

**POLITECNICO DI MILANO**

Facoltà di Ingegneria dei Sistemi

Corso di Laurea in  
Ingegneria Fisica



**“Power scaling” di un laser per marcatura industriale basato su  
Nd:YVO<sub>4</sub>**

Relatore: Prof. Paolo LAPORTA

Tesi di Laurea di:

Claudio CALONI Matr. 734825

Anno Accademico 2011 - 2012

*Ad Alessandra*

# Indice Generale

<b>Introduzione</b> .....	1
<b>1 Sorgenti laser per applicazioni di marcatura industriale</b> .....	5
1.1 Introduzione .....	5
1.2 Sorgenti laser a stato solido.....	6
1.2.1 Laser a stato solido pompato mediante diodi .....	6
1.2.2 Materiali attivi più comuni basati sul Nd.....	8
1.2.3 Laser in fibra.....	10
1.3 Marcatura laser.....	12
1.3.1 Marcatura e incisione profonda mediante laser .....	12
1.3.2 Interazione radiazione laser-materia nel processo di marcatura.....	15
1.4 Esigenze di mercato e dell'industria .....	20
1.5 Incremento delle prestazioni di un laser per marcatura .....	23
1.5.1 Relazione tra potenza e prestazioni .....	23
1.5.2 Aumento della potenza massima .....	26
<b>2 Incremento di potenza di un laser per marcatura industriale basato su Nd:YVO<sub>4</sub></b> .....	31
2.1 Valutazione degli effetti termici in un laser a Nd:YVO <sub>4</sub> .....	32
2.1.1 Configurazioni in pompaggio longitudinale .....	35
2.1.1.1 Distribuzione di temperatura.....	35
2.1.1.2 Sforzi termici.....	37
2.1.1.3 Lente termica.....	38
2.1.1.4 Parametro di shock termico.....	39
2.1.2 Analisi agli elementi finiti degli effetti termici nel cristallo.....	42

2.1.3	Superamento dei limiti termici .....	46
2.2	Configurazione con amplificatore ottico.....	47
2.2.1	Amplificazione di un impulso breve.....	49
2.2.2	Distorsione temporale .....	54
2.2.3	Amplificazione di una serie di impulsi .....	56
2.2.4	Amplificatore in continua .....	58
2.2.5	Limitazioni al guadagno .....	61
2.3	Pompaggio diretto nel livello laser superiore.....	63
2.3.1	Effetti durante il funzionamento del laser in regime di onda continua.....	64
2.3.2	Effetti durante il funzionamento del laser in regime impulsato di Q-switch. .....	68
2.3.3	Riduzione degli effetti termici .....	70
<b>3</b>	<b>Modellazione e risultati sperimentali.....</b>	<b>72</b>
3.1	Introduzione .....	72
3.2	Il codice di calcolo LASERSim: simulatore del funzionamento di un singolo oscillatore .....	73
3.2.1	Modo in cavità .....	75
3.2.2	Modellazione della lente termica.....	78
3.2.3	Modellazione degli effetti termici.....	80
3.2.4	Potenza generata dall'oscillatore .....	82
3.2.4.1	Potenza in regime di onda continua (CW) .....	83
3.2.4.2	Potenza in regime di Q-switch attivo .....	85
3.3	Il codice di calcolo MOPAsim: simulatore della configurazione oscillatore- amplificatore .....	88
3.4	Validazione sperimentale dei codici di calcolo con Laser <sup>3</sup> .....	93
3.4.1	Effetti termici.....	94
3.4.2	Potenza in regime di onda continua (CW) e in regime di Q-switch attivo	97

3.5	Risultati sperimentali e confronto con le simulazioni.....	98
3.5.1	Pompaggio diretto a 880 nm.....	98
3.5.1.1	Coefficiente di assorbimento.....	100
3.5.1.2	La sorgente per il pompaggio ottico longitudinale .....	101
3.5.1.3	Valutazione degli effetti termici.....	102
3.5.1.4	Prova sperimentale con pompaggio a 880 nm .....	104
3.5.2	Configurazione oscillatore-amplificatore ottico .....	106
3.5.2.1	Scelta del cristallo .....	107
3.5.2.2	Configurazione dell'amplificatore.....	107
3.5.2.3	Accoppiamento tra segnale laser e fascio di pompa .....	108
3.5.2.4	Prova sperimentale con amplificatore ottico.....	109
<b>4</b>	<b>Conclusioni e sviluppi futuri .....</b>	<b>112</b>
4.1	Sintesi dei risultati ottenuti .....	112
4.1.1	Pompaggio diretto a 880 nm.....	112
4.1.2	Configurazione oscillatore-amplificatore ottico .....	113
4.2	Possibili sviluppi futuri .....	114
	<b>Appendice A: Il sistema Laser<sup>3</sup> .....</b>	<b>116</b>
A.1	La sorgente laser .....	117
A.2	Prestazioni .....	118
	<b>Bibliografia .....</b>	<b>121</b>

# Elenco delle Figure

1.1.	Schema di un laser a stato solido con pompaggio longitudinale .....	7
1.2.	Schema di una fibra ottica con pompaggio longitudinale .....	10
1.3.	Testa di marcatura con lente a campo piano .....	14
1.4.	Testa di marcatura con lente mobile .....	15
1.5.	Andamento dell'assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per materiali organici e metallici .....	16
1.6.	Effetti ottenibili tramite la marcatura laser .....	18
1.7.	Marcatura ad elevato contrasto mediante rimozione dello strato anodizzato superficiale .....	19
1.8.	Incisione profonda di stampi per la coniazione di monete .....	19
1.9.	Marcatura ad elevato contrasto cromatico mediante ossidazione del materiale ....	20
1.10.	Effetto della frequenza di ripetizione degli impulsi sulla qualità della lavorazione a parità di velocità di spostamento del fascio.....	21
1.11.	Esempio di integrazione di una sorgente laser per marcatura in una linea di produzione completamente automatizzata .....	22
1.12.	Andamento dell'energia degli impulsi in funzione della frequenza .....	24
1.13.	Effetto dell'aumento della potenza sulla produttività .....	25
1.14.	Schema ottico di una cavità laser con materiale attivo pompato da entrambe le estremità .....	27
1.15.	Schema ottico di una cavità periodica composta da due moduli [11].....	28
1.16.	Schema ottico di un oscillatore laser e amplificatore ottico [9].....	29
1.17.	Diagramma dei livelli energetici del Nd:YVO <sub>4</sub> : pompaggio tradizionale (A), pompaggio diretto (B), emissione laser (C) .....	30
2.1.	Schema di una tipica configurazione di pompaggio longitudinale .....	35
2.2.	Distribuzione di temperatura in un cristallo pompato longitudinalmente.....	36

2.3.	Rottura di un cristallo di Nd:YVO <sub>4</sub> provocata dagli sforzi termici [3] .....	37
2.4.	Potenza massima di pompa in funzione del drogaggio [15] .....	40
2.5.	Potenza massima di pompa in funzione del raggio del fascio [15].....	41
2.6.	Massima potenza di pompa in funzione della larghezza del cristallo ( $2r_c$ ) [15] ....	41
2.7.	Schema geometrico degli sforzi all'interno del cristallo.....	43
2.8.	Esempio di sforzi termici, espressi in $N/mm^2$ , radiali (in alto) e tangenziali (in basso) per un cristallo di Nd:YVO <sub>4</sub> .....	44
2.9.	Schema di un sistema MOPA caratterizzato da un oscillatore laser ed un amplificatore ottico .....	48
2.10.	Efficienza di estrazione in funzione della densità di energia in ingresso e del logaritmo del guadagno per piccolo segnale .....	52
2.11.	Andamento del guadagno efficace al variare della dimensione del fascio in ingresso per un profilo di pompa rettangolare e di segnale gaussiano.....	53
2.12.	Andamento del guadagno per differenti densità di energie in ingresso .....	54
2.13.	Profilo del guadagno al variare del guadagno iniziale $G_0$ .....	55
2.14.	Profilo del guadagno per una serie di impulsi ripetuti con frequenza $f$ .....	57
2.15.	Guadagno in funzione della densità di potenza in ingresso all'amplificatore per differenti valori di $G_0$ .....	59
2.16.	Efficienza di estrazione in funzione della densità di potenza in ingresso al cristallo per differenti valori di $G_0$ .....	61
2.17.	Massimo cammino ottico e direzionalità dell'emissione spontanea amplificata ...	62
2.18.	Diagramma dei livelli energetici del Nd:YVO <sub>4</sub> : pompaggio tradizionale (A), pompaggio diretto (B), emissione laser (C) .....	64
2.19.	Schema delle transizioni per un laser a 4 livelli.....	67
2.20.	Rapporto tra la potenza media e la potenza in continua in funzione del prodotto tra la frequenza ed il tempo di vita del livello laser superiore [8].....	69
3.1.	Schermata principale di LASERsim .....	74
3.2.	Finestra del modo in cavità .....	75
3.3.	Schema della cavità equivalente secondo l'approssimazione illustrata in [24] .....	76

3.4.	Finestra per il calcolo della lente termica .....	80
3.5.	Finestra per il calcolo degli effetti termici .....	81
3.6.	Finestra per il calcolo della potenza in continua.....	83
3.7.	Finestra per la simulazione del laser in regime di Q-switch .....	86
3.8.	Caratterizzazione del periodo che intercorre tra due impulsi in regime di active Q-switch .....	87
3.9.	Esempio di impulso doppio generato durante il transitorio delle perdite .....	88
3.10.	Schermata principale di MOPAsim .....	88
3.11.	Finestra per la simulazione dell'amplificatore in regime di onda continua.....	89
3.12.	Finestra per la simulazione dell'amplificatore in regime di Q-switch.....	90
3.13.	Profilo dell'impulso durante la propagazione all'interno del cristallo: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.....	91
3.14.	Energia estratta al variare della posizione nel cristallo: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.....	92
3.15.	Crescita del guadagno per piccolo segnale fra due impulsi consecutivi: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.....	93
3.16.	Distribuzione di calore e conseguente variazione di temperatura all'interno del cristallo di Nd:YVO <sub>4</sub> utilizzato in Laser <sup>3</sup> .....	94
3.17.	Sforzi radiali (in alto) e tangenziali (in basso) all'interno del cristallo di Nd:YVO <sub>4</sub> utilizzato in Laser <sup>3</sup> .....	95
3.18.	Sforzi equivalenti di von-Mises all'interno del cristallo di Nd:YVO <sub>4</sub> utilizzato in Laser <sup>3</sup> .....	95
3.19.	Confronto tra potenza limite ricavata sperimentalmente e prevista teoricamente.	96
3.20.	Potenza generata dal laser in regime continuo in funzione della corrente di alimentazione. Il grafico illustra il confronto tra la simulazione e i dati sperimentali.....	97
3.21.	Comparazione tra i dati sperimentali e il comportamento simulato di Laser <sup>3</sup> a differenti regimi di ripetizione degli impulsi: (a) 20 kHz, (b) 40 kHz, (c) 60 kHz,	



(d) 80 kHz. La figura mostra la potenza generata al variare della corrente di alimentazione della sorgente di pompa .....	99
3.22. Efficienza di assorbimento al variare della concentrazione di Nd <sup>3+</sup> nel cristallo per una radiazione a 880 nm .....	100
3.23. Caratterizzazione della sorgente di pompa a 880 nm.....	101
3.24. Distribuzione di calore all'interno di cristalli 3x3x15 mm <sup>3</sup> con differente concentrazione di Nd <sup>3+</sup> : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5% .....	102
3.25. Variazione di temperatura all'interno di cristalli 3x3x15 mm <sup>3</sup> con differente concentrazione di Nd <sup>3+</sup> : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5% .....	103
3.26. Sforzi equivalenti di von-Mises all'interno di cristalli 3x3x15 mm <sup>3</sup> con differente concentrazione di Nd <sup>3+</sup> : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5% .....	104
3.27. Profilo del fascio di pompa misurato con la tecnica <i>knife-edge</i> a 130 mm di distanza dal collimatore.....	105
3.28. Potenza laser generata al variare della corrente di alimentazione della sorgente di pompa a 880 nm utilizzando un cristallo con drogaggio 0,4% .....	105
3.29. Configurazione MOPA simmetrica.....	107
3.30. Rappresentazione del guadagno al variare della dimensione del fascio di pompa e del segnale all'interno del cristallo .....	108
3.31. Potenza emessa dal Laser <sup>3</sup> e dal sistema MOPA al variare della corrente di alimentazione delle sorgenti di pompa.....	110
3.32. Misura del guadagno e confronto con MOPAsim al variare della corrente di alimentazione delle sorgenti di pompa.....	110
A.1. Il Laser <sup>3</sup> e le componenti che lo costituiscono.....	116
A.2. Schema della cavità laser del Laser <sup>3</sup> .....	117
A.3. Profilo spaziale del fascio laser.....	119
A.4. Potenza in uscita dal laser in continua e in regime di Q-switch per differenti valori di potenza di pompa.....	120

# Elenco delle Tabelle

1.1.	Proprietà ottiche e meccaniche dei materiali attivi più comuni .....	9
1.2.	Materiali comunemente marchiati mediante laser e relative sorgenti utilizzate ....	17
2.1.	Frazione di carico termico per cristalli di Nd:YVO <sub>4</sub> [8].....	34
3.1.	Matrici di principali elementi ottici che costituiscono una cavità.....	78
3.2.	Schema del flusso di energia in un sistema laser a stato solido .....	84
A.1.	Specifiche prestazionali del Laser <sup>3</sup> .....	118

# Sommario

In questo lavoro di tesi sono presentate due tecniche per l'incremento della potenza massima di un laser a stato solido per marcatura industriale a pompaggio longitudinale basato su Nd:YVO<sub>4</sub>: (i) il pompaggio diretto nel livello laser superiore mediante diodi laser a 880 nm e (ii) l'impiego di un amplificatore ottico accoppiato all'oscillatore. Nella tesi è effettuata un'analisi teorica comparativa delle due tecniche e, in particolare, sono studiati gli effetti termici legati al pompaggio ottico. Sulla base di tale analisi sono stati sviluppati e validati due codici di calcolo in grado di valutare, nei due casi, le caratteristiche di uscita del laser e, in particolare, la potenza massima raggiungibile. Utilizzando tali codici sono stati progettati due nuovi dispositivi e le prestazioni ottenute sono risultate in ottimo accordo con le simulazioni eseguite. Sono infine presentati e commentati i risultati sperimentali ottenuti. Entrambe le tecniche hanno permesso il raggiungimento degli obiettivi prefissati dimostrandosi valide soluzioni per l'incremento della potenza massima estraibile da un laser a stato solido.

**Parole chiave:** incremento della potenza massima, laser a stato solido, marcatura laser, pompaggio diretto, MOPA accoppiamento oscillatore-amplificatore ottico.

# Abstract

In this thesis two techniques for power scaling of an end-pumped solid-state laser for industrial marking based on Nd:YVO<sub>4</sub> are presented: (i) direct pumping into the upper laser level by laser diodes at 880 nm and (ii) the use of an optical amplifier coupled to the oscillator. A comparative theoretical analysis of the two techniques is performed and, in particular, the thermal effects related to the optical pumping are described. On the basis of this analysis two calculation codes, capable of evaluating, in both cases, the output characteristics of the laser and, in particular, the maximum achievable power, have been developed and validated. Using these codes two new devices have been designed and a fairly good agreement has been found between the laser performances and the simulations. Finally the experimental results are presented and discussed. Both techniques have allowed the achievement of the requirements, proving to be valid solutions for increasing the maximum power which can be obtained from a solid-state laser.

**Keywords:** power scaling, laser engraving, solid state laser, direct pumping, MOPA master oscillator power amplifier.

# Introduzione

La presente tesi è il frutto della collaborazione con il reparto di Ricerca & Sviluppo della azienda SEI S.p.a. a Curno, Bergamo. La SEI S.p.a è un'azienda specializzata nella progettazione e fabbricazione di laser per applicazioni industriali quali taglio, marcatura e finiture superficiali. L'azienda produce sistemi laser completi, dotati di meccanismi di movimentazione e focalizzazione del fascio laser; tali prodotti, gestiti mediante un software proprietario, sono in grado di eseguire in maniera autonoma la lavorazione e possono essere direttamente inseriti all'interno della linea produttiva di un'azienda. I principali prodotti offerti dall'azienda riguardano sistemi laser a CO<sub>2</sub> e laser a stato solido (Nd:YAG e Nd:YVO<sub>4</sub>).

Il settore dei laser industriali è in continua espansione ed evoluzione: l'avanzamento tecnologico consente di ottenere laser con prestazioni sempre più elevate da impiegare in nuovi settori e in grado di svolgere un numero crescente di lavorazioni. Fra i sistemi laser per applicazioni industriali, quelli per la marcatura rappresentano il mercato più grande per numero di apparecchiature installate [1]. In questo settore i parametri di merito che contraddistinguono la qualità di un sistema sono: la rapidità di esecuzione della lavorazione, la qualità, la riproducibilità ed infine la varietà dei materiali trattabili.

L'obiettivo di questa tesi è l'incremento della potenza massima emessa da un prodotto per marcatura industriale interamente progettato e sviluppato dalla SEI S.p.a, cercando di mantenerne il più inalterata possibile la struttura. Il Laser<sup>3</sup> è un laser a stato solido basato su Nd:YVO<sub>4</sub> sviluppato per la marcatura superficiale di svariati materiali. La peculiarità di questo prodotto è l'integrazione in un unico corpo di tutte le sue componenti: alimentazione, elettronica di controllo, sorgenti a diodi per il pompaggio, cavità laser, sistema di movimentazione e focalizzazione del fascio laser. Il Laser<sup>3</sup> si presenta quindi come un dispositivo estremamente compatto e di facile installazione

anche grazie alla scelta di un meccanismo di raffreddamento interamente ad aria, ed è attualmente in grado di produrre una potenza massima nominale di 20 W.

L'obiettivo prefissato in questa tesi è quello di ottenere una sistema in grado di produrre una potenza massima di 30 W. La concretizzazione di tale obiettivo è tuttavia subordinata al rispetto di alcuni vincoli di natura industriale (semplicità di fabbricazione, alta riproducibilità e stabilità delle prestazioni, mantenimento del raffreddamento ad aria, mantenimento delle elevate proprietà di qualità del fascio) ed economica (costo e reperibilità dei componenti, numero di componenti impiegati). La necessità di aumentare la potenza massima del laser è determinata dalla volontà di migliorare la qualità complessiva del prodotto; la potenza massima è infatti strettamente connessa ad alcune delle caratteristiche principali di un laser per marcatura, già ricordate sopra, quali la produttività, la qualità della lavorazione e la varietà dei materiali trattabili dal laser. Un ulteriore motivo d'interesse derivante dall'incremento della potenza emessa da un laser è dato dalla possibilità di effettuare, mediante cristalli non lineari, efficienti conversioni di lunghezza d'onda [2].

Le ragioni che determinano il limite alla massima potenza ottenibile da un laser a stato solido, come quello oggetto di questo studio, sono da ricercarsi negli effetti termici generati dall'intensivo pompaggio ottico all'interno del cristallo. Molti studi evidenziano come la disponibilità di ottiche di alta qualità e di diodi ad elevata efficienza per il pompaggio, sia in grado di oltrepassare i limiti di resistenza meccanica dei componenti stessi all'interno della cavità [3]. Le tecniche per l'incremento della potenza massima di un laser non devono quindi aggravare ulteriormente gli stress termici all'interno del laser. La letteratura scientifica offre differenti soluzioni [4], solo alcune delle quali tuttavia possono essere applicate ai casi industriali. Infine è necessario mettere a confronto al termine dello studio i benefici introdotti con i rispettivi costi di realizzazione, l'incremento delle prestazioni con le difficoltà di produzione.

All'interno di questa tesi sono illustrate due differenti soluzioni compatibili con le esigenze dettate dall'azienda. La prima è l'impiego di un singolo stadio amplificativo ottico posto in cascata all'oscillatore, MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*). La seconda prevede l'impiego di sorgenti a diodi a 880 nm per il pompaggio diretto nella banda del livello laser superiore. I due approcci sono stati sviluppati simultaneamente, ma con percorsi indipendenti, valutando la validità di ognuno di essi. Durante lo

svolgimento della tesi è stata svolta un'approfondita fase di ricerca bibliografica per assicurarsi della validità delle soluzioni individuate si è poi cercato di unire una fase simulativa ad una fase progettuale per verificare le potenzialità di tali soluzioni. Benché si tratti di uno studio ancora preliminare, la fase sperimentale conclusiva ha evidenziato come entrambe le tecniche proposte siano in grado di soddisfare i vincoli progettuali imposti.

La tesi è strutturata in quattro capitoli: i primi due propongono una rassegna dei risultati presentati in letteratura, il terzo illustra la modellazione – eseguita mediante un software sviluppato durante la collaborazione - ed i principali risultati sperimentali ricavati in laboratorio, nel quarto si riassumono le conclusioni e si propongono possibili sviluppi futuri.

Il primo capitolo è articolato in due parti. Nella prima sezione vengono illustrate le principali sorgenti a stato solido impiegate nel settore della marcatura industriale, con particolare attenzione a quelle basate su cristalli attivi drogati con Neodimio. Più nel dettaglio viene descritto il processo di marcatura industriale, evidenziandone le peculiarità e specificando le caratteristiche che un laser per marcatura deve possedere per eseguire tale lavorazione. Nella seconda parte del capitolo si presta particolare attenzione alle esigenze del mercato e del settore industriale in modo da delineare le linee guida dell'intero progetto. La necessità di sottostare a determinati vincoli e soddisfare alcune esigenze sarà di fondamentale importanza durante tutta l'attività di ricerca e di applicazione sperimentale. Alla fine del capitolo vengono presentati alcuni studi portati come evidenze per l'incremento delle prestazioni di un laser.

Il secondo capitolo illustra lo stato dell'arte dei laser a stato solido con pompaggio longitudinale per evidenziare le criticità ed i limiti imposti dalle elevate potenze generate dai diodi di pompa. Nella seconda parte del capitolo viene eseguita una profonda trattazione teorica delle due tecniche individuate per il superamento degli effetti termici: l'utilizzo di un amplificatore ottico a singolo stadio in cascata all'oscillatore, e l'utilizzo di una sorgente di pompa con lunghezza d'onda di 880 nm per il pompaggio diretto nella banda del livello laser superiore. Entrambe le trattazioni esaminano i vantaggi derivanti dall'impiego di tali tecniche in termini di potenza massima sia in regime di onda continua che in regime impulsato di Q-switch.

Nel terzo capitolo viene descritto il software appositamente creato per la simulazione dell'oscillatore e di un amplificatore singolo stadio. Tale software, sviluppato durante il tirocinio, è stato messo a punto basandosi su quanto esposto nel secondo capitolo e avvalendosi di alcuni risultati sperimentali forniti dall'azienda. In questo modo è stato possibile creare un programma personalizzato che fosse in grado di soddisfare le esigenze dell'azienda. Dopo la presentazione delle approssimazioni e dei modelli impiegati, il programma è stato validato eseguendo un confronto tra le simulazioni ed il comportamento del Laser<sup>3</sup> in regime di onda continua e impulsato di Q-switch. Nella seconda parte del capitolo vengono illustrati i dati sperimentali raccolti per le due soluzioni scelte; tali risultati sono accompagnati dalle relative simulazioni che dimostrano la capacità del programma di prevedere quanto sperimentalmente osservato. I risultati principali delle prove sperimentali consistono nel superamento per entrambe le tecniche della potenza massima richiesta dall'azienda (30 W): in particolare con il pompaggio di 880 nm è stato possibile ottenere una potenza massima di 30,6 W pari ad un incremento del 50% rispetto alla configurazione tradizionale di Laser<sup>3</sup>. L'utilizzo dell'amplificatore ha invece permesso di ottenere una potenza massima di 35 W, con un guadagno del 73% rispetto alle prestazioni precedenti.

Le conclusioni della tesi riassumono i risultati ottenuti soffermandosi in particolare sui vantaggi e gli svantaggi evidenziati da ciascuna tecnica. Sulla base di tali considerazioni risulta essere maggiormente promettente l'utilizzo di un amplificatore ottico, in attesa che la componentistica a 880 nm, oggi utilizzate nei dispositivi di laboratorio, si diffonda maggiormente anche nell'ambito dei settori industriali. Il lavoro presentato in questa tesi si configura come uno studio preliminare sulle potenzialità di queste particolari soluzioni per il superamento degli effetti termici ed il miglioramento delle prestazioni di un prodotto. Appare necessario proseguire con la fase sperimentale per una valutazione delle capacità dell'amplificatore di operare in regime impulsato e di eseguire lavorazioni secondo gli standard di qualità imposti. L'incremento della potenza massima inoltre è molto interessante per lo sviluppo di una sorgente laser operante a 532 nm, lunghezza d'onda di grande interesse per la capacità di eseguire lavorazioni su materiali differenti e con finiture di qualità superiore.



# **1 Sorgenti laser per applicazioni di marcatura industriale**

## **1.1 Introduzione**

Il 16 Maggio 1960 presso gli Hughes Research Laboratories in California, Theodore H. Maiman produce il primo laser funzionante della storia [5]. A partire da quel giorno, in pochi anni, l'invenzione del laser iniziò a suscitare un certo attrattiva da parte del settore industriale a causa dell'insieme delle caratteristiche proprie della radiazione laser. Oggi, l'innovazione apportata dal laser nella lavorazioni dei materiali ha un impatto fondamentale in molti processi produttivi sostituendo o integrando tecnologie tradizionali ma anche ampliando e creando nuovi settori tuttora in fase di espansione e di sviluppo. Lo studio dell'interazione tra la radiazione elettromagnetica del laser con materiali nuovi è attualmente un settore molto importante che genera grossi stimoli per i produttori di laser industriali.

Le proprietà principali che rendono interessante l'utilizzo della radiazione laser in ambito industriale sono: la coerenza spaziale, la coerenza temporale, la direzionalità e la brillantezza. Queste qualità permettono di ottenere fasci collimati di piccole dimensioni con potenze elevate.

I macchinari impiegati per lavorazioni tradizionali sono generalmente progettati per un unico scopo, per sua natura invece il laser si presenta come uno strumento flessibile in grado di eseguire lavorazioni differenti rispondendo contemporaneamente a diverse esigenze. A seconda di come viene manipolato il fascio laser si possono ottenere risultati differenti, dal taglio laser alla saldatura, dai trattamenti termici e finiture superficiali alla marcatura e modellazione 3D tramite asportazione di materiale.

Il laser ha introdotto un nuovo punto di riferimento in termini di qualità e produttività, incentivando lo sviluppo e il miglioramento continuo delle prestazioni dei macchinari industriali basati su questa tecnologia.

## **1.2 Sorgenti laser a stato solido**

I laser a stato solido rappresentano uno dei tipi di laser più diffusi a livello industriale. Appartengono a questa categoria tutti i laser in cui il materiale attivo è costituito da una certa percentuale di impurità, costituite da ioni, all'interno di un materiale solido ospitante. L'elemento attivo è generalmente una terra rara appartenente alla famiglia dei lantanidi, il più diffuso tra questi è sicuramente lo ione di neodimio  $\text{Nd}^{3+}$ . Altri elementi utilizzati sono l'itterbio (Yb), l'erbio (Er), l'olmio (Ho) e il tulio (Tm). I materiali ospitanti vengono suddivisi in cristalli vetri o ceramiche. Tra i cristalli il più diffuso è il granato di alluminio ed ittrio ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , chiamato comunemente YAG). Altri cristalli ospitanti sono il fluoruro di ittrio e litio ( $\text{YLiF}_4$  o YLF) il vanadato di ittrio ( $\text{YVO}_4$ ) e la perovskite (YAP).

### **1.2.1 Laser a stato solido pompato mediante diodi**

Nel passare degli anni la scoperta di nuovi materiali ospitanti e lo sviluppo di tecniche di pompaggio mediante diodi (*diode-pumped solid-state lasers*, DPSSL) hanno portato ad un incremento della potenza media emessa fino all'ordine dei kW [6]. Questo risultato è stato ottenuto principalmente grazie allo sviluppo di nuovi diodi per il pompaggio con potenze elevate. I DPSSL sono efficienti, affidabili, con prestazioni durevoli nel tempo, compatti, facilmente integrabili e possono essere utilizzati in svariati processi produttivi. L'emissione laser viene sfruttata sia in regime di onda continua sia in regime impulsato di Q-switch.

L'impiego di diodi per il pompaggio ha generato una serie di nuove possibili configurazioni per l'accoppiamento della radiazione di pompa con il cristallo. Oggi inoltre è possibile disporre di materiali laser a stato solido di differenti forme a seconda del tipo di materiale ospitante: il cristallo può essere nella forma di barretta (*rod*), di tavoletta (*slab*), di disco sottile (*thin disk*) o anche di una fibra (*fiber laser*).

L'insieme delle tecniche di pompaggio e dei materiali garantisce al progettista un'ampia libertà di sviluppo. Il diodo laser adibito al pompaggio può essere accoppiato al cristallo in differenti configurazioni a seconda della forma del materiale attivo; le geometrie di pompaggio più diffuse sono quella trasversale e quella longitudinale.

I cristalli a forma di barretta sono facili da utilizzare, con costi di fabbricazione contenuti e facilmente raffreddabili. Generalmente viene impiegato un pompaggio longitudinale poiché la simmetria lungo l'asse ottico garantisce un buon sfruttamento dell'energia immagazzinata nel cristallo. Queste caratteristiche lo rendono la forma più diffusa per le applicazioni industriali. Le barrette possono essere pompate sia in configurazione longitudinale sia attraverso pompaggio laterale. I limiti principali di queste configurazioni sono gli effetti termici: la distribuzione di temperatura modifica le proprietà ottiche del cristallo, questo effetto chiamato lente termica limita la massima potenza ottenibile per fasci di elevata qualità.

In figura 1.1 è mostrata una tipica configurazione laser con pompaggio longitudinale di una barretta di materiale attivo.

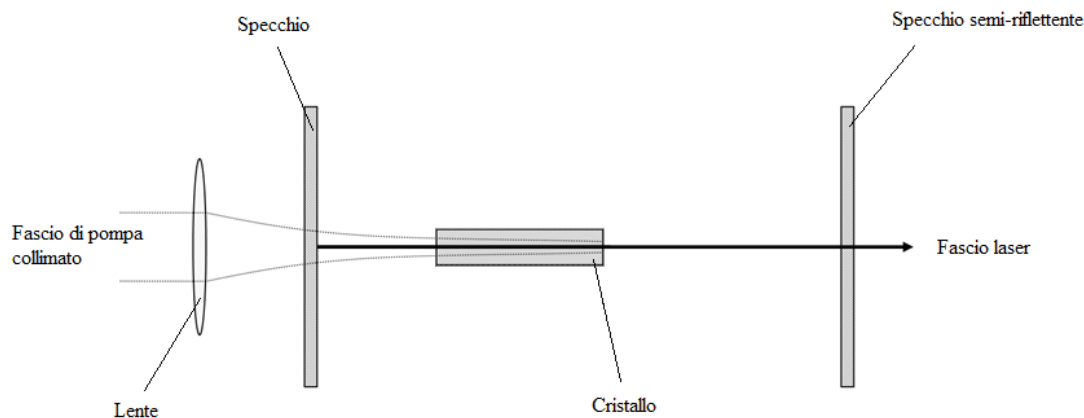


Figura 1.1. Schema di un laser a stato solido con pompaggio longitudinale.

Confrontati con i cristalli a barretta, le tavolette rettangolari presentano una maggiore superficie per lo scambio termico. L'utilizzo di tavolette permette quindi la riduzione di effetti termici e aberrazioni. Un efficiente scambio termico prevede il raffreddamento uniforme delle due superfici maggiori. Tuttavia le tecniche di pompaggio per queste configurazioni sono basate su fenomeni di riflessione interna richiedendo finiture superficiali particolari che rendono i costi di fabbricazione elevati.

Anche le tavolette al pari delle barrette possono essere pompate longitudinalmente e lateralmente.

### 1.2.2 Materiali attivi più comuni basati sul Nd

**Nd:YAG:** il Nd:YAG è stato fino a pochi anni fa il materiale più diffuso nel settore dei laser industriali a stato solido. La transizione tra il livello laser superiore  $^4F_{3/2}$  e il livello laser inferiore  $^4I_{9/2}$  è quella principale d'emissione con una lunghezza d'onda di 1064 nm. La banda di maggiore assorbimento è a 810 nm. Poiché il livello laser inferiore è ben al di sopra del livello fondamentale la condizione di soglia può essere ottenuta facilmente con potenze relativamente basse. Lo YAG è un materiale isotropo, chimicamente stabile, con buone proprietà termiche e meccaniche. Queste caratteristiche rendono il Nd:YAG il materiale più versatile per laser a stato solido.

**Nd:YLF:** il fluoruro di ittrio e litio drogato con neodimio è caratterizzato da un lungo tempo di fluorescenza che lo rende interessante per la generazione di impulsi laser ad alta energia in regime di Q-switch. Il cristallo di Nd:YLF è naturalmente birifrangente fornendo quindi un fascio d'uscita polarizzato. La lunghezza d'onda d'emissione dipende dalla polarizzazione: l'emissione a 1053 nm polarizzata lungo l'asse sigma presenta un basso guadagno e una lente termica positiva, l'emissione a 1047 nm presenta un guadagno maggiore e una lente termica negativa. In entrambi i casi la lente termica è inferiore rispetto a quella del Nd:YAG. L'utilizzo di questo materiale in ambito industriale è tuttavia limitato a nicchie applicative in cui viene richiesta un'elevata energia per singolo impulso.

**Nd:YVO<sub>4</sub>:** il Nd:YVO<sub>4</sub> è stato proposto come materiale laser nel 1966 [7] tuttavia bisogna attendere alcuni anni affinché le qualità ottiche del cristallo diventino sufficientemente buone per poter sostituire il Nd:YAG.

Le due caratteristiche principali del vanadato di ittrio sono la grande *cross section* d'emissione stimolata pari circa a 5 volte quella del Nd:YAG, e un'ampia banda di assorbimento attorno a 809 nm, tabella 1.2. L'emissione laser principale avviene a 1064 nm per via della maggiore *cross section* tuttavia è possibile ottenere anche emissione a 1342 nm e 914 nm.

Il cristallo di vanadato, poiché anisotropo, è naturalmente birifrangente e l'emissione laser è linearmente polarizzata lungo l'asse straordinario  $\pi$ . L'emissione polarizzata ha il vantaggio di evitare effetti indesiderati causati dalla birifrangenza termica come nel Nd:YAG. Anche l'assorbimento della pompa dipende dalla polarizzazione. Il massimo assorbimento si ottiene per radiazione di pompa polarizzata nella stessa direzione di quella emessa dal cristallo. Il coefficiente di assorbimento lungo l'asse  $\pi$  è circa 4 volte quello del Nd:YAG.

Tabella 1.1. Proprietà ottiche e meccaniche di materiali attivi più comuni.

Proprietà	Nd:YAG	Nd:YVO <sub>4</sub>	Nd:YLF
Lunghezza d'onda d'emissione (nm)	1064	1064	1047 ( $\pi$ ) 1053 ( $\sigma$ )
Picco di assorbimento (nm)	808	808	792 ( $\pi$ ) 797 ( $\sigma$ )
Conducibilità termica ( $\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$ )	0.14	0.051 (asse a) 0.0523 (asse c)	0.063
Espansione termica ( $\times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ )	7.5	4.43 (asse a) 11.37 (asse c)	13.0 (asse a) 8.0 (asse c)
Densità ( $\text{g cm}^{-3}$ )	4.56	4.24	3.99
Coefficiente termo-ottico ( $\times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ )	7.3	8.5 ( $\text{dn}_o/\text{dT}$ ) 3.0 ( $\text{dn}_e/\text{dT}$ )	-4.3 ( $\text{dn}_o/\text{dT}$ ) -2.0 ( $\text{dn}_e/\text{dT}$ )
Cross section d'emissione stimolata ( $\times 10^{-19} \text{cm}^2$ )	2.8	15.6 ( $\sigma$ )	1.8 ( $\pi$ ) 1.2 ( $\sigma$ )
Tempo di fluorescenza ( $\mu\text{s}$ )	230	100	480
Indice di rifrazione	1.82	$n_o=1.958$ $n_e=2.168$	$n_o=1.4481$ $n_e=1.4704$

Il Nd:YVO<sub>4</sub> presenta un ridotto tempo di vita del livello laser superiore, tuttavia poiché il guadagno e la potenza di soglia dipendono dal prodotto della *cross section* con il tempo di vita del livello laser questo materiale riesce a garantire prestazioni migliori

rispetto al Nd:YAG. Il tempo di vita ridotto del livello laser superiore permette di ottenere impulsi brevi anche ad alte frequenze di ripetizione garantendo potenze di picco elevate. Queste caratteristiche rendono il vanadato di ittrio il materiale più utilizzato in ambito industriale per potenze fino ai 20 W. La brevità degli impulsi infatti garantisce un'elevata potenza di picco necessaria per poter eseguire la lavorazione del materiale. Infine un importante limite di questo cristallo è dato dalle sue limitate proprietà termiche. Sia il Nd:YVO<sub>4</sub> che il Nd:YAG in condizioni di forte pompaggio producono lenti termiche positive; il vanadato di ittrio, se confrontato con lo YAG, ha una conducibilità termica pari ad un terzo e un limite di frattura termica pari circa a due terzi.

### 1.2.3 Laser in fibra

Le sorgenti in fibra hanno iniziato a diffondersi in ambito industriale negli anni 90 e le particolari caratteristiche derivanti da questa innovativa architettura hanno determinato una rapida espansione di queste sorgenti in molte applicazioni.

Analogamente alle sorgenti tradizionali nelle sorgenti in fibra vi è un elemento attivo che viene ospitato in un solido (vetro). L'elemento attivo principalmente utilizzato per applicazioni industriali è l'itterbio (Yb). La lunghezza d'emissione dell'itterbio è prossima a quella del neodimio ma a differenza di quest'ultimo può essere ospitato nel vetro in percentuali decisamente superiori.

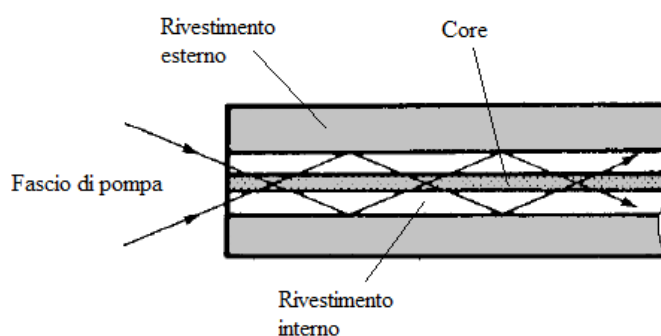


Figura 1.2. Schema di una fibra ottica con pompaggio longitudinale.

In queste sorgenti laser il mezzo attivo è il *core* di una fibra ottica drogata con itterbio mentre la parte più esterna è analoga a quella di una fibra tradizionale. La fibra così

ottenuta viene quindi pompata attraverso l'accoppiamento con una serie di diodi di pompa: la radiazione, propagandosi all'interno della fibra, attraversa il materiale attivo.

La funzione che nelle sorgenti tradizionali viene svolta dagli specchi nelle sorgenti in fibra è ottenuta attraverso l'incisione di opportuni reticoli di Bragg alle estremità della stessa. Come risultato in questa configurazione la lunghezza della cavità e del materiale attivo corrispondono e coincidono alla lunghezza stessa della fibra.

Ottimizzando la dimensione della fibra è possibile ottenere un fascio con distribuzione di potenza di tipo gaussiano cioè ottenere una fibra monomodo.

Un vantaggio di questo tipo di sorgente è la compattezza: la fibra occupa un volume ridotto e può essere avvolta per ridurre l'ingombro, inoltre presenta un modulo termico molto favorevole per via della sua lunghezza che ne facilita il raffreddamento.

La caratteristica più interessante da un punto di vista applicativo è l'elevata qualità del fascio. Un modo per superare il limite della potenza massima è quello di ricorrere a più moduli in parallelo; tuttavia si ha come effetto negativo un peggioramento della qualità del fascio proporzionale al numero di sorgenti. Ulteriori vantaggi di questo tipo di sorgente sono l'affidabilità per via della semplicità con cui è realizzata la sorgente e i costi di esercizio ridotti dovuti ad una durata elevata delle componenti nel tempo e da consumi ridotti dovuti alla buona efficienza di raffreddamento.

L'insieme di questi vantaggi rendono i laser in fibra ottimi candidati per la maggior parte delle applicazioni di marcatura.

Laser in fibra ad elevata potenza possono generare potenze fino ad alcuni kW, tuttavia il limite principale di questa tipologia di laser se utilizzati in regime di Q-switch è la lunghezza degli impulsi dovuta proprio alla lunghezza della cavità determinata dalla fibra; gli impulsi generati da laser in fibra sono fino a circa 10 volte più lunghi rispetto a quelli generati da un laser Nd:YVO<sub>4</sub>. Inoltre la resistenza del materiale di fatto sancisce la massima potenza di picco che l'impulso può avere, eliminando la possibilità di poter ottenere impulsi dell'ordine di poche decine di nanosecondi ed energia dell'ordine del mJ. I laser in fibra sono quindi utilizzati per applicazioni industriali dove un'elevata potenza di picco non è un parametro fondamentale. Un ulteriore fattore che limita l'utilizzo in alcuni settori dei laser in fibra è l'eccessiva larghezza spettrale del fascio generato.

### **1.3 Marcatura laser**

Nelle lavorazioni industriali il fascio laser è utilizzato per trasmettere energia al pezzo in lavorazione: il materiale investito dalla radiazione elettromagnetica subisce un incremento di temperatura che può portare ad un passaggio di stato localizzato all'area esposta.

Tutti i processi di lavorazione laser nel settore industriale sono generalmente di tipo termico. A seconda della intensità della radiazione il materiale può rimanere solido, fondere o vaporizzare in maniera quasi istantanea.

I fattori che generalmente portano a preferire questo tipo di tecnologia rispetto alle tecniche tradizionali sono la velocità di esecuzione della lavorazione unita alla qualità del risultato.

Le principali lavorazioni industriali eseguite mediante l'uso dei laser sono: il taglio laser per la lavorazione di materiali metallici e non metallici, la saldatura laser per l'unione di due materiali uguali o anche differenti, trattamenti termici superficiali fortemente localizzati per le proprietà della radiazione ed infine la marcatura laser per ottenere un'alterazione superficiale del materiale. Quest'ultima applicazione è la più importante per numero di sorgenti installate.

#### **1.3.1 Marcatura e incisione profonda mediante laser**

La marcatura laser viene utilizzata per incidere in maniera indelebile scritte e disegni sulla superficie di un oggetto solido. Gli utilizzi principali della marcatura in ambito industriale e artigianale sono molteplici e i più svariati, dalla identificabilità e rintracciabilità di un semilavorato, alla certificazione e anticontraffazione di un prodotto finito, fino alla personalizzazione e decorazione di oggetti di consumo.

I principali vantaggi derivanti dall'impiego della tecnologia laser sono:

- Indelebilità della marcatura: la zona trattata non è cancellabile se non attraverso la rimozione dello strato di materiale inciso.
- Assenza di contatto fisico: grazie all'assenza di contatto tra utensile e oggetto lavorato è possibile marcare oggetti delicati o estremamente sottili senza rischi di danneggiamento.



- Velocità d'esecuzione: la marcatura laser è estremamente rapida con velocità di spostamento del fascio sull'oggetto da lavorare dell'ordine dei metri al secondo.
- Elevata precisione: determinata dalla ridotta dimensione del fascio che consente di marcare con un numero elevato di dettagli.
- Elevata ripetibilità: la marcatura laser è estremamente ripetibile in quanto poco sensibile alle variazioni e alle condizioni di marcatura.
- Flessibilità: il percorso del fascio laser è programmabile, è quindi possibile semplicemente cambiando il programma modificare la scritta da marcare o il disegno.
- Costi ridotti: l'insieme dei fattori precedenti uniti all'affidabilità, durata e consumi dei macchinari permettono di rientrare in tempi relativamente brevi dell'investimento iniziale ed avere una riduzione dei costi sul lungo periodo.
- Integrabilità: la flessibilità di questi macchinari insieme alle capacità produttive li rendono facilmente integrabili nei processi produttivi anche grazie alla elevata capacità di automazione della lavorazione.

Di contro i limiti di questa tecnica e le attenzioni da porre nel suo utilizzo rispetto ai meccanismi di marcatura tradizionale sono:

- Assenza di gamma cromatica: alcune tecniche tradizionali offrono la possibilità di marcare a colori. In alcuni casi e con specifici materiali è possibile ottenere differenti colori tuttavia con una resa cromatica inferiore.
- Rottura per fatica: in alcuni casi di marcatura per incisione di componenti soggetti a fatica si è riscontrata la rottura dei pezzi con la cricca per fatica partita dalla zona marcata.
- Alterazioni termiche: poiché il processo è di natura termica bisogna porre attenzione ad alterazioni termiche indesiderate del materiale sottoposto a radiazione.
- Produzione di fumi e composti nocivi: il processo di marcatura laser su alcuni materiali può generare residui dannosi per la salute che necessitano di meccanismi di rimozione ed abbattimento.

La versatilità della marcatura laser permette utilizzi completamente differenti a seconda del settore d'impiego. I macchinari impiegati per la marcatura laser possono essere altamente integrati rendendo il processo produttivo completamente automatizzato e

gestibile tramite software di controllo; questa soluzione è generalmente impiegata per lotti di produzione di una certa dimensione, a seconda della lavorazione richiesta è possibile eseguire la marcatura sia arrestando il pezzo nell'area di lavoro sia marcando il pezzo in movimento. I settori con questo tipo d'impiego sono quelli della componentistica elettronica, il settore automotive, della anticontraffazione e della tracciabilità.

È possibile anche utilizzare questi macchinari per piccoli lotti di produzione con posizionamento manuale o automatico del pezzo e possibilità da parte dell'utente di diversificare e personalizzare tramite software la singola lavorazione; i settori d'impiego sono l'artigianato, piccole serie, personalizzazioni.

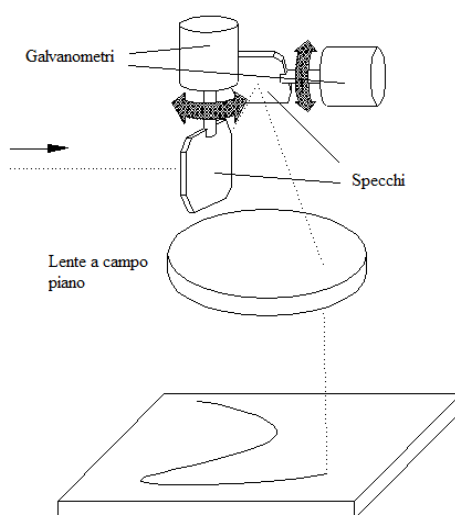


Figura 1.3. Testa di marcatura con lente a campo piano.

La marcatura laser è tra le applicazioni che vanta il maggior numero di sistemi installati, questa diffusione è principalmente dovuta all'affidabilità, produttività e costo relativamente ridotto che la rendono una validissima alternativa alle tecniche di marcatura tradizionali.

Le sorgenti a stato solido utilizzate per la marcatura sono di potenza mediamente compresa tra i 10 e 50 W [1], utilizzando queste sorgenti in regime impulsato è possibile ottenere potenze di picco sufficientemente elevate da vaporizzare istantaneamente il materiale, sono quindi lo strumento ideale per ottenere marcature attraverso l'incisione superficiale.

Esistono diverse configurazioni per ottenere la marcatura di materiali, la più diffusa e flessibile è la marcatura lineare.

La soluzione mostrata nella figura 1.3 utilizza una lente a campo piano per mantenere il fascio focalizzato all'interno dell'area lavorabile, l'utilizzo di questa lente permette di ottenere elevate velocità di marcatura determinata dalla sola movimentazione degli specchi; il limite di questa configurazione è la relativamente piccola area di lavoro (tipicamente  $200 \times 200 \text{ mm}^2$ ) dovuta alla presenza della lente a campo piano.

La soluzione mostrata nella figura 1.4 permette di ampliare l'area di lavoro potendo mantenere il fascio focalizzato su un'area più estesa. La presenza della lente mobile permette inoltre la marcatura di materiali con profili 3D ottimizzando durante tutta la fase di marcatura la posizione del fuoco sull'oggetto in lavorazione; la movimentazione della lente tuttavia riduce la velocità massima ottenibile in questa configurazione.

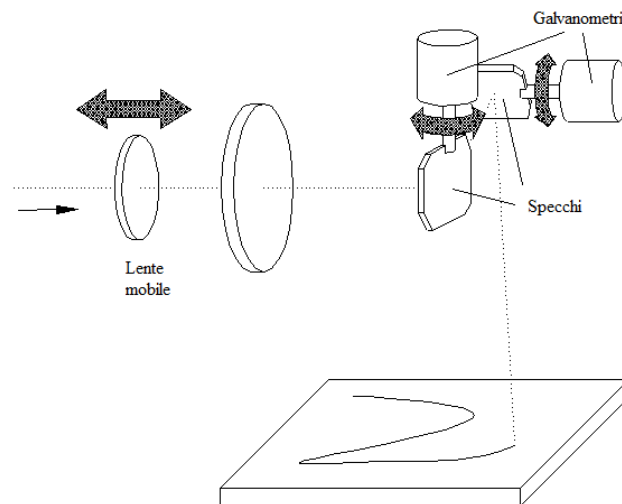


Figura 1.4. Testa di marcatura con lente mobile.

### 1.3.2 Interazione radiazione laser-materia nel processo di marcatura

L'interazione tra il fascio laser e la materia è il punto di partenza per comprendere i meccanismi della lavorazione e l'influenza di questi sulla qualità. L'interazione laser-materia può essere intesa andando a descrivere fisicamente ciò che avviene tra le particelle cariche all'interno del materiale e la radiazione elettromagnetica.

Quando la radiazione si propaga all'interno di un materiale solido il campo elettromagnetico genera delle forze sulle particelle dotate di carica. Data la natura oscillatoria della radiazione anche il moto indotto sarà di tipo oscillatorio: l'aumento di ampiezza del movimento della cariche avrà come conseguenza l'innalzamento della temperatura del materiale.

Se si considerano lunghezze d'onda tipiche dei laser industriali si rileva che le particelle che subiscono un significativo aumento della propria energia sono gli elettroni, una volta posti in movimento questi sono in grado di trasferire l'energia vibrazionale agli atomi.

La modalità di trasferimento dell'energia dagli elettroni agli atomi dipende dal tipo di materiale. Se il materiale è di tipo metallico si genera un flusso di elettroni per la presenza di elettroni liberi, quando gli elettroni incontrano difetti nel materiale trasferiscono per effetto Joule parte della propria energia agli atomi del reticolo. Se il materiale non è metallico non sono presenti elettroni liberi, l'onda elettromagnetica sposta dalla posizione di equilibrio le orbite elettroniche avendo come effetto ultimo quello di mettere in vibrazione gli atomi del reticolo cristallino.

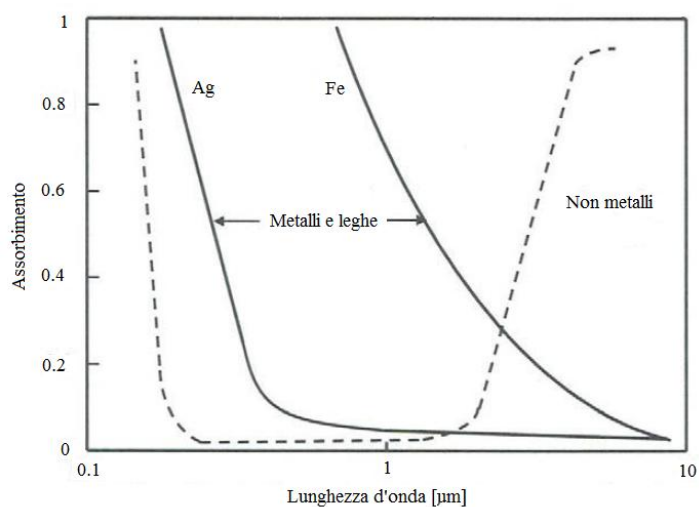


Figura 1.5. Andamento dell'assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per materiali organici e metallici.

Sebbene questo approccio aiuti a comprendere i fenomeni fisici dell'interazione radiazione-materia è difficile ricavare in modo predittivo l'effetto finale della lavorazione poiché le condizioni reali presentano una notevole varietà di situazioni: irregolarità delle superfici o della composizione del materiale, presenza di residui di oli o

grassi. È necessario quindi introdurre parametri direttamente legati alla situazione reale, ciò avviene mediante la misurazione dei coefficienti di assorbimento e riflettività dei materiali. I valori di assorbimento e riflettività dipendono da molti fattori tra cui la lunghezza d'onda, l'angolo di incidenza, la composizione del materiale e la sua finitura superficiale; in ambito tecnologico si preferisce eseguire una misura diretta di questi coefficienti. La principale caratteristica che determina il tipo di laser da impiegare nella lavorazione è proprio la lunghezza d'onda; in figura 1.5 è mostrato l'andamento generale dell'assorbimento per materiali metallici e non metallici in funzione della lunghezza d'onda.

Nel tempo mediante un approccio anche prettamente sperimentale si sono definite le categorie di materiali lavorabili per le diverse tipologie di laser industriali come mostrato nella tabella 1.2.

Tabella 1.2. Materiali comunemente marcati mediante laser e relative sorgenti utilizzate.

<b>CO<sub>2</sub></b>	<b>CO<sub>2</sub> e/o SSL</b>	<b>SSL</b>
Vetro	PTFE, polipropilene	Metalli nobili
Cristalli	Policarbonati	Metalli generici
Materiali organici artificiali	PVC	Termoplastiche
Materiali organici naturali	Ceramiche	Metalli con coating galvanico
Tessuti sintetici	Metalli verniciati	
	Metalli anodizzati	
	Gomma	
	Tessuti	

Lo sviluppo di nuovi materiali porta tuttavia ad ampliare continuamente i settori d'impiego di questa tecnologia e le tipologie di lavorazioni eseguibili, in alcuni casi si è verificato come sia proprio l'esigenza di una buona lavorabilità laser del materiale a determinarne lo sviluppo.

I meccanismi fisici che provocano la marcatura sono diversi a seconda del materiale, della potenza della sorgente e del tempo d'interazione tra la radiazione e il materiale. Il principio su cui si basa la marcatura è l'alterazione delle proprietà ottiche della superficie lavorata attraverso tre meccanismi:

- Rimozione di materiale: il fascio laser ha una densità di potenza tale da fondere e vaporizzare lo strato superficiale del materiale realizzando un solco; l'incisione così ottenuta risulta visibile all'occhio umano per la discontinuità superficiale delle proprietà ottiche del materiale.
- Generazione di composti: il ciclo termico favorisce la formazione di composti quali ossidi che presentano un elevato contrasto visivo rispetto alle zone non lavorate.
- Trasformazione della microstruttura: il ciclo termico provoca un'alterazione della microstruttura accompagnata da una variazione dell'indice di rifrazione e quindi del modo in cui viene riflessa la luce.

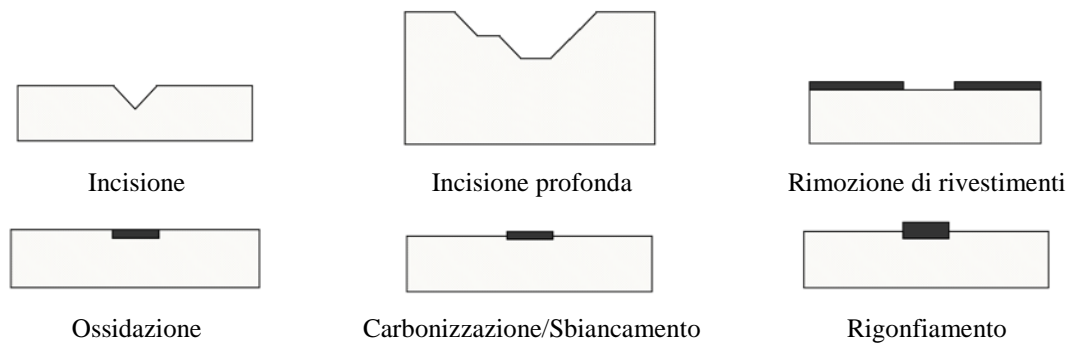


Figura 1.6. Effetti ottenibili tramite la marcatura laser.

In figura 1.6 sono mostrati i possibili risultati ottenibili attraverso la marcatura laser di differenti materiali.

Da un punto di vista termico durante la vaporizzazione una piccola quantità di materiale viene asportata generando un solco, profondo da qualche decimo di micrometro fino a 10  $\mu\text{m}$ , visibile ad occhio nudo. La vaporizzazione permette la lavorazione di materiali rivestiti, questa è la tecnica tipica dei materiali anodizzati in cui viene eliminato lo strato superficiale rendendo visibile il metallo sottostante come mostrato in figura 1.7, questa tecnica è utilizzata anche per la retroilluminazione di pulsanti e tasti attraverso la rimozione dello strato sottile di vernice.

L'utilizzo di impulsi ad alta energia e il passaggio del fascio laser più volte sull'area di marcatura permette di ottenere una modellazione tridimensionale del materiale. È possibile rimuovere dai 6 ai 12  $\text{mm}^3\text{min}^{-1}$  a seconda della potenza del laser, questa

tecnica è utilizzata per la creazione di stampi in cui la precisione e il dettaglio sono di fondamentale importanza, figura 1.8.

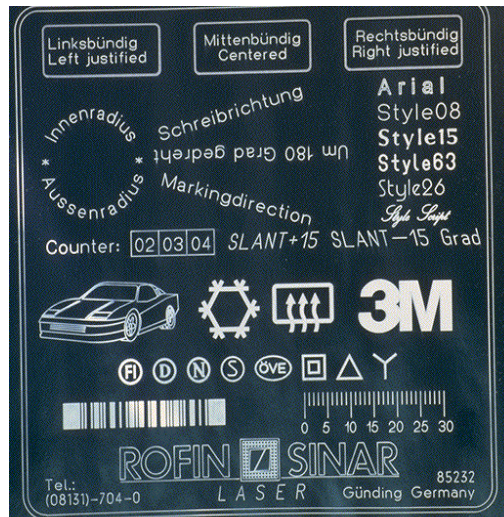


Figura 1.7. Marcatura ad elevato contrasto mediante rimozione dello strato anodizzato superficiale.

La fusione e la successiva solidificazione crea in molti materiali una differente struttura cristallina modificando le proprietà ottiche di riflessione della luce. I cicli termici invece provocano delle trasformazioni a seconda del tipo nel materiale: degradazioni (materiali polimerici), ossidazioni (alcuni metalli), combustioni (materiali organici) e frattura (materiali fragili simili al vetro). Un esempio è mostrato in figura 1.9.



Figura 1.8. Incisione profonda di stampi per la coniazione di monete.

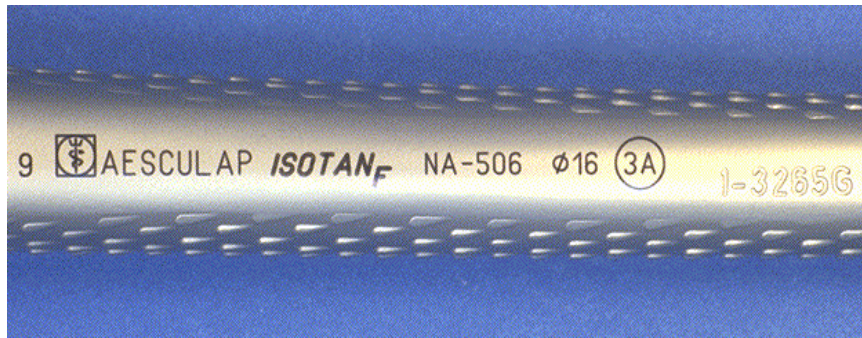


Figura 1.9. Marcatura ad elevato contrasto cromatico mediante ossidazione del materiale.

## 1.4 Esigenze di mercato e dell'industria

La progettazione di un macchinario per marcatura laser deve sottostare alle esigenze esplicite e implicite del settore industriale. Le principali necessità del cliente unite a quelle del progettista sono:

- Qualità della lavorazione
- Produttività
- Affidabilità e disponibilità
- Efficienza e costi di gestione
- Integrabilità
- Semplicità del progetto
- Sicurezza

L'insieme di queste caratteristiche determina in modo decisivo la strada da seguire per lo sviluppo di un macchinario industriale.

La qualità della lavorazione richiede in termini fisici una buona qualità del fascio ottico del laser unita a un'elevata irradianza. La qualità del fascio è generalmente espressa attraverso il parametro  $M^2$ : al diminuire di questo parametro si ottiene un profilo spaziale del fascio quasi gaussiano. Il valore limite di questa grandezza è  $M^2=1$  e rappresenta un profilo spaziale esattamente gaussiano. Un fascio laser con un fattore  $M^2$  ridotto conferisce alle lavorazioni maggiore uniformità e una qualità dal punto di vista estetico superiore. Questo coefficiente inoltre è strettamente legato alla capacità di focalizzare il fascio: valori bassi di  $M^2$  permettono un'elevata focalizzazione conferendo la possibilità di raggiungere un dettaglio e una precisione della lavorazione superiore a



qualunque altra tecnica. Generalmente le sorgenti utilizzate per la marcatura hanno un fattore  $M^2 < 2$  [1].

L'irradianza della sorgente è espressa come potenza per unità di area ed è strettamente legata alle proprietà del laser in regime impulsato: per ottenere buone lavorazioni gli impulsi devono essere caratterizzati da un'elevata energia e da una durata temporale breve inoltre gli impulsi devono essere uniformi sia nel breve che nel lungo termine per garantire una buona uniformità di lavorazione sia sul singolo pezzo che su larga scala. La maggior parte delle applicazioni industriali richiede una densità di potenza tra  $10^4$  e  $10^8$  W/cm<sup>2</sup>.

La produttività è strettamente legata alla capacità di generare impulsi con elevata energia anche ad elevate frequenze di ripetizione degli impulsi: al crescere della frequenza di ripetizione degli impulsi aumenta la velocità con la quale viene eseguita la lavorazione oltre che la possibilità di migliorare l'estetica della marcatura grazie alla possibilità di ottenere profili continui come mostrato in figura 1.10.

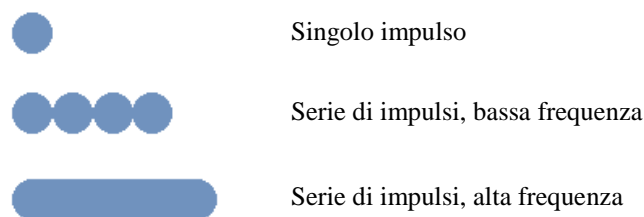


Figura 1.10. Effetto della frequenza di ripetizione degli impulsi sulla qualità della lavorazione a parità di velocità di spostamento del fascio.

L'affidabilità esprime la capacità del macchinario di mantenere le stesse prestazioni nel tempo oltre che garantire un'elevata riproducibilità della lavorazione. La disponibilità è legata al tempo in cui il macchinario è fermo per guasto o manutenzione rispetto alla sua intera vita utile. Per ottenere un'elevata affidabilità e disponibilità è necessaria una progettazione robusta del macchinario in grado di prevedere le condizioni in cui verrà impiegato: il settore industriale è certamente molto esigente, richiede macchinari in grado di operare per un elevato numero di ore consecutive tutto ciò in condizioni ambientali critiche per la presenza di polvere, residui di lavorazioni e altre impurità che possono compromettere le prestazioni del laser. Le sorgenti laser devono

inoltre essere mantenute in condizioni termiche ideali attraverso un efficiente meccanismo di raffreddamento ed offrire uniformità di prestazioni in condizioni di umidità differenti.

Un altro aspetto importante sia per il cliente sia per il costruttore è l'efficienza unita ai costi di gestione legati al macchinario. Una elevata efficienza del laser oltre che avere come risultato immediato una riduzione dei consumi di energia elettrica permette con un attento controllo elettronico del dispositivo di aumentare la vita del macchinario ottimizzando i tempi di attivazione della parte ottica del sistema. La riduzione delle dimensioni del macchinario permette benefici nei costi lungo tutto l'arco di vita del macchinario. Un macchinario più piccolo permette di: ridurre gli imballaggi, ridurre i volumi di stoccaggio, ridurre i costi di spedizione, ottimizzare l'area di lavoro, possibilità di inviare l'intero macchinario in condizioni di guasto o manutenzione straordinaria, ridurre i costi legati allo smaltimento.

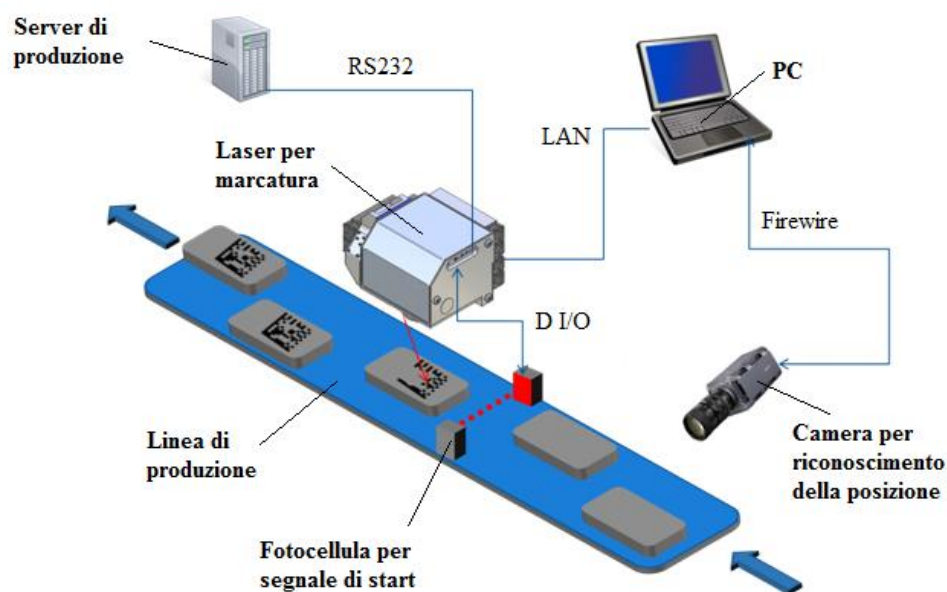


Figura 1.11. Esempio di integrazione di una sorgente laser per marcatura in una linea di produzione completamente automatizzata.

La riduzione dell'ingombro determina inoltre l'integrabilità del prodotto facilitando il suo inserimento all'interno di una linea produttiva. L'integrazione della parte elettronica con la parte ottica e di raffreddamento ha generato una gamma di prodotti estremamente flessibili e facilmente adattabili e integrabili in soluzioni ad hoc

per i clienti. I macchinari per marcatura laser vengono generalmente sviluppati per poter essere gestiti sia da un utente attraverso un computer tramite software sia essere inseriti sulla linea produttiva e programmati per eseguire la lavorazione con elevati gradi di automatizzazione.

In fase di progettazione è importante cercare di mantenere per quanto possibile una certa semplicità del progetto. La riduzione del numero di componenti comporta una semplificazione per i tecnici specializzati delle fasi di assemblaggio e calibratura ottenendo quindi una maggiore robustezza sulle prestazioni desiderate, inoltre la diminuzione delle componenti riduce in maniera intrinseca i tempi di produzione e la possibilità di guasto.

Un macchinario laser deve infine garantire un elevato grado di sicurezza per l'utente finale nel rispetto delle normative vigenti internazionali e nazionali. Esistono differenti meccanismi di sicurezza che generalmente vengono impiegati nei laser industriali, sono comunemente divisi tra passivi quali ad esempio avvisatori acustici e luminosi e attivi come il bloccaggio immediato del fascio laser mediante un otturatore in caso di malfunzionamento o guasto.

## **1.5 Incremento delle prestazioni di un laser per marcatura**

### **1.5.1 Relazione tra potenza e prestazioni**

La concorrenza ha spinto negli anni le aziende ad un continuo miglioramento dei propri macchinari per poter offrire ai clienti prodotti con specifiche tecniche sempre superiori. Il miglioramento delle prestazioni dei macchinari deve tuttavia continuare a garantire il rispetto di tutte le caratteristiche tipiche dei laser industriali illustrate nel paragrafo precedente. La necessità di aumentare la potenza massima del laser è determinata dalla volontà di migliorare la qualità complessiva del prodotto; la potenza massima è infatti strettamente connessa ad alcune delle caratteristiche principali di un laser per marcatura quali la produttività, la qualità della lavorazione e la varietà dei materiali trattabili dal laser.

La qualità insieme alla produttività rappresentano certamente i fattori più importanti nel determinare la validità di un macchinario.

La qualità è strettamente legata alle proprietà ottiche del fascio, e può essere espressa attraverso la grandezza fisica dell'irradianza, la produttività e invece strettamente legata alla velocità con la quale viene eseguita la lavorazione ed è strettamente correlata alla frequenza di ripetizione degli impulsi.

L'irradianza  $I$  incidente sul materiale nel punto di fuoco è espressa dalla seguente formula:

$$I = \frac{E_i}{t_p \pi w_l^2} \quad (1.1)$$

in cui  $w_l$  rappresenta la dimensione del raggio del fascio laser nel punto di fuoco,  $E_i$  l'energia dell'impulso e  $t_p$  la sua durata espressa come piena larghezza a metà del suo valore di picco.

La dimensione del fascio laser può essere espressa in funzione di alcuni parametri determinati dalla qualità del fascio unità al sistema di focalizzazione.

$$w_l = \left(\frac{2}{\pi}\right) \left(\frac{\lambda f}{D}\right) M^2 \quad (1.2)$$

In cui  $\lambda$  rappresenta la lunghezza d'onda d'emissione  $f$  la lunghezza focale della lente,  $D$  il diametro della più piccola apertura di tutto il sistema di focalizzazione e  $M^2$  il fattore di qualità del fascio.

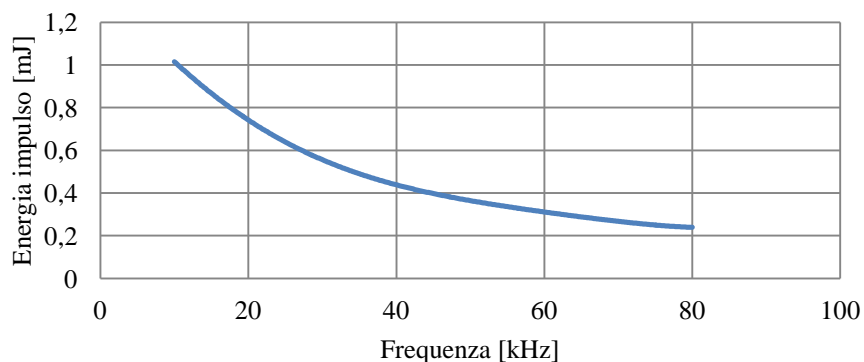


Figura 1.12. Andamento dell'energia degli impulsi in funzione della frequenza.

Inserendo l'equazione (1.2) nella (1.1) si ottiene:

$$I = \frac{E_i \pi}{t_p 4} \left( \frac{D}{\lambda f} \right)^2 \frac{1}{(M^2)^2} \quad (1.3)$$

Dall'equazione (1.3) si può notare che l'irradianza è direttamente proporzionale all'energia del singolo impulso e inversamente proporzionale al quadrato di  $M^2$ . Impulsi laser dotati di elevata qualità spaziale e elevata energia permettono di ottenere una migliore focalizzazione del fascio oltre ad un aumento dell'irradianza.

In figura 1.12 è mostrato l'andamento tipico dell'energia degli impulsi per un laser a stato solido in funzione della frequenza.

Una determinata lavorazione di marcatura richiede uno specifico valore d'irradianza, è quindi la lavorazione a determinare l'energia dell'impulso necessaria. Fissata l'energia viene stabilito il punto di lavoro del laser determinando di conseguenza la massima frequenza di ripetizione degli impulsi e il tempo di lavorazione.

Poiché l'energia degli impulsi è legata alla potenza massima che il laser può esprimere, risulta evidente dalle considerazioni precedenti che un aumento della potenza massima insieme al mantenimento di un fascio di qualità elevata permetta, a parità di energia richiesta, un aumento della frequenza. L'aumento di frequenza andrà quindi ad incidere sui tempi di lavorazione e quindi porterà un incremento della produttività come mostrato in figura 1.13.

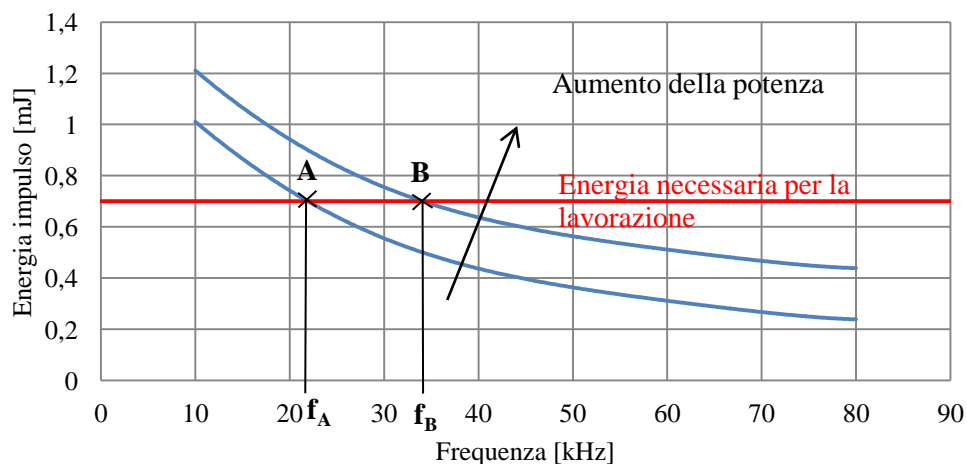


Figura 1.13. Effetto dell'aumento della potenza sulla produttività

### 1.5.2 Aumento della potenza massima

Il principale fattore determinante la massima potenza ottenibile da un laser a stato solido è la potenza e brillantezza della sorgente di pompa unita all'efficienza dell'oscillatore. Lo sviluppo di diodi ad alta potenza, materiali laser di alta qualità ed ottiche con basse perdite hanno portato ad evidenziare come l'ultimo fattore determinante la potenza massima di un laser sia la resistenza del materiale attivo agli stress termici.

L'aumento della densità di potenza di pompa nel cristallo oltre certi valori provoca sforzi termici all'interno del cristallo in grado di provocarne la rottura. Nel prossimo capitolo verrà eseguita una analisi approfondita della relazione tra il pompaggio ottico e gli effetti termici nel cristallo per determinare i limiti reali alla massima potenza iniettabile e estraibile dal sistema. In questo paragrafo verranno invece illustrate brevemente differenti soluzioni tecniche per aggirare i limiti termici e scalare la potenza di un laser. Alcune fra queste verranno scelte e approfondite nel prossimo capitolo. La letteratura scientifica offre notevoli spunti oltre che una notevole quantità di tecniche atte a risolvere questa problematica. Recentemente sono stati fatti progressi grazie a nuove tecniche come i laser in fibra, i laser *thin disk* e laser che sfruttano la riflessione interna totale in una *slab* di materiale attivo [4]. Tuttavia queste tecniche presentano alcuni limiti sia sulla capacità di produrre fasci laser di elevata qualità che di garantire un buon funzionamento in regime di Q-switch. In ambito industriale l'approccio più pratico e vantaggioso per l'incremento della potenza risulta essere il miglioramento continuo di configurazioni laser a stato solido convenzionali. Il pompaggio longitudinale rimane una delle tecniche di pompaggio più efficienti e permette di raggiungere un'efficienza ottica-ottica superiore al 50% con un modo TEM<sub>00</sub> [8]. Principalmente sono quattro i meccanismi che sfruttando il pompaggio longitudinale possono essere utilizzati per l'incremento della potenza: l'utilizzo di un doppio pompaggio da entrambe le estremità del cristallo, l'utilizzo di più cristalli all'interno della stessa cavità, l'utilizzo di un amplificatore ottico da porre in cascata all'oscillatore laser, l'aumento dell'efficienza del laser mediante il pompaggio diretto nel livello laser superiore.

Il pompaggio longitudinale da entrambe le estremità garantisce che la maggior parte della radiazione di pompa sia ben accoppiata al modo TEM<sub>00</sub> della cavità, inoltre la buona sovrapposizione del fascio di pompa con il modo della cavità riduce la possibilità

che la cavità supporti altri modi. Tuttavia all'aumento della densità di potenza di pompa per unità di volume gli effetti termici saranno intensificati: senza l'introduzione di alcune tecniche per alleviarne gli effetti, si assisterà ad un avvicinamento del laser alla zona d'instabilità con una riduzione della qualità del fascio e della potenza. Inoltre per ottenere un'elevata qualità del fascio mediante questa tecnica è necessaria ottenere all'interno del cristallo un elevato allineamento dei due fasci di pompa.

In figura 1.14 è mostrata una cavità laser con doppio pompaggio, un laser con potenza di 44.5 W in continua con modo  $TEM_{00}$  è stato ottenuto mediante l'utilizzo di un pompaggio di 44 W per estremità su un cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> per un totale di 88 W corrispondente ad un'efficienza ottica-ottica pari a circa il 51% [9].

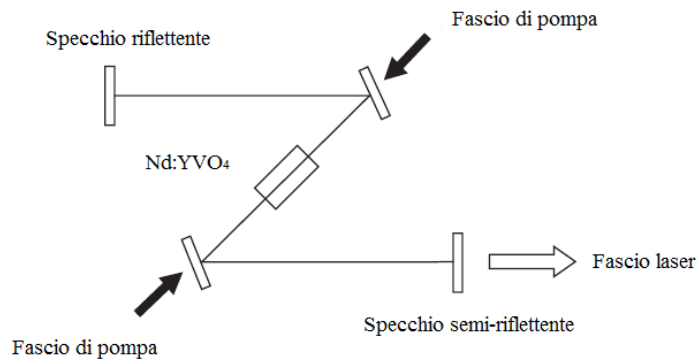


Figura 1.14. Schema ottico di una cavità laser con materiale attivo pompato da entrambe le estremità.

L'utilizzo di più cristalli in cavità permette di scalare la potenza massima di un laser con il numero degli stessi. Secondo quanto illustrato in [10], definendo come modulo fondamentale la cavità di un laser e replicandola attraverso l'impiego di  $N$  cavità (ciascuna contenente un cristallo) si ottiene che la soluzione del modo del campo elettromagnetico all'interno della cavità si replica in ogni modulo. Mentre la potenza massima scala con il numero di moduli  $N$  la qualità del fascio rimane identica a quella del modulo fondamentale. Si ritiene che sia possibile realizzare cavità contenente fino a 10÷15 moduli [10].

Un esempio è il laser illustrato in [11] caratterizzato da una potenza massima di 35 W con un modo  $TEM_{00}$ . La configurazione della cavità è mostrata in figura 1.15.

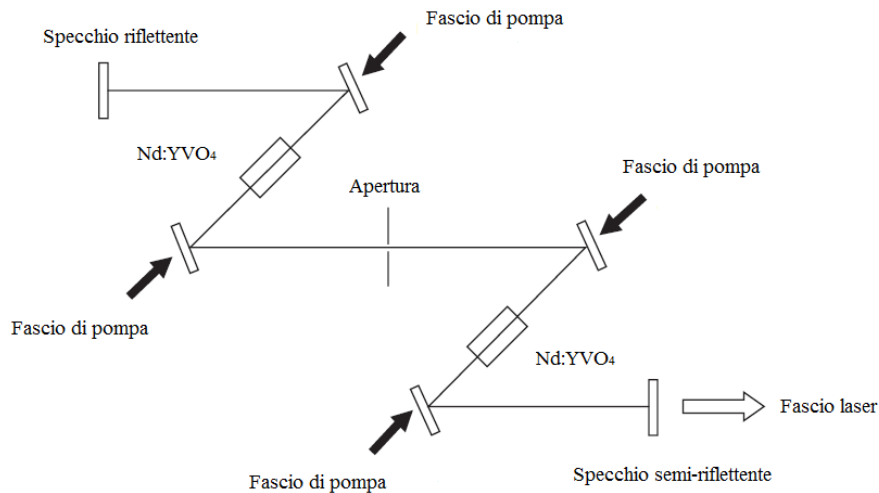


Figura 1.15. Schema ottico di una cavità periodica composta da due moduli [11].

I due cristalli di  $\text{Nd:YVO}_4$  sono pompati in configurazione di doppio pompaggio longitudinale attraverso entrambe le estremità. L'elemento base è una cavità a "Z", affiancando due cavità si è ricreato un risonatore periodico con lunghezza complessiva della cavità pari al doppio del singolo elemento base. Con una potenza totale di pompa di 56.5 W è stata ottenuta una potenza complessiva di 35 W con un fattore  $M^2 < 1.1$ .

L'utilizzo di un amplificatore ottico permette di incrementare notevolmente la potenza massima di un sistema senza dover intensificare il pompaggio in cavità limitando quindi gli effetti termici del cristallo posto nell'oscillatore. L'accoppiamento di un amplificatore ottico ad un oscillatore ottico (master oscillator power amplifier, MOPA) è una tecnica diffusa e già utilizzata a livello industriale. Il successo di questa tecnica è determinato dalla possibilità di poter utilizzare più stadi di amplificazione in cascata potendo compensare, se necessario, mediante l'uso di ottiche correttive, gli effetti termici dei cristalli posti negli amplificatori. Un buon accoppiamento tra il fascio laser in ingresso e il volume pompato nel cristallo permette di estrarre energia con un'efficienza prossima a quella dell'oscillatore equivalente. In riferimento a quanto illustrato in [9] è stato realizzato un sistema MOPA con potenza totale emessa di 82.5 W in continua con modo  $\text{TEM}_{00}$  con una potenza di pompaggio di 85 W nello stadio amplificativo. Lo schema ottico dell'amplificatore ottico è mostrato in figura 1.16.



In questa configurazione è stato utilizzato un cristallo di  $\text{Nd:YVO}_4$  con doppio pompaggio longitudinale. L'intero sistema MOPA in questa configurazione ha raggiunto un'efficienza ottica complessiva pari circa al 47%.

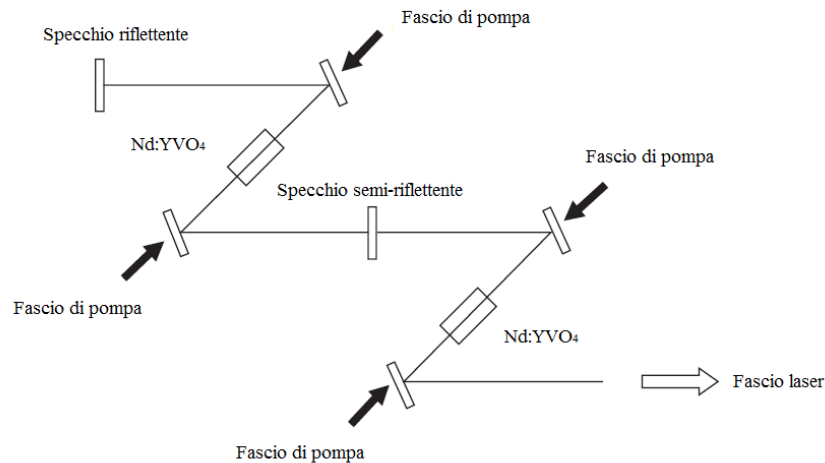


Figura 1.16. Schema ottico di un oscillatore laser e amplificatore ottico [9].

Un modo per ridurre gli effetti termici nel cristallo per poter incrementare le prestazioni di un laser è quello di utilizzare il pompaggio diretto nel livello laser superiore [12]. Il pompaggio diretto viene ottenuto mediante l'utilizzo di sorgenti di pompa con lunghezze d'onda maggiori. La disponibilità di diodi efficienti, con elevata potenza e la corretta lunghezza d'onda hanno reso questa tecnica interessante anche per un impiego a livello industriale.

In figura 1.17 è mostrato il diagramma dei livelli energetici del vanadato di ittrio: il pompaggio diretto a 880 nm rispetto a quello tradizionale a 808 nm riduce l'energia in eccesso fornita all'atomo tra la banda di pompaggio e il livello laser superiore.

I miglioramenti indotti da questa tecnica sono sia un aumento dell'efficienza della sorgente laser sia una riduzione degli effetti termici. Grazie al pompaggio diretto sono stati registrati incrementi della *slope efficiency* del laser del 5% e una riduzione della potenza di soglia dell'11%. Il pompaggio diretto permette inoltre a parità di potenza di pompa una riduzione tra il 30% e 40% del calore generato all'interno del cristallo [12]. Un'applicazione di tale tecnica [13] ha permesso di ottenere circa 20 W per una potenza assorbita di 33 W con un'efficienza ottica-ottica del 60%. È stato utilizzato un cristallo

di Nd:YVO<sub>4</sub> in configurazione di pompaggio longitudinale ed è stata ottenuta una *slope efficiency* per potenza assorbita superiore al 67.6%.

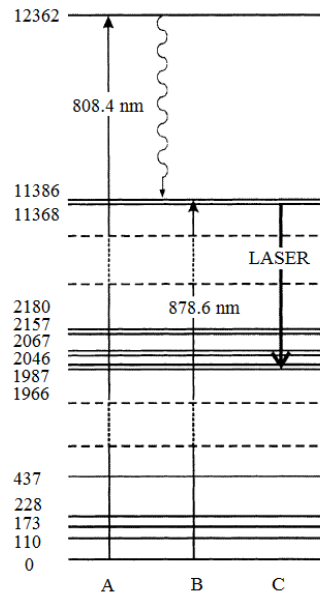


Figura 1.17. Diagramma dei livelli energetici del Nd:YVO<sub>4</sub>: pompaggio tradizionale (A), pompaggio diretto (B), emissione laser (C).

L'utilizzo anche combinato di queste tecniche permette quindi di poter superare quelli che sono i limiti alla potenza massima ottenibili da una determinata configurazione laser a causa degli effetti termici. Tuttavia non bisogna scordare le esigenze dettate dal settore industriale a cui deve sottostare un laser per la marcatura come quello in analisi in questa tesi. Esiste quindi un compromesso che determina il massimo delle prestazioni, in funzione dei costi dei componenti e della complessità di realizzazione del progetto finale.

## 2 Incremento di potenza di un laser per marcatura industriale basato su Nd:YVO<sub>4</sub>

Il percorso logico da seguire durante l'evoluzione di un laser per incrementarne la potenza massima deve innanzitutto partire dall'analisi del progetto iniziale al fine di comprendere quali fattori siano in grado ed in che modo essi limitano le prestazioni desiderate. La potenza emessa  $P_{out}$  da un laser a stato solido a quattro livelli può essere descritta tramite la seguente relazione:

$$P_{out} = \sigma_s(P_{in} - P_{th}) \quad (2.1)$$

in cui  $\sigma_s$ , detta *slope efficiency*, rappresenta l'efficienza differenziale complessiva del sistema,  $P_{th}$  rappresenta la potenza di soglia per il funzionamento del laser e  $P_{in}$  la potenza ottica in ingresso al cristallo. L'equazione (2.1) evidenzia come l'aumento di potenza possa essere ottenuto agendo in tre modi: incrementando l'efficienza del laser, incrementando la potenza ottica di pompa in ingresso al sistema intervenendo sul meccanismo di pompaggio ed infine riducendo la potenza di soglia. Va specificato che efficienza del sistema e potenza di soglia sono in parte correlate come verrà in seguito illustrato. L'equazione (2.1) tuttavia non tiene conto delle limitate prestazioni meccaniche dei materiali sottoposti a sollecitazioni termiche: sorgenti di pompa ad elevata brillantezza comportano considerevoli sforzi meccanici a causa dell'elevata densità di potenza per unità di volume iniettata nel cristallo. Nei moderni laser a stato solido per applicazioni industriali, quale quello oggetto della presente tesi, il valore massimo di potenza è determinato proprio dalla limitata capacità del materiale di resistere agli sforzi termici.

In una prima fase del progetto si è quindi cercato di comprendere il legame tra le proprietà meccaniche del materiale attivo ed il pompaggio ottico: nel corso degli anni la

comunità scientifica ha condotto studi che hanno permesso di prevedere con buona approssimazione la relazione tra la potenza ottica in ingresso ad un cristallo e gli effetti termici da essa generati. Attraverso l'introduzione di alcuni parametri di merito e l'analisi degli sforzi termici nel cristallo è stato possibile individuare la potenza massima in ingresso per una determinata configurazione. In questo modo, conoscendo l'efficienza del laser, è possibile calcolare anche la massima potenza ottenibile.

Individuati i limiti del sistema e compresi i meccanismi d'interazione sui quali intervenire, in una seconda fase, sono stati individuati diversi parametri su cui poter agire tramite l'impiego di soluzioni alternative che permettessero di superare i limiti incontrati. Ancora una volta la comunità scientifica ha fornito diversi approcci e spunti, alcuni dei quali sono stati già illustrati nel capitolo precedente; fra tutte le proposte suggerite si è cercato di individuare quelle più semplici dal punto di vista della realizzazione tecnica e che quindi comportassero cambiamenti contenuti rispetto al progetto iniziale. La prima tecnica presa in considerazione è stata lo sviluppo di uno stadio amplificativo da porre in cascata alla cavità laser; la seconda tecnica concerne l'utilizzo di un diodo di pompa con lunghezza d'onda ottimizzata per il pompaggio diretto nel livello laser superiore.

## **2.1 Valutazione degli effetti termici in un laser a Nd:YVO<sub>4</sub>**

La disponibilità di materiali attivi di alta qualità, ottiche con basse perdite e diodi per il pompaggio ottico con potenze elevate, ha evidenziato come il limite nell'incremento della massima potenza di un laser a stato solido sia in ultima analisi determinato dalla gestione degli effetti termici nel materiale attivo. In particolare, soluzioni tradizionali come il pompaggio longitudinale sono per semplicità costruttiva tra le più diffuse nel settore dei laser industriali; l'impiego di queste configurazioni tuttavia comporta una serie di svantaggi che accentuano gli effetti termici e ne complicano la gestione.

Lo studio degli effetti termici è quindi di fondamentale importanza per la valutazione della massima potenza ottenibile da una determinata configurazione laser. In questo paragrafo verrà eseguita un'approfondita analisi degli sforzi termici per un

cristallo in configurazione di pompaggio longitudinale al fine di poter valutare la potenza limite di pompa per un laser quale quello oggetto della presente tesi.

La generazione di calore nel cristallo è associata al pompaggio ottico principalmente per i seguenti motivi:

- il rilascio sotto forma di calore della differenza in energia tra la banda di pompaggio ed il livello laser superiore e analogamente la termalizzazione tra il livello laser inferiore ed il livello di *ground*.
- la presenza di fenomeni di rilassamento non radiativi dalla banda di pompaggio e dal livello laser superiore verso livelli inferiori.

Il calore generato dal pompaggio provoca nel cristallo un gradiente di temperatura. In un materiale solido, distribuzioni di temperatura non uniformi hanno come effetto la generazione di sforzi termici che, se troppo elevati, possono danneggiare irrimediabilmente un cristallo; lo sviluppo di diodi per il pompaggio ottico con elevata brillantezza ha evidenziato come sia proprio la resistenza agli effetti termici del cristallo a determinare la potenza massima ottenibile da un laser. Tuttavia, prima di arrivare a potenze di pompa in grado di provocare la rottura del cristallo, gli effetti termici possono compromettere la qualità del fascio laser a causa della lente termica e delle aberrazioni che vi si generano.

Tra le figure di merito utilizzate dalla letteratura scientifica per descrivere gli effetti termici, quello più noto è la frazione di carico termico  $\eta_h$  [8]. Questo parametro è definito come il rapporto tra il calore generato nel materiale laser e la potenza ottica assorbita; l'espressione della frazione di carico termico è data da:

$$\eta_h = I - \eta_q \eta_s \quad (2.2)$$

in cui  $\eta_q$  rappresenta l'efficienza quantica, definita come il rapporto fra il numero di fotoni che contribuiscono all'emissione laser ed il numero di fotoni del pompaggio;  $\eta_s$  rappresenta l'efficienza di Stokes ed è determinata dal rapporto tra l'energia del fotone emesso  $h\nu_L$  e l'energia del fotone di pompa  $h\nu_p$ :

$$\eta_s = \frac{h\nu_L}{h\nu_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \quad (2.3)$$

L'espressione (2.2) in questo modo tiene conto sia dei fenomeni di rilassamento non radiativo sia della differenza in energia tra il fotone del pompaggio ottico e quello dell'emissione laser.

Diversi studi hanno verificato l'attendibilità di questo parametro [8]. Nel caso del Nd:YAG inserendo nell'equazione (2.2) un'efficienza quantica pari a 0.9 e considerando un pompaggio a 808 nm si ottiene un valore della frazione di carico termico pari a 0.32, in buon accordo con i valori compresi tra 0.3 e 0.32 ottenuti sperimentalmente dalla misura di questo coefficiente.

È importante sottolineare che, in condizioni di pompaggio continuo, il calore generato nel cristallo è differente se l'azione laser è attiva o inibita. Questa differenza è causata dalla dipendenza dei meccanismi di conversione della potenza assorbita in calore a seconda che il fenomeno principale di rilassamento tra i livelli laser sia l'emissione stimolata o la fluorescenza. La frazione di carico termico dipende inoltre dalla percentuale di ioni droganti all'interno del cristallo a causa di fenomeni di *quenching* della fluorescenza.

Nella tabella 2.1 sono mostrati i differenti valori della frazione di carico termico per il Nd:YVO<sub>4</sub> in funzione della concentrazione dello ione Nd<sup>3+</sup> per condizione di azione laser attiva o inibita. Si può notare come con un drogaggio pari a 0.5%, un'efficienza quantica circa pari ad 1 permetta di raggiungere il limite inferiore della frazione di carico termico dato proprio dalla differenza in energia tra i fotoni.

Tabella 2.1. Frazione di carico termico per cristalli di Nd:YVO<sub>4</sub> [8].

Concentrazione di Nd <sup>3+</sup>	0.5%	1%	2%
$\eta_h$ lasing	0.24	0.28	0.36
$\eta_h$ non-lasing	0.36	0.49	0.59

### 2.1.1 Configurazioni in pompaggio longitudinale

Il pompaggio longitudinale è caratterizzato da una distribuzione di calore disomogenea. La deposizione di grandi quantità di calore in volumi molto piccoli comporta profili di temperatura e degli sforzi complessi e non uniformi. La presenza nel cristallo di un gradiente di temperatura e di tensioni provoca la formazione di una lente termica. La lente termica per sua natura è una lente caratterizzata da basse proprietà ottiche. Ciò comporta una riduzione della qualità del fascio laser in presenza di effetti termici pronunciati. Oltre certe potenze di pompa gli sforzi nel cristallo possono diventare talmente intensi da provocarne la rottura.

La possibilità di prevedere gli effetti termici in un cristallo è quindi di fondamentale importanza per poter gestire e individuare i limiti di pompaggio per una determinata configurazione e la massima potenza da esso ottenibile.

#### 2.1.1.1 Distribuzione di temperatura

La configurazione più comune di pompaggio longitudinale è una barretta di materiale attivo avvolta in un foglio di indio e montata all'interno di un dissipatore in rame, lasciando le facce di ingresso e di uscita della radiazione a contatto diretto con l'aria. Il calore depositato nel cristallo è rimosso radialmente attraverso un impianto di raffreddamento; quest'ultimo può essere a liquido oppure ad aria (figura 2.1).

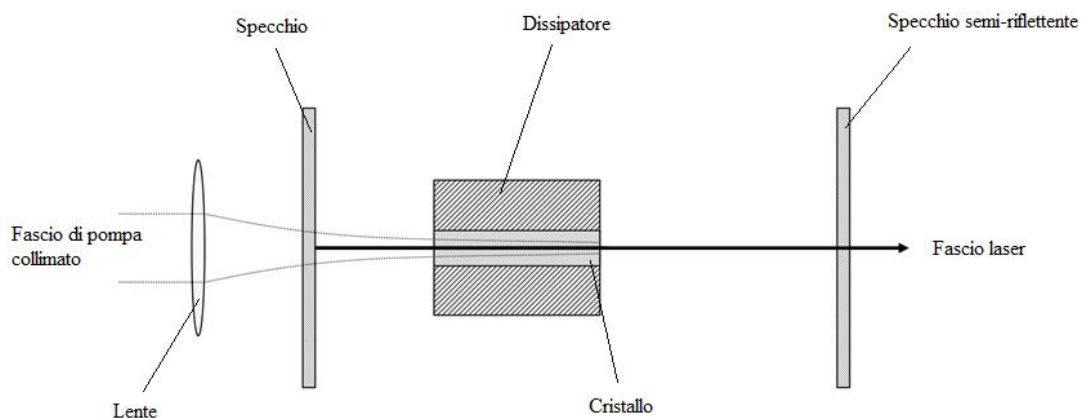


Figura 2.1. Schema di una tipica configurazione di pompaggio longitudinale.

Il vantaggio di questa soluzione è dato dalla semplicità di realizzazione; tuttavia, poiché il flusso di calore è principalmente radiale, si generano effetti termici considerevoli.

In figura 2.2 è mostrata la tipica distribuzione di temperatura per un cristallo pompato longitudinalmente. La distribuzione radiale di temperatura dipende dal profilo del fascio di pompa: generalmente la temperatura raggiunge il proprio massimo al centro del fascio per poi decrescere fino alla superficie esterna del cristallo in contatto con il dissipatore. La distribuzione lungo l'asse del cristallo è invece una funzione esponenziale decrescente a causa dell'assorbimento esponenziale della radiazione di pompa.

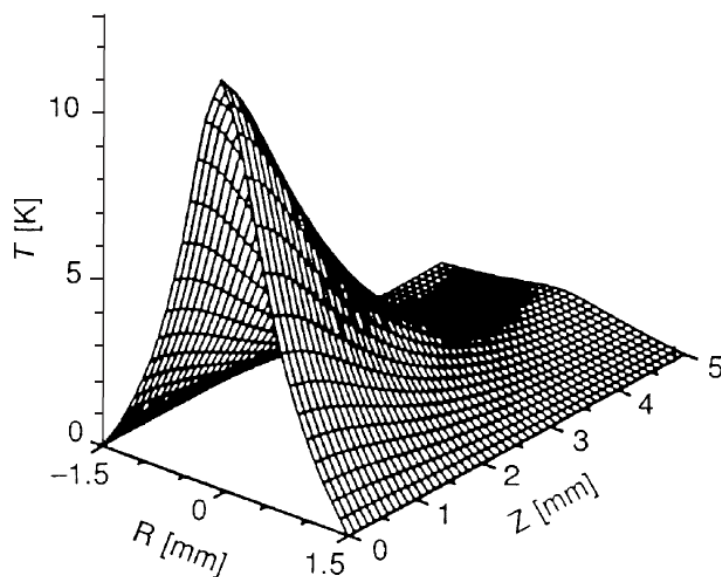


Figura 2.2. Distribuzione di temperatura in un cristallo pompato longitudinalmente.

Per il calcolo dei profili di temperatura in un cristallo bisogna considerare la frazione di potenza di pompa che, convertita in calore, agisce come una sorgente interna. Meccanismi di raffreddamento differenti generano diverse condizioni al contorno per il sistema; la distinzione principale può essere fatta tra raffreddamento conduttivo o convettivo. Analisi ad elementi finiti per il calcolo della distribuzione di temperatura sono state eseguite per le differenti tipologie di raffreddamento e per diverse tipologie di cristallo [8].



### 2.1.1.2 Sforzi termici

Il gradiente di temperatura all'interno del cristallo può generare sforzi anche considerevoli. In condizione di pompaggio longitudinale la parte centrale del cristallo, investita dalla radiazione di pompa, a causa del calore in esso depositato tende a dilatarsi. La parte centrale del materiale attivo poiché limitata nell'espansione dalle regioni più esterne del cristallo si trova quindi in una condizione di compressione; avviene invece che la parte esterna del cristallo assecondando parzialmente l'espansione centrale si trova in una condizione di trazione.

Il comportamento elastico del cristallo è limitato, sforzi di entità troppo elevata possono provocare la frattura del cristallo attraverso la formazione di una cricca. Sebbene gli sforzi di compressione al centro del cristallo siano in modulo superiori a quelli di trazione, la maggior parte dei materiali presenta una resistenza alla trazione inferiore; tipicamente infatti si verifica che la cricca si generi partendo dalla superficie esterna del cristallo come mostrato in figura 2.3 [3]. Materiali che presentano coefficienti di dilatazione termica differenti a seconda dell'asse cristallografico considerato, come ad esempio il Nd:YVO<sub>4</sub>, sono sottoposti ad uno squilibrio degli sforzi che genera un ulteriore peggioramento della condizione di stress a cui è sottoposto il cristallo.

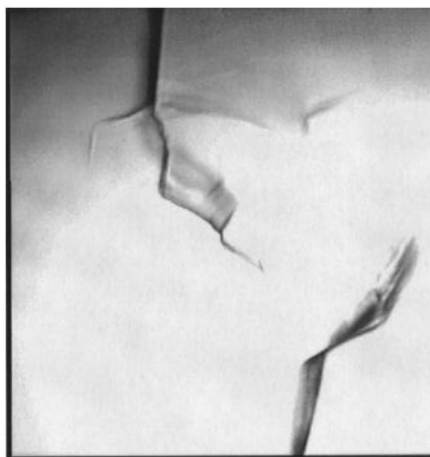


Figura 2.3. Rottura di un cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> provocata dagli sforzi termici [3].

Un ulteriore effetto associato agli stress termici è la deformazione: il calore generato dalla radiazione di pompa provoca un'espansione assiale del cristallo causando il rigonfiamento della faccia d'ingresso del fascio di pompa. L'espansione assiale genera

sforzi e deformazioni sulla faccia del cristallo che comportano un peggioramento della lente termica.

### 2.1.1.3 Lente termica

Un importante parametro per la progettazione di una cavità laser è la valutazione della lente termica causata dagli effetti termici nel cristallo. In prima approssimazione la lente termica può essere descritta considerando solo la dipendenza dell'indice di rifrazione dal gradiente di temperatura. Sotto l'ipotesi di un flusso di calore radiale e ponendo fissa la temperatura sulla superficie esterna del cristallo come condizione al contorno è possibile ricavare una soluzione analitica per un fascio con profilo di pompa gaussiano [14]. In questo modello, l'intero cristallo è approssimato con una lente sottile equivalente. L'espressione della lente termica equivalente ricavata è:

$$f = \frac{\pi K w_p^2}{P_p \eta_h (dn/dT)} \left( \frac{l}{1 - \exp(-\alpha l)} \right) \quad (2.4)$$

in cui  $K$  è la conducibilità termica,  $w_p$  la dimensione del fascio di pompa,  $P_p$  la potenza del fascio di pompa,  $dn/dT$  il coefficiente termo-ottico,  $\alpha$  il coefficiente di assorbimento ed  $l$  la lunghezza del cristallo.

Un ulteriore elemento che comporta la formazione della lente termica è l'insieme degli sforzi nel cristallo. Agli sforzi termici è associata una variazione dell'indice di rifrazione del cristallo; tuttavia, per la maggior parte dei materiali, il contributo degli stress termici sulla variazione dell'indice di rifrazione è ridotto: per questo motivo la maggior parte dei modelli considera solo gli effetti provocati direttamente dalla temperatura sulla variazione dell'indice di rifrazione [8].

Oltre alla variazione di indice di rifrazione provocata dalla temperatura e dagli sforzi termici, in alcuni casi può essere necessario considerare anche gli effetti di deformazione per poter prevedere correttamente gli effetti della lente termica. L'equazione (2.4) è un'approssimazione per basse potenze di pompa: è stato verificato che all'aumentare della potenza i contributi degli sforzi e della deformazione diventano rilevanti e nel caso del Nd:YVO<sub>4</sub> possono provocare effetti dello stesso ordine di grandezza di quelli provocati dalla temperatura [15].

#### 2.1.1.4 Parametro di shock termico

È utile introdurre un parametro in grado di caratterizzare le capacità di resistenza del cristallo agli stress termici. In analogia con quanto svolto da Koechner [8] per configurazioni in pompaggio laterale, è stato definito un parametro di shock termico  $R$  anche per le configurazioni in pompaggio longitudinale [3]:

$$R = \frac{K\sigma_{max}}{\alpha_T E} \quad (2.5)$$

in cui  $K$  è la conducibilità termica,  $\sigma_{max}$  lo sforzo limite,  $\alpha_T$  il coefficiente di espansione termica ed  $E$  il modulo elastico. Il valore del parametro di shock termico per il vanadato di ittrio è  $R=4.6$  W/cm. Questo valore è stato confermato in differenti studi [8], [3], [15]. Il parametro di shock termico indica il massimo carico termico sul cristallo prima della sua rottura.

L'importanza di questo parametro è dovuta all'espressione mostrata in [3] per la valutazione della massima potenza di pompaggio permessa:

$$P_{max} = \frac{l}{\alpha} \frac{4\pi R}{\eta_h} \quad (2.6)$$

L'espressione (2.6) evidenzia come la potenza limite aumenti al diminuire del coefficiente di assorbimento e della frazione di carico termico; per materiali con un'elevata efficienza quantica, come il Nd:YVO<sub>4</sub>, per basse percentuali di ione drogante il vantaggio è limitato alla riduzione del coefficiente di assorbimento che favorisce una distribuzione più uniforme del calore nel cristallo. L'equazione (2.6) tuttavia non permette di ricavare la dipendenza della potenza limite dalla geometria del pompaggio. Uno studio approfondito sulla dipendenza della massima potenza di pompa in funzione del drogaggio, della dimensione del fascio e della dimensione del cristallo è illustrato in [15]. La potenza massima che un cristallo può assorbire è definita come l'80% della potenza che ne provoca la rottura.

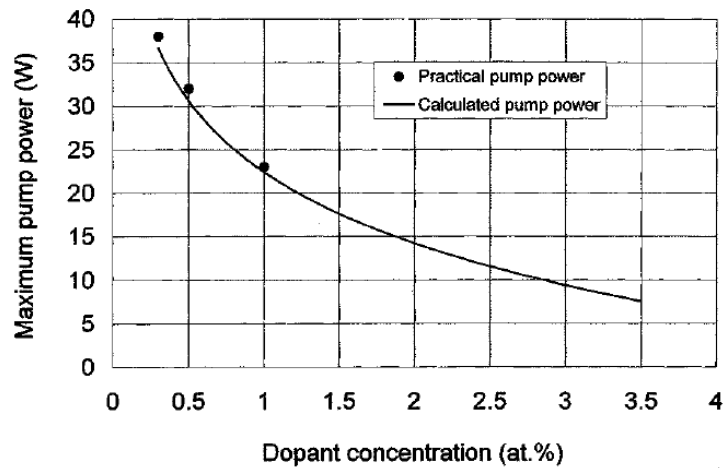


Figura 2.4. Potenza massima di pompa in funzione del drogaggio [15].

La diminuzione della concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$  nel cristallo comporta una riduzione del coefficiente di assorbimento, un'espressione empirica per la valutazione del coefficiente di assorbimento in funzione del drogaggio per un pompaggio tramite diodi a 808 nm è data da [15]:

$$\alpha = a \rho^b \quad (2.7)$$

in cui il coefficiente di assorbimento è espresso in  $\text{cm}^{-1}$ ,  $\rho$  rappresenta la percentuale di concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$  ed i valori di  $a=22$  e  $b=1.4$  sono stati ottenuti sperimentalmente. Al diminuire della concentrazione di ioni droganti nel cristallo si verifica la riduzione sia del coefficiente di assorbimento sia della frazione di carico termico, provocando una riduzione degli stress termici nel cristallo e un aumento della potenza massima di pompaggio permessa come mostrato in figura 2.4.

In figura 2.5 è mostrata la potenza massima di pompa in funzione della dimensione del fascio. Il grafico evidenzia come l'aumento della dimensione del fascio permetta di aumentare la potenza del pompaggio; questo effetto se confrontato con quello provocato dalla riduzione del drogaggio del cristallo si presenta come un fenomeno di ordine secondario. L'aumento eccessivo del fascio di pompa può tuttavia comportare perdite per diffrazione ed il trasferimento di energia a modi di ordine superiore.

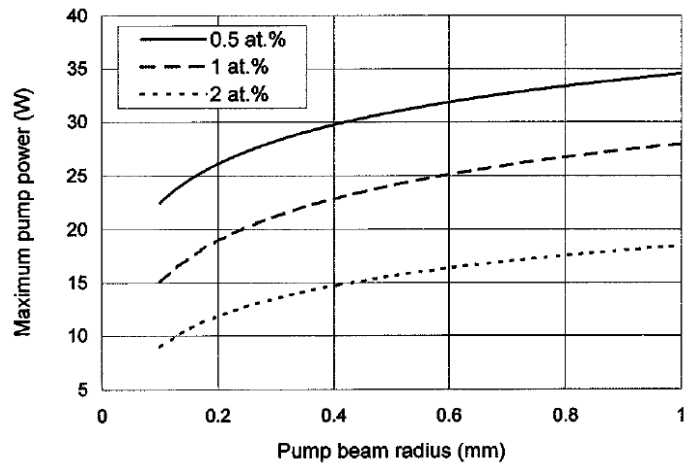


Figura 2.5. Potenza massima di pompa in funzione del raggio del fascio [15].

Anche la dimensione del cristallo influenza la potenza massima permessa per il pompaggio come mostrato in figura 2.6; al diminuire della sezione del cristallo il calore viene smaltito radialmente più efficacemente, riducendo il gradiente di temperatura al suo interno. Tuttavia valori troppo piccoli della sezione del cristallo possono provocare perdite per diffrazione.

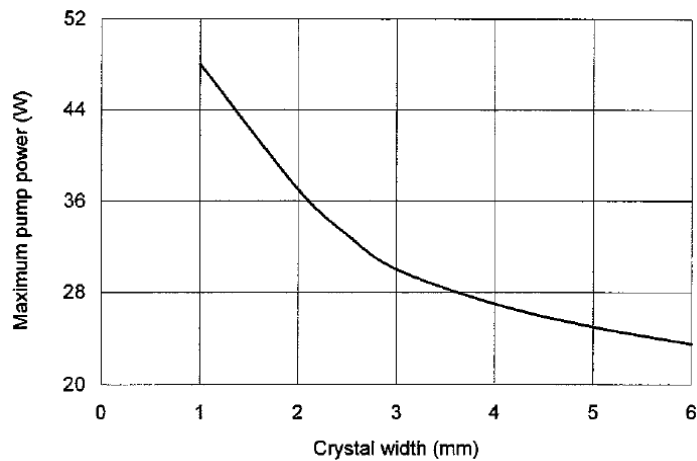


Figura 2.6. Massima potenza di pompa in funzione della larghezza del cristallo ( $2r_c$ ) [15].

### 2.1.2 Analisi agli elementi finiti degli effetti termici nel cristallo

Il calcolo degli sforzi termici richiede un'analisi ad elementi finiti del cristallo a partire dalla distribuzione di temperatura. Il calore generato all'interno del cristallo è strettamente legato alla distribuzione spaziale del fascio di pompa ed alle proprietà di assorbimento del cristallo. Generalmente in configurazioni di pompaggio longitudinale, il fascio emesso dai diodi di pompa viene accoppiato ad una fibra ottica per essere poi focalizzato all'interno del materiale attivo. In seguito all'accoppiamento in fibra, il profilo spaziale del fascio risultante sarà molto simile ad una distribuzione di cappello a cilindro, cioè la densità di potenza sarà uniforme all'interno del raggio del fascio di pompa e nulla al suo esterno. Il profilo spaziale del fascio all'interno del cristallo sarà quindi:

$$r_p(x,y,z) = \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{\pi w_p^2(z)[1-e^{-\alpha l}]} \Theta(w_p^2(z)-x^2-y^2) \quad (2.8)$$

in cui  $w_p(z)$  è la dimensione del fascio di pompa all'interno del cristallo e  $\Theta(\ )$  la funzione a gradino di Heavyside. Il calore  $Q$  che si genera nel cristallo è dato dalla frazione di potenza di pompa che si trasforma in calore e dal profilo spaziale del fascio:

$$Q(x,y,z) = P_p \eta_h r_p(x,y,z) \quad (2.9)$$

Per poter calcolare la distribuzione di temperatura  $T(x,y,z)$  nel cristallo è necessaria la risoluzione dell'equazione di Fourier della conduzione del calore:

$$K \cdot \nabla^2 T(x,y,z) + Q(x,y,z) = 0 \quad (2.10)$$

Sebbene il vanadato di ittrio sia un cristallo birifrangente con proprietà termo-ottiche distinte lungo gli assi, è possibile in prima approssimazione considerare il materiale isotropo e sfruttare la simmetria radiale per la risoluzione analitica dell'equazione di Fourier [3].

Il passaggio a coordinate radiali richiede l'introduzione di un raggio equivalente del cristallo  $r_c$  (fig. 2.7). La soluzione dell'equazione (2.10) in coordinate radiali è data da:

$$\Delta T(r,z) = \frac{\eta_h P_p \alpha e^{-\alpha z}}{4\pi K (1-e^{-\alpha l})} \cdot \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} \right) + \ln \left( \frac{r_c^2}{w_p^2(z)} \right) \right] \Theta(w_p^2(z) - r^2) + \left[ \ln \left( \frac{r_c^2}{r^2} \right) \right] \Theta(r^2 - w_p^2(z)) \right\} \quad (2.11)$$

L'equazione (2.11) mostra come la distribuzione di temperatura abbia un profilo parabolico all'interno dell'area irraggiata dal fascio di pompa e decresca logarithmicamente al suo esterno.

Per ottenere una soluzione analitica degli sforzi, data la geometria del problema, generalmente è proposto l'utilizzo dell'approssimazione di sforzo piano [3]: questa approssimazione permette di calcolare gli sforzi radiali e tangenziali nel cristallo considerando trascurabili quelli longitudinali. Lo schema del modello adottato per il calcolo degli sforzi nel cristallo è mostrato in figura 2.7.

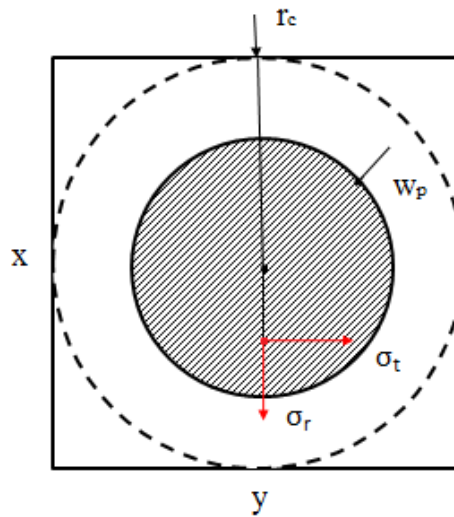


Figura 2.7. Schema geometrico degli sforzi all'interno del cristallo.

Per cristalli con un elevato rapporto lunghezza-diametro gli sforzi calcolati all'interno del cristallo con l'approssimazione di sforzo piano non sono corretti [16], [17]. L'approssimazione di sforzo piano, valida sulle facce del cristallo, deve essere integrata con l'approssimazione di deformazione piana. L'approssimazione di deformazione piana

tiene conto infatti di come le regioni interne del cristallo non possano dilatarsi longitudinalmente a causa del materiale circostante provocando un aumento delle tensioni radiali e tangenziali. In questa approssimazione il coefficiente di espansione termica  $\alpha_T$  del materiale deve essere sostituito con  $\alpha'_T$  secondo la seguente espressione:

$$\alpha'_T = \frac{\alpha_T}{1-\nu} \quad (2.12)$$

in cui  $\nu$  rappresenta il rapporto di Poisson del materiale.

Basandosi sulle approssimazione finora prese, gli sforzi radiali e tangenziali sono dati dalle seguenti espressioni:

$$\sigma_r(r,z) = \alpha'_T E \left[ \frac{1}{r_c^2} \int_0^{r_c} \Delta T(r,z) r \, dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r \Delta T(r,z) r \, dr \right] \quad (2.13)$$

$$\sigma_t(r,z) = \alpha'_T E \left[ -\Delta T(r,z) + \frac{1}{r_c^2} \int_0^{r_c} \Delta T(r,z) r \, dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r \Delta T(r,z) r \, dr \right] \quad (2.14)$$

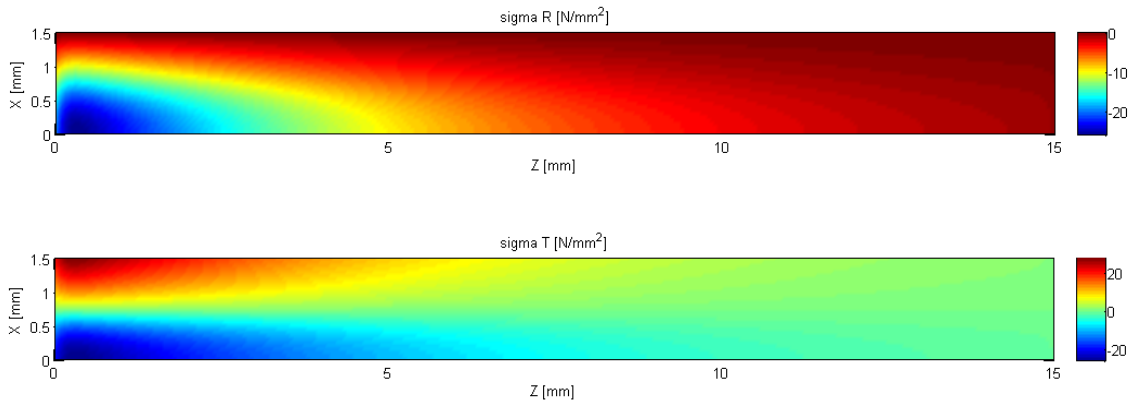


Figura 2.8. Esempio di sforzi termici, espressi in  $\text{N/mm}^2$ , radiali (in alto) e tangenziali (in basso) per un cristallo di  $\text{Nd:YVO}_4$ .

Inserendo la distribuzione di temperatura (2.11) all'interno delle equazioni (2.13) e (2.14) si ricava:



$$\begin{aligned}
\sigma_r(r,z) = & \alpha'_T E \frac{\eta_h P_p}{4\pi K} \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1-e^{-\alpha l}} \left\{ \left[ \ln\left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right) + \frac{1}{4} \left(\frac{r}{w_p(z)}\right)^2 + \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right)^2 \right] \Theta(w_p^2(z)-r^2) + \right. \\
& \left. + \left[ \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r}\right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right)^2 \right] \Theta(r^2-w_p^2(z)) \right\}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

e

$$\begin{aligned}
\sigma_t(r,z) = & \alpha'_T E \frac{\eta_h P_p}{4\pi K} \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1-e^{-\alpha l}} \left\{ \left[ \ln\left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right) + \frac{3}{4} \left(\frac{r}{w_p(z)}\right)^2 + \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right)^2 \right] \Theta(w_p^2(z)-r^2) + \right. \\
& \left. + \left[ 1 + \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r}\right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p(z)}{r_c}\right)^2 \right] \Theta(r^2-w_p^2(z)) \right\}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Le equazioni (2.15) e (2.16) esprimono il valore degli sforzi nel cristallo: valori negativi rappresentano uno stato di compressione, valori positivi rappresentano invece uno stato di trazione.

In figura 2.8 è mostrato un esempio di sforzi termici nel cristallo per una configurazione di pompaggio longitudinale. Gli sforzi radiali evidenziano una compressione della parte centrale del cristallo che diminuisce verso le zone periferiche. Gli sforzi tangenziali mostrano come la parte centrale sia ancora in condizione di compressione, mentre la parte più esterna si trovi in trazione.

Nell'analisi che ha permesso di ricavare l'espressione (2.6) della potenza limite, lo sforzo limite coincide con il massimo sforzo di trazione tangenziale. In condizioni reali, gli effetti delle diverse componenti di tensione sono combinati ed influiscono sulla massima condizione di stress. Per conoscere l'effetto complessivo degli sforzi sul cristallo è necessaria un'analisi degli sforzi equivalenti come ad esempio quelli proposti dalla teoria di von-Mises o Tresca [16], [17]. Nell'ipotesi di sforzi nulli lungo l'asse

longitudinale del cristallo gli sforzi equivalenti di von-Mises si riducono alla seguente espressione:

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_t^2 - \sigma_r \sigma_t} \quad (2.17)$$

Sperimentalmente è stato valutato che per un cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> lo sforzo limite è 53 MPa [18].

La rottura termica è un fenomeno che dipende dalle caratteristiche termo-ottiche del cristallo. Le tolleranze sulle specifiche dei cristalli introducono una certa aleatorietà del processo di rottura, è opportuno quindi moltiplicare con un coefficiente di sicurezza  $s$  lo sforzo limite per evitare di incorrere nella rottura del cristallo [15]. Il valore del coefficiente di sicurezza varia a seconda delle proprietà del materiale: uno dei valori utilizzati per il Nd:YVO<sub>4</sub> è pari a 0.8 [17]. Lo sforzo ammissibile per il vanadato d'ittrio sarà quindi  $\sigma_a = s\sigma_{max} = 42.4$  MPa.

Sebbene le approssimazioni introdotte questi modelli permettano di comprendere e valutare gli effetti termici del cristallo, l'espressione della massima di pompa assieme al calcolo degli sforzi termici permettono di prevedere in prima analisi la condizione del cristallo per una determinata configurazione laser.

### 2.1.3 Superamento dei limiti termici

L'analisi degli effetti termici ha mostrato come in un laser a stato solido con pompaggio longitudinale non sia possibile aumentare la potenza massima di pompa oltre un valore limite. La potenza massima di pompa rappresenta quindi un limite per la potenza massima ottenibile dal laser.

Per poter incrementare la potenza massima del laser senza ulteriormente aumentare gli effetti termici si è deciso di percorrere due differenti alternative tra quelle individuate ed illustrate nel paragrafo 1.5.2 del capitolo precedente: lo sviluppo di uno stadio amplificativo da porre in cascata alla cavità laser e l'utilizzo di un diodo di pompa con lunghezza d'onda maggiore per il pompaggio diretto nel livello laser superiore. La scelta di queste due soluzioni è stata dettata dalle esigenze dell'azienda: in primo luogo in tal modo è stato possibile non modificare la struttura attuale della cavità laser evitando

un aumento eccessivo dei costi; inoltre in entrambi i casi si è continuato a garantire il completo raffreddamento ad aria di tutto il sistema. La semplicità di realizzazione di queste due tecniche assicura un'elevata flessibilità permettendone l'impiego a seconda delle esigenze del cliente. Inoltre, poiché sfruttano meccanismi totalmente differenti, possono essere utilizzate in modo combinato garantendo un ulteriore incremento delle prestazioni.

Bisogna infine sottolineare che trattandosi di un laser industriale, la reale implementazione di queste soluzioni è subordinata alle esigenze del mercato in relazione al rapporto tra benefici ottenuti e costi incrementali derivati.

## **2.2 Configurazione con amplificatore ottico**

La potenza di un oscillatore laser può essere incrementata mediante l'impiego di un amplificatore ottico: questa tecnica è in grado di incrementare la brillantezza di una sorgente sia essa in continua o in regime impulsato.

Gli amplificatori ottici sono uno strumento molto flessibile per incrementare la potenza di un laser. I parametri fondamentali che caratterizzano un amplificatore sono il guadagno e l'efficienza di estrazione. Il guadagno è definito dal rapporto tra l'ampiezza del segnale in uscita e l'ampiezza di quello in ingresso. L'efficienza di estrazione è definita come la capacità di sfruttare l'energia immagazzinata nell'amplificatore; il sistema per essere efficiente deve essere progettato in modo tale da sfruttare il più possibile l'energia immagazzinata nel cristallo.

Gli amplificatori possono essere utilizzati in configurazioni di singolo passaggio o di passaggi multipli. L'impiego di specchi per ottenere passaggi multipli all'interno del materiale permette di incrementare l'efficienza di estrazione. L'utilizzo di più stadi amplificativi in cascata permette invece di incrementare il guadagno complessivo.

La configurazione prediletta, in condizioni di potenze elevate, è l'utilizzo di un sistema costituito da soli due elementi [8]: un oscillatore laser ed uno stadio amplificativo; questa configurazione è generalmente nota con il nome di *master oscillator power amplifier*, MOPA.

In figura 2.9 è mostrato lo schema base di un sistema MOPA: la radiazione emessa da un oscillatore laser attraversa un cristallo esterno alla cavità mantenuto in

condizione di inversione di popolazione mediante un meccanismo di pompaggio; il passaggio del fascio laser nel materiale attivo stimola l'emissione di altri fotoni incrementando la potenza finale del fascio. L'impiego principale di un sistema MOPA è l'amplificazione di impulsi generati in regime di Q-switch. In seguito verrà illustrato come elevate densità di energia garantiscano una buona efficienza complessiva del sistema rendendo l'impiego dell'amplificatore una soluzione sufficientemente robusta in termini di prestazioni, da garantirne l'utilizzo anche a livello industriale.

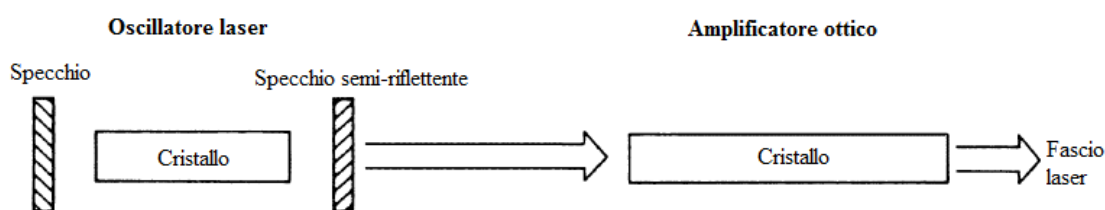


Figura 2.9. Schema di un sistema MOPA caratterizzato da un oscillatore laser ed un amplificatore ottico.

Generalmente in un sistema costituito da un oscillatore ed uno stadio amplificativo le proprietà spaziali, temporali e spettrali del fascio sono per lo più determinate dall'oscillatore mentre la potenza complessiva o l'energia degli impulsi è determinata dall'amplificatore. Tuttavia, in alcune condizioni di utilizzo, l'amplificatore può generare forti deformazioni spaziali e temporali degli impulsi a causa degli effetti della saturazione.

La saturazione del sistema avviene quando l'energia estratta dal cristallo è una frazione considerevole di quella in esso contenuta; la progettazione deve quindi prevedere un compromesso tra un elevato guadagno ed un'elevata efficienza.

Il comportamento di un amplificatore può essere descritto individuando due regimi di funzionamento: l'amplificazione di impulsi brevi e l'amplificazione di impulsi lunghi o al limite di un segnale continuo. In un amplificatore in cui il segnale in ingresso è un impulso breve, l'energia estratta dipende dalla quantità di energia presente nel cristallo all'istante di arrivo del segnale; il processo di amplificazione di impulsi brevi dipende dalla densità di energia in ingresso. Questo regime permette di descrivere correttamente l'amplificazione di impulsi generati in regime di Q-switch. Se il segnale è lungo il sistema viene a trovarsi invece in uno stato stazionario; il processo di amplificazione di segnali lunghi dipende dalla densità di potenza in ingresso.

A seconda del regime di funzionamento è necessario tenere in considerazione differenti fenomeni che verranno di seguito discussi; inoltre per ottenere una corretta previsione del guadagno è opportuno valutare anche gli effetti dovuti alla saturazione.

### 2.2.1 Amplificazione di un impulso breve

L'utilizzo di un amplificatore è di grande interesse per poter realizzare impulsi laser caratterizzati da elevata energia e brillantezza. L'amplificazione laser può essere descritta attraverso l'impiego delle *rate equations*. Il passaggio dell'impulso nel cristallo provoca il rilascio da parte degli ioni nello stato eccitato della propria energia immagazzinata. In prima approssimazione si può stimare che la crescita dell'energia sia esponenziale poiché l'emissione stimolata è proporzionale al flusso di fotoni in ingresso. Tuttavia al crescere del numero di fotoni si assisterà ad una riduzione dell'inversione di popolazione. L'amplificatore inizierà a mostrare effetti di saturazione ed in casi estremi si assisterà al completo svuotamento dell'energia accumulata nel cristallo; in questa condizione il guadagno non sarà più esponenziale ma lineare con la lunghezza del materiale attivo.

Gli impulsi generati in regime di Q-switch hanno una durata temporale notevolmente ridotta rispetto ai fenomeni della fluorescenza e del pompaggio ottico; per questo motivo in prima approssimazione è possibile trascurare questi due fenomeni durante il processo di amplificazione dell'impulso. L'amplificazione è quindi determinata dall'inversione di popolazione presente al momento di arrivo dell'impulso. In accordo con questa approssimazione è stata ricavata l'espressione del guadagno per il singolo passaggio di un segnale in un amplificatore ideale privo di perdite considerando in ingresso un impulso rettangolare con densità di fotoni costante  $\phi_0$  e durata  $t_p$  [8]:

$$E_{in} = c\phi_0 t_p h\nu_L \quad (2.18)$$

in cui  $c$  è la velocità della luce nel materiale e  $h\nu_L$  rappresenta l'energia del fotone in ingresso.

L'espressione ricavata per il guadagno sotto le ipotesi finora enunciate è [8]:

$$G = \frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[ \exp \left( \frac{E_{in}}{E_s} \right) - 1 \right] e^{g_0 l} \right\} \quad (2.19)$$

in cui  $E_s$  è definita come la densità di energia di saturazione che per un sistema laser a quattro livelli è data dall'espressione:

$$E_s = \frac{h\nu_L}{\sigma} \quad (2.20)$$

in cui  $\sigma$  è la *cross-section* d'emissione stimolata del materiale attivo. La densità di saturazione è una caratteristica propria del materiale ed è indipendente dal pompaggio o dalle proprietà del fascio in ingresso al cristallo.

Nell'espressione del guadagno appare inoltre il coefficiente di guadagno per piccolo segnale  $g_0$  e la lunghezza del materiale attivo  $l$ . L'espressione del coefficiente di guadagno per piccolo segnale è legata alla sezione d'urto del materiale attivo ed all'inversione di popolazione  $n$  all'interno del materiale attivo:

$$g_0 = \sigma n \quad (2.21)$$

Esistono due regimi di funzionamento in cui l'espressione del guadagno (2.19) può essere semplificata. A seconda che la densità di energia in ingresso sia molto inferiore o superiore alla densità di saturazione è possibile distinguere due condizioni differenti di utilizzo dell'amplificatore.

Nel caso in cui  $E_{in}/E_s \ll 1$  l'espressione del guadagno può essere semplificata nel seguente modo:

$$G \approx G_0 = e^{g_0 l} \quad (2.22)$$

Questa espressione è valida solamente se la densità di energia dell'impulso rimane limitata per tutta la lunghezza dell'amplificatore ottico;  $G_0$  è detto guadagno per piccolo segnale. Un aumento del coefficiente di guadagno per piccolo segnale o della lunghezza del materiale attivo permette di incrementare esponenzialmente la capacità amplificativa del sistema.

In questo regime il guadagno è indipendente dalla densità di energia del fascio in ingresso; solo pochi atomi nello stato eccitato contribuiscono all'amplificazione del segnale, provocando una bassa efficienza di estrazione.

Nel caso in cui  $E_{in}/E_s \gg 1$  l'espressione (2.19) diventa:

$$G \cong 1 + \left( \frac{E_s}{E_{in}} \right) g_0 l \quad (2.23)$$

In questo regime tutti gli atomi nello stato eccitato contribuiscono all'amplificazione del segnale provocando lo svuotamento dell'energia presente nel cristallo; tale regime garantisce un'elevata efficienza di estrazione ed è quello impiegato quando si desidera estrarre la massima energia da un determinato sistema.

L'efficienza di estrazione è definita come l'energia estratta dal cristallo rispetto a quella in esso accumulata:

$$\eta_E = \frac{E_{out} - E_{in}}{g_0 l E_s} \quad (2.24)$$

Questo parametro permette di valutare in che misura viene sfruttata l'energia immagazzinata nel materiale attivo. In figura 2.10 è mostrato l'andamento dell'efficienza d'estrazione al variare della densità di energia in ingresso e del guadagno per piccolo segnale; per ottenere un'elevata efficienza di estrazione è necessaria una densità di energia in ingresso comparabile con quella di saturazione; inoltre al crescere dell'energia immagazzinata nel cristallo aumenta l'efficienza.

L'espressione del guadagno è locale e dipende dalla distribuzione spaziale della densità di energia del segnale in ingresso e di quella immagazzinata nel cristallo; entrambe queste grandezze presentano una distribuzione radiale non uniforme.

In condizioni di equilibrio con pompaggio continuo, l'inversione massima che può essere raggiunta è data dalla seguente espressione:

$$n(r) = R_p(r) \tau \quad (2.25)$$

Il termine  $R_p$  è legato al pompaggio ottico ed esprime la velocità di trasferimento degli atomi nella banda di pompa, mentre  $\tau$  esprime il tempo di vita del livello laser superiore.

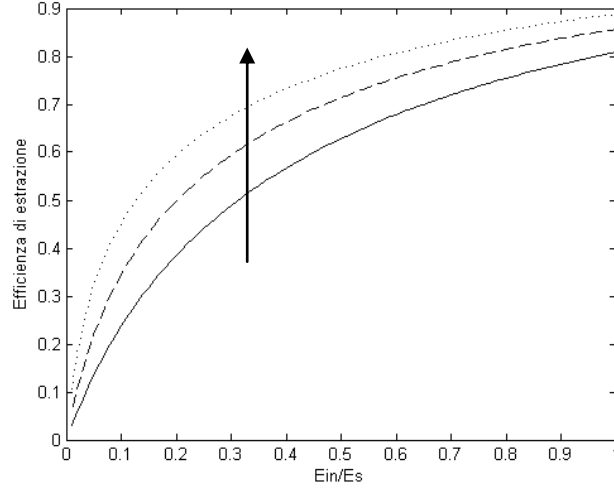


Figura 2.10. Efficienza di estrazione in funzione della densità di energia in ingresso e del logaritmo del guadagno per piccolo segnale.

Il profilo del fascio di pompa uscente dalla fibra ottica ed accoppiato al cristallo può essere considerato in prima approssimazione costante all'interno del fascio di pompa e nullo all'esterno.

Sotto queste ipotesi la relazione tra la potenza di pompa ottica in ingresso al materiale e  $R_p$  è data dalla seguente espressione:

$$R_p = \eta_p \frac{P_p}{h\nu_p l \pi w_p^2} \Theta(w_p^2 - r^2) \quad (2.26)$$

in cui  $P_p$  è la potenza di pompa,  $w_p$  la dimensione del fascio di pompa,  $l$  la lunghezza del cristallo,  $h\nu_p$  l'energia del fotone di pompa,  $\eta_p$  l'efficienza complessiva del processo di pompaggio e  $\Theta( )$  la funzione a gradino di Heaviside. Questa semplice espressione permette in prima approssimazione di ricavare il numero di atomi nello stato eccitato e quindi il guadagno:

$$g_0(r) = \sigma \eta_p \frac{P_p}{h\nu_p l \pi w_p^2} \Theta(w_p^2 - r^2) \quad (2.27)$$



Il profilo spaziale dell'intensità del segnale in ingresso all'amplificatore è invece generalmente di tipo gaussiano:

$$I_{in}(r) = \frac{2P_{in}}{\pi w_l^2} e^{-\left(\frac{2r^2}{w_l^2}\right)} \quad (2.28)$$

in cui  $P_{in}$  è la potenza del segnale e  $w_l$  la dimensione del raggio del fascio di ingresso al materiale. Per poter tenere in considerazione l'effetto della distribuzione radiale di questi due fattori è utile introdurre quindi un termine di guadagno efficace definito come:

$$g_{eff} = \frac{\int g_0(r) I_{in}(r) 2\pi r dr}{\int I_{in}(r) 2\pi r dr} \quad (2.29)$$

Tramite questo parametro è possibile conoscere il valore del guadagno efficace al variare del rapporto tra il fascio di pompa e quello del segnale. Per dimensioni del fascio in ingresso inferiori al fascio di pompa, il segnale vede un guadagno costante; all'aumentare della dimensione del fascio le zone esterne al fascio di pompa non subiranno alcun guadagno provocando una diminuzione del guadagno efficace, figura 2.11.

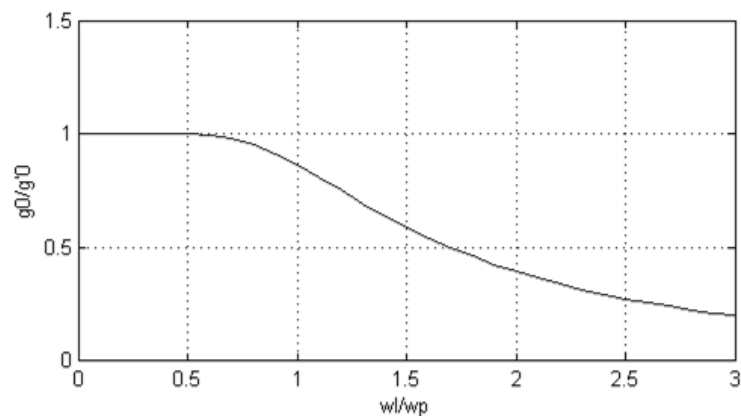


Figura 2.11. Andamento del guadagno efficace al variare della dimensione del fascio in ingresso per un profilo di pompa rettangolare e di segnale gaussiano.

### 2.2.2 Distorsione temporale

Fino ad ora si è considerato solamente l'effetto complessivo dell'amplificatore sull'amplificazione di un impulso: in realtà durante l'impulso il guadagno diminuisce nel tempo a causa dello svuotamento dell'energia immagazzinata nel cristallo. In accordo con [19], l'andamento del guadagno nel tempo è dato dalla seguente espressione:

$$G(t) = 1 + (G_0 - 1) \exp\left(-\frac{E_{out}(t)}{E_s}\right) \quad (2.30)$$

in cui  $E_{out}(t)$  rappresenta l'energia estratta cumulata ricavata dall'equazione (2.19). Suddividendo un impulso in intervalli finiti e mediante una simulazione passo-passo è possibile conoscere la forma dell'impulso in uscita per un determinato profilo di impulso in ingresso. Per un impulso con profilo temporale rettangolare, l'equazione (2.30) evidenzia come il profilo temporale dell'impulso in uscita coincida con il profilo del guadagno.

La distorsione dipende non solo dalla densità di energia in ingresso all'amplificatore ma anche dal guadagno iniziale dello stesso. In figura 2.12 è mostrato, a parità di guadagno iniziale, il profilo del guadagno al crescere della densità di energia in ingresso rispetto a quella di saturazione.

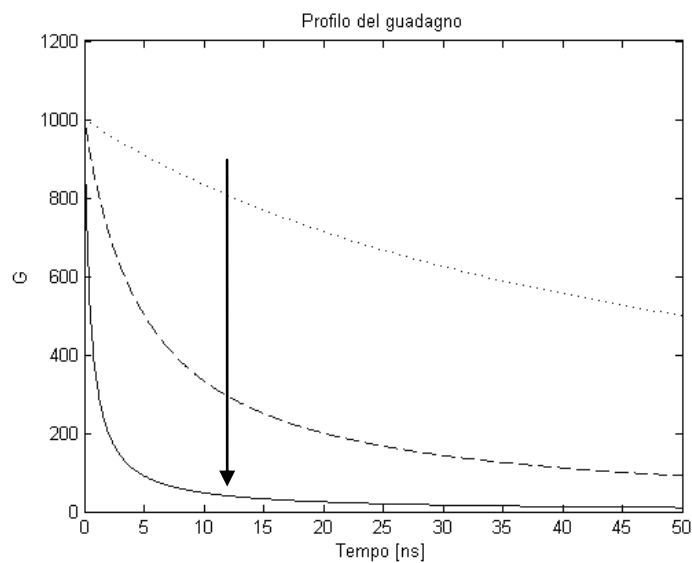


Figura 2.12. Andamento del guadagno per differenti densità di energie in ingresso.

Il grafico mostra il decadimento esponenziale del guadagno durante l'impulso. La velocità di decadimento dipende dalla densità di energia in ingresso poiché energie maggiori provocheranno una più rapida saturazione dell'amplificatore. In figura 2.13 è mostrato l'andamento nel tempo del guadagno per sistemi con differenti guadagno iniziale. Sistemi con guadagno più alto mostrano una maggiore variazione del guadagno, in quanto essi entrano più facilmente in regime di saturazione. Bisogna tuttavia sottolineare che un guadagno più alto rimane maggiore in valore assoluto anche alla fine dell'impulso. Sistemi con un guadagno elevato permetteranno di incrementare maggiormente l'energia dell'impulso a discapito di una maggiore distorsione del profilo temporale dello stesso.

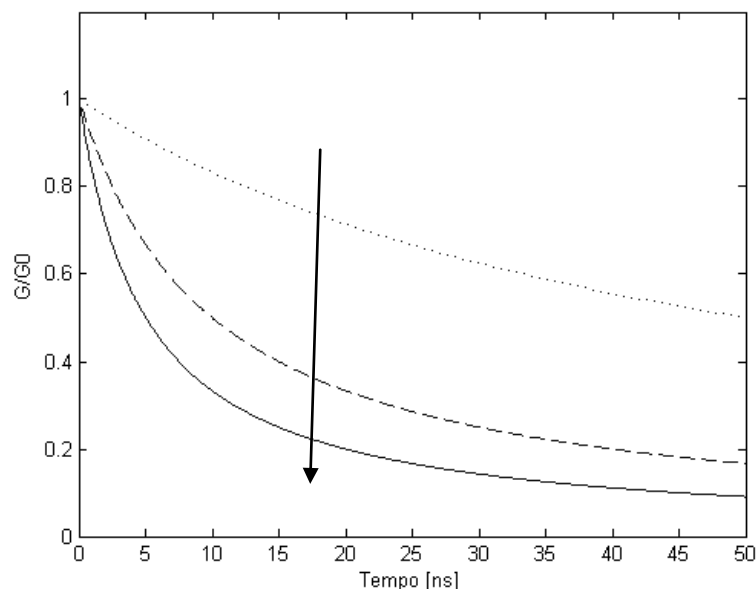


Figura 2.13. Profilo del guadagno al variare del guadagno iniziale  $G_0$ .

Un impulso generato in regime di Q-switch ha un profilo temporale assimilabile a quello di una gaussiana e l'effetto della variazione del guadagno durante la sua amplificazione ne provocherà una distorsione. Il profilo verrà amplificato maggiormente sul fronte di salita poiché il guadagno è maggiore, mentre l'amplificazione del fronte di discesa sarà inferiore. A seconda del regime di funzionamento può avvenire che l'impulso a seguito dell'amplificazione risulti temporalmente più lungo.

### 2.2.3 Amplificazione di una serie di impulsi

Nei paragrafi precedenti sono stati enunciati i principi dell'amplificazione di un singolo impulso da parte di un amplificatore. In regime di Q-switch ci si trova a dover amplificare un treno di impulsi con frequenza  $f$ . Il comportamento di un amplificatore ottico può essere quindi descritto da due fasi temporali distinte: la fase di amplificazione dell'impulso e quella di ricarica individuata dal tempo che intercorre tra due impulsi successivi. Nella prima fase il cristallo verrà parzialmente svuotato a causa del processo di amplificazione, nella seconda il pompaggio ottico permetterà di ristabilire l'inversione di popolazione; a seconda della frequenza di ripetizione degli impulsi si potrà avere una ricarica parziale o totale dell'energia immagazzinata nel cristallo. La durata della prima fase è determinata dalla durata dell'impulso  $t_p$ , quella della fase di ricarica è data invece dalla seguente espressione:

$$t_r = \frac{1}{f} - t_p \quad (2.31)$$

L'equazione che governa il processo di amplificazione è identica all'equazione (2.19) eccetto la sostituzione del termine di guadagno per piccolo segnale  $G_0$  con  $G_i$  che rappresenta per ogni impulso il differente valore di guadagno all'inizio del processo di amplificazione:

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[ \exp \left( \frac{E_{in}}{E_s} \right) - 1 \right] G_i \right\} \quad (2.32)$$

Il cristallo in seguito all'amplificazione di un impulso si troverà ad essere parzialmente svuotato. L'effetto del pompaggio continuo fra due impulsi permette di incrementare nuovamente l'inversione di popolazione. Il modo in cui avviene la crescita dell'inversione di popolazione in assenza di fenomeni di emissione è dato dalla seguente espressione:

$$n(t) = (R_p \tau) - (R_p \tau - n_f) \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) \quad (2.33)$$

in cui  $n_f$  rappresenta lo stato di inversione di popolazione al termine dell'amplificazione del segnale. Inserendo l'equazione (2.33) in (2.22) alla fine dell'intervallo di ricarica si avrà

$$G(t_r) = \exp \left\{ g_0 l \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t_r}{\tau} \right) \right] + (\ln G_f) \exp \left( -\frac{t_r}{\tau} \right) \right\} \quad (2.34)$$

in cui  $G_f$  rappresenta il valore del guadagno alla fine dell'impulso precedente esprimibile attraverso l'equazioni (2.21) e (2.22) come:

$$G_f = e^{\sigma n_f l} \quad (2.35)$$

L'utilizzo reiterato delle equazioni (2.30), (2.32) e (2.34) permette di conoscere in che modo si modifica il guadagno durante l'amplificazione di una serie di impulsi. In figura 2.14 è mostrato l'andamento del guadagno per alcuni impulsi consecutivi: il grafico illustra come il valore di  $G_i$  si riduca scostandosi dal valore iniziale  $G_0$  per stabilizzarsi su un valore inferiore; poiché la dinamica dell'amplificazione è di qualche ordine di grandezza più rapida rispetto al tempo di ricarica è possibile illustrare solo l'andamento del guadagno tra gli impulsi.

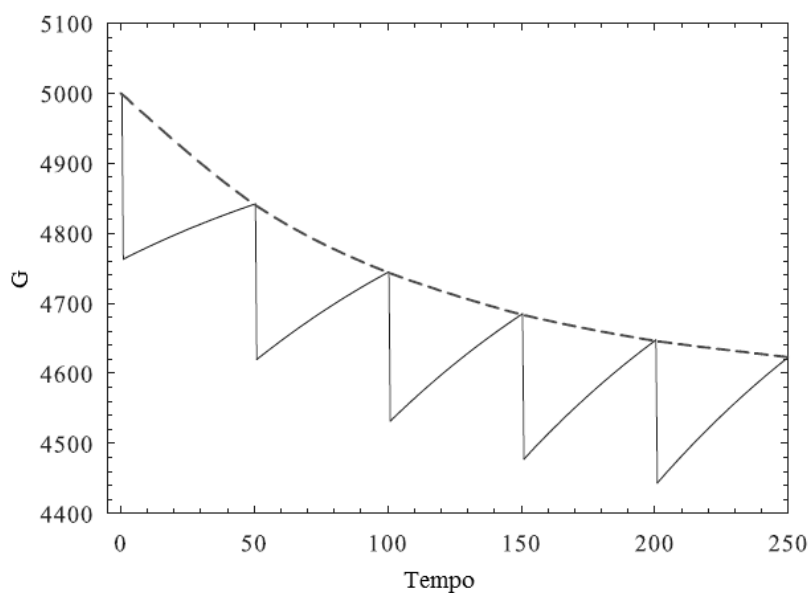


Figura 2.14. Profilo del guadagno per una serie di impulsi ripetuti con frequenza  $f$ .

Questo modello è valido esclusivamente se  $t_p \ll t_r$ , cioè fino a quando la durata temporale degli impulsi sia considerevolmente inferiore al tempo che intercorre tra due impulsi consecutivi; un laser in regime di Q-switch per applicazioni industriali di marcatura rientra in questo regime di utilizzo.

#### 2.2.4 Amplificatore in continua

Qualora la durata temporale del segnale in ingresso all'amplificatore sia lunga al confronto con il tempo di fluorescenza, l'inversione di popolazione ed il guadagno raggiungono una condizione di equilibrio determinata dall'intensità della pompa e del segnale in ingresso. In un amplificatore ottico il guadagno dipende dalla posizione all'interno il cristallo lungo l'asse ottico:

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + I(z)/I_s} \quad (2.36)$$

in cui  $I(z)$  è l'intensità di segnale e  $I_s$  la densità di saturazione definita come la quantità di segnale che riduce  $g_0$  di metà; l'espressione della intensità di saturazione è:

$$I_s = \frac{h\nu_L}{\sigma\tau} \quad (2.37)$$

Se nel caso di impulsi brevi l'amplificazione dipende dalla densità di energia, nel caso di impulsi lunghi o in continua l'amplificazione dipende dalla densità di potenza.

Assumendo che l'inversione di popolazione non subisca importanti variazioni durante il tempo di attraversamento di un fotone, la densità di potenza nel cristallo cresce nel seguente modo:

$$\frac{dI}{dz} = \sigma n(z)I(z) = g(z)I(z) \quad (2.38)$$

Per segnali di piccola intensità  $I(z) \ll I_s$  dalle due equazioni precedenti si ottiene:

$$I_{out} = I_{in} e^{g_0 l} \quad (2.39)$$

Nel caso di un segnale  $I(z) \gg I_s$  si ottiene invece:

$$I_{out} = I_{in} + I_s g_0 l \quad (2.40)$$

Si può notare che sostituendo alla densità di potenza la densità di energia si ottengono le stesse identiche espressioni del guadagno completo o saturato per l'amplificazione di segnali brevi.

Inserendo l'equazione (2.36) nella (2.38) si ottiene una relazione tra guadagno e segnale per condizioni intermedie alle due descritte in precedenza. Integrando sulla lunghezza dell'amplificatore si ottiene la seguente equazione:

$$\frac{I_{in}}{I_s} = \frac{\ln(G_0/G)}{G-1} \quad (2.41)$$

In cui  $G_0$  è definito ancora una volta dall'equazione (2.22) mentre  $G$  dall'espressione:

$$G = \frac{I_{out}}{I_{in}} \quad (2.42)$$

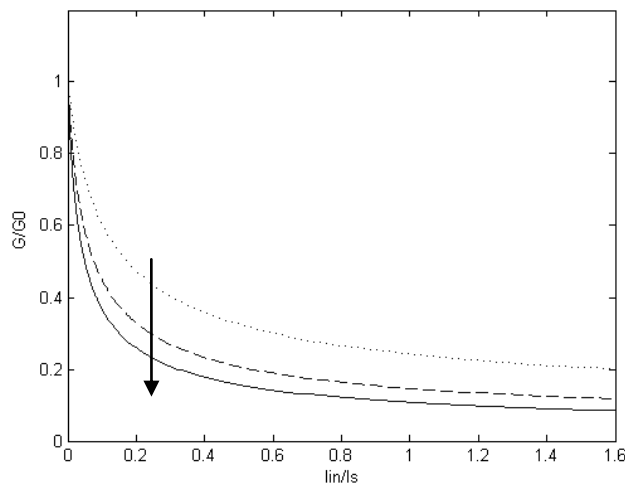


Figura 2.15. Guadagno in funzione della densità di potenza in ingresso all'amplificatore per differenti valori di  $G_0$ .

L'espressione (2.41) permette di ricavare il guadagno in condizioni di regime; in figura 2.15 è mostrato il guadagno in funzione della densità di energia in ingresso. Come per l'amplificatore utilizzato in regime impulsato tanto maggiore è il guadagno tanto più facilmente avviene la saturazione del sistema.

Anche in continua è possibile definire l'efficienza di estrazione come il rapporto tra la potenza estratta e la massima potenza estraibile:

$$\eta_e = \frac{I_e}{I_{max}} \quad (2.43)$$

La potenza estratta  $I_e$  può essere calcolata dall'equazione (2.41):

$$I_e = I_{out} - I_{in} = I_s \ln(G_0/G) \quad (2.44)$$

In condizioni di elevata saturazione il guadagno del sistema tende ad uno; in questo modo è possibile calcolare la massima potenza ottenibile:

$$I_{max} = \lim_{G \rightarrow 1} I_e = I_s \ln(G_0) \quad (2.45)$$

Inserendo le espressioni (2.44) e (2.45) nella (2.43) si ottiene:

$$\eta_e = 1 - \frac{\ln(G)}{\ln(G_0)} \quad (2.46)$$

Per una determinata potenza di pompa è quindi possibile conoscere  $G_0$  ed essendo nota la densità di potenza del segnale in ingresso ricavare il guadagno da cui infine si può ottenere l'efficienza di estrazione, fig. 2.16.



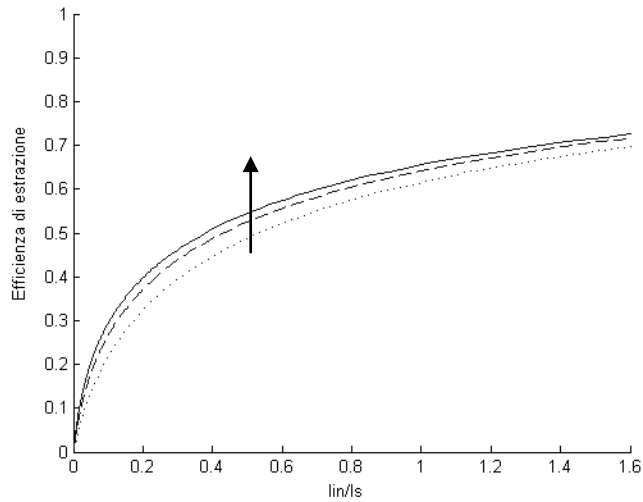


Figura 2.16: Efficienza di estrazione in funzione della densità di potenza in ingresso al cristallo per differenti valori di  $G_0$ .

### 2.2.5 Limitazioni al guadagno

Il guadagno che un amplificatore può offrire è determinato dalla quantità di energia immagazzinata nel materiale attivo e quindi dal numero di atomi nello stato eccitato. All'aumentare dell'inversione di popolazione in un materiale, differenti meccanismi possono provocare lo svuotamento del livello laser superiore. In materiali con elevato guadagno, come il Nd:YVO<sub>4</sub>, lo svuotamento può essere causato da differenti fenomeni. I principali meccanismi sono dovuti alla presenza di oscillazioni parassite e alla amplificazione dell'emissione spontanea.

Oscillazioni parassite e fenomeni di *prelasing* avvengono quando all'interno dello stadio amplificativo le riflessioni sulle superfici innescano dei processi di retroazione in grado di sostenere azione laser. È quindi un evento che per sua natura presenta una soglia. Per amplificatori con guadagno elevato, la retroazione necessaria per generare azione laser può essere molto ridotta. Se consideriamo la retroazione tra le facce del cristallo con riflettività rispettivamente  $R_1$  e  $R_2$  si ottiene che la condizione di soglia per non avere azione laser è:

$$R_1 R_2 e^{2g_0 l} < 1 \quad (2.47)$$

L'equazione permette, conoscendo la qualità dei rivestimento antiriflesso delle facce del materiale, di ricavare la massima lunghezza permessa del cristallo. Rivestimenti antiriflesso di elevata qualità delle componenti ottiche nell'amplificatore permettono di eliminare questo processo.

Il fenomeno chiamato superfluorescenza o emissione spontanea amplificata (ASE, *amplified spontaneous emission*), a differenza dalle oscillazioni parassite, non è un evento a soglia e non necessita di alcuna retroazione: l'emissione spontanea all'interno del materiale subisce un guadagno come se fosse un segnale. Come per un segnale, l'emissione spontanea attraversando il materiale incrementa in potenza; per cristalli molto lunghi e con guadagni elevati l'amplificazione dell'emissione spontanea è la causa principale dello svuotamento dell'inversione di popolazione nel cristallo. In configurazioni con pompaggio longitudinale l'intensità dovuta all'ASE può essere calcolata considerando l'angolo solido sotteso dalla regione di guadagno a partire da una faccia del cristallo, fig. 2.17.

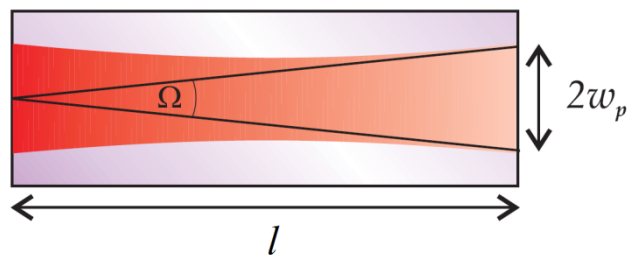


Fig. 2.17: Massimo cammino ottico e direzionalità dell'emissione spontanea amplificata.

L'angolo solido in cui avviene la massima amplificazione dell'emissione spontanea è dato da:

$$\Omega = \frac{\pi w_p^2}{l^2} \quad (2.48)$$

In [20] è mostrato che l'espressione dell'intensità di ASE può essere scritta come:

$$I_{ASE} = I_s \frac{\Omega}{4\pi} \frac{(G_0 - 1)^{3/2}}{[G_0 \ln(G_0)]^{1/2}} \quad (2.49)$$

la quale per amplificatori con  $G > 1$  può essere semplificata nella seguente espressione:

$$I_{ASE} = I_s \frac{\Omega}{4\pi} \frac{G_0}{[\ln(G_0)]^{1/2}} \quad (2.50)$$

Sebbene l'amplificazione di emissione spontanea non necessiti di alcuna retroazione, la presenza di riflessioni parziali su elementi ottici può causare un incremento dell'intensità a causa dell'aumento del cammino ottico.

### 2.3 Pompaggio diretto nel livello laser superiore

Il pompaggio diretto di materiali attivi per laser a stato solido è stato verificato e utilizzato già durante gli anni di sviluppo dei primi sistemi laser. Recentemente la messa a punto di diodi per il pompaggio ottico efficienti, affidabili e con elevata brillantezza a differenti lunghezze d'onda ha permesso di implementare questa tecnica e di constatarne i benefici. I miglioramenti indotti dall'utilizzo di questa soluzione sono molteplici e l'hanno resa interessante per lo sviluppo di sorgenti laser con elevate potenze ed efficienza. Potenzialmente un laser a quattro livelli con pompaggio diretto nel livello laser superiore dovrebbe essere il più efficiente poiché riduce al minimo le perdite dovute al coefficiente di Stokes ed all'efficienza quantica. Inoltre il pompaggio nel livello laser superiore non solo migliora le prestazioni del laser ma permette anche di ridurre gli effetti termici nel cristallo. Il pompaggio diretto si pone quindi come una tecnica attiva per la riduzione del calore generato nel cristallo ed il suo impiego rappresenta una via da seguire per l'incremento della potenza massima ottenibile da un laser a stato solido.

Molti studi hanno evidenziato i benefici del pompaggio diretto per materiali come il Nd:YAG ed il Nd:YVO<sub>4</sub>. I livelli energetici del Nd:YVO<sub>4</sub> sono mostrati in figura 2.18: il pompaggio tradizionale a 808 nm avviene tra il livello di *ground* <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> e la banda di pompaggio <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub>, dopodiché l'atomo rilassa sul livello laser superiore <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>. Il pompaggio diretto avviene tra il livello di *ground* <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> ed il sottolivello R<sub>2</sub> del livello <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> senza alcun processo di rilassamento.

Le bande di assorbimento impiegate nel pompaggio diretto rispetto a quelle utilizzate nel pompaggio tradizionale presentano un coefficiente di assorbimento più basso ed uno spettro più stretto. La diminuzione del coefficiente di assorbimento per sistemi con elevata potenza non è tuttavia uno svantaggio poiché permette di ottenere un pompaggio più uniforme del materiale attivo con conseguente riduzione degli effetti termici. La minore larghezza della banda di assorbimento induce invece una maggiore sensibilità alle variazioni di temperatura che nella sorgente di pompa provocano una variazione di lunghezza d'onda; questo effetto deve essere contrastato mediante l'impiego di un efficiente sistema di raffreddamento dei diodi.

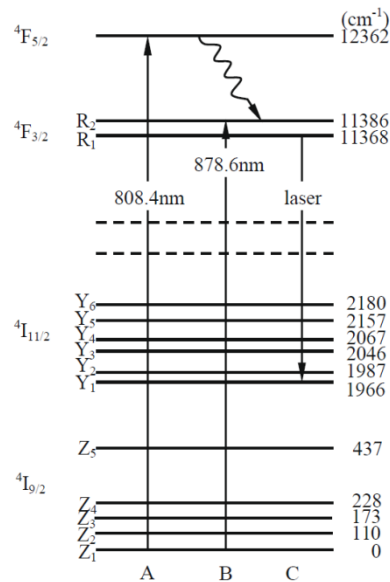


Fig. 2.18: Diagramma dei livelli energetici del Nd:YVO<sub>4</sub>: pompaggio tradizionale (A), pompaggio diretto (B), emissione laser (C).

### 2.3.1 Effetti durante il funzionamento del laser in regime di onda continua

La relazione tra la potenza in uscita e la potenza di pompa per un laser a 4 livelli è data dall'espressione (2.1); l'espressione della *slope efficiency* è data da:

$$\sigma_s = \frac{dP_{out}}{dP_{in}} = \eta \left( \frac{-\ln(R)}{2\gamma_i - \ln(R)} \right) \quad (2.51)$$

in cui  $R$  rappresenta la riflettività dello specchio semi-riflettente della cavità,  $\gamma_i$  le perdite interne per singolo passaggio e il termine di efficienza  $\eta$  racchiude in sé diversi fattori:

$$\eta = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_q \eta_s \eta_B \quad (2.52)$$

Il primo termine  $\eta_r$  rappresenta l'efficienza radiativa della sorgente di pompa ed è definito come [20]:

$$\eta_r = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_\lambda d\lambda}{P} \quad (2.53)$$

in cui  $P_\lambda$  è la potenza emessa dalla sorgente per unità di lunghezza d'onda, mentre l'intervallo d'integrazione da  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  rappresenta la frazione di potenza utile per il pompaggio nel livello laser superiore. Il secondo termine di efficienza  $\eta_t$  rappresenta la frazione di potenza entrante nel materiale attivo ed in configurazioni di pompaggio longitudinale è determinato dalla riflessione sulla faccia d'ingresso della radiazione. Il terzo termine, chiamato efficienza di assorbimento  $\eta_a$ , rappresenta la frazione di potenza assorbita rispetto a quella entrante nel cristallo. L'espressione dell'efficienza di assorbimento per un cristallo pompato longitudinalmente è data da [8]:

$$\eta_a = 1 - e^{-\alpha l} \quad (2.54)$$

in cui  $\alpha$  rappresenta il coefficiente di assorbimento e  $l$  la lunghezza del cristallo.

L'efficienza quantica  $\eta_q$  rappresenta il rapporto fra il numero di fotoni che contribuiscono all'emissione laser ed il numero di fotoni del pompaggio; questo parametro può essere espresso anche tramite il tempo di vita dei differenti livelli laser mostrati in figura 2.19:

$$\eta_q = \left(1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{30}}\right)^{-1} \quad (2.55)$$

Il termine di efficienza  $\eta_S$  rappresenta l'efficienza di Stokes espressa tramite l'equazione (2.3). Infine, l'ultimo termine  $\eta_B$  dell'espressione (2.52) rappresenta l'efficienza di accoppiamento tra il profilo del guadagno nel cristallo  $g(r)$  e il modo in cavità  $u(r)$  [8]:

$$\eta_B = \frac{\int g(r)|u(r)|^2 2\pi r dr}{\int g^2(r) 2\pi r dr} \quad (2.56)$$

L'espressione della potenza di soglia per un laser a quattro livelli è data invece da:

$$P_{th} = \frac{(2\gamma_i - \ln(R)) Ah\nu_L}{\eta \sigma \tau} \quad (2.57)$$

in cui  $A$  rappresenta l'area attiva del fascio,  $\sigma$  la sezione d'urto d'emissione stimolata e  $\tau$  il tempo di vita del livello laser superiore. Il pompaggio diretto influenza alcuni parametri di efficienza che come mostrato nelle equazioni (2.51) e (2.57) compaiono rispettivamente al numeratore e al denominatore dell'efficienza di *slope* e della potenza di soglia. I termini di efficienza direttamente influenzati dal cambiamento della lunghezza d'onda di pompa sono l'efficienza di Stokes, l'efficienza quantica e l'efficienza di assorbimento.

Il coefficiente di assorbimento di un materiale dipende dalla lunghezza d'onda; alcuni studi hanno verificato come per il Nd:YVO<sub>4</sub> il valore del coefficiente di assorbimento a 880 nm possa essere considerato pari a circa la metà di quello per un pompaggio tradizionale [21]. Nonostante la diminuzione del coefficiente di assorbimento è sempre possibile ottenere una buona efficienza di assorbimento scegliendo correttamente la lunghezza del cristallo.

Considerando l'emissione laser principale del Nd:YVO<sub>4</sub> a 1064 nm, in condizione di pompaggio tradizionale a 810 nm il valore dell'efficienza di Stokes per il Nd:YVO<sub>4</sub> è di 0.76; in condizione di pompaggio diretto a 880 nm si ottiene un incremento dell'efficienza fino a 0.83.

In riferimento all'espressione dell'efficienza quantica (2.58) è possibile notare che il pompaggio diretto elimina la costante di tempo  $\tau_{32}$  rendendo di fatto unitaria l'efficienza quantica. Quest'ultima è generalmente dipendente dalla concentrazione di ioni droganti

nel materiale, tuttavia il Nd:YVO<sub>4</sub> per drogaggi con basse concentrazioni presenta già un'efficienza quantica circa unitaria anche in condizioni di pompaggio tradizionale; l'effetto dell'incremento dell'efficienza quantica è quindi di un ordine di grandezza inferiore se confrontato con l'incremento dell'efficienza di Stokes.

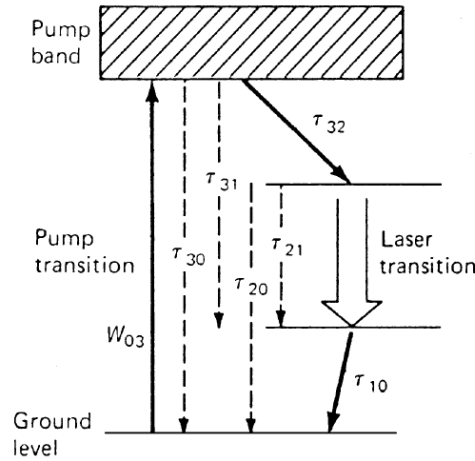


Fig. 2.19: Schema delle transizioni per un laser a 4 livelli.

Ipotizzando inalterati tutti i termini di efficienza legati alla configurazione del pompaggio e considerando che il cristallo sia sufficientemente lungo da assorbire completamente la radiazione di pompa, il rapporto tra l'efficienza di *slope* per due differenti lunghezze d'onda è dato da:

$$\frac{\eta_{slope}(\lambda_1)}{\eta_{slope}(\lambda_2)} = \frac{\eta_S(\lambda_1)\eta_Q(\lambda_1)}{\eta_S(\lambda_2)\eta_Q(\lambda_2)} = \frac{\lambda_1 \eta_Q(\lambda_1)}{\lambda_2 \eta_Q(\lambda_2)} \quad (2.58)$$

Trascurando i benefici introdotti dall'efficienza quantica, confrontando un pompaggio a 880 nm con uno a 810 nm si ottiene un rapporto pari a circa 1.09.

Il rapporto delle potenze di soglia a parità di potenza ottica del diodo è data da:

$$\frac{P_{th}(\lambda_1)}{P_{th}(\lambda_2)} = \frac{\eta_{slope}(\lambda_2)}{\eta_{slope}(\lambda_1)} \quad (2.59)$$

Confrontando ancora una volta il pompaggio tradizionale con quello nel livello laser superiore si ottiene un rapporto pari a 0.92.

Questi risultati sono stati verificati da uno studio in cui sono stati misurati i benefici introdotti dal pompaggio diretto per un cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> [21]. Molti studi hanno confermato come l'effetto combinato dell'aumento dell'efficienza di *slope* e della riduzione della potenza di soglia incrementi visibilmente le prestazioni ottenibili dal sistema laser rispetto a quello con pompaggio tradizionale [22].

### 2.3.2 Effetti durante il funzionamento del laser in regime impulsato di Q-switch

Il pompaggio diretto in regime impulsato permette di incrementare l'energia dei singoli impulsi. Questo beneficio è strettamente legato agli effetti del cambiamento della lunghezza d'onda sul meccanismo di pompaggio e quindi sulla velocità di trasferimento degli atomi nel livello laser superiore.

L'energia di un impulso generato in regime di Q-switch è espresso dalla seguente equazione:

$$E_{imp} = \frac{-\ln(R)h\nu_L A}{2\sigma} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (2.60)$$

in cui  $A$  è l'area attiva del fascio,  $R$  è la riflettività dello specchio semi-riflettente,  $n_i$  e  $n_f$  sono rispettivamente l'inversione di popolazione iniziale e finale all'interno del materiale attivo. La relazione dell'inversione di popolazione è data dall'equazione trascendentale:

$$n_i - n_f = n_{th} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (2.61)$$

in cui l'inversione di popolazione di soglia si ottiene da:

$$n_{th} = \frac{\gamma}{\sigma l} \quad (2.62)$$

In un cristallo pompato costantemente l'inversione di popolazione raggiunta fra due impulsi consecutivi è data da:



$$n_i = n_\infty - (n_\infty - n_f)e^{-\frac{1}{\tau f}} \quad (2.63)$$

in cui  $n_\infty$  rappresenta la massima inversione di popolazione raggiungibile per un pompaggio continuo:

$$n_\infty = R_p \tau \quad (2.64)$$

in cui  $R_p$  rappresenta la velocità di trasferimento tra il livello *ground* e la banda di pompaggio. Un espressione del termine  $R_p$  per una configurazione di pompaggio longitudinale è ricavata dall'equazione (2.26).

La caratterizzazione degli effetti di incremento di potenza degli impulsi per laser in regime di Q-switch con modulatori acusto-ottici per basse frequenze di ripetizione è illustrata in [23]. A basse frequenze, cioè per  $\tau f < 1$ , la popolazione finale  $n_f$  è molto minore di  $n_\infty$ ; in questa condizione l'incremento dell'energia degli impulsi è dato dal rapporto  $\lambda_1/\lambda_2$  corrispondente ad un incremento del 9% per un cristallo pompato a 880 nm.

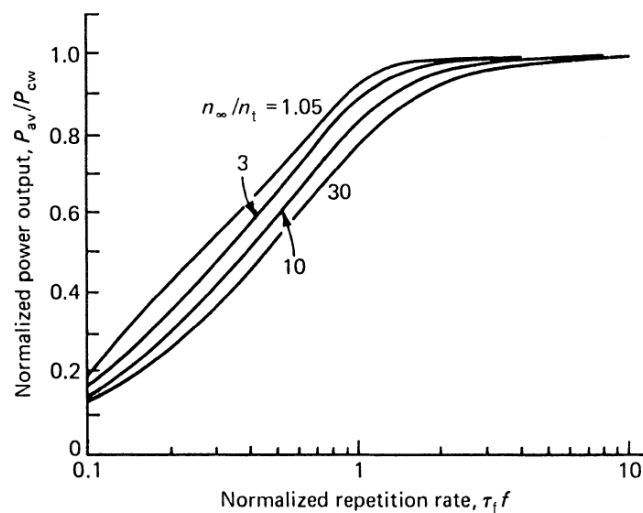


Figura 2.20: Rapporto tra la potenza media e la potenza in continua in funzione del prodotto tra la frequenza ed il tempo di vita del livello laser superiore [8].

Per frequenze comunemente impiegate nelle lavorazioni industriali il prodotto  $\tau f$  è maggiore di 1. La potenza media emessa da un laser in regime di Q-switch è data dal prodotto dell'energia dell'impulso per la frequenza:

$$P_{av} = h\nu_L A l \left( \frac{-\ln(R)}{2\gamma} \right) (n_i - n_f) f \quad (2.65)$$

Per valori  $\tau f > 1$  la potenza media emessa tende ad approssimarsi alla potenza emessa in continua dal medesimo laser (figura 2.20). L'incremento quindi in prestazioni in regime di Q-switch si accosta a quello previsto in continua al crescere della frequenza.

### 2.3.3 Riduzione degli effetti termici

Il principale meccanismo di riscaldamento nel cristallo è associato al rilassamento non radiativo tra la banda di pompa ed il livello laser superiore. Come illustrato nel paragrafo 2.1.1 la frazione di carico termico è strettamente legata all'efficienza di Stokes ed a quella quantica. Il rapporto tra la frazione di carico termico per due differenti lunghezze di pompa è data da:

$$\frac{\eta_h(\lambda_1)}{\eta_h(\lambda_2)} = \frac{1 - \eta_q(\lambda_1)\eta_s(\lambda_1)}{1 - \eta_q(\lambda_2)\eta_s(\lambda_2)} \quad (2.66)$$

Poiché per il Nd:YVO<sub>4</sub> con drogaggi contenuti è possibile trascurare la variazione dovuta all'efficienza quantica, considerando  $\lambda_1=880$  nm e  $\lambda_2=810$  nm si ottiene un valore pari a 0.72. Il pompaggio diretto comporta quindi una riduzione del 27% del calore generato all'interno del cristallo; questo valore è stato ricavato e confermato da differenti autori [21].

Il pompaggio diretto non introduce quindi solamente benefici riguardanti le prestazioni del laser ma mediante il rilassamento delle condizioni termiche permette un ulteriore incremento della potenza massima che può essere assorbita dal laser.

Ipotizzando di voler raggiungere condizioni termiche analoghe a quelle del pompaggio tradizionale, l'incremento di potenza corrispondente è dato dalla seguente espressione:

$$P_p(\lambda_1) = \frac{\eta_h(\lambda_2)}{\eta_h(\lambda_1)} P_p(\lambda_2) \quad (2.67)$$

Considerando lunghezze d'onda per il pompaggio  $\lambda_1=880$  nm e  $\lambda_2=810$  nm, si ottiene un incremento della potenza massima di circa il 39%. Bisogna tuttavia tenere anche in considerazione le variazioni della distribuzione di calore nel cristallo causata dal differente coefficiente di assorbimento.

## Capitolo 3

### 3 Modellazione e risultati sperimentali

#### 3.1 Introduzione

In questo capitolo verranno presentati in modo dettagliato gli strumenti realizzati ed impiegati per simulare le tecniche di incremento della potenza massima illustrate nel capitolo precedente nonché i principali risultati sperimentali ottenuti. In particolare sono stati analizzati il pompaggio ottico mediante una sorgente con lunghezza d'onda di 880 nm e l'utilizzo di un amplificatore ottico singolo stadio a valle della sorgente (MOPA). Per poter valutare le potenzialità delle soluzioni proposte e comprenderne a fondo i principi fisici, si è ritenuto nell'interesse dell'azienda sviluppare un codice che fosse in grado di calcolare gli effetti ottenibili attraverso il ricorso alle due tecniche. Come già descritto, tali metodi – pur avendo entrambi l'obiettivo di incrementare le prestazioni del laser – intervengono in maniera sostanzialmente diversa sul suo funzionamento: il primo agisce sulle componenti del laser aumentando l'efficienza complessiva del sistema; il secondo, invece, introduce un fattore di guadagno mediante l'impiego di un amplificatore senza alterare in alcun modo la sorgente principale. Pertanto, nella stesura del codice si è dovuto necessariamente tenere in considerazione questa importante differenza: per valutare gli effetti del cambiamento del pompaggio ottico è stato quindi opportuno sviluppare un codice che fosse in grado di simulare in modo completo il funzionamento di un laser (profilo del campo elettromagnetico nella cavità, effetti termici generati dal pompaggio, comportamento del laser in regime continuo e in regime impulsato di Q-switch); la simulazione di un sistema MOPA ha invece richiesto un codice in grado di simulare lo stadio amplificativo in regime continuo e in regime impulsato di Q-switch.

La stesura e l'utilizzo del programma hanno rappresentato un'occasione per approfondire e disporre di stime quantitative circa alcuni aspetti relativi al funzionamento del laser. In particolare, nel tentativo di venire incontro alle priorità dell'azienda e nel rispetto delle sue esigenze, il codice è stato sviluppato in modo tale da simulare in maniera sufficientemente accurata gli effetti termici e la potenza massima ottenibile nei differenti regimi di funzionamento. Il programma è stato inoltre dotato di una interfaccia grafica che garantisca una maggiore semplicità di impiego e flessibilità.

Nella prima sezione del capitolo, verranno descritte nel dettaglio le caratteristiche e le funzionalità del programma; di seguito saranno riportate le evidenze emerse dal confronto tra il comportamento del laser attualmente prodotto dall'azienda ed i valori simulati con il programma al fine di dimostrare l'attendibilità di quest'ultimo. Infine verranno discussi i risultati delle simulazioni eseguite per verificare la capacità delle tecniche individuate di garantire il conseguimento degli obiettivi prefissati, supportati da alcuni dati sperimentali ottenuti in un primo studio preliminare.

### **3.2 Il codice di calcolo LASERsim: simulatore del funzionamento di un singolo oscillatore**

Il programma per la simulazione del funzionamento di un laser – denominato LASERsim - è stato sviluppato mediante la funzione *guide* di Matlab, la quale permette di gestire e realizzare interfacce grafiche in modo semplice ed immediato. Ad ogni interfaccia è associato un file \*.m contenente la parte di elaborazione dei dati; in ogni schermata è possibile salvare i dati in un file con il nome desiderato, per poterli poi caricare in un momento successivo. L'interfaccia grafica, unita alla possibilità di salvare e richiamare un certo numero di configurazioni, rende LASERsim uno strumento utile per confrontare rapidamente le performance di differenti setup.

Il programma prevede una schermata principale (figura 3.1), dalla quale è possibile accedere alle singole finestre che consentono di simulare alcuni specifici aspetti del laser.

- Modo in cavità: questa schermata consente di calcolare il profilo spaziale del campo elettromagnetico all'interno della cavità considerando l'effetto della lente termica.

- Lente termica: questa finestra permette di valutare l'entità della lunghezza focale della lente termica.
- Effetti termici: la schermata mostra la distribuzione del calore, la variazione di temperatura e gli sforzi termici per un cristallo con pompaggio ottico longitudinale.
- Potenza CW: inserendo in questa schermata le caratteristiche del diodo di pompa e della cavità, è possibile calcolare la curva della potenza in uscita dall'oscillatore.
- Q-switch: questa schermata permette di calcolare la potenza media emessa, l'energia ed il profilo temporale dell'impulso al variare dei parametri fondamentali.

Ogni singola schermata è completamente indipendente dalle altre. Pertanto, a differenza dei programmi professionali più frequentemente impiegati in questo ambito, in cui tutti gli aspetti del laser considerati simultaneamente, LASERsim risulta più adatto per valutare separatamente diversi aspetti; a tale proposito, occorre inoltre precisare che questa caratteristica del codice non compromette in alcun modo la validità delle simulazioni ottenute in ciascuna sottosezione.

Nei prossimi paragrafi verrà illustrato più nel dettaglio il funzionamento di ogni schermata, con particolare attenzione alle scelte effettuate durante lo sviluppo del codice.



Figura 3.1. Schermata principale di LASERsim.

### 3.2.1 Modo in cavità

La prima schermata consente di calcolare la dimensione del fascio laser all'interno della cavità (figura 3.2). Per renderne più immediata la comprensione, la dimensione del modo all'interno della cavità viene visualizzata graficamente; viene inoltre restituito il valore numerico della dimensione del fascio laser sugli specchi, all'ingresso e all'uscita del materiale attivo.

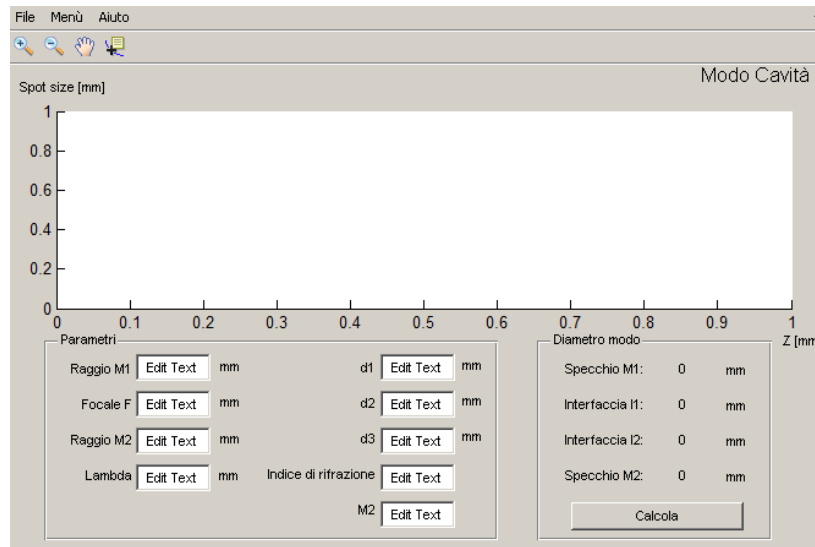


Figura 3.2. Finestra del modo in cavità.

Per poter calcolare il modo in cui la radiazione elettromagnetica si propaga all'interno della risonatore è necessario introdurre una semplificazione degli elementi ottici che compongono la cavità; in accordo con l'approssimazione proposta in [24], la cavità contenente il materiale attivo ed il modulatore acusto-ottico viene sostituita da una cavità equivalente semplificata contenente solamente una lente sottile (come mostrato in figura 3.3):  $R_1$  e  $R_2$  rappresentano i raggi di curvatura dei due specchi,  $l$  la lunghezza del materiale attivo,  $l_m$  la lunghezza del modulatore acusto-ottico e  $f$  la focale della lente termica del cristallo.

Le lunghezze equivalenti dei due rami della cavità in accordo con [24] sono date dalle seguenti espressioni:

$$L_1 = d_1 + \frac{l}{2n} \quad (3.1)$$

e

$$L_2 = \frac{l}{2n} + d_2 + \frac{l_m}{n_m} + d_3 \quad (3.2)$$

Ricorrendo a questa approssimazione, è possibile utilizzare l'ottica matriciale per il calcolo della propagazione di fasci gaussiani. In ottica matriciale gli elementi ottici sono descritti da matrici quadrate costituite da quattro termini (A, B, C, D). In tabella 3.1 sono mostrate le matrici degli elementi ottici principali che consentono di rappresentare la maggior parte delle cavità. L'impiego delle matrici è in grado di descrivere la dimensione ed il raggio di curvatura di un fascio gaussiano attraverso un elemento ottico.

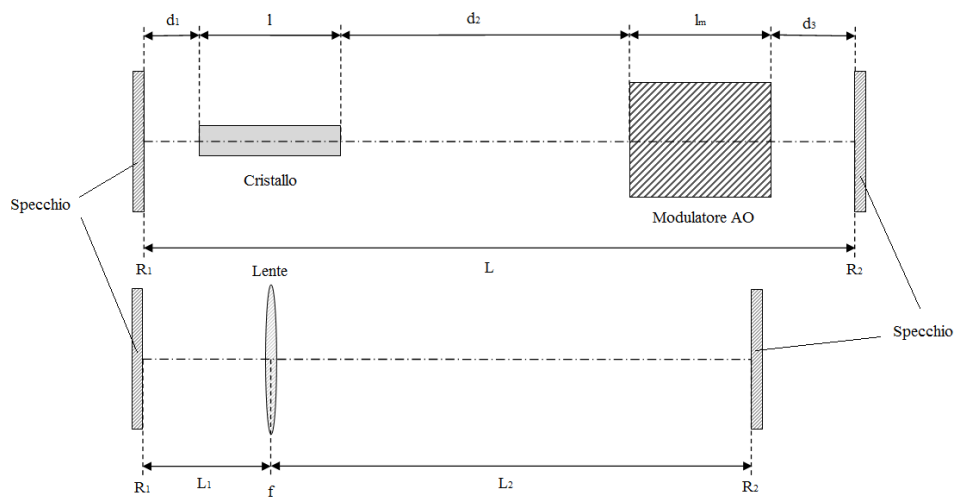


Figura 3.3. Schema della cavità equivalente secondo l'approssimazione illustrata in [24].

La relazione tra un fascio in ingresso ed in uscita da un elemento ottico descritto da una matrice è dato da:

$$q_{out} = \frac{Aq_{in} + B}{Cq_{in} + D} \quad (3.3)$$

in cui il parametro complesso  $q$  è descritto dalla seguente espressione:



$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \left( \frac{\lambda}{\pi w^2} \right) \quad (3.4)$$

Il parametro  $R$  rappresenta la curvatura del fascio gaussiano,  $w$  la sua dimensione e  $\lambda$  la lunghezza d'onda della radiazione.

In una cavità laser, la retroazione degli specchi impone che la radiazione – dopo aver compiuto l'attraversamento completo della cavità (*round-trip*) – possieda le stesse caratteristiche affinché il modo sia consistente. Questa condizione può essere espressa attraverso l'equazione 3.5 nella forma:

$$q = \frac{A'q + B'}{C'q + D'} \quad (3.5)$$

oppure in maniera analoga:

$$C'q^2 + (D' - A')q - B' = 0 \quad (3.6)$$

in cui  $A'B'C'D'$  sono gli elementi della matrice di *round-trip* della cavità risultanti dal prodotto delle matrici che rappresentano i singoli elementi ottici. L'equazione 3.6 permette quindi il calcolo del modo in ogni punto della cavità.

Poiché  $q$  deve essere complesso, affinché la soluzione sia consistente dovrà essere rispettata la seguente condizione di stabilità:

$$(D' - A')^2 + 4B'C' < 0 \quad (3.7)$$

Il programma, sfruttando questo semplice modello per la propagazione di un fascio gaussiano all'interno di una cavità, è in grado di stimarne la condizione di stabilità e di determinare il profilo del fascio in ogni punto al suo interno.

Tabella 3.1. Matrici dei principali elementi ottici che costituiscono una cavità.

Elemento	Note	Matrice
Specchio	R: raggio di curvatura R>0 specchio concavo R<0 specchio convesso	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$
Specchio piano		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Lente sottile	f: focale lente	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
Propagazione libera	L: lunghezza n: indice di rifrazione	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

### 3.2.2 Modellazione della lente termica

All'interno della seconda schermata è possibile calcolare la lente termica generata dal pompaggio ottico (figura 3.4). Il programma permette di inserire tutti i parametri che influenzano la lunghezza focale della lente termica: in tal modo, ad esempio, modificando i coefficienti relativi al cristallo presente in cavità si può eseguire un rapido confronto tra differenti materiali. L'utilizzo di questa schermata in combinazione con quella precedente consente di prevedere la dimensione del modo in ogni punto all'interno ed all'esterno della cavità.

Un'equazione ampiamente usata per descrivere il comportamento della lente termica in una configurazione di pompaggio longitudinale è quella in cui la lente termica è generata soltanto dalla variazione dell'indice di rifrazione a causa del gradiente di temperatura nel cristallo [14]. Poiché questa espressione trascura la deformazione del cristallo, essa risulta essere valida solo per basse e medie potenze di pompa; in seguito l'espressione è stata modificata per il calcolo teorico della lente termica anche in condizioni di elevate potenze di pompa [25]:

$$f = \frac{2\pi K}{A_0} \frac{w_p^2}{\xi \eta_a P_p} \quad (3.8)$$

in cui  $K$  rappresenta la conducibilità termica,  $w_p$  la dimensione media del fascio di pompa all'interno del cristallo e  $P_p$  la sua potenza ottica,  $\eta_a$  l'efficienza di assorbimento e  $\xi$  la frazione di carico termico (si veda il capitolo 2). Il parametro  $A_0$  è strettamente legato alle caratteristiche del cristallo ed è ricavato mediante la teoria OPD (Optical Path Difference):

$$A_0 = \frac{dn}{dT} + (n - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2C_r n^3 \alpha_T \quad (3.9)$$

in cui  $dn/dT$  è il coefficiente termo-ottico del materiale,  $\nu$  il rapporto di Poisson e  $C_r$  il coefficiente fotoelastico. Il primo termine è determinato dalla dispersione termica, il secondo è causato dagli sforzi termici assiali ed il terzo rappresenta la birifrangenza indotta.

In accordo con quanto illustrato in [26], il valore sperimentale della lunghezza focale della lente termica può essere maggiore rispetto a quello calcolato mediante l'espressione 3.8. Questa discrepanza è determinata dal fatto che la teoria OPD restituisce valori corretti solo per dimensioni del modo nel cristallo molto inferiori a quella del fascio di pompa. L'espressione (3.8) viene quindi modificata inserendo un apposito parametro  $r_f$ :

$$f' = r_f f \quad (3.10)$$

Il parametro  $r_f$  è descritto dall'equazione empirica (3.11) ed è determinato dal rapporto tra il fascio laser e quello di pompa  $x=w_l/w_p$ :

$$r_f = \alpha(x)^2 + \beta x + \gamma \quad (3.11)$$

I coefficienti – strettamente legati alla configurazione del pompaggio ed alla tecnologia impiegata per il raffreddamento (liquido o ad aria) – devono essere stimati sperimentalmente. All'interno di LASERsim sono stati inseriti valori di  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  ottenuti durante un precedente lavoro sperimentale eseguito dall'azienda.

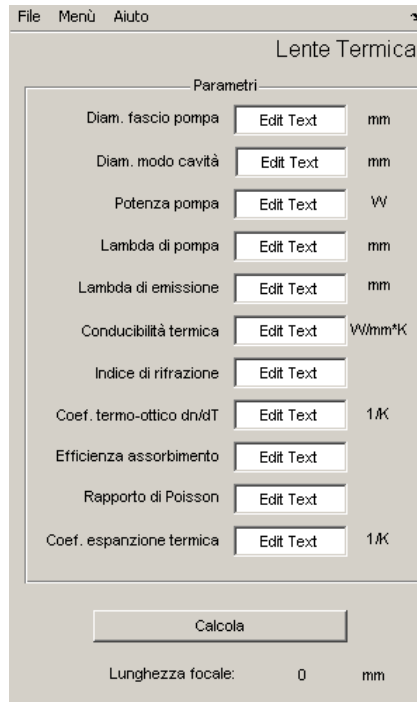


Figura 3.4. Finestra per il calcolo della lente termica.

Le equazioni che determinano la dimensione del modo in cavità e la lunghezza focale della lente termica sono interdipendenti. Tale condizione genera un problema di convergenza della soluzione, ragione per la quale una trattazione completa richiederebbe l'utilizzo di un ottimizzatore per l'analisi della convergenza della soluzione. Tuttavia durante l'impiego del programma, è stato possibile osservare come – inserendo i parametri sperimentali forniti dall'azienda per il calcolo della lunghezza focale della lente termica – la soluzione fosse sufficientemente accurata e non richiedesse l'uso reiterato delle due schermate.

### 3.2.3 Modellazione degli effetti termici

La terza schermata permette di calcolare gli effetti del pompaggio ottico longitudinale all'interno del cristallo, impostando le dimensioni e vari parametri ad esso relativi (figura 3.5). Il fascio di pompa con profilo *top-hat* – tipico dei pompaggi mediante diodi accoppiati in fibra – è descritto dalla divergenza e dimensione nel fuoco; è inoltre possibile far variare lungo l'asse longitudinale la posizione di fuoco del fascio all'interno del cristallo.

Le grandezze fisiche all'interno del cristallo, che si possono simulare in questa sezione del programma, includono:

- il calore generato in seguito all'azione del pompaggio
- la distribuzione di temperatura
- gli sforzi radiali e tangenziali
- gli sforzi equivalenti di von-Mises.

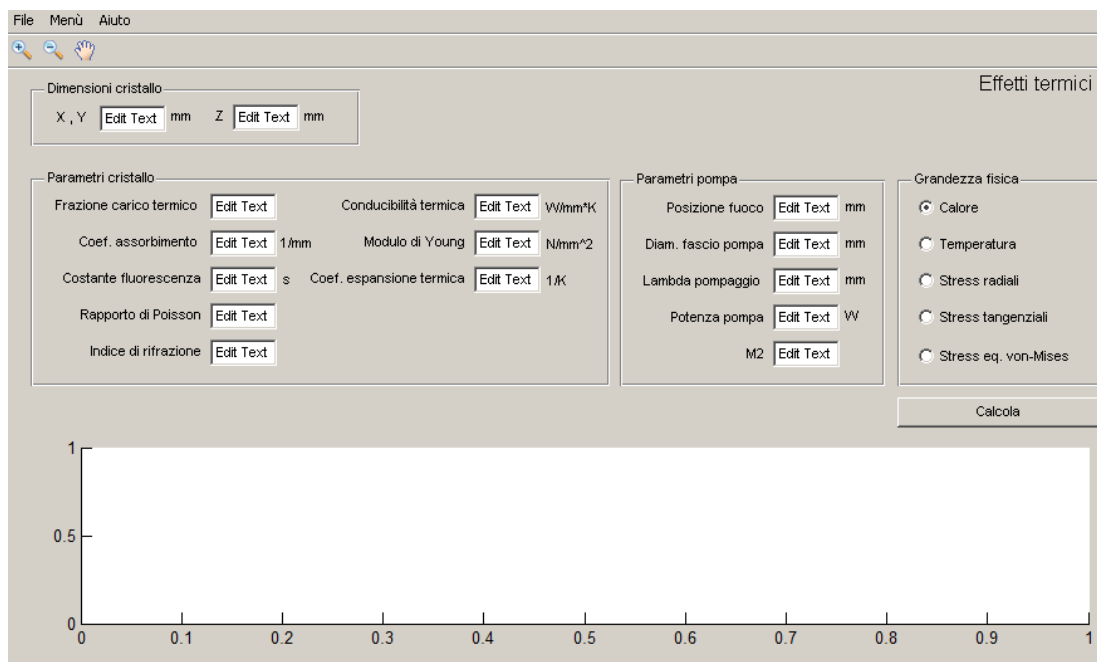


Figura 3.5. Finestra per il calcolo degli effetti termici.

La distribuzione di temperatura all'interno di un materiale può essere ricavata mediante l'equazione della conduzione del calore di Fourier (si veda equazione 2.10). In questo modello il materiale è stato considerato isotropo e questo ha permesso di sfruttare la simmetria radiale del problema per la risoluzione analitica dell'equazione di Fourier [3]. Inoltre, per cristalli con un elevato rapporto lunghezza-diametro, gli sforzi calcolati mediante l'approssimazione di sforzo piano devono essere integrati con l'approssimazione di deformazione piana (per maggior dettagli si veda paragrafo 2.1.3). Per tale ragione, gli sforzi termici in ogni punto sono stati determinati sulla base di una funzione che calcola una media pesata dei contributi delle due approssimazioni in funzione della posizione in cui si stanno valutando gli effetti termici e del rapporto tra le dimensioni del cristallo.

Oltre agli sforzi tangenziali e longitudinali si è optato per visualizzare una delle possibili rappresentazioni dell'effetto combinato dei due contributi: una rappresentazione ampiamente utilizzata per poter poi associare lo sforzo limite sostenibile da un materiale è quella di von-Mises [16].

La simulazione prevede la suddivisione dell'intero cristallo mediante una griglia con passo costante; la dimensione delle celle della *mesh* è stata individuata in modo tale da garantire un compromesso tra l'attendibilità dei risultati e l'esigenza di non appesantire eccessivamente la fase di elaborazione dei dati da parte del calcolatore.

### 3.2.4 Potenza generata dall'oscillatore

Il programma dispone di due schermate tramite le quali è possibile simulare il comportamento del sistema in continua o in regime impulsato di Q-switch. Entrambe le schermate si basano sulle *rate equations* spazio indipendenti per il calcolo della potenza ottica:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = R_p - B\Phi N_2 - \left(\frac{N_2}{\tau}\right) \quad (3.14)$$

$$\left(\frac{d\Phi}{dt}\right) = V_a B\Phi N_2 - \left(\frac{\Phi}{\tau_c}\right) \quad (3.15)$$

Nell'equazione (3.14) il termine  $R_p$  rappresenta il pompaggio (trasferimento di atomi dallo stato fondamentale a quello laser superiore), il termine  $B\Phi N_2$  indica l'emissione stimolata, mentre l'ultimo termine è introdotto per considerare il tempo di vita del livello superiore attraverso  $\tau$ .

Nell'equazione (3.15) il termine  $V_a B\Phi N_2$  rappresenta il termine di crescita dei fotoni dovuto all'emissione stimolata; si può notare come la crescita di fotoni per emissione stimolata coincida con la decrescita di popolazione nello stato eccitato nell'equazione (3.14). Poiché ogni fenomeno di emissione stimolata produce un fotone, la velocità di crescita dei fotoni deve essere  $V_a B\Phi N_2$  in cui  $V_a$  rappresenta il volume del modo

all'interno del materiale attivo. Il termine  $\Phi/\tau_c$ , in cui  $\tau_c$  è il tempo di vita dei fotoni, tiene conto della diminuzione di fotoni causati dalle perdite interne.

### 3.2.4.1 Potenza in regime di onda continua (CW)

La simulazione della potenza in continua è determinata essenzialmente da due fasi:

- la caratterizzazione della sorgente di pompa
- la caratterizzazione della cavità.

La schermata permette di ottenere una visualizzazione grafica della potenza emessa dalla sorgente in funzione della corrente di alimentazione (figura 3.6). All'interno di un *box*, vengono inoltre evidenziate la potenza massima emessa, la *slope efficiency* e la potenza di soglia. I valori della potenza in uscita – anziché essere mostrati in funzione della pompa in ingresso – sono forniti in funzione della corrente per agevolarne il confronto.

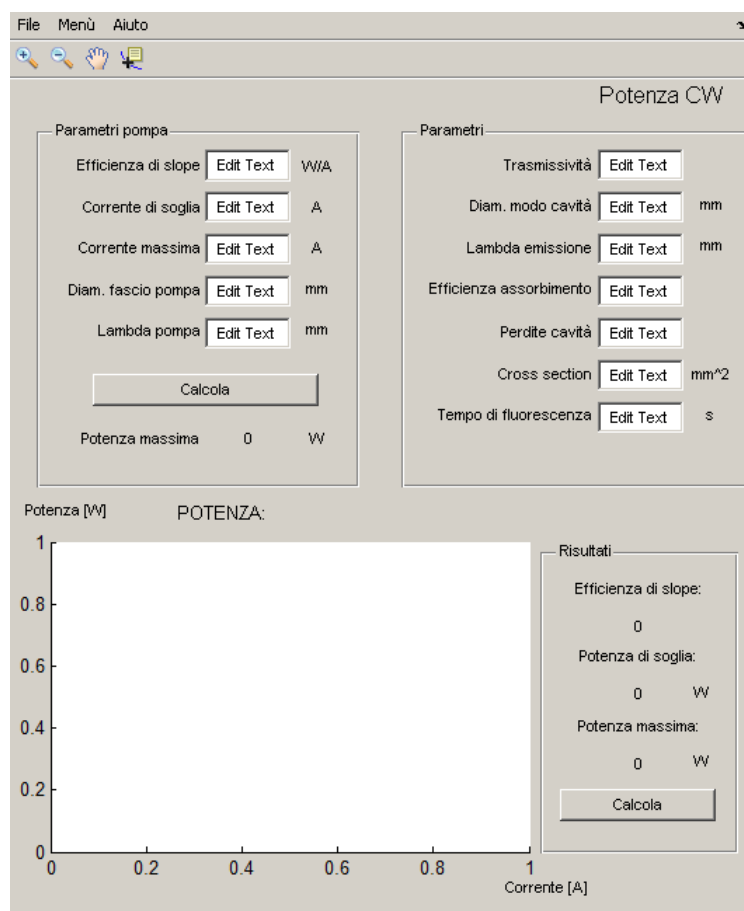


Figura 3.6. Finestra per il calcolo della potenza in continua.

I dati relativi alla sorgente di pompa sono quelli inclusi nei *datasheet* forniti dal costruttore; in questo modo è possibile ottenere la relazione tra corrente e potenza della sorgente di pompa:

$$P_P = \eta_P(I - I_{th}) \quad (3.16)$$

in cui  $I_{th}$  rappresenta la corrente di soglia e  $\eta_P$  l'efficienza della pompa.

Per calcolare la *slope efficiency* e la potenza di soglia di un laser è necessario ricavare la quantità di potenza di pompa efficacemente convertita e le proprietà della cavità. Il processo logico seguito è illustrato nello schema in tabella 3.2.

Tabella 3.2. Schema del flusso di energia in un sistema laser a stato solido.

Radiazione emessa dalla pompa nella banda di assorbimento del cristallo	Assorbimento della radiazione e trasferimento al livello laser superiore		Trasferimento fra l'energia nel cristallo e il modo della cavità	Accoppiamento con l'uscita	
Efficienza di pompa $\eta_P$	Efficienza di assorbimento $\eta_a$	Efficienza di trasferimento $\eta_q\eta_s$	Efficienza di sovrapposizione $\eta_B$	Perdite interne $\gamma_i$	Riflettività specchio d'uscita $R$

In un sistema a quattro livelli la *slope efficiency* è data dall'espressione:

$$\sigma_s = \frac{dP_{out}}{dP_{in}} = \eta \left( \frac{-\ln(R)}{2\gamma_i - \ln(R)} \right) \quad (3.17)$$

in cui  $R$  rappresenta la riflettività dello specchio semi-riflettente della cavità e  $\gamma_i$  le perdite interne per singolo passaggio; per convenienza sono stati combinati tutti i fattori di efficienza in:

$$\eta = \eta_P\eta_a\eta_q\eta_s\eta_B \quad (3.18)$$



La potenza di soglia è invece data da:

$$P_{th} = \frac{(2\gamma_i - \ln(R)) Ah\nu_L}{\eta \sigma \tau} \quad (3.19)$$

in cui  $A$  rappresenta l'area attiva del fascio,  $\sigma$  la sezione d'urto d'emissione stimolata e  $\tau$  il tempo di vita del livello laser superiore.

### 3.2.4.2 Potenza in regime di Q-switch attivo

La schermata Q-switch è stata progettata per simulare il comportamento del laser in regime di *active* Q-switch al variare della frequenza di ripetizione degli impulsi (figura 3.7). Essa richiede l'inserimento dei dati relativi alla sorgente di pompa, alla cavità risonante, al tipo di materiale attivo impiegato ed al meccanismo di perdite inserite in cavità e quindi restituisce – oltre alla potenza media – l'energia ed il profilo temporale dell'impulso.

Il regime di Q-switch attivo è caratterizzato dalla frequenza di ripetizione degli impulsi. L'intervallo di tempo che intercorre tra due impulsi è illustrato in figura 3.8 ed è costituito da 3 fasi:

- tempo di ricarica
- impulso
- rilassamento

Nella prima fase il meccanismo di perdite della cavità è attivo ed inibisce l'azione laser consentendo al cristallo di raggiungere un elevato livello di inversione di popolazione. Nella seconda fase invece un segnale spegne le perdite in cavità e l'energia nel cristallo viene rapidamente convertita in un impulso ad elevata energia. Nell'ultima fase infine il segnale delle perdite risale riattivando il meccanismo delle perdite.

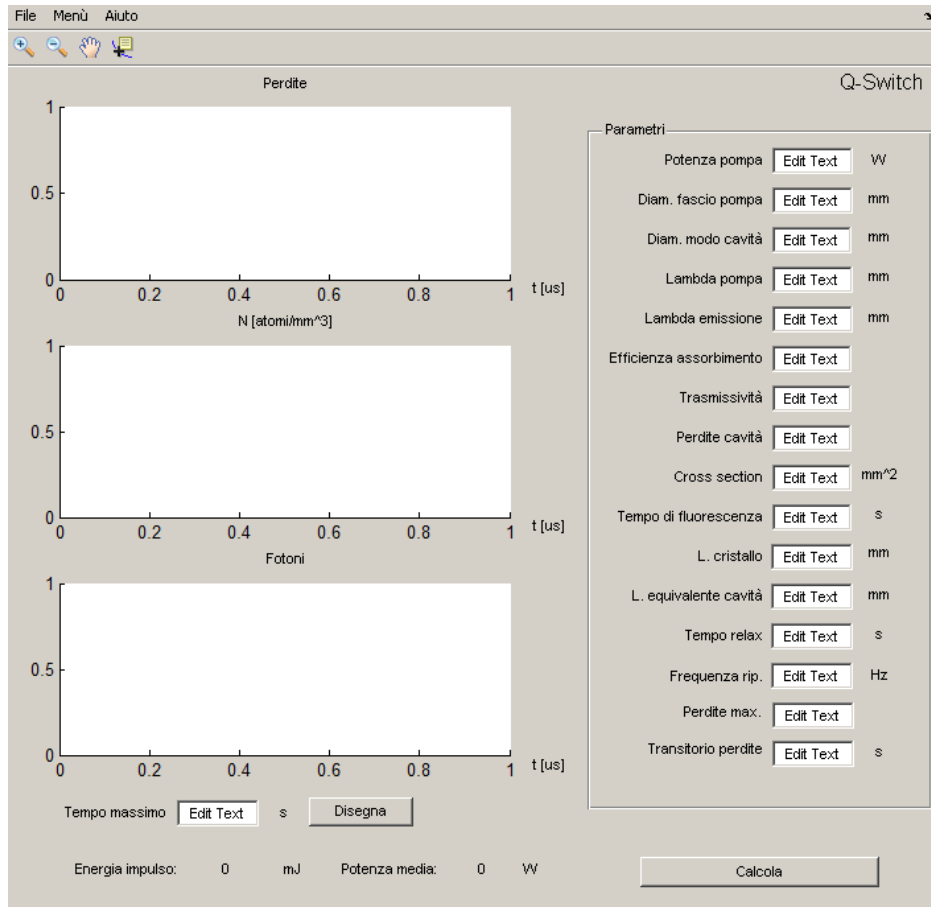


Figura 3.7. Finestra per la simulazione del laser in regime di Q-switch.

In regimi di funzionamento quali quelli di un laser per marcatura industriale, la durata dell'impulso è nettamente inferiore rispetto al tempo che intercorre fra due impulsi consecutivi: la differenza delle scale temporali pertanto non consente di sfruttare algoritmi per la risoluzione di equazioni differenziali sull'intero periodo. Al fine di ottenere una corretta risoluzione delle *rate equations*, si è quindi proceduto con una simulazione separata degli intervalli precedentemente illustrati. Nella prima fase, in cui l'azione laser è inibita dal meccanismo di perdita, la risoluzione temporale richiesta è bassa. L'intervallo di tempo in cui invece il segnale delle perdite è basso è dettato dai tempi dell'elettronica ed è considerevolmente più lungo rispetto alla durata dell'impulso; anche esso è stato quindi separato in due intervalli per garantire che l'algoritmo di risoluzione dell'equazione differenziale abbia una risoluzione temporale sufficiente.

Per poter ottenere risultati comparabili con quelli ricavati sperimentalmente, si è optato per passare da un modello con commutazione delle perdite in cavità istantanea ad uno tempo-dipendente determinato dal meccanismo fisico che genera le perdite in cavità.

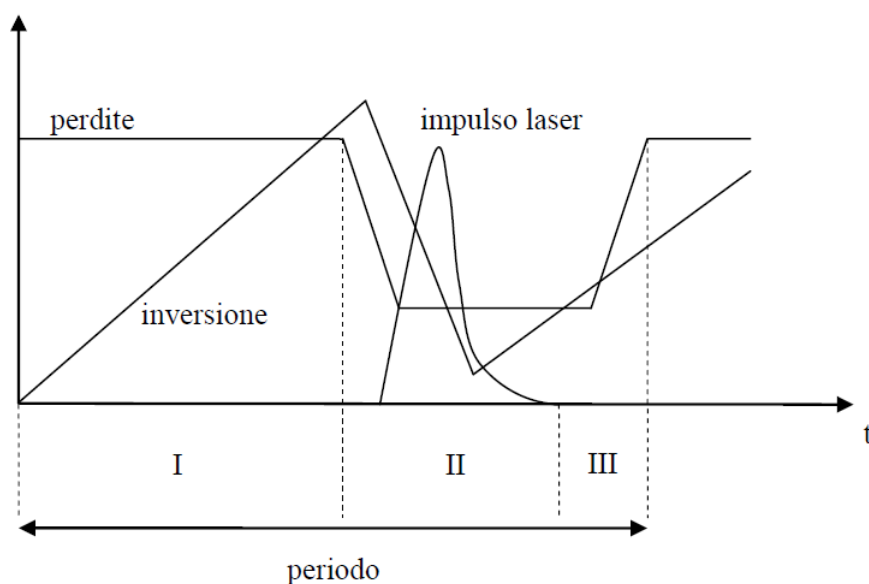


Figura 3.8. Caratterizzazione del periodo che intercorre tra due impulsi in regime di *active Q-switch*.

Il laser rappresentato in questo modello possiede all'interno della cavità un modulatore acusto-ottico. Nella prima fase in cui il trasduttore piezoelettrico è attivo, le perdite per *scattering* con le onde acustiche che si propagano all'interno del materiale sono elevate. In una seconda fase, quando il trasduttore piezoelettrico viene spento, le onde acustiche presenti all'interno del materiale scompaiono progressivamente facendo diminuire le perdite. Il tempo necessario affinché l'onda acustica scompaia completamente è detto tempo di spegnimento  $t_s$  e contiene sia il tempo di *switch* dell'elettronica sia quello di transito dell'onda acustica. Il tempo di commutazione dell'elettronica è generalmente di un ordine di grandezza inferiore rispetto al tempo di transito dell'onda acustica attraverso il modo della cavità. L'espressione tipicamente utilizzata [27] per rappresentare questo transitorio è data da:

$$\delta(t) = \delta_0 e^{-\left(\frac{t}{t_s}\right)^2} \quad (3.20)$$

L'utilizzo di perdite tempo-dipendenti ha permesso una fedele ricostruzione degli impulsi anche ai bassi regimi di ripetizione degli impulsi. Avviene infatti che l'elevato guadagno insieme alla relativa lentezza di transizione delle perdite provochino la presenza di impulsi doppi (esempio in figura 3.9).

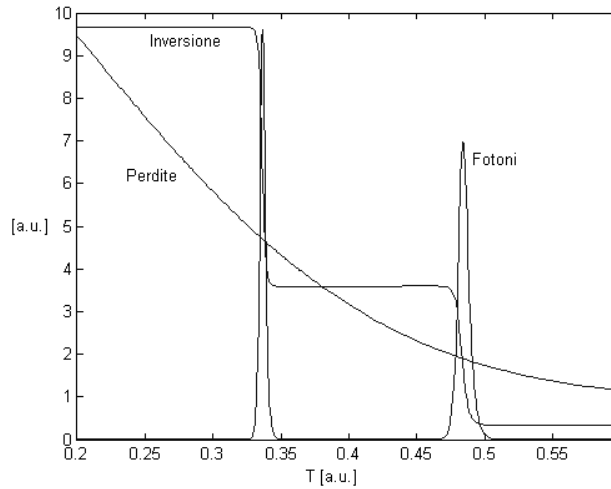


Figura 3.9. Esempio di impulso doppio generato durante il transitorio delle perdite.

### 3.3 Il codice di calcolo MOPAsim: simulatore della configurazione oscillatore-amplificatore

Il programma per la simulazione dell'amplificatore ottico – denominato MOPAsim – è stato implementato in codice Matlab mediante la funzionalità *guide*. La sua struttura è del tutto analoga a LASERsim: anch'esso infatti prevede una schermata principale da cui accedere alle diverse sezioni del programma (figura 3.10) e garantisce la possibilità di salvare e caricare dati relativi a differenti scenari simulativi.

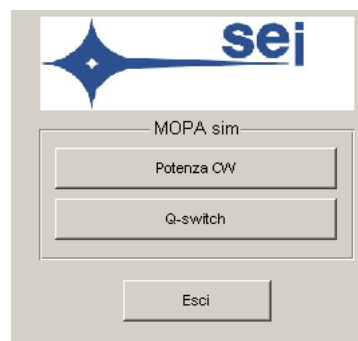


Figura 3.10. Schermata principale di MOPAsim.

La modellazione dell'amplificatore ottico ha comportato lo sviluppo di due schermate distinte.

- Potenza CW: questa finestra consente di calcolare la potenza generata in uscita all'amplificatore ottico in regime di funzionamento continuo (figura 3.11).
- Q-switch: in questa schermata è possibile calcolare la potenza media emessa, l'energia ed il profilo temporale dell'impulso al variare del segnale in ingresso all'amplificatore (figura 3.12).

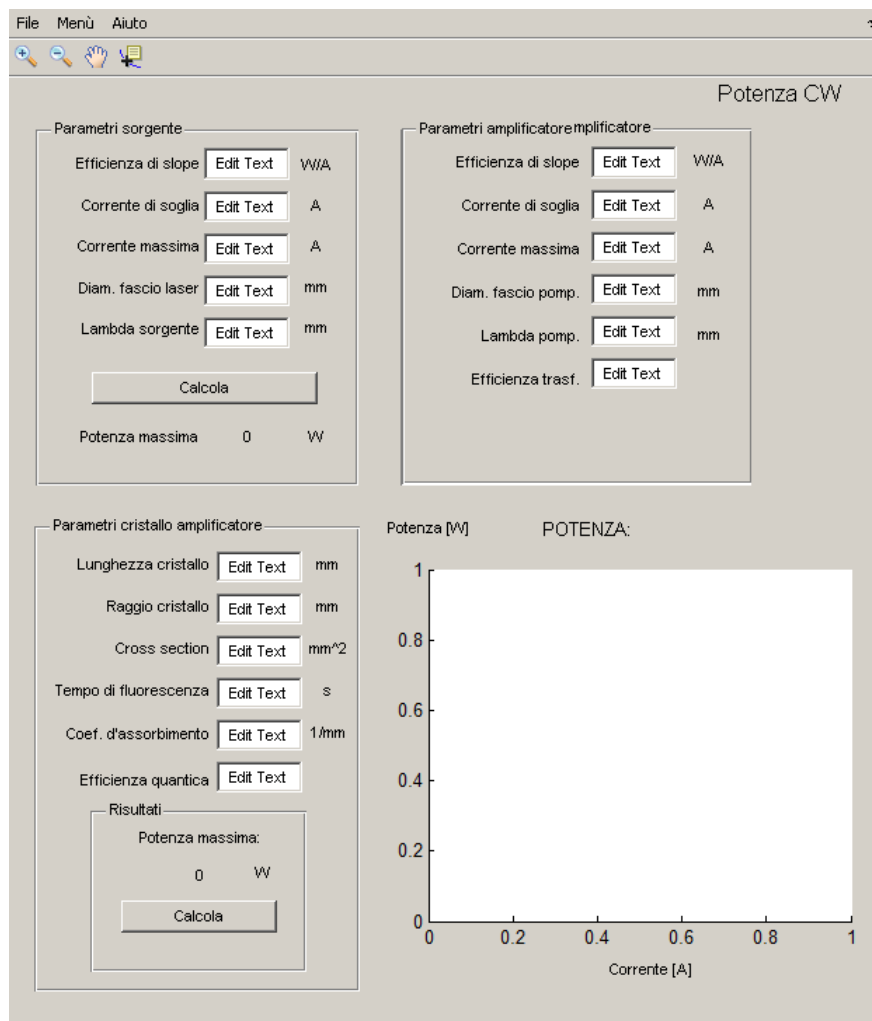


Figura 3.11. Finestra per la simulazione dell'amplificatore in regime di onda continua.

In questa fase simulativa si è cercato di ricostruire il comportamento dinamico di un amplificatore ottico a singolo stadio e singola passata. Nella simulazione possono essere inseriti tutti i parametri relativi al cristallo, alla geometria di pompaggio ed al fascio laser in ingresso. Il comportamento dell'amplificatore ottico è stato studiato in regime continuo ed in regime di Q-switch. Come mostrato nel capitolo 2, le equazioni permettono di comprendere la variazione temporale del guadagno, la distorsione

temporale degli impulsi e l'andamento del guadagno durante l'amplificazione di una serie ripetuta di impulsi. Le finestre per la simulazione dell'amplificatore nei due regimi sono entrambe basate sulla suddivisione del cristallo in piccoli volumetti con dimensione prefissata costante al fine di poter caratterizzare al meglio ed apprezzare la distribuzione spaziale non uniforme del pompaggio e del segnale in ingresso. Inoltre questo modello consente di calcolare la distribuzione non uniforme di energia all'interno del cristallo in condizioni di pompaggio longitudinale.

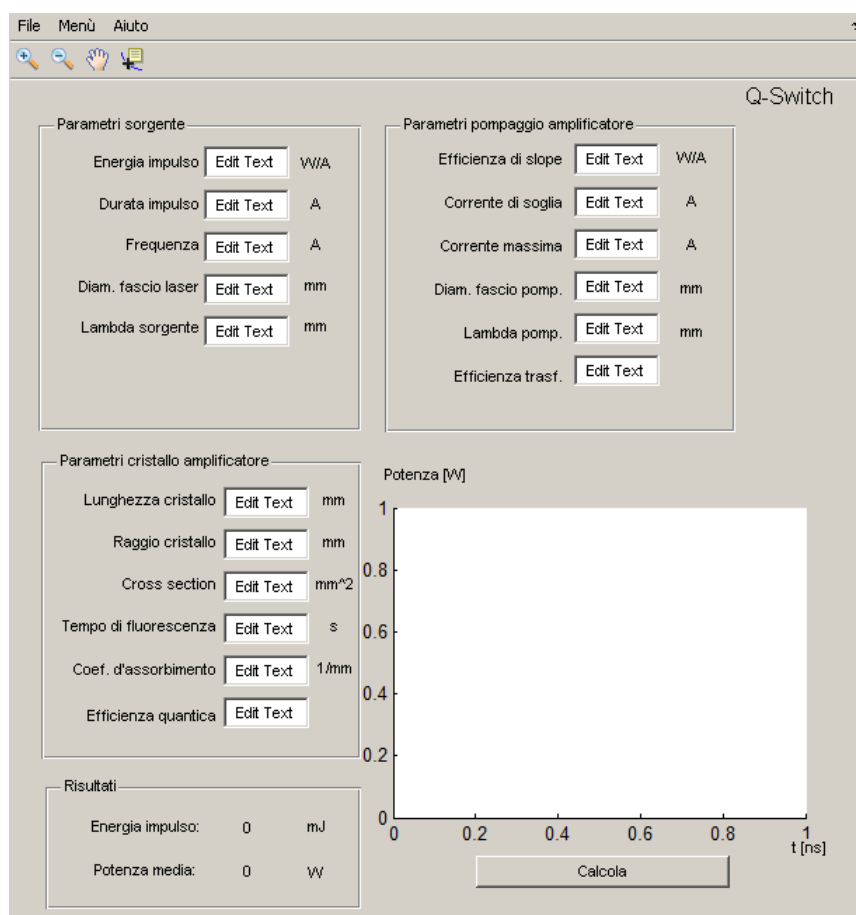


Figura 3.12. Finestra per la simulazione dell'amplificatore in regime di Q-switch.

L'utilizzo di questo modello ha permesso di comprendere – oltre al profilo spaziale e temporale del guadagno e dell'efficienza di estrazione – in che modo cresce l'impulso passando attraverso l'amplificatore. Con il modello completo è stato quindi possibile studiare l'effetto dell'utilizzo dell'amplificatore a seconda della direzione di propagazione del segnale nel cristallo. Si vengono in tal modo a definire due casi: (a) il

fascio di pompa entra nel cristallo dalla stessa superficie in cui entra il segnale laser, (b) il segnale laser ed il fascio di pompa entrano nel cristallo da facce opposte.

Le espressioni dell'amplificazione garantiscono che l'effetto complessivo del processo di amplificazione sia il medesimo nei due regimi e che l'energia complessiva estratta dal cristallo sia identica. Tuttavia questo modello è in grado di evidenziare le differenze del profilo spaziale, dell'efficienza di estrazione e del guadagno per piccolo segnale durante l'attraversamento del cristallo.

In figura 3.13 è mostrato il profilo dell'impulso nei due casi evidenziati. Le curve sono tracciate con passo costante al variare della posizione all'interno del cristallo.

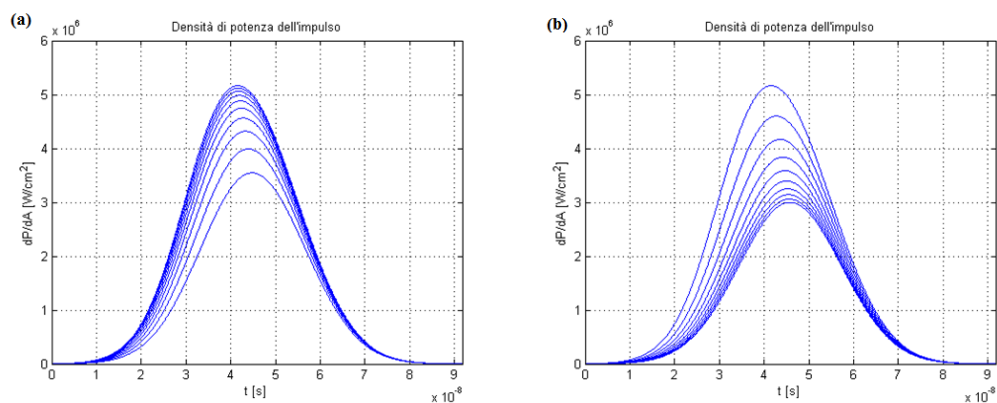


Figura 3.13. Profilo dell'impulso durante la propagazione all'interno del cristallo: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.

Nel caso di pompaggio e segnale propaganti nella medesima direzione, la distanza fra le diverse curve evidenzia come nei primi millimetri del cristallo l'energia dell'impulso incrementi in modo generoso; viceversa nel secondo caso l'energia aumenta soprattutto negli ultimi millimetri. Questo comportamento è riscontrabile anche nel grafico dell'energia estratta complessiva all'avanzamento dell'impulso nel cristallo, figura 3.14.

Il diverso andamento di crescita dell'impulso ha importanti implicazioni per quanto riguarda l'efficienza di estrazione locale all'interno del materiale. Questo comportamento determina infatti un differente svuotamento del livello laser superiore e quindi un differente profilo del guadagno per piccolo segnale al termine del processo di amplificazione. Facendo riferimento alla figura 3.15, viene mostrata la crescita del guadagno per piccolo segnale durante la fase di pompaggio tra due impulsi consecutivi.

Il caso (a), a differenza del caso (b), presenta un profilo di guadagno per piccolo segnale meno uniforme.

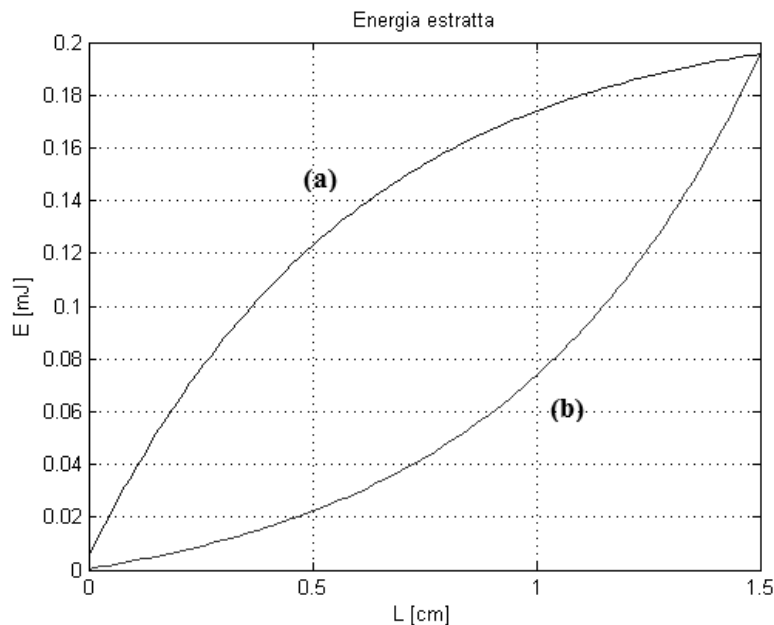


Figura 3.14. Energia estratta al variare della posizione nel cristallo: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.

Poiché al guadagno di piccolo segnale corrisponde la popolazione nello stato eccitato, ne consegue che il caso (a) sia da favorire rispetto al secondo. Meccanismi di *energy transfer upconversion*, quale l'*excited state absorption*, infatti provocano un aggravamento degli effetti termici all'interno del cristallo. Questi processi sono causati dall'assorbimento di un secondo fotone di pompa: l'atomo a seguito dell'eccitamento in un livello superiore decade emettendo uno o più fononi che – assorbiti dal reticolo – provocano un aumento della temperatura nel cristallo. Questo fenomeno è evidente solo ad elevati tassi di pompaggio e la probabilità che si verifichi cresce all'aumentare della popolazione dello stato eccitato. Nel complesso pertanto le presenti considerazioni evidenziano come la configurazione (a) sia preferibile.



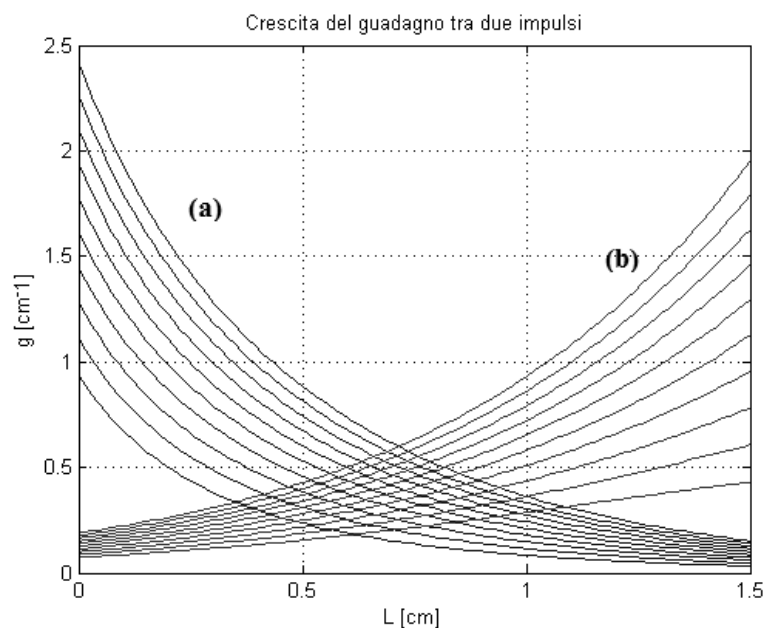


Figura 3.15. Crescita del guadagno per piccolo segnale tra due impulsi consecutivi: (a) fascio laser e fascio di pompa propaganti nella stessa direzione; (b) fascio laser e fascio di pompa propaganti in direzioni opposte.

### 3.4 Validazione sperimentale dei codici di calcolo con Laser<sup>3</sup>

Prima di applicare il programma LASERSim alla simulazione dei miglioramenti in termini di prestazioni grazie al pompaggio ad 880nm, esso è stato utilizzato per la simulazione al computer di Laser<sup>3</sup>. Tale studio si proponeva (a) di validare le funzionalità del codice LASERSim e (b) di valutare gli effetti termici all'interno del cristallo. Particolare attenzione è stata conferita al confronto tra potenza reale e simulata e all'energia degli impulsi in regime di Q-switch. Lo studio approfondito degli effetti termici ha invece permesso di comprendere a fondo i principi alla base della rottura per stress termici e quindi di definire una serie di accorgimenti da osservare durante la fase di assemblaggio e calibratura. LASERSim – come evidenziato nei paragrafi precedenti – si avvale di diversi parametri che sono stati ricavati sperimentalmente dall'azienda, in particolare per quanto riguarda la valutazione della lente termica all'interno del cristallo. La combinazione dei dati empirici e del modello teorico illustrato ha permesso di raggiungere risultati soddisfacenti: la validazione del programma LASERSim ha quindi confermato la possibilità di utilizzare questo strumento anche per le simulazioni che verranno illustrate nei prossimi paragrafi.

### 3.4.1 Effetti termici

Il modello teorico illustrato nel capitolo precedente ed implementato in LASERSim è stato adottato per simulare e valutare gli sforzi termici nel cristallo utilizzato nel Laser<sup>3</sup> nella configurazione attualmente in produzione. La simulazione e l'evidenza sperimentale hanno permesso di ricavare il limite massimo di potenza di pompa impiegabile nell'utilizzo del laser.

Il laser nella configurazione attuale utilizza un cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> con dimensioni 3x3x15 mm<sup>3</sup> e drogaggio 0.2%; il pompaggio avviene attraverso un singolo diodo in grado di generare una potenza massima di 50 W accoppiato in fibra e profilo spaziale in prima approssimazione assimilabile a *top-hat*. Il fascio di pompa viene focalizzato, mediante una coppia di lenti, all'interno del cristallo ottenendo un fascio con un diametro di 1.1 mm circa costante per tutta la lunghezza del cristallo (per ulteriori informazioni sul laser prodotto dall'azienda si veda l'appendice A).

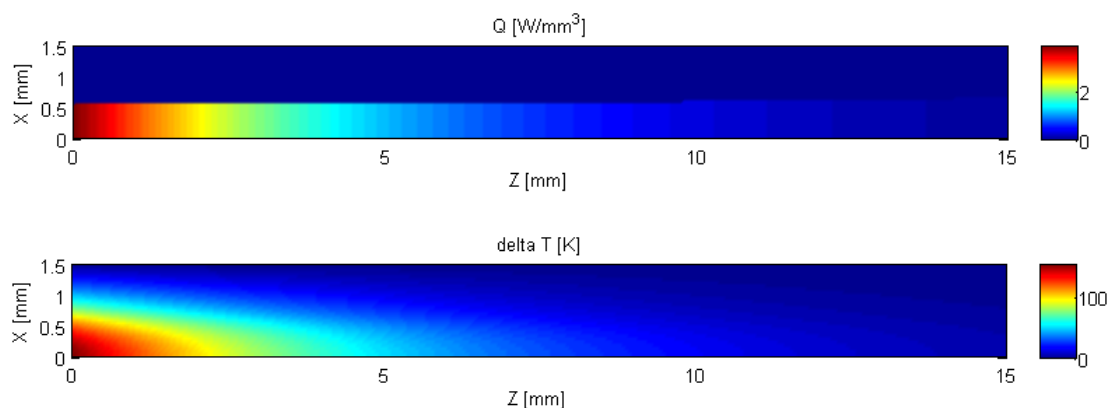


Figura 3.16. Distribuzione di calore e conseguente variazione di temperatura all'interno del cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> utilizzato in Laser<sup>3</sup>.

I parametri fisici utilizzati per l'analisi completa degli effetti termici con LASERSim sono i seguenti:  $E=1.33 \times 10^{11}$  Pa,  $\nu=0.33$ ,  $\alpha_T=4.43 \times 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>. La simulazione è stata eseguita con la massima potenza della sorgente di pompa e tutti i grafici si riferiscono a tale condizione. In figura 3.16 è mostrato il grafico della distribuzione di calore e

conseguente variazione di temperatura generata dal pompaggio. Si può notare come la maggior parte di calore e di conseguenza la massima variazione di temperatura sia circoscritta alla parte iniziale del cristallo.

In figura 3.17 sono illustrati gli sforzi radiali e tangenziali all'interno del cristallo: l'elevata densità di potenza depositata all'interno del cristallo genera ingenti sforzi; in figura è possibile osservare come il centro del cristallo si trovi in una forte condizione di compressione. Mentre gli sforzi radiali diminuiscono all'aumentare della distanza dal centro del cristallo, gli sforzi tangenziali passano da una condizione di compressione a quella di trazione (condizione di maggiore criticità per i cristalli laser).

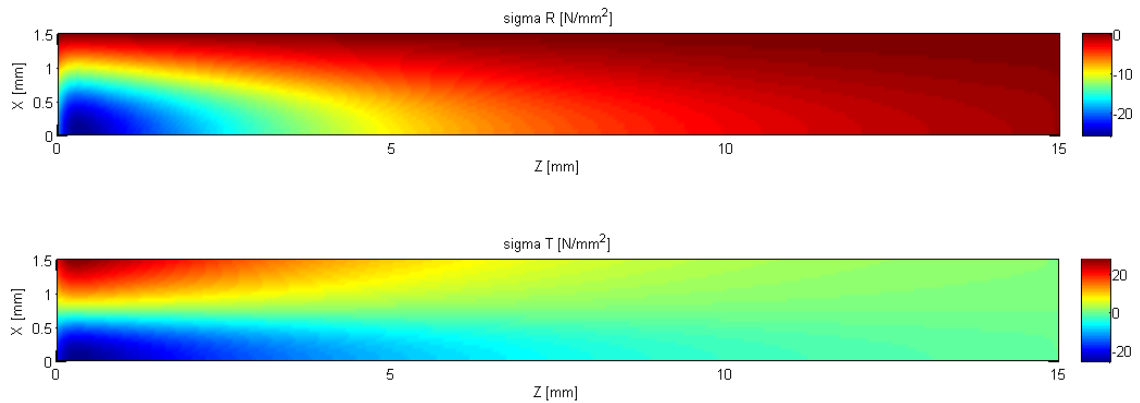


Figura 3.17. Sforzi radiali (in alto) e tangenziali (in basso) all'interno del cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> utilizzato in Laser<sup>3</sup>.

In accordo con la teoria illustrata nel capitolo 2, per valutare in modo complessivo gli effetti termici ci si è avvalsi degli sforzi equivalenti di von-Mises. La figura 3.18 evidenzia come il punto di massima criticità per il cristallo risulti situato sulla superficie esterna a poca distanza dalla superficie di ingresso della radiazione.

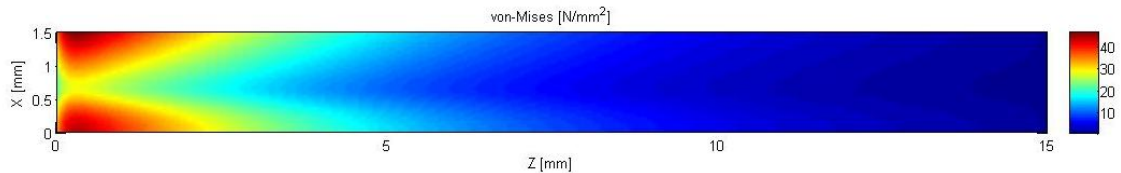


Figura 3.18. Sforzi equivalenti di von-Mises all'interno del cristallo di Nd:YVO<sub>4</sub> nella configurazione attuale del laser prodotto dall'azienda.

La simulazione mette in luce come, raggiungendo la potenza massima di pompa pari a 50 W, il cristallo si trovi effettivamente in una condizione critica: si riscontra come, nella parte in trazione del cristallo, gli sforzi equivalenti di von-Mises siano superiori allo sforzo ammissibile di 42.4 MPa mostrato nel capitolo precedente.

I processi di fabbricazione dei cristalli introducono delle incertezze sulle proprietà termo-ottiche del materiale: la presenza di disomogeneità nel drogaggio o di centri assorbenti provoca scostamenti nella distribuzione di calore rispetto a quella prevista dal modello teorico discusso nel paragrafo precedente. Bisogna considerare quindi che, in condizioni limite, la rottura dei cristalli presenta una certa aleatorietà sia per la posizione e forma della cricca sia per le condizioni di innesco della rottura.

Per validare i risultati delle simulazioni con risultati sperimentali, a partire da alcuni casi di rottura del cristallo è stata valutata la potenza limite di pompa: il valore ricavato sperimentalmente dall'azienda risulta essere approssimativamente di 52 W. In figura 3.19 è mostrato il confronto tra la curva teorica calcolata in [15], il valore della potenza limite ricavato in [3] ed il valore sperimentale ricavato dall'azienda. Seguendo l'approccio teorico illustrato per il calcolo della massima potenza assorbita da un cristallo, le equazioni (2.3), (2.4) e (2.5) hanno permesso di calcolare la potenza massima di pompa assorbita di circa 56 W.

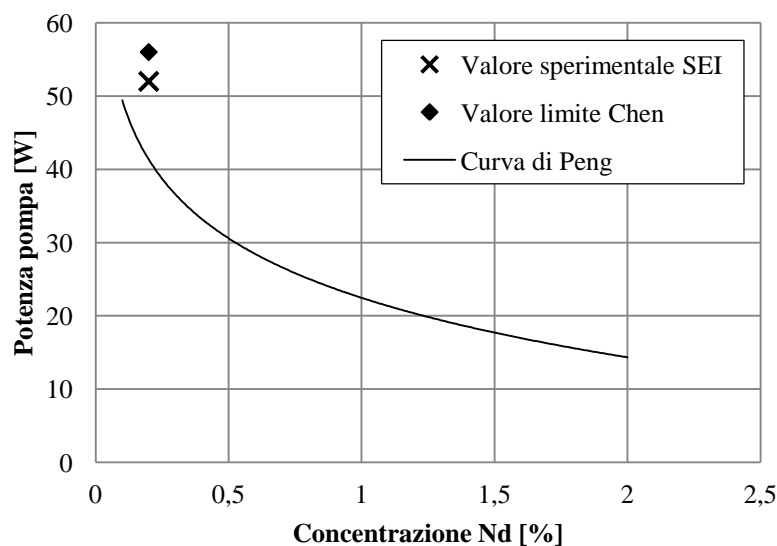


Figura 3.19. Confronto tra potenza limite ricavata sperimentalmente e prevista teoricamente.

È possibile quindi osservare una piena compatibilità tra gli sforzi simulati, la potenza limite ricavata dalla teoria e quella individuata sperimentalmente.

La simulazione e le considerazioni ora esposte consentono di affermare come effettivamente per il Laser<sup>3</sup> non sia ipotizzabile un incremento ulteriore delle prestazioni andando semplicemente ad aumentare la potenza di pompa, pena la rottura del cristallo.

### 3.4.2 Potenza in regime di onda continua (CW) e in regime di Q-switch attivo

In questo paragrafo verrà illustrato il confronto tra i dati sperimentali ed il comportamento del laser simulato mediante LASERsim. La sorgente di pompa impiegata all'interno del Laser<sup>3</sup> è caratterizzata da una lunghezza d'onda di 808 nm, una corrente di soglia di 1 A ed un guadagno differenziale di 11 W/A. Il fascio collimato all'interno del cristallo è assimilabile ad un profilo di tipo *top-hat* e mantiene una dimensione di fascio – pressoché costante per tutta la lunghezza del cristallo di circa 1,1 mm. Il cristallo posto all'interno della cavità è un Nd:YVO<sub>4</sub>, lungo 15 mm e con concentrazione di Nd<sup>3+</sup> pari a 0,2%. Partendo da queste specifiche, è stata calcolata in primo luogo l'entità della lente termica ed il profilo del campo elettromagnetico all'interno della cavità; quindi si è passati successivamente al calcolo della potenza generata nei differenti regimi di funzionamento del laser.

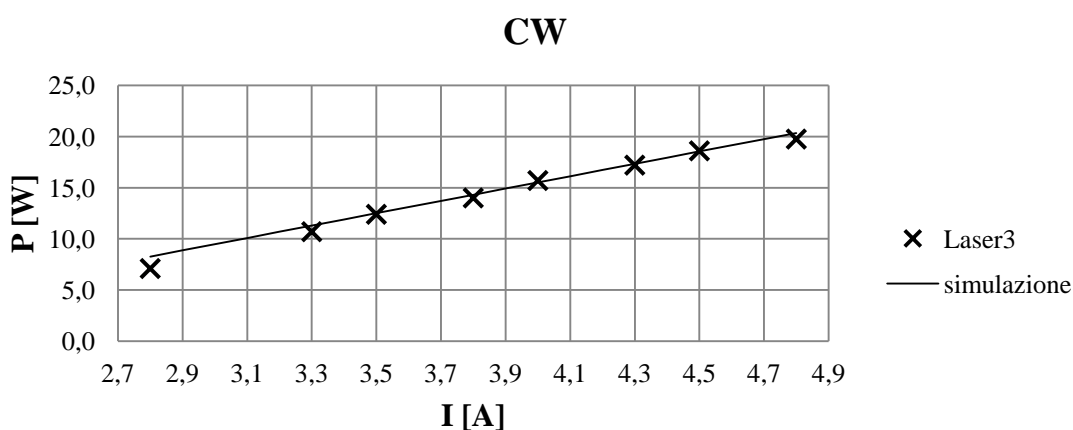


Figura 3.20. Potenza generata dal laser in regime continuo in funzione della corrente di alimentazione. Il grafico illustra il confronto tra la simulazione ed i dati sperimentali.

In figura 3.20 è mostrato il confronto tra la potenza generata dal laser in regime continuo e quanto ottenuto mediante l'applicazione di LASERsim: il grafico mostra un buon accordo tra i dati sperimentali e quanto calcolato tramite software.

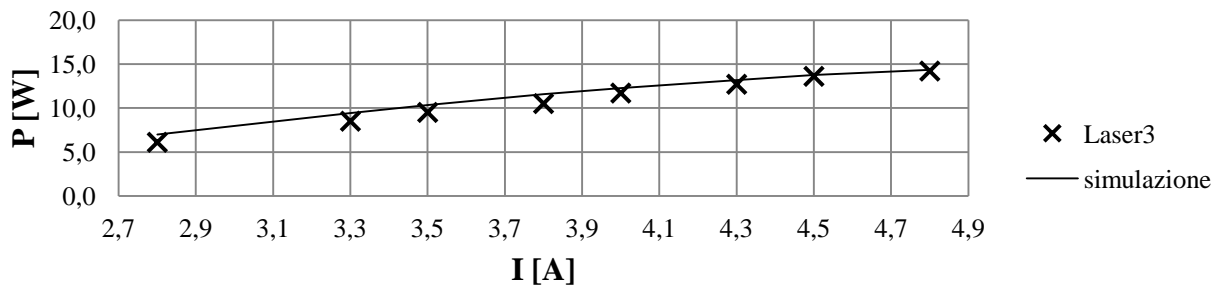
Infine, si è tentato di valutare la capacità di LASERsim di simulare la potenza media generata da Laser<sup>3</sup> in regime impulsato; il confronto tra il programma e i dati ottenibili sperimentalmente è stato condotto considerando differenti frequenze di ripetizione degli impulsi. I grafici della figura 3.21 mostrano la potenza media generata dal laser al variare della corrente di alimentazione della sorgente di pompa. I grafici si riferiscono rispettivamente ai seguenti regimi di funzionamento: (a) 20kHz, (b) 40 kHz, (c) 60 kHz, (d) 80kHz. In tutti i grafici è possibile osservare un buon grado di accordo tra la simulazione ed i dati sperimentali; un simile risultato è stato ottenuto grazie all'introduzione nel programma di un'adeguata modellazione del transitorio delle perdite generate dal modulatore acusto-ottico all'interno della cavità.

## **3.5 Risultati sperimentali e confronto con le simulazioni**

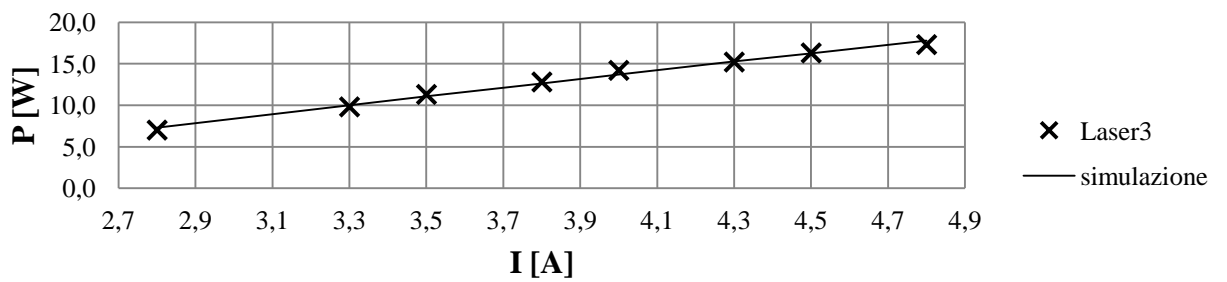
### **3.5.1 Pompaggio diretto a 880 nm**

La sostituzione della sorgente tradizionale per il pompaggio ottico longitudinale a 808 nm con una a 880 nm ha richiesto la valutazione e simulazione di diversi aspetti: in una prima fase si è cercato di individuare il coefficiente di assorbimento adeguato per ottenere un'elevata efficienza di assorbimento anche con la nuova lunghezza d'onda; nella seconda fase si è affrontata la questione relativa alla scelta della sorgente che permettesse di raggiungere le prestazioni desiderate dall'azienda. Effettuata la scelta dei cristalli e della sorgente, si sono valutati gli effetti termici all'interno del cristallo per verificare l'effettiva fattibilità della soluzione presentata, assicurandosi di poter escludere rischi di rottura dello stesso. Infine è stata eseguita in laboratorio una prova preliminare per constatare la validità delle scelte intraprese in questo paragrafo.

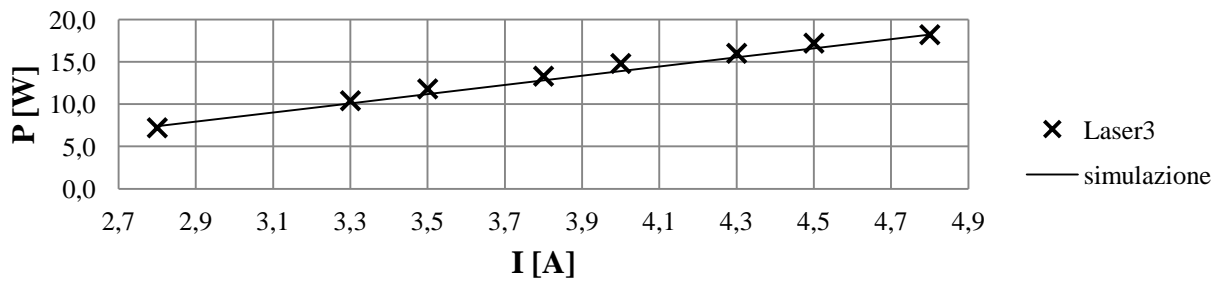
a.



b.



c.



d.

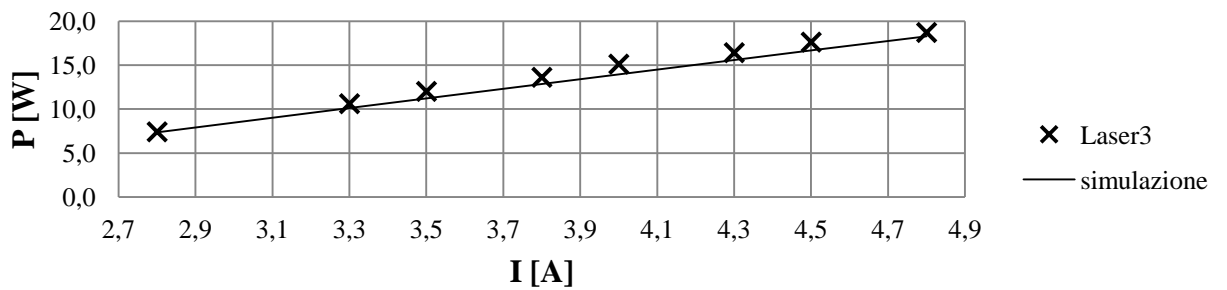


Figura 3.21. Comparazione tra i dati sperimentali e il comportamento simulato di Laser<sup>3</sup> a differenti regimi di ripetizione degli impulsi: (a) 20kHz, (b) 40kHz, (c) 60kHz, (d) 80kHz. La figura mostra la potenza generata al variare della corrente di alimentazione  $I$  della sorgente di pompa.

### 3.5.1.1 Coefficiente di assorbimento

Il Nd:YVO<sub>4</sub> presenta un picco di assorbimento sufficientemente elevato ad 880 nm da garantire azione laser; sebbene al momento non esista in letteratura una caratterizzazione quantitativa del coefficiente d'assorbimento a 880 nm, differenti studi [21], [22] riportano qualitativamente che tale valore risulti dimezzato rispetto a quanto calcolato alla lunghezza d'onda tradizionale di pompaggio di 808 nm.

Un'espressione empirica per la valutazione del coefficiente di assorbimento in funzione del drogaggio per un pompaggio tramite diodi a 808 nm è stata discussa nel capitolo 2 (equazione 2.7). I valori utilizzati per un pompaggio tradizionale sono  $a=22$  e  $b=1.4$ ; è possibile quindi sostenere che per un pompaggio a 880 nm, il coefficiente  $a$  sia circa pari ad 11.

In figura 3.22 è mostrata la variazione dell'efficienza di assorbimento del Nd:YVO<sub>4</sub> a 880 nm lungo un cristallo di 15 mm al variare della concentrazione di Nd<sup>3+</sup>. L'efficienza di assorbimento impone quindi un limite inferiore alla concentrazione minima che può avere un cristallo con lunghezza predeterminata. Sotto l'ipotesi di voler ottenere un'efficienza di assorbimento superiore al 95%, mantenendo una lunghezza del cristallo pari a 15 mm, si ottiene che il drogaggio del cristallo deve essere superiore allo 0.3%.

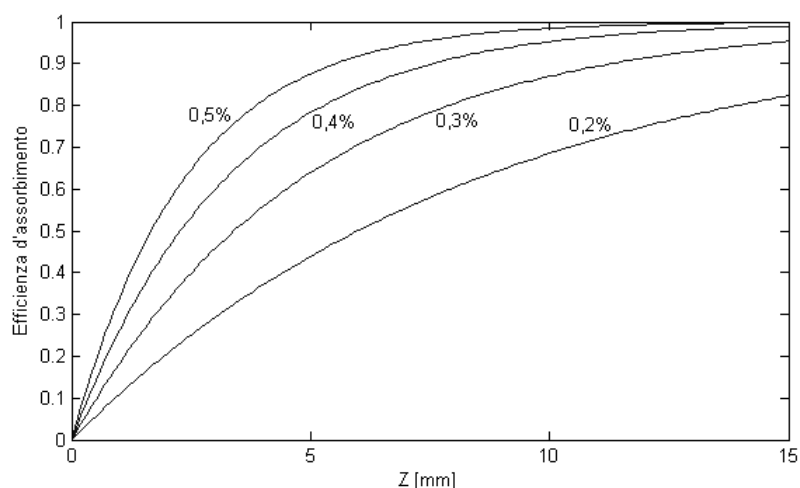


Figura. 3.22: Efficienza d'assorbimento al variare della concentrazione di Nd<sup>3+</sup> nel cristallo per una radiazione a 880 nm.



### 3.5.1.2 La sorgente per il pompaggio ottico longitudinale

La sorgente di pompa scelta per il pompaggio nel livello laser superiore deve essere in grado di soddisfare l'incremento di prestazioni desiderate: per determinare la potenza massima necessaria a fornire 30 W si è partiti dalle prestazioni fornite dal Laser<sup>3</sup> nella sua configurazione con pompaggio tradizionale e si sono ipotizzati gli incrementi previsti dalla teoria illustrata nel capitolo 2; considerando quindi un incremento della *slope efficiency* del 9% ed una riduzione della potenza di soglia di circa l'8%, si ottiene che una sorgente di pompa con una potenza superiore a 54.2 W è in grado di soddisfare le esigenze del progetto.

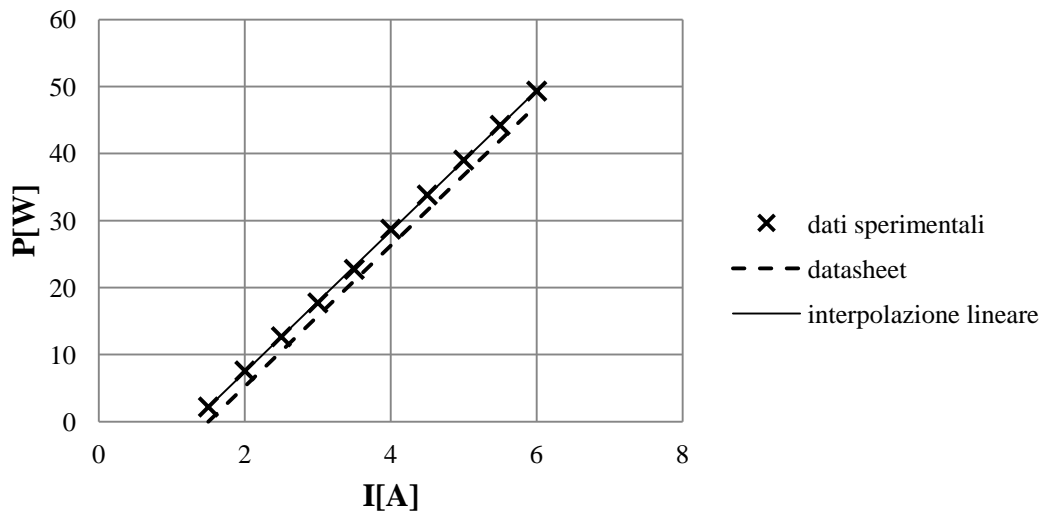


Figura. 3.23. Caratterizzazione della sorgente di pompa a 880 nm.

La sorgente di pompa, scelta per le prove sperimentali, viene prodotta dalla nLIGHT ed è caratterizzata da una potenza nominale di 60 W, una corrente di soglia di 1,5 A ed un guadagno differenziale di 10,5 W/A. In figura 3.23 è mostrata la caratterizzazione eseguita in laboratorio della sorgente impiegata durante la fase sperimentale. Il guadagno differenziale misurato, in accordo con quanto dichiarato dal produttore, vale 10,5 W/A, mentre la corrente di soglia misurata risulta essere leggermente inferiore e pari a 1,3 A.

### 3.5.1.3 Valutazione degli effetti termici

Una volta identificata la sorgente di pompa, si è affrontato il calcolo degli effetti termici nel cristallo per valutare le variazioni introdotte dalla nuova lunghezza d'onda e dalla potenza massima. A parità di potenza di pompa, il pompaggio diretto nel livello laser superiore riduce gli effetti termici del 27%; è necessario tuttavia verificare che l'aumento di potenza fino a 60 W non produca un incremento eccessivo di calore tale da provocare la rottura del cristallo.

I cristalli impiegati nelle simulazioni possiedono un drogaggio rispettivo di 0.3%, 0.4% e 0.5%. Nella simulazione si è considerato un pompaggio a 880 nm con potenza di pompa pari a 60 W, mantenendo inalterata la geometria di pompaggio rispetto al laser tradizionale (fascio con dimensione minima di 1,1 mm focalizzato all'interno del cristallo).

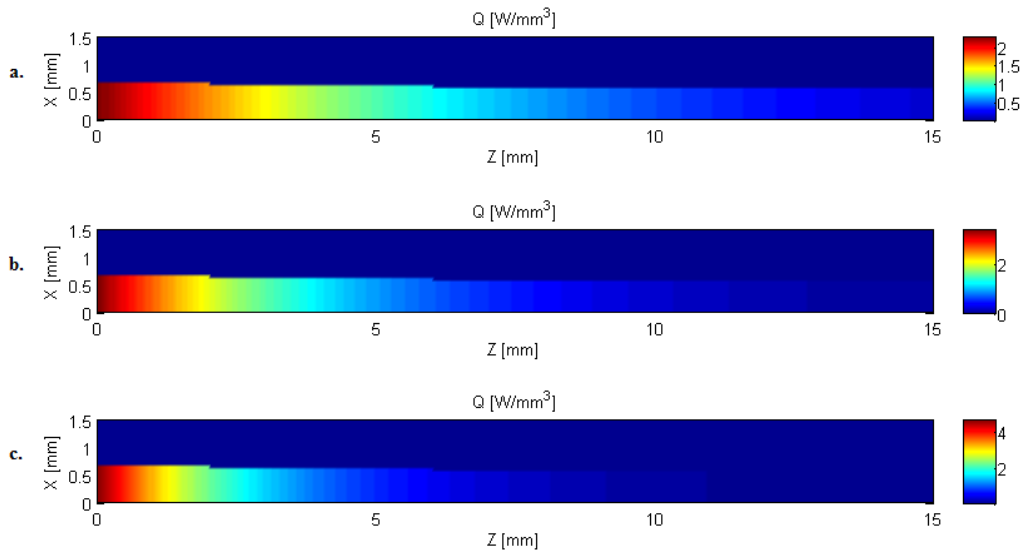


Figura. 3.24. Distribuzione di calore all'interno di cristalli  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  con differente concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$ : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5%.

In figura 3.24 si può notare come l'elevato coefficiente di assorbimento del cristallo con drogaggio 0.5% provochi una forte concentrazione di calore nella primissima parte del cristallo; al decrescere della concentrazione si presenta una migliore e più uniforme distribuzione del calore.

Anche la variazione di temperatura illustrata in figura 3.25 evidenzia come il cristallo con drogaggio 0.5% presenti un coefficiente di assorbimento troppo elevato che rischia di provocare sforzi termici insostenibili da parte del cristallo.

Gli sforzi equivalenti di von-Mises illustrati in figura 3.26 evidenziano infatti come l'elevato assorbimento unito all'incremento della potenza massima possa generare la presenza di sforzi termici superiori a quello sostenibili dal materiale. Il cristallo con drogaggio 0.5%, nonostante i benefici di un pompaggio ad 880 nm, risulta essere in una condizione di stress termico perfino superiore a quella del Laser<sup>3</sup> con pompaggio tradizionale simulata nel paragrafo 3.4.1. Il cristallo con drogaggio 0,4% si trova ad essere in una condizione molto simile a quella del cristallo con drogaggio 0,2% illustrato in figura 3.18. Infine si nota che un drogaggio pari allo 0,3% sia in grado di garantire sforzi più contenuti.

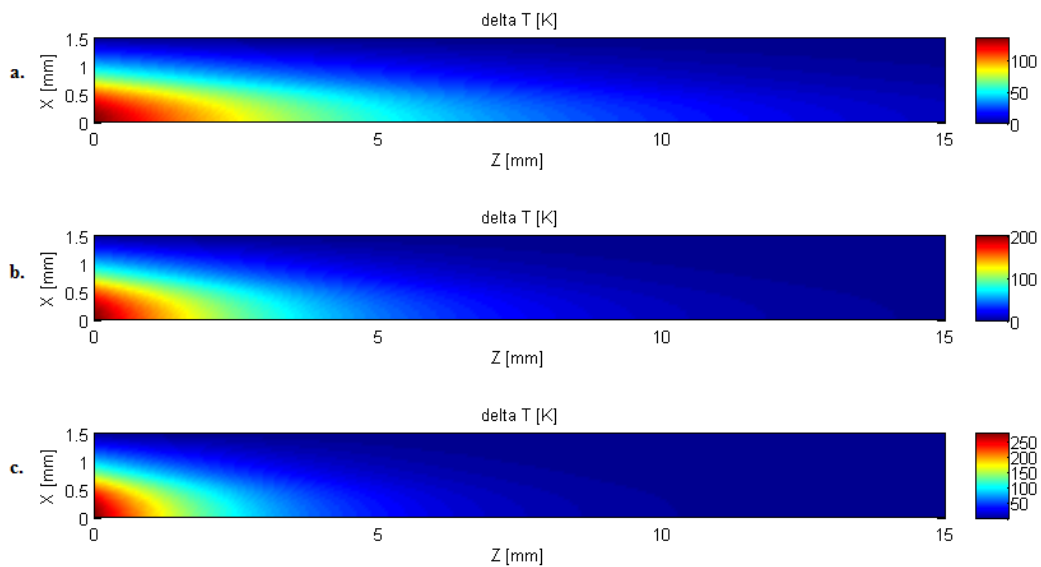


Figura 3.25. Variazione di temperatura all'interno di cristalli  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  con differente concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$ : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5%.

Questa simulazione evidenzia un limite superiore alla concentrazione di ioni  $\text{Nd}^{3+}$  nel cristallo: è quindi possibile escludere cristalli con drogaggio superiore allo 0,5%, in quanto si genererebbero sforzi termici troppo elevati in prossimità della superficie di ingresso della radiazione. L'unione delle due limitazioni delineatesi nelle simulazioni (l'una relativa all'efficienza di assorbimento, l'altra agli sforzi termici)

genera un intervallo di valori entro il quale deve collocarsi la concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$  definibile tra 0.3% e 0.4%.

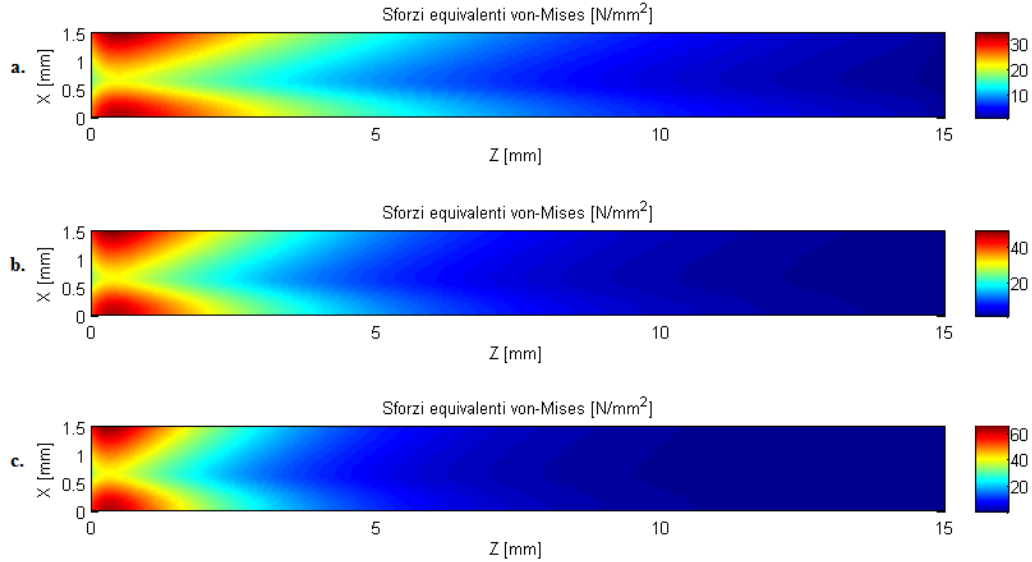


Figura 3.26. Sforzi equivalenti di von-Mises all'interno di cristalli  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  con differente concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$ : (a) 0,3%, (b) 0,4%, (c) 0,5%.

### 3.5.1.4 Prova sperimentale con pompaggio a 880 nm

La sorgente impiegata per il pompaggio ottico del cristallo all'interno della cavità è una sorgente nLIGHT di 60 W di potenza a 880 nm accoppiata in fibra. Il fascio è collimato tramite una coppia di lenti specifiche per l'utilizzo ad 880 nm. In figura 3.27 è mostrata la misura, ottenuta mediante la tecnica di *knife-edge*, del profilo del fascio di pompa collimato a 130 mm di distanza dalle lenti: come si può notare, il profilo risulta essere sufficientemente uniforme; appare altresì evidente come l'utilizzo di un profilo *top-hat* per le simulazioni finora svolte introduca un certo grado di approssimazione rispetto alla condizione reale.

Il fascio collimato viene indirizzato all'interno del cristallo ed allineato ad esso mediante uno specchio orientabile con viti micrometriche. La cavità è costituita da due specchi piani di cui quello di uscita con riflettività 80%.

Le prove sperimentali sono state eseguite con due cristalli di Nd:YVO<sub>4</sub> aventi le seguenti specifiche: dimensioni dei cristalli pari a 3x3x15 mm<sup>3</sup>, rivestimento AR @ 880 nm e HT @ 1064 nm, drogaggio rispettivamente 0,5% e 0,4%.

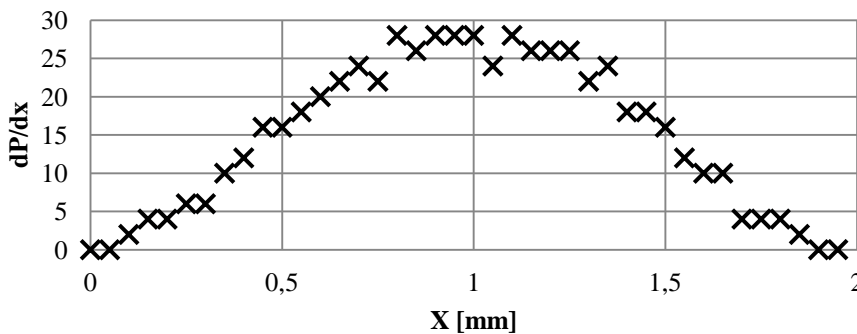


Figura 3.27. Profilo del fascio di pompa misurato con la tecnica *knife-edge* a 130 mm di distanza dal collimatore.

La prima prova è stata effettuata con il cristallo 0,5%: all'aumentare della potenza della sorgente si è assistito alla rottura improvvisa del cristallo; tale fenomeno pertanto ha confermato quanto previsto dall'analisi degli sforzi termici all'interno del cristallo eseguita nel paragrafo 3.5.3.

Durante la prova con il cristallo 0,4%, è invece stato possibile incrementare la corrente fino al massimo consentito senza raggiungere il danneggiamento del cristallo ed ottenendo i dati sperimentali illustrati in figura 3.28.

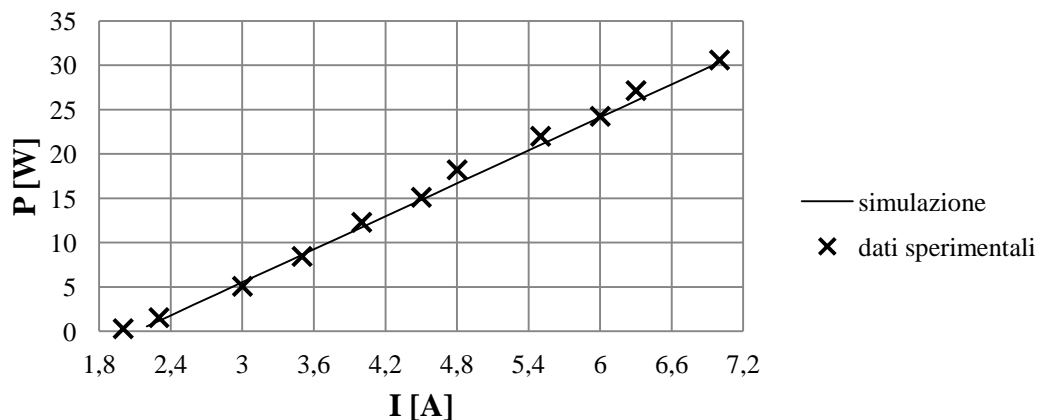


Figura 3.28. Potenza laser generata al variare della corrente di alimentazione della sorgente di pompa a 880 nm utilizzando un cristallo con drogaggio 0,4%.

In questa particolare configurazione è stata riscontrata una corrente di soglia di 1,6 A ed una potenza massima di 30,6 W.

Nel grafico viene inoltre illustrata la simulazione, eseguita con LASERSim, del medesimo setup sperimentale: è possibile notare uno scostamento tra la corrente di soglia misurata e quella simulata (1,9A). Tale differenza può essere motivata da una non corretta modellazione della lente termica alle basse potenze di pompa, la quale determina a sua volta una variazione tra l'accoppiamento del modo della cavità con la radiazione del fascio di pompa.

L'utilizzo di una sorgente a 880 nm ha quindi permesso un incremento di potenza del 50% rispetto alla versione di Laser<sup>3</sup> con pompaggio tradizionale senza la necessità di alterare la cavità. tale risultato conferma le potenzialità del pompaggio ad 880 nm come tecnica per il superamento degli effetti termici.

### **3.5.2 Configurazione oscillatore-amplificatore ottico**

Lo sviluppo dello stadio amplificativo è stato realizzato in modo tale da ottenere la configurazione più semplice possibile e compatibile con le componenti già impiegate all'interno del prodotto Laser<sup>3</sup>; una simile scelta si giustifica sulla base di rispondere alle esigenze di contenimento dei costi del dispositivo. Lo stadio amplificativo è quindi basato sulla stessa sorgente di pompa a diodi utilizzata all'interno di Laser<sup>3</sup>, accoppiata alle medesime lenti usate per la collimazione; anche il meccanismo di raffreddamento del cristallo è del tutto analogo a quello utilizzato per l'oscillatore. E' stato invece deciso di variare la lunghezza e la posizione del cristallo rispetto lo specchio di uscita della cavità.

In una prima fase si è cercato di valutare il cristallo che garantisse il miglior guadagno possibile. Nella seconda fase è stata proposta una configurazione dell'amplificatore, tale geometria è stata poi valutata mediante MOPAsim per verificarne l'efficacia. Infine è stata eseguita in laboratorio una prova preliminare in regime continuo per ottenere un riscontro delle potenzialità offerte da un amplificatore ottico

### 3.5.2.1 Scelta del cristallo

Il cristallo è stato scelto in modo tale da garantire il miglior guadagno possibile, sfruttando il sistema di pompaggio tradizionale già utilizzato all'interno di Laser<sup>3</sup>. I dati relativi alla presente configurazione di pompaggio ottico a disposizione dell'azienda mostrano come, con un drogaggio pari allo 0,2%, un cristallo di dimensioni  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  sia in grado di assorbire circa l'88% della radiazione emessa dalla sorgente di pompa. Poiché nel cristallo dell'amplificatore è utilizzato lo stesso meccanismo di pompaggio impiegato nell'oscillatore, alla luce di quanto illustrato nel paragrafo 3.4.1 in condizioni di pompaggio così forti non è possibile aumentare il grado di concentrazione di  $\text{Nd}^{3+}$ , pena la rottura del cristallo. Per questo motivo, al fine di aumentare l'efficienza di assorbimento, si è optato per la scelta di un cristallo lungo 20 mm: in questo modo i 5 mm aggiuntivi garantiscono un'efficienza di assorbimento della radiazione unitaria senza aggravare gli stress termici all'interno del cristallo. Questa scelta dovrebbe pertanto assicurare di poter immagazzinare all'interno del cristallo la maggior quantità di energia possibile compatibilmente con gli stress termici.

### 3.5.2.2 Configurazione dell'amplificatore

Una configurazione largamente utilizzata nella progettazione di sistemi MOPA a singolo stadio è quella di ricreare all'esterno della cavità laser gli stessi cammini ottici della cavità. Questa configurazione (mostrata in figura 3.29) è altamente simmetrica e generalmente è in grado di garantire una buona efficienza di accoppiamento tra l'oscillatore e lo stadio amplificativo senza l'utilizzo di ottiche aggiuntive.

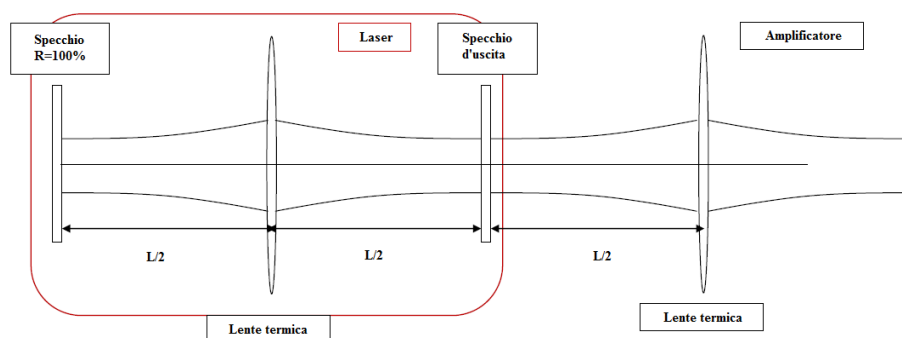


Figura. 3.29. Configurazione MOPA simmetrica

La figura mostra come il profilo del campo elettromagnetico all'interno della cavità venga replicato durante la propagazione nell'amplificatore: affinché questo si verifichi è necessario che le lenti termiche generate dal pompaggio siano equivalenti in termini di lunghezza focale e siano poste nella medesima posizione rispetto allo specchio di uscita della cavità dell'oscillatore. Inoltre, per ridurre l'incidenza di meccanismi di ETU (come illustrato nel paragrafo 3.3), è stato considerato un pompaggio propagante nella direzione opposta a quella del segnale.

Un ulteriore vantaggio di questa configurazione è dato dalla possibilità di utilizzare a valle dell'amplificatore le medesime lenti di focalizzazione impiegate per il solo oscillatore in quanto la dimensione del fascio e la sua divergenza rimangono pressoché inalterate.

### 3.5.2.3 Accoppiamento tra segnale laser e fascio di pompa

Per verificare la bontà delle decisioni prese nei paragrafi precedenti, è stata condotta una simulazione in grado di calcolare il guadagno dell'amplificatore in funzione del raggio del fascio di pompa e del segnale all'interno del cristallo.

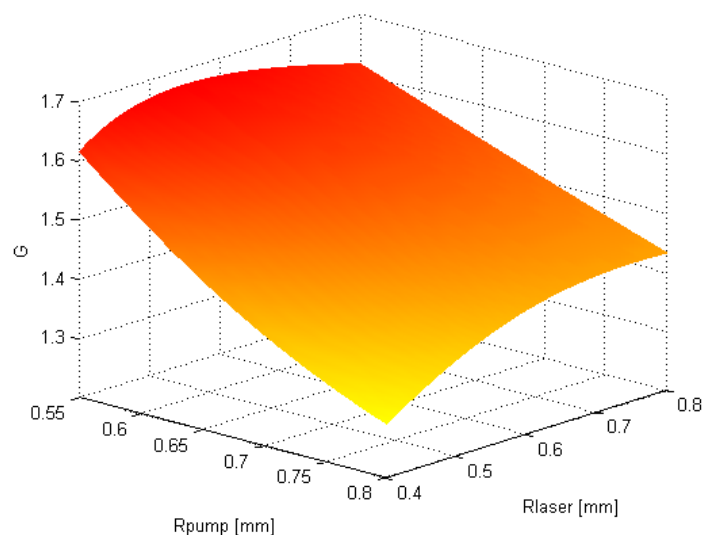


Figura. 3.30. Rappresentazione del guadagno al variare della dimensione del fascio di pompa e del segnale all'interno del cristallo.



Per la simulazione dello stadio amplificativo sono stati adottati i medesimi parametri di pompaggio utilizzati per la simulazione delle prestazioni di Laser<sup>3</sup> (per i dettagli si veda il paragrafo 3.4). Il profilo del pompaggio è stato considerato di tipo *top-hat* (come nelle altre simulazioni) e con dimensione nel punto di fuoco di circa 1,1 mm.

Come si può evincere dalla figura 3.30, al diminuire della dimensione del fascio di pompa si osserva un incremento del guadagno; tuttavia il raggio del fascio di pompa non può essere ridotto in maniera indiscriminata poiché questo provocherebbe stress termici tali da causare la rottura del cristallo. E' quindi necessario limitare a 0,55 mm il raggio del fascio di pompa nel cristallo. In figura emerge anche come la funzione assuma un valore massimo al variare della dimensione del fascio laser in ingresso all'amplificatore. Analogamente a quanto si verifica all'interno di Laser<sup>3</sup>, con un pompaggio con diametro pari ad 1,1mm, la dimensione ottimale del fascio laser in ingresso al cristallo è di circa 1mm. Per poter ottenere che il fascio del segnale abbia la dimensione desiderata è necessario porre il cristallo ad una distanza dallo specchio pari a quella del cristallo in cavità; questa simulazione consente di avvalorare la scelta della configurazione mostrata nel paragrafo precedente.

#### **3.5.2.4 Prova sperimentale con amplificatore ottico**

Per la fase sperimentale in laboratorio è stata scelta una configurazione completamente simmetrica come quella illustrata in figura 3.29: in laboratorio è stata assemblata una versione modificata di Laser<sup>3</sup> in cui il cristallo, invece di essere posto in prossimità di uno specchio, è stato posto al centro della cavità; il cristallo dell'amplificatore a sua volta è stato posizionato ad una distanza tale da garantire la simmetria rispetto allo specchio di uscita della cavità. I cristalli di Nd:YVO<sub>4</sub> impiegati sono entrambi con drogaggio 0,2%; quello posto all'interno della cavità è lungo 15 mm mentre quello nell'amplificatore è lungo 20 mm. Il pompaggio ottico è identico per entrambi i cristalli: il sistema è composto da una sorgente prodotta dalla nLight con potenza nominale di 50 W, guadagno differenziale di 10 W/A e corrente di soglia di 1 A. Il collimatore impiegato è costituito da una coppia di lenti in grado di generare un fascio di diametro pari a 1,1 mm nel punto di fuoco e circa costante per tutta la lunghezza del cristallo.

La prova sperimentale è stata condotta pilotando contemporaneamente la corrente di alimentazione del diodo per il pompaggio della cavità e dell'amplificatore.

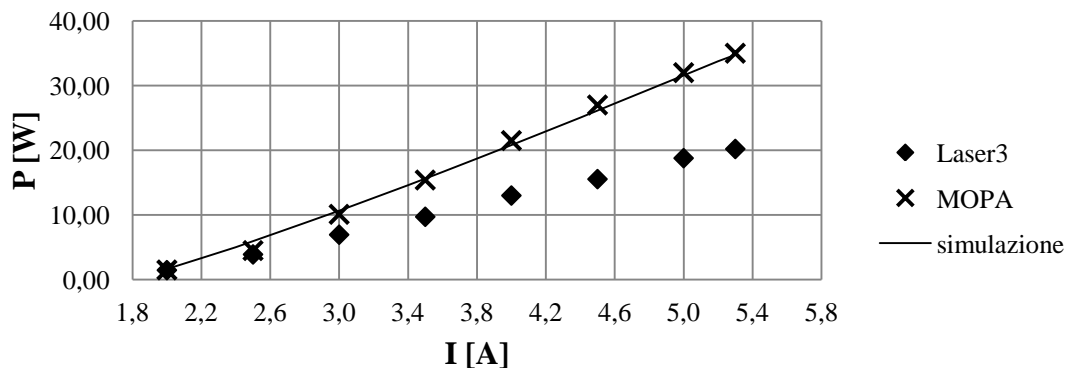


Figura 3.31. Potenza emessa dal Laser<sup>3</sup> e dal sistema MOPA al variare della corrente di alimentazione delle sorgenti di pompa.

In figura 3.31 è mostrata la potenza emessa dal Laser<sup>3</sup> in configurazione simmetrica e quella complessivamente emessa dal sistema MOPA al variare della corrente di alimentazione delle sorgenti di pompa. La potenza massima misurata generata dal sistema MOPA è stata di 35 W a fronte dei soli 20,2 W a 5,3 A del Laser<sup>3</sup>.

In figura è inoltre rappresentata la simulazione eseguita con MOPAsim della medesima configurazione sperimentale: il grafico denota un buon accordo tra i dati sperimentali e quelli simulati, tuttavia l'analisi del guadagno ha evidenziato alcune differenze.

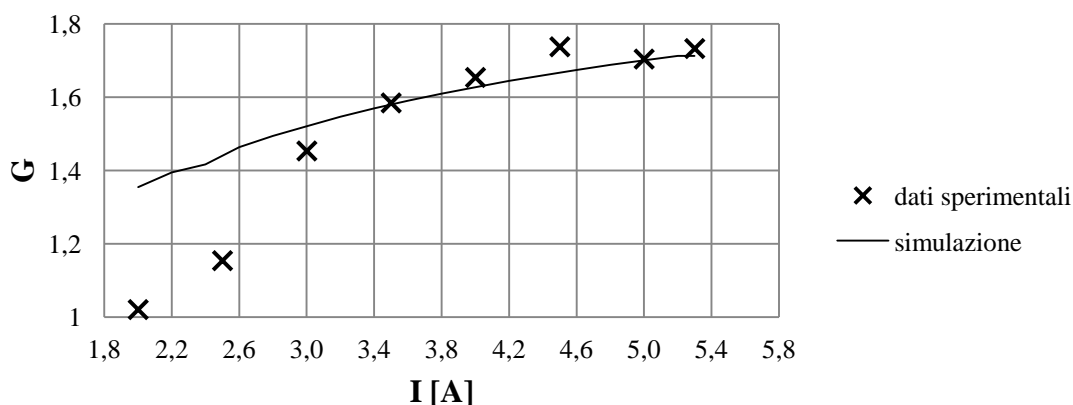


Figura 3.32. Misura del guadagno e confronto con MOPAsim al variare della corrente di alimentazione delle sorgenti di pompa.

In figura 3.32 è mostrato l'andamento del guadagno dell'amplificatore (espresso come il rapporto tra la potenza in uscita e quella in ingresso all'amplificatore) al variare della corrente di alimentazione: il guadagno cresce fino a raggiungere il valore massimo di 1,73. Il confronto con la simulazione evidenzia come MOPAsim sia stato in grado di prevedere l'andamento del guadagno solo per elevate potenze di pompa. Una possibile causa di tale inconsistenza può essere addotta ad un'incorretta stima della lente termica e dell'accoppiamento tra segnale e pompa alle basse potenze.

Questa prima applicazione in laboratorio del sistema MOPA in continua ha quindi permesso un incremento complessivo del 73% della potenza rispetto al Laser<sup>3</sup> tradizionale. L'utilizzo di un amplificatore ottico si è quindi dimostrato un valido strumento per l'incremento della potenza massima del laser.

## **4 Conclusioni e sviluppi futuri**

### **4.1 Sintesi dei risultati ottenuti**

Lo studio presentato in questa tesi ha mostrato il potenziale offerto dalle due tecniche (pompaggio diretto a 880 nm e utilizzo di un amplificatore ottico) nel superare i limiti imposti dagli stress termici del pompaggio ottico e nell'incrementare la potenza massima ottenibile da un sistema laser. La fase simulativa unita a quella sperimentale ha permesso di ottenere una serie di risultati utili per valutare i pregi e i limiti di ciascuna tecnica. Il software sviluppato durante la collaborazione ha permesso di comprendere i meccanismi di surriscaldamento del cristallo, tale funzionalità è risultata essere uno strumento utile per determinare la distribuzione di temperatura e quella degli sforzi all'interno del cristallo: le simulazioni svolte hanno permesso di stimare, compatibilmente con gli sforzi termici generati dal pompaggio, la massima potenza di pompa ed il suo diametro. Tali risultati sono stati utilizzati per ottimizzare l'accoppiamento tra il cristallo ed il fascio di pompa per il Laser<sup>3</sup> da 20 W. Il software ha inoltre permesso di effettuare e valutare alcune scelte progettuali sia per il pompaggio diretto sia per l'amplificatore ottico. Tali scelte hanno permesso il raggiungimento in fase sperimentale, con entrambe le tecniche, di una potenza in continua nominale superiore al limite prefissato dall'azienda di 30 W.

#### **4.1.1 Pompaggio diretto a 880 nm**

Lo sviluppo di LASERsim ha consentito di valutare la scelta del cristallo ottimale e la potenza ottica necessaria a 880 nm per poter ottenere una potenza superiore a 30 W. Nonostante la riduzione degli effetti termici le elevate potenze utilizzate hanno evidenziato come sia necessario utilizzare cristalli a bassissime concentrazioni di Nd. Mediante l'utilizzo di una sorgente a diodi per il pompaggio diretto nel livello laser

superiore è stato possibile assemblare un laser ad elevata efficienza. La fase sperimentale preliminare ha effettivamente mostrato come con una sorgente di 60 W sia possibile ottenere una potenza massima di 30,6 W con un guadagno del 50%. Il pregio principale di tale tecnica risiede nella capacità di lasciare completamente inalterata la struttura della cavità risonante del laser permettendo di implementare tale configurazione direttamente sulla cavità sviluppata per il Laser<sup>3</sup>. Tuttavia attualmente il pompaggio diretto a 880 nm presenta una serie di svantaggi che lo rendono meno attraente rispetto all'utilizzo di un amplificatore ottico. Il primo svantaggio risiede nei costi estremamente elevati delle componenti e nella bassa reperibilità delle stesse: attualmente il pompaggio a 880 nm è utilizzato solo in ambito scientifico e i costi di tale tecnologia sono ancora troppo elevati rendendo la sua implementazione in un prodotto per applicazioni di marcatura industriale poco appetibile sul mercato dal punto di vista economico. La bassa reperibilità di componenti necessari per il pompaggio a 880 nm è stata evidenziata dalla difficoltà di reperire cristalli con le proprietà desiderate nei tempi previsti dalla collaborazione. Inoltre la sorgente di pompa a 880 nm ha evidenziato una notevole sensibilità della lunghezza d'onda emessa al variare della temperatura di esercizio della sorgente. Tale sensibilità si dimostra essere un fattore decisamente limitante per un laser per marcatura industriale. Infine dal punto di vista prestazionale nonostante il raggiungimento delle prestazioni prefissate il sistema con amplificatore ottico ha dimostrato fin da subito di garantire prestazioni più elevate consentendo un discreto margine sugli obiettivi prestabiliti e garantendo un'elevata robustezza delle prestazioni ottenute.

#### **4.1.2 Configurazione oscillatore-amplificatore ottico**

Lo sviluppo di MOPAsim ha consentito di sviluppare e configurare l'amplificatore ottico. Il software ha permesso il calcolo del miglior accoppiamento tra il fascio laser di segnale e l'area attiva pompata nel cristallo. In base ai risultati ottenuti dalle simulazioni si è optato per l'utilizzo di un amplificatore con struttura totalmente simmetrica rispetto alla cavità: tale soluzione garantisce infatti una elevata efficienza di accoppiamento ed una relativa semplicità di realizzazione rendendo superfluo l'utilizzo di lenti. La fase sperimentale preliminare ha mostrato come con due sorgenti a 808 nm con potenza massima di 50 W sia possibile ottenere una potenza massima di 35 W con

un guadagno del 73%. Il sistema complessivamente non presenta un'efficienza elevata e sebbene in fase sperimentale sia stata controllata contemporaneamente la corrente di alimentazione delle due sorgenti di pompa, per contenere i consumi e mantenere il laser in uno stato di massima efficienza, si pensa che potrebbe risultare vantaggioso attivare l'amplificatore solo in condizioni in cui la lavorazione richiede una potenza superiore a 20 W. L'introduzione dell'amplificatore ottico per l'incremento della potenza massima si è dimostrata una tecnica economicamente vantaggiosa poiché utilizza esclusivamente componenti già impiegate all'interno di Laser<sup>3</sup>. Risulta tuttavia necessario lo studio e la progettazione di un apposito modulo contenente tutte le componenti da poter assemblare in cascata all'oscillatore. Infine dal punto di vista prestazionale il sistema con amplificatore ottico ha dimostrato fin da subito di garantire prestazioni più elevate rispetto al pompaggio diretto consentendo un discreto margine sugli obiettivi prestabiliti e garantendo un'elevata robustezza delle prestazioni ottenute.

## **4.2 Possibili sviluppi futuri**

Il confronto tra i dati sperimentali e quelli ottenuti con le simulazioni ha evidenziato come il software non sia in grado di replicare il comportamento delle relative configurazioni reali alle basse potenze di pompa. È possibile imputare tale errore ad una imprecisa modellazione della lente termica alle basse potenze di pompa. Risulta quindi necessario un miglioramento nel software nelle capacità di simulare gli effetti della lente termica alle basse potenze. Tale miglioramento potrebbe essere il frutto di una fase sperimentale per una completa misura degli effetti della lente termica a differenti regimi di pompaggio nel cristallo.

La fase sperimentale è stata condotta come lo studio preliminare per verificare le potenzialità introdotte dalle due tecniche. Risulta quindi necessario procedere ad una fase sperimentale in regime impulsato di Q-switch per verificare la capacità di tali tecniche di incrementare la potenza media generata ed aumentare in questo modo la produttività del prodotto. È inoltre auspicabile una fase sperimentale per il controllo della qualità del fascio laser in modo da garantire il rispetto degli standard di qualità stabiliti dall'azienda.

Le tecniche illustrate in questa tesi, oltre che consentire un aumento delle prestazioni del laser in termini di produttività e di materiali lavorabili, sono di forte interesse anche per un'ipotetica conversione di lunghezza d'onda a 532 nm. L'azienda ha già verificato in uno studio precedente la fattibilità di tale soluzione; in particolare in tale studio veniva auspicato un incremento della sorgente laser per poter aumentare le prestazioni del macchinario. Risulta essere di forte interesse, una volta terminata la caratterizzazione del sistema MOPA, una fase sperimentale per la progettazione di una sorgente completamente nuova con lunghezza d'onda a 532 nm.

## Appendice A: Il sistema Laser<sup>3</sup>

Il Laser<sup>3</sup> è un laser a stato solido pompato mediante diodi estremamente compatto e progettato per marcature ad elevate prestazioni. Tutte le componenti principali del sistema sono contenute insieme in un unico blocco (figura A.1): la cavità laser, i diodi di pompa, gli specchi di movimentazione e focalizzazione del fascio, l'elettronica di controllo, il sistema di raffreddamento e l'elettronica d'interfaccia. Il volume complessivamente occupato è di circa 360x250x270 mm<sup>3</sup>. Alimentato a 230 V mono-fase è caratterizzato da un'elevata efficienza che gli consentono di consumare solo 380 W durante l'azione laser. Inoltre quando non vi è azione laser la sorgente entra in una modalità di risparmio energetico che consente una riduzione dei consumi fino a 100 W.

Il sistema di scansione è composto da due specchi motorizzati tramite galvanometri per la scansione dell'area di lavoro. La focalizzazione del fascio all'interno dell'area di lavoro avviene tramite l'impiego di una *theta lens*. La lente di focalizzazione non è fissa ma muovendosi lungo l'asse ottico permette di modificare il punto di fuoco consentendo la marcatura di oggetti con superfici non piane.

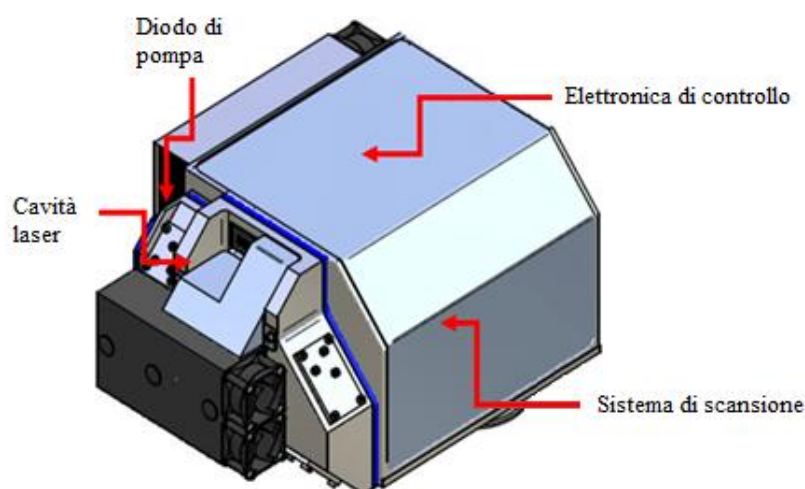


Figura A.1. Il Laser<sup>3</sup> e le componenti che lo costituiscono.



Il Laser<sup>3</sup> è progettato per lavorare connesso ad un PC o in configurazione stand alone. In entrambi i casi la lavorazione avviene dopo una fase di caricamento dei dati da un PC esterno o da un server. La connettività è garantita da un ingresso LAN e dalle porte seriali RS232 e RS485.

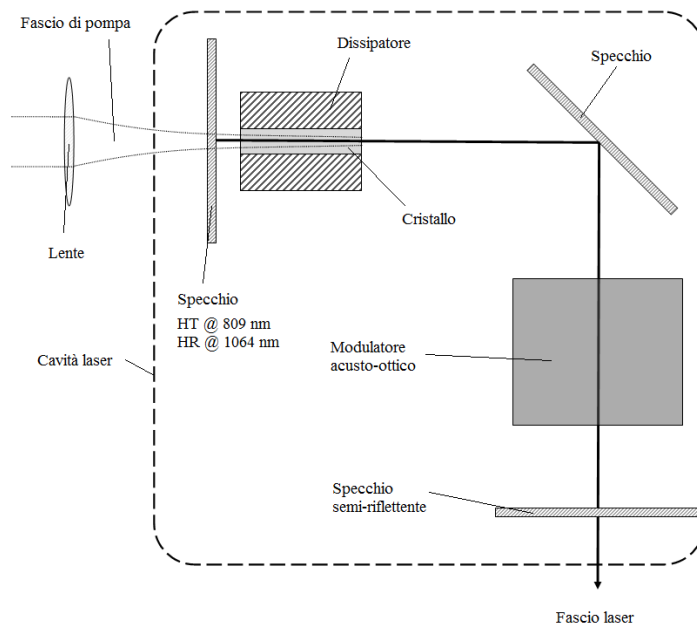


Figura A.2. Schema della cavità laser del Laser<sup>3</sup>.

## A.1 La sorgente laser

Il Laser<sup>3</sup> è un laser a stato solido pompato in configurazione longitudinale attraverso uno specchio della cavità. Il pompaggio ottico è garantito da un singolo diodo emettitore ad elevata potenza, il fascio in uscita dal diodo accoppiato in una fibra multimodale viene tramite un collimatore focalizzato all'interno del cristallo. La sorgente laser è stata progettata cercando di mantenere separate le differenti componenti per aumentarne la facilità di manutenzione. La cavità laser è formata da un unico blocco di alluminio ricavato dal pieno per garantire una elevata solidità strutturale alle sollecitazioni e vibrazioni. L'oscillatore laser è costituito da una cavità ad  $L$  con specchi piani, questa configurazione ha permesso di ottenere una cavità estremamente compatta come mostrato in figura A.2. Le componenti delle cavità, grazie all'estrema compattezza, sono completamente termostatate attraverso l'impiego di celle di Peltier

per il raffreddamento. All'interno della cavità sono inoltre presenti differenti sensori di temperatura e di umidità per il controllo remoto delle condizioni dell'unità.

## A.2 Prestazioni

L'efficienza elettro-ottica raggiunta dal Laser<sup>3</sup> è del 30%, mentre l'efficienza ottica-ottica è oltre il 50% garantendo elevate prestazioni del sistema. Il laser è in grado di operare in continua e in regime impulsato mediante l'impiego di un modulatore acusto-ottico con frequenza massima di ripetizione di 100 kHz. Nella tabella A.1 sono mostrate le prestazioni del Laser<sup>3</sup>; la potenza, la notevole qualità del fascio e l'elevata frequenza di ripetizione degli impulsi lo rendono il macchinario ideale per la marcatura laser di materiali metallici con o senza rivestimenti.

Tabella A.1. Specifiche prestazionali del Laser<sup>3</sup>.

Potenza CW	Fino a 20 W
Energia per impulso	0÷2.5 mJ
Durata dell'impulso (FWHM)	5÷50 ns
Frequenza di ripetizione impulsi	0÷100 kHz
Stabilità energia impulso	>95%
Stabilità durata impulso	>95%
Profilo spaziale dell'impulso	Gaussiano o quasi-gaussiano
M <sup>2</sup>	<1.5
Diametro nel fuoco	20÷100 µm
Distanza di fuoco	100÷400 mm
Velocità angolare	0÷100 rad/s
Accelerazione angolare	Fino a 300000 rad/s <sup>2</sup>
Sistema di raffreddamento	Termo-elettrico/aria

La qualità elevata del fascio laser garantisce ottime prestazioni dovute all'elevata focalizzabilità del fascio laser oltre che un'elevata densità di energia depositata nel materiale per unità di area. In figura A.3 è mostrato il profilo spaziale del fascio laser; il

profilo può essere considerato costante in tutti i regimi di funzionamento del macchinario

La stabilità del laser permette di eseguire marcature sia in modalità vettoriale sia *raster*. La prima modalità consiste nell'utilizzare il laser a potenza costante e la lavorazione viene eseguita mediante la sovrapposizione di più impulsi identici fra loro in energia; questa modalità è generalmente impiegata per eseguire la marcatura di codici, marchi e loghi. La modalità *raster* consente invece di variare l'energia di ogni singolo impulso, è quindi possibile suddividere l'immagine in pixel a ciascuno dei quali è associata una tonalità di grigio; con il Laser<sup>3</sup> è possibile gestire fino a 256 tonalità di grigio. Il controllo dell'energia per impulso e della posizione del punto di fuoco consentono di riprodurre immagini fotorealistiche con risoluzioni dai 600 ai 1000 DPI.

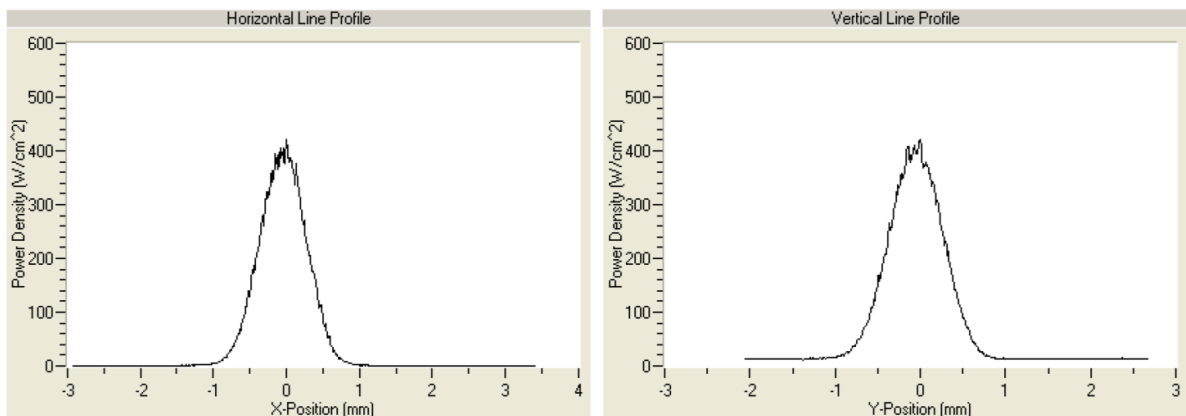


Figura A.3. Profilo spaziale del fascio laser.

L'andamento della potenza emessa in continua al variare della potenza del diodo in ingresso è mostrata in figura A.4, il grafico mostra inoltre la potenza media raggiunta in regime di Q-switch per differenti valori della frequenza. L'impiego del Nd:YVO<sub>4</sub> garantisce impulsi brevi con elevata potenza di picco a tutti i regimi di funzionamento. Laser in fibra e Nd:YAG non sono in grado di offrire questo tipo di prestazioni e risultano inadatti per lavorazioni in modalità *raster*. L'insieme di tutte queste caratteristiche rendono il Laser<sup>3</sup> un prodotto dall'elevata capacità produttiva con una qualità del fascio laser e consumi elettrici comparabili ai laser in fibra.

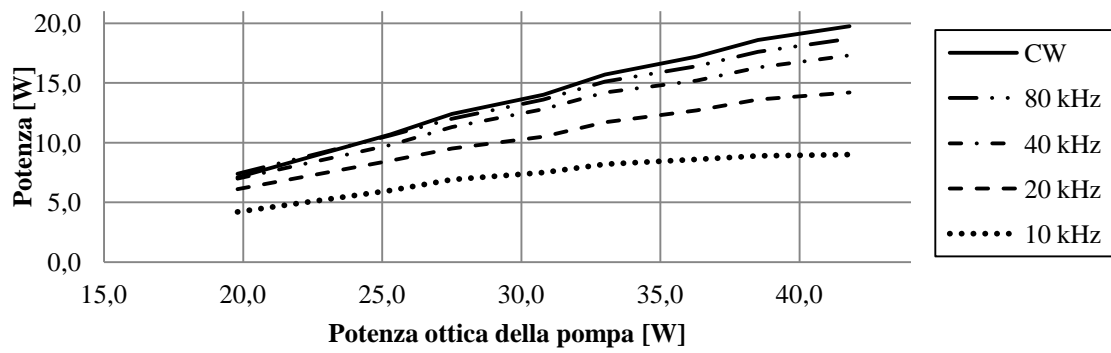


Figura A.4. Potenza in uscita dal laser in continua e in regime di Q-switch per differenti valori di potenza di pompa.

# Bibliografia

- [1] E. Capello, Le lavorazioni industriali mediante laser di Potenza, Maggioli Editore
- [2] L. Tunnaa, Analysis of laser micro drilled holes through aluminium for micro-manufacturing applications, *Optical and Lasers in Engineering*, Vo. 43, No 9, pp. 937-950, 2005
- [3] Y. Chen, Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers: influence of thermal fracture, *Journal of Quantum Electronics*, Vo. 35 No. 2, pp.234-239, 1999
- [4] J. Meijer, Laser beam machining (LBM), state of the art and new opportunities, *Journal of materials Processing Technology*, Vo. 149, No 1-3, pp. 2-17, 2004
- [5] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, Vo. 187, pp. 493-494, 1960.
- [6] A. Sennaroglu, Solid-state laser and application, CRC Press, Taylor and Francis Group
- [7] J. R. O'Connor, Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO<sub>4</sub>:Nd, *Applied Physics Letters*, Vo. 9, No. 11, pp.407-409, 1966
- [8] W. Koechner, Solid-State laser engineering, Springer
- [9] C. X. Wang, High power Q-switched TEM<sub>00</sub> mode diode-pumped solid state lasers with >30W output power at 355nm, *Photonics Technology Letters*, Vo. 11, No 10, pp. 1241-1243, 1999
- [10] J. M. Eggleston, Periodic resonators for average-power scaling of stable-resonator solid-state lasers, *Journal of Quantum Electronics*, Vo. 24, No. 9, pp. 1821-1824, 1988
- [11] W. L. Nighan, Quatum-limited 35 W, TEM<sub>00</sub>, Nd:YVO<sub>4</sub> laser, *Lasers and Electro-Optics, CLEO '99*, 1999
- [12] R. Lavi, Thermally boosted pumping of neodymium lasers, *Applied Optics*, Vo. 39, No. 18, pp.3093-3098, 2000

- [13] X. Li, Comparison on performance of Nd:GdVO<sub>4</sub> and Nd:YVO<sub>4</sub> lasers with high repetition rates, Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/PACIFIC RIM '09, 2009
- [14] M. Innocenzi, Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers, Applied Physics Letters, Vo. 56, No. 19, pp. 1831-1833, 1990
- [15] X. Peng, Detailed investigation of thermal effects in longitudinally diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> lasers, Journal of Quantum Electronics, Vo. 39, No. 8, pp. 979-986, 2003
- [16] G. Belloni, Costruzione di macchine, Hoepli
- [17] E. Bernhardt, Estimation of thermal fracture limits in quasi-continuous-wave end-pumped lasers through a time-dependent analytical model
- [18] X. Peng, Combination study on mechanical properties of Nd:YVO<sub>4</sub> crystal with laser interferometry and finite-element analysis, Applied Optics, Vo. 40, No. 9, pp. 1396-1403, 2001
- [19] A. E. Siegman, Lasers, 1986
- [20] O. Svelto, Principles of Lasers, 1998, Springer
- [21] R. Lavi, Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level, Applied Optics, Vo. 38, No. 36, pp. 7382-7385, 1999
- [22] X. Ding, High-efficiency Nd:YVO<sub>4</sub> laser emission under direct pumping at 880 nm, Optics Communications, Vo. 282, pp. 981-984, 2009
- [23] N. Pavel Q-switched Nd Lasers pumped directly into the <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> emitting level, Optics Communications, Vo. 282, pp. 4749-4754, 2009
- [24] V. Magni, Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability, Applied Optics, Vo. 25, No. 1, pp. 107-117, 1986
- [25] A. K. Cousins, Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods, Journal of Quantum Electronics, Vo. 28, pp. 1057-1069, 1992
- [26] S. Fan, More precise determination of the thermal lens focal length for end-pumped solid-state lasers, Applied Physics Letters, Vo. 56, No. 19, pp. 1831-1833, 1990
- [27] K. Yang, Theoretical and experimental study of a laser-diode-pumped actively Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> laser with acoustic-optic modulator, Optics & Laser Technology, Vo. 37, pp 381-386, 2005