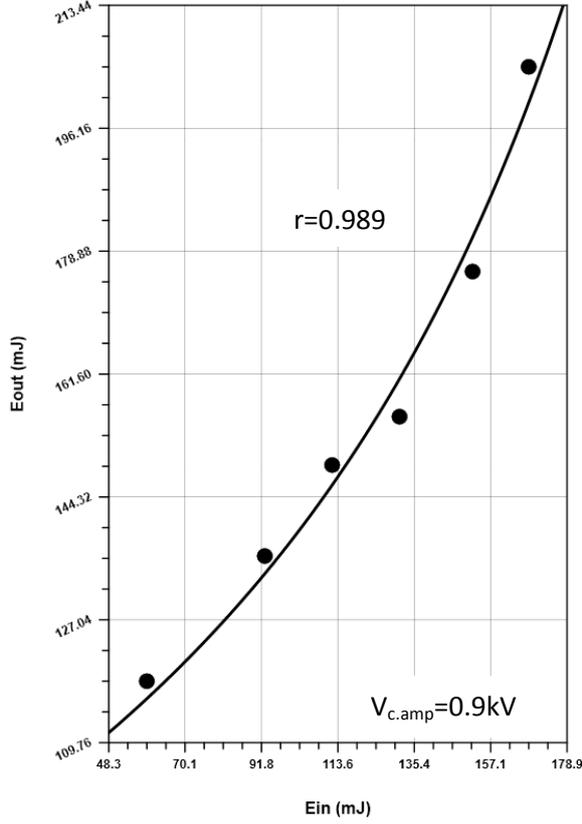
وفقاً للنتائج الحاصلة، جرى اختيار قيمتين لجهد ضخ المضخم ودرست تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة دخله، وهما 0.9KV و 1KV. ويُبين الجدول (2) تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة الدخل من أجل قيمتين لجهد ضخ المضخم.

الجدول (2): تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة الدخل عند جهدي ضخ للمضخم هما $V_{c.am}=1kV$ و $V_{c.amp}=0.9kV$.

$V_{c.amp}$ (kV)	$V_{c.ocs}$ (kV)	0.75	0.8	0.85	0.9	0.95	1
		$E_{amp.in}$ (mJ)	59.2	92.8	112	131.2	152
0.9	$E_{amp.out}$ (mJ)	118.4	136	148.8	155.6	176	204.8
1	$E_{amp.out}$ (mJ)	142.4	156.8	169.6	176.8	196.8	233.6

يُبين الشكل (4-4) تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة دخله عند قيمتين لجهد المضخم هما 0.9 kV و 1kV. حيث تُبين عملية حساب ربح المضخم أنه يساوي $G=1.13$ من أجل $V_{c.amp}=0.9kV$ ويساوي $G=1.43$ من أجل $V_{c.amp}=1kV$.

ويُعطي الشكل الناتج شكل التابع الأسّي أي هنالك زيادة أسية في ربح المضخم، حيث يعمل المضخم في النظام الأسّي، بسبب أن طاقة نبضة الدخل صغيرة بالمقارنة مع طاقة الإشباع.



الشكل (4-4): تغيرات طاقة خرج المضخم بدلالة طاقة دخله عند قيمتين لجهد ضخ المضخم هما 1kV و 0.9kV.

3-4-4- ارتفاع الريح:

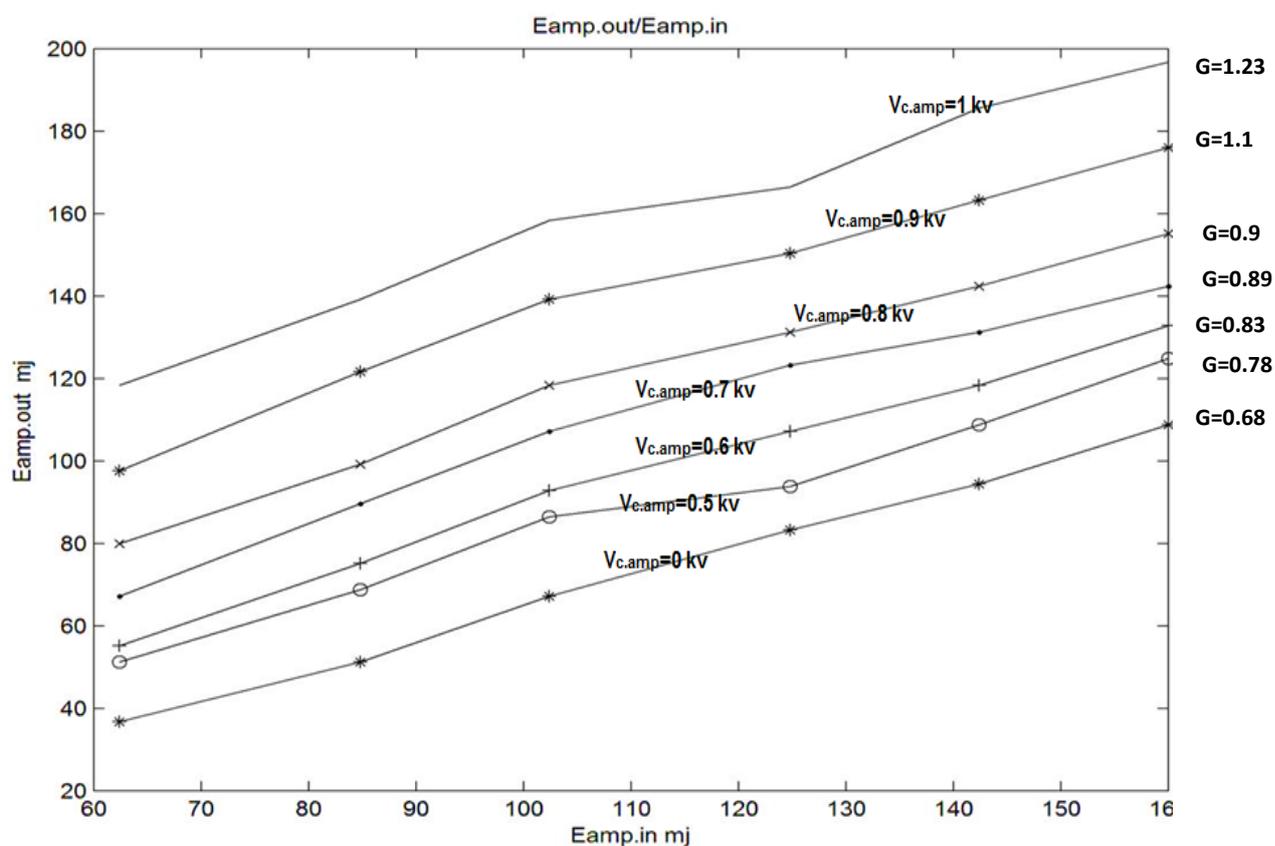
لدراسة ارتفاع الريح جرى اتباع الخطوات الآتية:

- يثبت جهد الضخ للمضخم على قيم مختلفة $V_{c.amp}$ بدءاً من 0 حتى 1kV .
- تؤخذ لدخل المضخم (خرج الهزاز) قيم مختلفة $E_{amp.in}$ تنتج من اختيار قيم $V_{osc.out}$ و $V_{c.osc}$.
- يُقاس خرج المضخم $E_{amp.out}$ عند القيم المختلفة لـ $E_{amp.in}$ و $V_{c.amp}$.

يُبين الجدول (3) القيم المقاسة لطاقة نبضة خرج المضخم عند قيم مختلفة لطاقة دخله ومن أجل قيم جهود الضخ جميعاً. يلاحظ أن الريح يزداد من 0.68 إلى 1.23 بزيادة جهد ضخ المضخم.

الجدول (3): قيم طاقات نبضة الخرج $E_{amp.out}$ عند قيم مختلفة لطاقة دخل المضخم $E_{amp.in}$ من أجل قيم مختلفة لضخ المضخم $V_{c.amp}$.

$V_{c.amp}(kV)$			0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{c.osc}$ (kV)	$V_{osc.out}$ (mV)	$E_{amp.in}$ (mJ)	$E_{amp.out}$ (mJ)						
0.75	312	62.4	36.8	51.2	55.2	67.2	80	97.6	118.4
0.8	424	84.8	51.2	68.8	75.2	89.6	99.2	121.6	139.2
0.85	512	102.4	67.2	86.4	92.8	107.2	118.4	139.2	158.4
0.9	624	124.8	83.2	93.8	107.2	123.2	131.2	150.4	166.4
0.95	712	142.4	94.4	108.8	118.4	131.2	142.4	163.2	185.6
1	800	160	108.8	124.8	132.8	142.4	155.2	176	196.8



الشكل (4-5): تغيرات طاقة الخرج بدلالة طاقة الدخل عند قيم جهد ضخ مختلفة للمضخم $V_{c.amp}$.

يُبين الملحق (3) طريقة رسم المنحنيات باستخدام برنامج Matlab.

4-5- دراسة تحليلية:

4-5-1- حساب G_0 ربح العبور المفرد للإشارة الصغيرة. وحساب كل من معامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 والطاقة المخزنة F_{sto} من أجل قيم مختلفة لدخل المضخم $E_{amp.in}$ مع تغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$.

أولاً: جهد الضخ للهاز $V_{c.ocs} = 0.75 \text{ kV}$.

- نحصل على خرج هزاز (دخل مضخم) $V_{osc.out} = 296 \text{ mV}$.
- طاقة خرج الهزاز التي هي دخل للمضخم $E_{osc.out} = E_{amp.in} = 59.2 \text{ mJ}$.
- تؤخذ قيم مختلفة لجهد ضخ المضخم ويقاس في كل مرة خرج المضخم. يمكن الحصول على G_0 باستخدام الحساب النظري على برنامج Matlab. يُبين الجدول (4) نتائج هذه الحسابات التحليلية.

الجدول (4): تغيرات F_{sto}, G_0, g_0, η بتغير جهد ضخ المضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{amp.in} = 59.2 \text{ mJ}$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{amp.out}$ mV	224	240	264	296	352	424	496	592	712
$E_{amp.out}$ mJ	44.8	48	52.8	59.2	70.4	84.8	99.2	118.4	142.4
G_0	0.75	0.8	0.876	0.996	1.194	1.446	1.7	2.038	2.48
$g_0 \text{ cm}^{-1}$	-	-	-	-	0.022	0.046	0.066	0.089	0.1136
$n_0 \times 10^{16} / \text{cm}^3$	-	-	-	-	0.792	1.6473	2.3718	3.1783	4.0586
$F_{sto} \text{ J/cm}^3$	-	-	-	-	0.014	0.0308	0.0443	0.0594	0.0758
$\eta \%$	-	-	-	-	0.47	0.52	0.56	0.62	0.68

يُبين الملحق (4) طريقة الحساب النظري.

ثانياً: جهد ضخ للهاز $V_{c.ocs} = 0.8 \text{ kV}$.

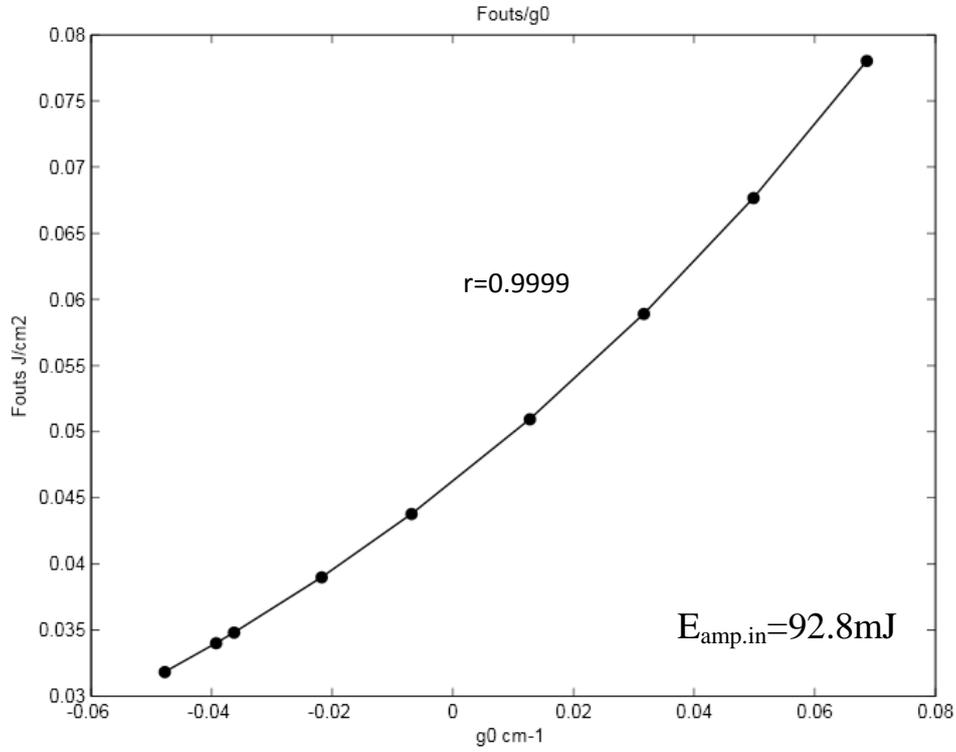
$$V_{osc.out} = 464 \text{ mV}$$

$$E_{osc.out} = E_{amp.in} = 92.8 \text{ mJ}$$

يُبين الجدول (5) نتائج الحسابات النظرية باستخدام هذه القيم للمتغيرات كما في الحالة الأولى.

الجدول (5): تغيرات F_{sto} , G_0 , g_0 , η بتغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{amp.in}=92.8mJ$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{amp.out}$ mV	320	342	352	392	440	512	592	680	784
$E_{amp.out}$ mJ	64	68.4	70	78.4	88	102.4	118.4	136	156.8
G_0	0.0682	0.7303	0.7479	0.8358	0.9466	1.1075	1.2883	1.4897	1.69
g_0 cm^{-1}	-	-	-	-	-	0.0128	0.0317	0.0498	0.0686
$n_0 \times 10^{16} / cm^3$	-	-	-	-	-	0.4556	1.1308	1.7792	2.4498
F_{sto} J/cm^3	-	-	-	-	-	0.0085	0.0211	0.0332	0.0458
η %	-	-	-	-	-	0.7	0.75	0.81	0.87



الشكل (4-6): تغيرات F_{outs} بتغير معامل ربح الإشارة الصغيرة g_0 من أجل دخل ثابت للنبضة.

ثالثاً: من أجل جهد ضخ للهاز $V_{c.ocs}=0.85kV$

$$V_{osc.out}=560 \text{ mV}$$

$$E_{osc.out}=E_{amp.in}=112mJ$$

يُبين الجدول (6) نتائج الحسابات النظرية باستخدام هذه القيم للمتغيرات.

الجدول (6): تغيرات F_{sto} , G_0 , g_0 , η بتغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{amp.in}=112mJ$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{amp.out}$ mV	336	352	392	440	488	552	632	744	848
$E_{amp.out}$ mJ	67.2	70.4	78.4	88	97.6	110.4	126.4	148.8	169.6
G_0	0.59	7.926	0.6912	0.7786	0.8667	0.9851	1.1347	1.347	1.547
g_0 cm ⁻¹	-	-	-	-	-	-	0.016	0.037	0.0546
$n_0 \times 10^{16}$ 1/cm ³	-	-	-	-	-	-	0.5643	1.3306	1.95
F_{sto} J/cm ³	-	-	-	-	-	-	0.0105	0.0249	0.0364
η %	-	-	-	-	-	-	0.85	0.92	0.98

رابعاً: من أجل جهد ضخ للهاز $V_{c.ocs}=0.9kV$

$$V_{osc.out}=650 \text{ mV}$$

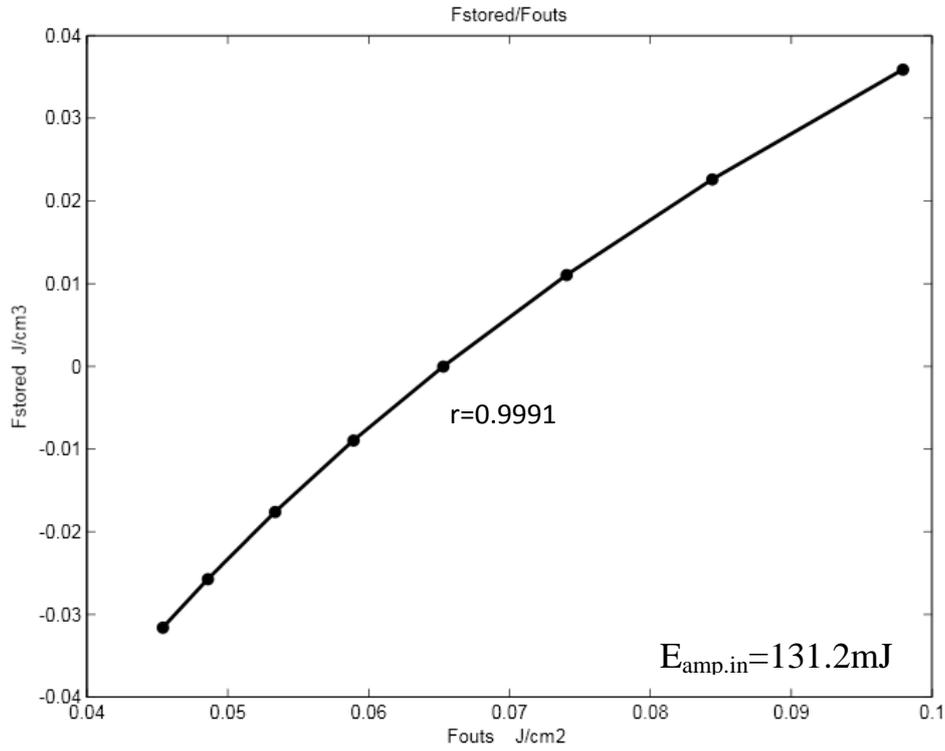
$$E_{osc.out}=E_{amp.in}=131.2mJ$$

يُبين الجدول (7) نتائج الحسابات النظرية باستخدام هذه القيم للمتغيرات.

الجدول (7): تغيرات F_{sto} , G_0 , g_0 , η بتغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{amp.in}=131.2mJ$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{amp.out}$ mV	456	488	536	592	656	744	848	984
$E_{amp.out}$ mJ	91.2	97.6	107.2	118.4	131.2	148.8	169.6	196.8
G_0	0.6847	0.7345	0.8081	0.8949	1	1.1417	1.3117	1.5379
g_0 cm ⁻¹	-	-	-	-	-	0.0166	0.0339	0.0538
$n_0 \times 10^{16}$ 1/cm ³	-	-	-	-	-	0.5918	1.2112	1.9215
F_{sto} J/cm ³	-	-	-	-	-	0.0111	0.0226	0.0359
η %	-	-	-	-	-	0.99	1.06	1.14

يُبين الشكل (7-4) تغيرات الطاقة المخزنة F_{stored} بدلالة طاقة خرج المضخم من أجل دخل ثابت للنبضة.



الشكل (7-4): تغيرات الطاقة المختزنة F_{stored} بتغير طاقة خرج المضخم من أجل دخل ثابت للنبضة.

خامساً: جهد ضخ للهاز $V_{c.ocs}=0.95\text{kV}$

$$V_{\text{osc.out}}=760 \text{ mV}$$

$$E_{\text{osc.out}}=E_{\text{amp.in}}=152 \text{ mJ}$$

يُبين الجدول (8) نتائج الحسابات النظرية باستخدام هذه القيم للمتغيرات.

الجدول(8): تغيرات $F_{\text{sto}}, G_0, g_0, \eta$ بتغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{\text{amp.in}}=152\text{mJ}$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{\text{amp.out}}$ mV	520	552	600	640	696	776	880	984
$E_{\text{amp.out}}$ mJ	104	110.4	120	128	139.2	155.2	176	196.8
G_0	0.6719	0.715	0.78	0.8345	0.9114	1.022	1.168	1.317
$g_0 \text{ cm}^{-1}$	-	-	-	-	-	0.0028	0.0195	0.0344
$n_0 \times 10^{16} / \text{cm}^3$	-	-	-	-	-	0.0984	0.695	1.229
$F_{\text{sto}} \text{ J/cm}^3$	-	-	-	-	-	0.0018	0.013	0.023
η %	-	-	-	-	-	1.11	1.15	1.21

سادساً: جهد ضخ للهزاز

$$V_{c.ocs}=1kV$$

$$V_{osc.out}=840 mV$$

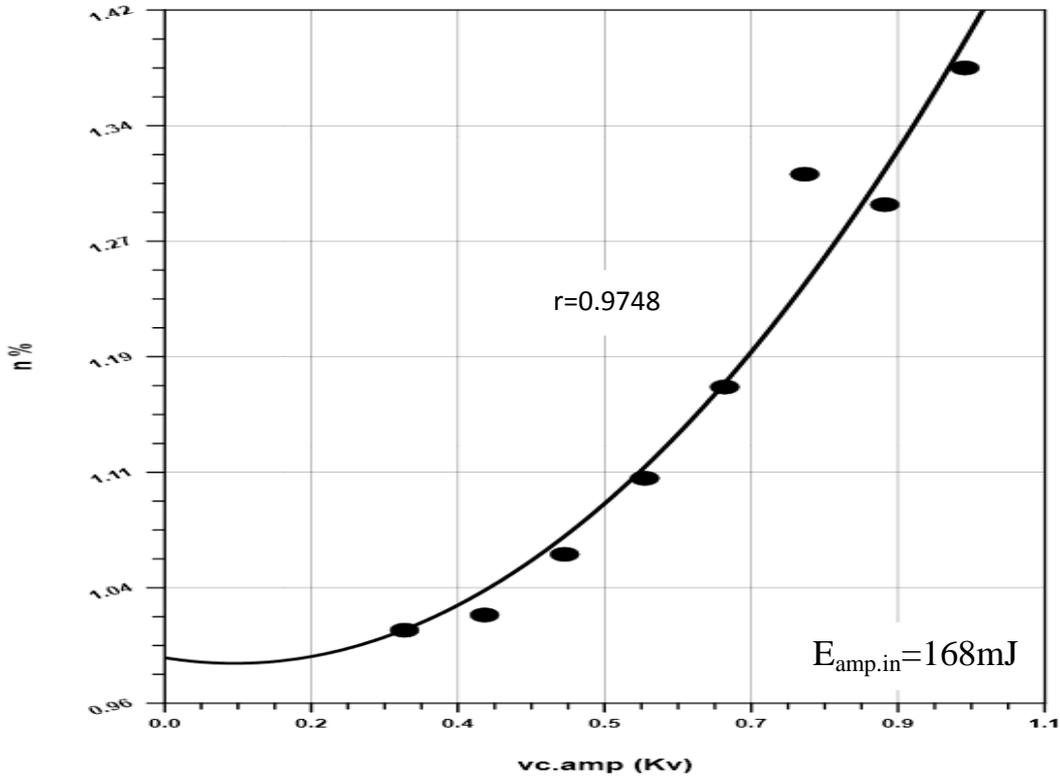
$$E_{osc.out}=E_{amp.in}=168mJ$$

يُبين الجدول (9) نتائج الحسابات النظرية باستخدام هذه القيم للمتغيرات.

الجدول(9): تغيرات G_0, g_0, η بتغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل $E_{amp.in}=168mJ$.

$V_{c.amp}$ kV	0	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$V_{amp.out}$ mV	584	600	632	664	728	808	904	1024	1168
$E_{amp.out}$ mJ	116.8	120	126.4	132.8	145.6	161.6	180.8	204.8	233.6
G_0	0.6819	0.701	0.738	0.78	0.859	0.959	1.076	1.236	1.425
g_0 cm ⁻¹	-	-	-	-	-	-	0.009	0.026	0.044
F_{sto} J/cm ³	-	-	-	-	-	-	0.0061	0.0177	0.0296
η %	1	1.01	1.02	1.06	1.11	1.17	1.31	1.29	1.38

يُبين الشكل (4-8) تغيرات η كفاءة الانتزاع بدلالة تغير جهد ضخ المضخم $V_{c.amp}$ من أجل دخل ثابت للنبضة. حيث تزداد كفاءة الانتزاع بزيادة الجهد المطبق على مصباح الضخ.



الشكل (4-8): تغيرات كفاءة الانتزاع η مقابل تغير جهد الضخ للمضخم $V_{c.amp}$ من أجل دخل ثابت للنبضة.

4-5-2- دراسة تغيرات الطاقة المخزنة مع طاقة نبضة الدخل من أجل جهد ثابت لضخ المضخم

يُبين الجدول (10) تغيرات F_{stored} بدلالة E_{in} عند قيمتين لجهد ضخ المضخم 1kV و 0.9kV، حيث نلاحظ تناقص الطاقة المخزنة بزيادة طاقة دخل النبضة.

الجدول (10) تغيرات F_{stored} بدلالة E_{in} عند قيمتين لجهد ضخ المضخم:

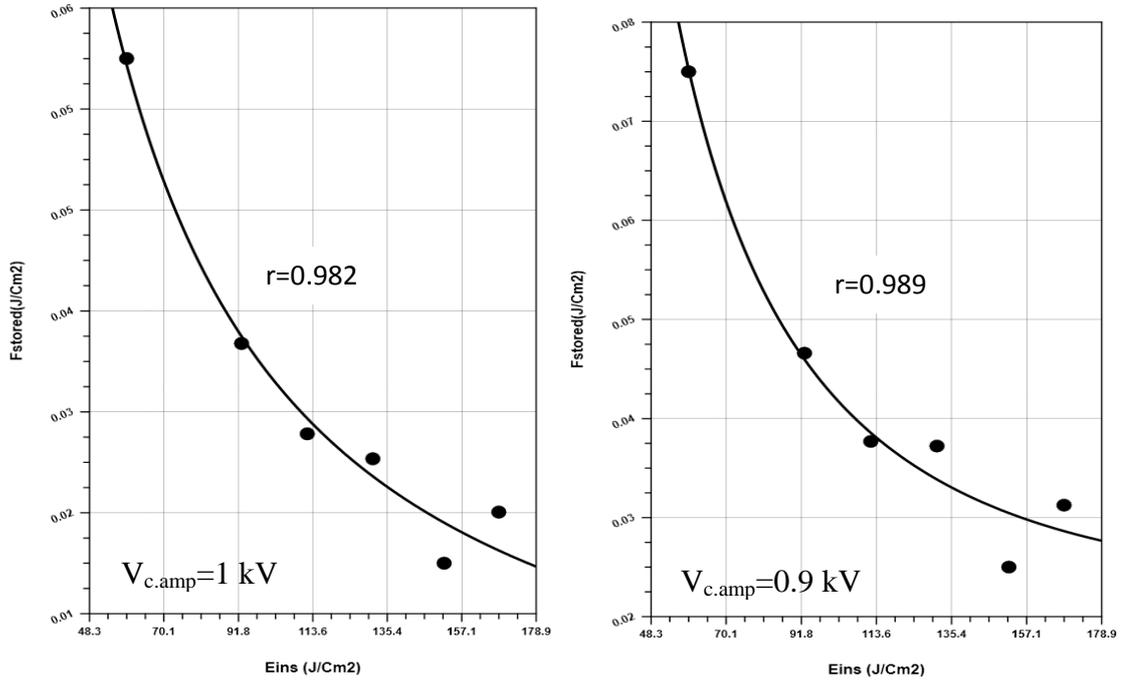
$V_{\text{c.amp}}=1\text{kV}$	E_{in} mJ	59.2	92.8	112	131.2	152	168
	F_{stored} J/cm ³	0.0758	0.0458	0.0364	0.0359	0.023	0.0296
$V_{\text{c.amp}}=0.9\text{kV}$	F_{stored} J/cm ³	0.0594	0.0332	0.0249	0.0226	0.013	0.0177

كان نصف قطر القضيب $r=0.8\text{cm}$

وطول القضيب $L=8\text{cm}$

يُبين الملحق رقم (5) طريقة الحساب النظرية.

يُبين الشكل (9-4) تغيرات الطاقة المخزنة بدلالة طاقة نبضة الدخل عند قيمتين لجهد ضخ المضخم.



الشكل (9-4): تغيرات الطاقة المخزنة مع طاقة نبضة الدخل من أجل قيمتين لجهد الضخ المضخم 0.9kV, 1kV.

3-5-4- دراسة تغيرات الريح G بتغير طول القضيب L:

أخذ جهد ضخ للهزاز $V_{c.ocs}=1kV$.

$$V_{osc.out}=840 \text{ mV}$$

$$E_{osc.out}=E_{amp.in}=168mJ$$

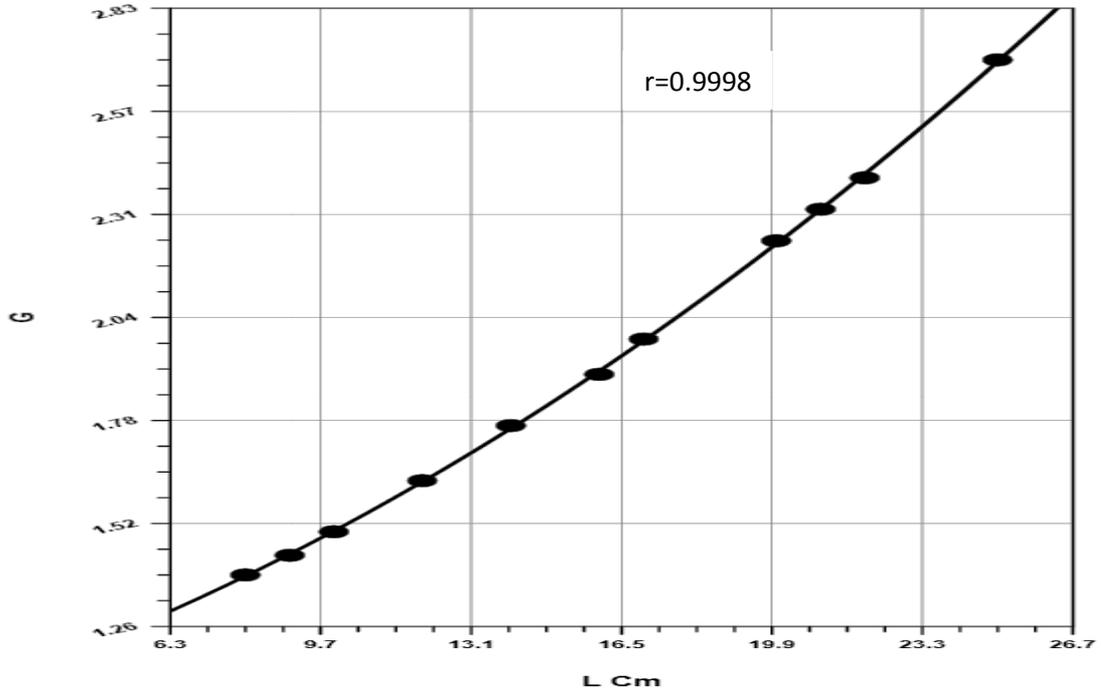
وعند جهد ضخ للمضخم $V_{c.amp}=1 \text{ kV}$ ، جرى حساب معامل ربح الإشارة الصغيرة، استناداً إلى معطيات الجدول (10) فكان $g_0=0.0443 \text{ cm}^{-1}$ ، وخرج المضخم $E_{amp.out}=233.6 \text{ mJ}$ ، عند طول لقضيب الليزر يساوي $L=8\text{cm}$. يُبين الجدول (11) نتائج دراسة خرج المضخم من أجل نفس قيم الضخ السابقة للدخل والخرج لكن مع تغير طول القضيب، وكذلك نتائج حساب G_0 ، E_{out} و G .

الجدول(11) تغير الريح بتغير طول قضيب الليزر.

L cm	8	9	10	12	14	16	17	20	21	22	25
G_0	1.42	1.49	1.56	1.7	1.86	2	2.12	2.42	2.53	2.65	3.02
$E_{outs} \text{ J/cm}^2$	0.116	0.121	0.126	0.1366	0.148	0.16	0.166	0.187	0.19	0.2	0.22
G	1.39	1.44	1.5	1.63	1.77	1.9	1.99	2.24	2.32	2.4	2.7

يُبين الملحق (5) طريقة حساب G عند أطوال مختلفة للقضيب الليزري.

يُبين الشكل (10-4) تغيرات الريح G بدلالة طول القضيب



الشكل(10-4) : تغيرات الريح G بدلالة طول القضيب L.

4-6- النتائج :

- 1- للتضخيم أهمية كبيرة في عمل منظومات الليزر ذات الطاقة العالية، وذلك للحصول على نبضة بطاقة عالية والمحافظة على مواصفات الحزمة وخصوصا عند الحاجة لتوليد نبضات قصيرة جدا وأحادية اللون.
- 2- دلت الدراسة النظرية لعملية التضخيم من مرحلة واحدة لليزر Nd:YAG النبضي، أن المضخم يملك نفس العمليات الفيزيائية للهاز و الوسط نفسه و طريقة الضخ نفسه ولكن لا يملك مرايا.
- 3- جرى تحديد علاقة طاقة الخرج الناتجة عن عملية التضخيم بكل من طاقة ضخ المضخم وطاقة الدخل للإشارة الصادرة من الهاز في نظام MOPA.
- 4- دُرست تغيرات معامل ربح الإشارة بدلالة جهد الضخ للمضخم مع دخل ثابت للنبضة.
- 5- دُرست تغيرات ربح الإشارة الصغيرة بدلالة الطاقة المختزنة في المضخم مع دخل ثابت للإشارة.
- 6- تُبين النتائج أن المضخم يعمل في مجال الربح، حيث كانت طاقة الاشباع أكبر بكثير من طاقة الدخل، وأن المضخم يعمل على تضخيم الإشارة في المجال الأسي.
- 7- جرى حساب كفاءة الانتزاع عند قيم مختلفة لجهد ضخ المضخم مع بقاء الدخل ثابت للمضخم.
- 8- دُرست العلاقة بين تغيرات الربح G الناتج عن عملية التضخيم وطول قضيب المضخم.

4-7- التوصيات:

- 1- يعتبر نظام هزاز - مضخم بمرحلة واحدة دراسة تمهيدية لتوسيع النظام من أجل مرحلتين أو أكثر من مراحل التضخيم.
- 2- يمكن أن تفيد هذه الدراسة في دراسات أخرى مستقبلية للمضخمات والتي لها أهمية كبيرة في التجارب التي تحتاج لنبضات بطاقة واستطاعة عالية.
- 3- يجب تحسين دارة التزامن بين الهاز والمضخم في جملة هزاز - مضخم، وتطويرها لتصبح موائمة للأنظمة التي تعتمد على التضخيم من مرحلتين أو أكثر.
- 4- إنجاز عملية ضبط ضوئي للهاز والمضخم تجنباً لتبديد النبضة وانعراجها، وبالتالي تشوه شكلها.
- 5- استخدام حساسات ذات كفاءة عالية.
- 6- توخي الحذر، ومراعاة قواعد السلامة عند التعامل مع أنظمة التضخيم ذات الطاقة العالية.
- 7- اعتماد طرق تبريد لنظام هزاز مضخم أفضل من الطريقة المستخدمة في هذا البحث لتخفيض درجة الحرارة وتجنب الاجهادات الحرارية، وبالتالي زيادة عمر قضيب الليزر.
- 8- استخدام منظومة تضخيم تسمح بتغيير طول وقطر القضيب وكثافة تركيز Nd^{+3} لمعرفة تأثير تلك المتغيرات في عملية التضخيم.

الملاحق

ملحق (1)

وحدة التغذية:

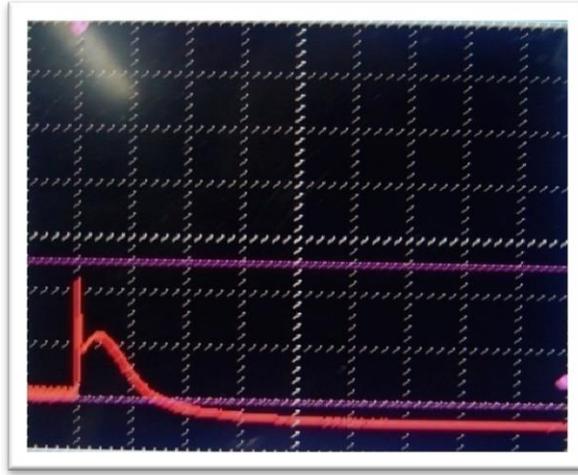
تقوم وحدة التغذية بتأمين عمل مرحلتي الاهتزاز والتضخيم، وتغذى هذه الوحدة بجهد متناوب أحادي الطور $220 V AC - 50 Hz$ ، وتعطي الجهود والنبضات التالية :

1- نبضة الجهد العالي $20 kV$ لخلق البلازما في المصابيح الومضية .

2- جهد التأين الأولي $simmer180 V DC$ لتأمين التأين الأولي بين النبضات .

3- شحن مكثفات تخزين الطاقة ذات السعة $100 \mu F$ بجهد $V_{c,osc} = (0.5 - 1) kV DC$.

4- تفريغ الطاقة المخزنة في المكثفات، والتي تعطى بالعلاقة $E_c = 1/2 CV^2$ في المصابيح الومضية على شكل نبضات (نبضات إشعال لمبة الومض) وفقاً لمعدل التكرار المستخدم. إن الطاقة المستمدة من هذه المكثفات تكون بحدود $J (12.5 - 125)$. يُبين الشكل (1) نبضة الطاقة هذه من أجل جهد مطبق على هذه المكثفات على التوالي $V_{c,osc} = 0.7kV$.



الشكل (1) : نبضة إشعال المصباح الومضي من أجل $V_{c,osc} = 0.7kV$

ملحق (2)

مواصفات الحساس:

تم استخدام حساس سريع كبير المقطع يتحسس للنبضات 0.4mJ-2J, 1 kHz
Sensor : J50LP-3

1 kHz low-profile energy:

0.4mJ-2J, 1 kHz low-profile energy sensor with chrome coating

and quartz diffuser:

Energy Range: 0.4 μ J - 2J
Active Area Diameter (mm): 50
Wavelength Range (μ m) : 0.19 to 3
Description: Range to 20 kHz with an oscilloscope
Calibration Uncertainty (%): 2
Calibration Wavelength (nm): 248
Detector Coating: chrome
Maximum Average Power (W):5
Typical Response (Rv) (V/J): 5
Quartz Diffuser: yes

أجهزة القياس

- 1- مقياس أفوميتر رقمي .
- 2- مخمد 1: 1000 .
- 3- راسم إشارة MHz.
- 4- حساس سيليكوني 3 – J50PL للضوء تحت الأحمر IR.
- 5- حساس PIN AT 95019 للضوء تحت الأحمر IR.
- 6 - حساس سيليكوني VIS – 2 OP – للضوء المرئي .
- 7- مقياس استطاعة.

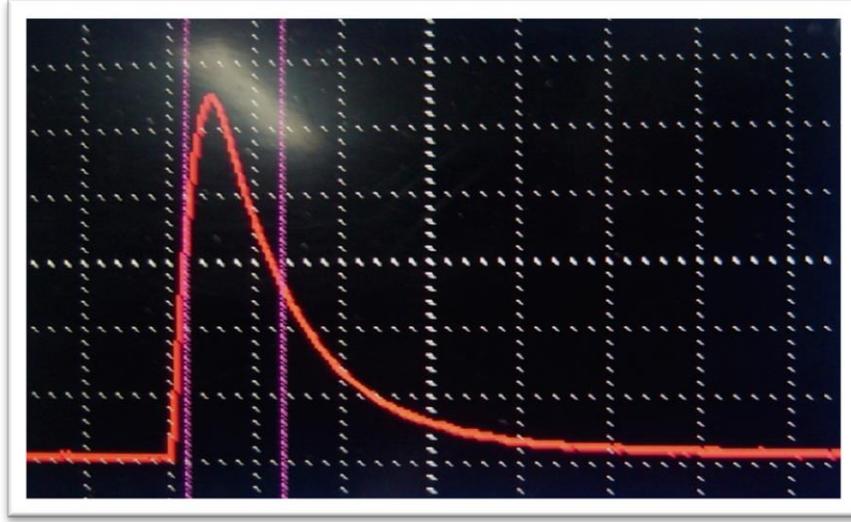
ملحق (3)

طاقة نبضة دخل المضخم $E_{amp.in}$:

- يعطي هزاز ليزر $Nd:YAG$ أبعاده (6×80) mm طاقة نبضة دخل ضمن المجال من $60mJ$ إلى $170 mJ$ وذلك عندما يتغير جهد الضخ $V_{c.osc}$ (kV) ضمن المجال $(0.75-1)$ kV . يُبين الشكل (2) نبضة الليزر عند جهد ضخ مقداره $V_{c.osc} = 1kV$:

- إن مطال النبضة $V_{osc.out} = V_{amp.in} = 800mV$

وحسب نسبة التحويل للحساس $(5V \sim 1J)$ فإن طاقة هذه النبضة $E_{amp.in} = 160 mJ$.



الشكل (2) : نبضة هزاز الليزر عند جهد ضخ $V_{c.osc} = 1kV$.

طاقة نبضة خرج المضخم $E_{amp.out}$:

إن المضخم نبضي وسطه الفعال قضيب $Nd:YAG$ أبعاده (8×80) mm . بعد عملية التضخيم عند قيم مختلفة لجهد ضخ المضخم $V_{c.amp}$ (kV) ، تُبين أنه، عندما تدخل النبضة السابقة، يبدو المضخم كعامل مخدم للنبضة ومن ثم تبدأ طاقة نبضة الليزر بالزيادة عندما يصل جهد ضخ المضخم إلى القيمة $V_{c.amp} = 0.9kV$ حيث كان مطال النبضة $V_{amp.in} = 984mV$ ، أي أن طاقة خرج المضخم بعد التحويل هي $E_{amp.out} = 176mJ$.

أما عند جهد ضخ للمضخم مقداره $V_{c.amp} = 1kV$ ، فإن طاقة خرج النبضة تساوي $E_{amp.out} = 196.8mJ$ بربح يساوي:

$$G = \frac{E_{amp.out}}{E_{amp.in}} = \frac{196.8}{160} = 1.23$$

رسمت تغيرات الخرج مع الدخل عند قيم ضخ مختلفة للمضخم.

```
Eamp.in =[62.4 84.8 102.4 124.8 142.4 160]
Eamp.out0=[36.8 51.2 67.2 83.2 94.4 108.8]
Eamp.out1=[51.2 68.8 86.4 93.8 108.8 124.8]
Eamp.out2=[55.2 75.2 92.8 107.2 118.4 132.8]
Eamp.out3=[67.2 89.6 107.2 123.2 131.2 142.4]
Eamp.out4=[80 99.2 118.4 131.2 142.4 155.2]
Eamp.out5=[97.6 121.6 139.2 150.4 163.2 176]
Eamp.out6=[118.4 139.2 158.4 166.4 185.6 196.8]
G0=Eamp.out0/Eamp.in
G1=Eamp.out1/Eamp.in
G2=Eamp.out2/Eamp.in
G3=Eamp.out3/Eamp.in
G4=Eamp.out4/Eamp.in
G5=Eamp.out5/Eamp.in
G6=Eamp.out6/Eamp.in
plot(Eamp.in,Eamp.out0,'- black',Eamp.in,Eamp.out1,'o- black',Eamp.in,Eamp.out2,'+-
black',Eamp.in,Eamp.out3,'.- black',Eamp.in,Eamp.out4,'X- black',Eamp.in,Eamp.out5,'*-
black',Eamp.in,Eamp.out6,'-- black')
xlabel('Eamp.in mJ')
ylabel('Eamp.out mJ')
title('Eamp.out/Eamp.in')
```

G0=0.6595

G1=0.7834

G2=0.89

G4=1.9

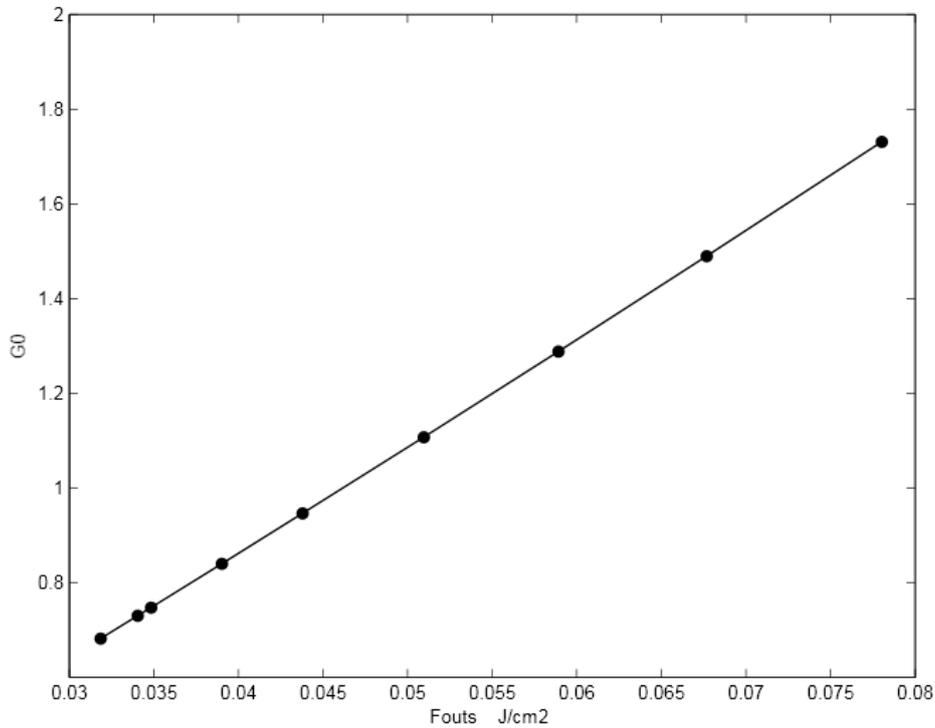
G5=1.1

G6=1.23

ملحق (4)

```
function [G0,g0,Fsto,Fstord,n0]=GG11(a1,a2,a3,a4,a5,a6,a7,a8,a9,Fin)
r=0.8; %%%cm
b=3.14;
S=b*r^2 %%%cm2
sigma=2.8e-19; %%%cm2
h=6.626e-34; %%% J*s
lamda=1.064e-6; %%%m
c=3e8; %%%m/s
Fsat=h*c/(sigma*lamda) %%%J/cm2
L=8%%cm
Fins=Fin/S
Fout=[a1 a2 a3 a4 a5 a6 a7 a8 a9]% J
Fouts=Fout/S %J/cm2
G0=(exp(Fouts/Fsat)-1)/(exp(Fins/Fsat)-1)
g0=(log(G0))/L%%cm-1
Fstord=Fsat*g0 %%J/cm3
n0=g0/sigma %%1/cm3
plot(G0,Fouts, 'black')
xlabel('G0 ')
ylabel('Fouts J/cm2')
title('Fouts/G0')

end
```



الشكل (3) : تغيرات G_0 ربح الإشارة الصغيرة بدلالة طاقة خرج المضخم من أجل دخل ثابت للنبضة.

ملحق (5)

- تغيرات F_{stored} بدلالة E_{in} من أجل جهد ضخ للمضخم $V_{\text{c.amp}}=(0.9-1)\text{kV}$

```
Ein=[0.0592 0.0928 0.112 0.1312 0.152 0.168]%%%J
Fsto=[75.8 45.8 36.4 35.9 23 29.6]%%%J
Fsto2=[59.4 33.2 24.9 22.6 13 17.7]
r=0.8 %%%cm
s=3.14*r*r%%%cm2
Eins=Ein/s
L=8%%%cm
Fstored=Fsto*L%%%J/cm2
Fstored2=Fsto2*L%%%J/cm
plot(Eins,Fstored, Eins,Fstored2)
xlabel('Eins J/cm2 ')
ylabel('Fstored J/cm2 ')
title('Eins/Fstored')
```

- تغيرات G الربح بتغير طول قضيب الليزر:

```
function [G,L] = LL(Ein,g0)
r=0.8; %%%cm
b=3.14;
S=b*r^2 %%%cm2
sigma=2.8e-19; %%%cm2
h=6.626e-34; %%% J*s
lamda=1.064e-6; %%%m
c=3e8; %%%m/s
Fsat=h*c/(sigma*lamda) %%%J/cm2
Eins=(Ein/S)%%%J/cm2
L=1:100
G0=exp(g0*L)
Eouts=Fsat*log(1+(exp(Eins/Fsat)-1)*G0)
G=Eouts/Eins
Eout=Eouts*S
plot(G,L)
Xlabel('G ')
Ylabel('L cm')
title('L/G')

end
```

:المراجع (References)

- [1] KOECHNER W., 2006- **Solid State Laser Engineering**. 6th ed. , Springer Science+ Business Media ,Inc, USA,747p.
- [2] MENZEL R., 2007- **Photonics Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter**. 2^{ed} ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg ,USA, 1024p.
- [3] FERMAN M , GALVANAUSKAS A , SUCHA G.,2003- **Ultrafast Lasers Technology and Applications**. Marcel Dekker, Inc,USA,797P.
- [4] Hitz B, Ewing J, Hecht J.,2001- **Introduction to laser technology**. 3st ed., IEEE press, USA,288p.
- [5] HECHT J., 1999-Laser Guidebook. 2nd ed., McGraw-Hill, Inc,USA,486P.
- [6] KOECHNER W,BASS M.,2003-**Solid-State Lasers: A Graduate Text**., Springer-VerlagNewYork,Inc,USA,409P.
- [7] SILFVAST W., 2004- **Laser Fundamentals**. 2nd ed., William T. Silfvast 2004,642p.
- [8] XINJU L., 2010- **Laser Technology**.2nd ed., Science CRC Press Taylor & Francis Group, USA,410p.
- [9] KRZYSZTOF J.,2011-**Laser Systems Applications**., InTech, Croatia 2011,520P.
- [10] READY J, Farson D.,2001-**LIA Handbook of Laser Materials Processing** .1st ed., Laser Institute of America,Inc,USA,715P.
- [11] Cerullo G, Longhi S, Nisoli M, Stagira S, Svelto O.,2001-**PROBLEMS IN LASER PHYSICS** ., Kluwer Academic 1 Plenum Publishers, New York, 233 Spring Street,USA,308P.

[12] Webb C, Jones J.,2004- **Handbook of Laser Technology and Applications.**, IOP Publishing Ltd,UK,588P.

[13] ANTSIFEROV V, SMIRNOV G,(1998)-**physics of solid stat lasers.**, Cambridge international science publishing Ltd,UK,520P.

[14] SVELTO O.,1998 - **Principles of Lasers** . 5th ed., Springer Science+ Business Media, London,620p.

[15] L.M. Frantz and J. S. Nodvik.,(1963)-**Theory of pulse propagation in a laser amplifier.**, Journal of Applied physics 34:2346-9.

[16] Study on improving output capability of high-power lasers Providing short pulses by using different laser glasses together In the amplifier chain.,

Dong-Xia Hu^b, Jing Yang^{a,b,*}, Xiao-Min Zhang^b,

Jing-Qin Su^b, Feng Jing^b, Sheng-Zhi Zhao^a, Wen-Yi Wang^b

^a School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China

^b Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China ., Received 29 November 2004; received in revised form 29 April 2005; accepted 29 April 2005
Available online 27 June 2005

❖ Abstract

This Work describes the basic phenomena involved in The theory of the Pulse Amplification. We will discuss the laser amplifier for pulsed Nd:YAG laser, and experimental study of single stage amplification of pulsed Nd:YAG laser, including a master-oscillator power amplifier (MOPA) concept.

We will express: pulse amplification, physical operations happening into the amplifier and equations which help us to calculate the variation of the intensity of photon flow and inverted population of the incident pulse signal entering the amplifier at any position x at any time t as well as the energy of the output pulse and the amplifier's gain. We will study relation of the output energy with pumping at constant signal input for MOPA amplifier, and relation of the output energy with input energy at constant pumping voltage, then we calculate and study relation of the gain of this amplifier with saturation fluence F_{sat} , stored energy F_{sto} , small-signal gain coefficient g_0 and extraction efficiency η_E ,...etc.

**Ministry of High Education
Damascus University
H.I.L.R.A
Department of Physics
Summary of Master's Letter**



Theoretical and experimental study of single stage amplification of pulsed Nd:YAG laser

A Letter is Foot to Got MSc Degree in laser Physics

By The Student

Khaled Altaieb

1435 A.H. - 2014 A.D.

**Ministry of High Education
Damascus University
H.I.L.R.A
Department of Physics
Summary of Master's Letter**



Theoretical and experimental study of single stage amplification of pulsed Nd:YAG laser

A Letter is Foot to Got MSc Degree in laser Physics

By The Student

Khaled Altaieb

Supervised by

Dr. A. ELJGAMY
Physics Department
Faculty of Science
University of Damascus

Dr. M. ELDAHER
Physics Department
Faculty of Science
University of Damascus

1435 A.H. - 2014 A.D.