

N° d'ordre :

N° de série :



Ministère de l'Enseignement Supérieur et de
la Recherche Scientifique
Université Kasdi Merbah Ouargla



Faculté des Mathématiques et des Sciences de la Matière
Département de Physique

Thèse de Doctorat
En Physique de rayonnement et optoélectronique

Présentée par :

MEHELLOU Saïd

Sujet de la thèse :

Pompage optique des lasers par faisceau solaire

Soutenu publiquement le: 01 / 03 / 2018

Devant le jury composé de :

Mr. BOUKRAA Aomar	Pr. Université Kasdi Merbah Ouargla	Président
Mr. AIADI Kamel Eddine	Pr. Université Kasdi Merbah Ouargla	Examineur
Mr. GUEDDA El Habib	Pr. Université Echahid Hamma Lakhdar - El Oued	Examineur
Mr. KHELFAOUI Fethi	Pr. Université Kasdi Merbah Ouargla	Examineur
Mr. OUAHAB Abdelouahab	Pr. Université Mohamed Khider Biskra	Examineur
Mr. DAWEI Liang	Pr. Université de Lisbonne	Co-promoteur
Mr. REHOUMA Ferhat	Pr. Université Echahid Hamma Lakhdar - El Oued	Promoteur

Année Universitaire : 2017/2018

Dédicaces

A mes très chers parents.

A la mémoire de mon cher père.

A ma chère femme et mes chers enfants.

Je dédie ce travail.

J'espère qu'un jour mes enfants suivront le même chemin que moi.

Remerciements

Je tiens, tout d'abord, à remercier mon directeur de thèse, le Professeur REHOUMA Ferhat directeur du laboratoire LEVRES (Laboratoire d'Exploitation et Valorisation des Ressources Energétiques Sahariennes, Université Echahid Hama Lakhdar El oued). Merci pour ses conseils expérimentés, ses qualités humaines et sa disponibilité.

Un grand merci également pour m'avoir orienté vers le domaine des lasers solaires. Qu'il trouve ici l'expression de mon estime.

Que Monsieur le Professeur DAWEI Liang, directeur du laboratoire "Solar Pumped Laser, nouvelle université de Lisbonne-Portugal, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et permis d'effectuer ce travail de thèse. Je le remercie aussi pour son soutien, ses précieux conseils, ses explications, sa grande sympathie et son amitié.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à ALMEIDA Joana collaboratrice du Pr. DAWEI Liang pour son aide et sa patience durant mon séjour au laboratoire "Solar Pumped Laser".

Mes remerciements vont également au Directeur du projet européen SFERA II d'avoir accepter de faire nos tests au sein du laboratoire "CNRS-PROMES Font-Romeu-Odeillo, France" et d'avoir financer nos expérimentations.

Je suis très honoré que Messieurs : le Pr. BOUKRAA Aomar, le Pr. AIADI Kamel Eddine, le Pr. GUEDDA El Habib, le Pr. KHELFAOUI Fethi et le Pr. OUAHAB Abdelouahab aient accepté la lourde tâche d'être les examinateurs de ces travaux de thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements.

Evidemment tout ce travail aurait été impossible sans le soutien de ma famille. Que ma femme et mes enfants trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Que la collaboration entre le laboratoire "Solar Pumped Laser" et "l'université Algérienne" puisse perdurer et devenir très fructueuse.

Table des matières

Dédicace.....	I
Remerciements.....	II
Table des matières.....	III
Liste des tableaux.....	X
Liste des figures.....	XI
Résumé.....	XV
Introduction générale.....	01

Chapitre 1: Le soleil et l'énergie du rayonnement solaire

1. Introduction.....	04
2. Source (Soleil)	04
3. Géométrie soleil – terre.....	04
4. Rayonnement solaire.....	05
4.1 Rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère terrestre.....	05
4.1.1 Constante solaire.....	05
4.1.2 Distribution spectrale du rayonnement extraterrestre.....	05
4.1.3 Variation du rayonnement extraterrestre.....	06
4.2 Rayonnement solaire à la surface de la terre.....	07
4.2.1 Mouvements de la terre.....	07
4.2.2 Repérage d'un site à la surface de la Terre.....	08
4.2.2.1 Coordonnées géographiques.....	08
4.2.3 Mouvement apparent du Soleil.....	09
4.2.3.1 Coordonnées équatoriales.....	09
4.2.3.2 Coordonnées horizontales.....	11
4.2.4 Heures et temps.....	12
4.2.4.1 Temps	12
4.2.4.2 Durée du jour.....	13
4.2.4.3 Temps solaires.....	13
4.2.5 Durée et taux d'ensoleillement.....	15
4.2.5.1 Durée d'ensoleillement.....	15
4.2.5.2 Taux d'ensoleillement.....	15

4.2.6 Types de rayonnements solaires.....	15
4.2.6.1 Rayonnement direct.....	16
4.2.6.2 Rayonnement diffus.....	16
4.2.6.3 Rayonnement réfléchi.....	16
4.2.6.4 Rayonnement global.....	16
4.2.7 Composantes du rayonnement solaire.....	16
4.3 Orientation d'un plan.....	16
4.3.1 Hauteur du plan.....	16
4.3.2 Azimut du plan.....	17
4.3.3 Angle d'incidence un plan.....	17
4.3.4 Angle d'un plan en poursuite du soleil.....	18
5. Conclusion	21

Chapitre 2: Concentrateurs solaires

1. Introduction.....	22
2. Configurations des collecteurs.....	22
3. Classification des concentrateurs optiques	25
4. Types de concentrateurs optiques.....	25
5. Définitions	27
5.1 Ouverture (W).....	27
5.2 Taux de concentration (C)	27
5.3 Zone de concentration (C_{area}).....	27
5.4 Concentration du flux (C_{flux}).....	28
5.5 Angle d'acceptation ($2\theta_a$).....	28
5.6 Facteur d'interception (γ).....	28
5.7 Modificateur de l'angle d'incidence (K)	29
6. Méthodes de classification).....	32
7. Facteur d'interception (Intercept factor)	34
8. Modificateur de l'angle d'incidence.....	34
9. Concentrateur parabolique creux (PTC)	35
9.1 Géométrie du PTC	35
9.2 Images formées par un concentrateur linéaire parfait.....	38
9.3 Images résultant d'un concentrateur linéaire imparfait	41
9.4 Efficacité optique du PTC	42

10. Compound Parabolic Concentrator (CPC)	43
10.1 Géométrie du CPC	43
10.2 Orientation et énergie absorbée par un concentrateur CPC.....	47
10.3 Efficacité optique du concentrateur CPC.....	49
11. Concentrateur parabolique.....	50
12. Lentille de Fresnel.....	51
12.1 Définition.....	51
12.2 Avantages des Lentille de Fresnel	52
13. Conclusion.....	52

Chapitre 3: Théorie des lasers

1. Introduction.....	54
2. Interaction lumière-matière.....	55
2.1 Radiation de corps noir.....	55
2.2 Statistique de Boltzmann	56
2.3 Emission et absorption de la lumière.....	58
2.3.1 Absorption.....	59
2.3.2 Emission spontanée.....	60
2.3.3 Emission stimulée.....	61
3. Coefficients d'Einstein	64
4. Absorption et émission stimulée de rayonnement.....	65
5. Inversion de population.....	68
6. Création de l'inversion de population.....	70
6.1 Système à trois niveaux.....	71
6.2 Système à quatre niveaux.....	73
6.3 Niveau métastable.....	74
7. Rétroaction optique.....	77
8. Condition de seuil et pertes laser.....	79
9. Fonction de forme de la raie spectrale.....	82
10. Conditions d'inversion de population et du seuil de pompage.....	83
11. Propriétés des matériaux laser solides.....	88
11.1 Aperçu.....	88
11.2 Matériaux hôtes.....	89
11.2.1 Verre.....	90

11.2.2 Oxyde.....	91
11.3 Ions actifs.....	92
11.3.1 Ions terre rare.....	93
11.4 Nd : YAG.....	104
11.4.1 Propriétés physiques.....	104
11.4.2 Propriétés laser.....	105
11.5 Nd : verre.....	109
11.5.1 Propriétés laser.....	110
11.6 Barreau laser de Nd: YAG	112
12. Conclusion.....	113

Chapitre 4 : Laser solaire

(Etude théorique, étude expérimentale, résultats et discussions)

I. Introduction.....	115
1. Inspiration de l'idée du laser solaire.....	115
2. Pourquoi le laser solaire ?.....	115
3. Laser solaire, le meilleur choix.....	117
4. Techniques des laser solaire.....	117
4.1 Système de concentration de la lumière solaire.....	117
4.2 Laser à solide, le choix approprié pour les lasers solaires.....	117
4.3 Echauffement et techniques de refroidissement du milieu amplificateur.....	117
4.4 Pompage.....	118
4.5 Méthode de pompage des lasers solaires.....	118
4.5.1 Pompage indirect.....	119
4.5.2 Pompage direct.....	119
4.5.3 Comparaison entre les différentes méthodes de pompage des lasers solaires.....	119
4.6 Types de pompage direct des lasers solaires.....	120
4.6.1 Pompage par l'extrémité (bout).....	120
4.6.2 Pompage latéral.....	121
4.7 Types de transmission de la lumière solaire concentrée vers le milieu laser (pompage direct).....	121
4.7.1 Pompage du milieu laser par transmission directe de la lumière solaire concentrée	122

4.7.1 Pompage du milieu laser par transmission indirecte de la lumière solaire concentrée.....	122
4.8 Types de lasers solaires générés.....	122
4.9 Choix du type de pompage.....	123
5. Travaux antérieurs.....	123
6. Objectif du projet.....	126
II. Etude du système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques..	126
1. Etude théorique.....	127
1.1 Modélisation mathématique.....	127
1.2 Simulation numérique.....	130
1.2.1 Description du logiciel ZEMAX®	130
1.2.2 Description du logiciel LASCAD®	131
1.2.3 Description du système.....	131
1.2.3.1 Système qui rend uniforme la lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques.....	132
1.2.3.2 Système de refroidissement des bouts des fibres optiques.....	132
1.2.3.3 Système de regroupement des fibres optiques en hexagone.....	133
1.2.3.4 Assemblage du système : fibres optiques – tube de refroidissement – miroir en hexagone.....	133
1.2.4 Résultats de simulation.....	134
1.2.4.1 Puissance lumineuse au foyer du concentrateur parabolique.....	134
1.2.4.2 Puissance lumineuse à l'entrée des fibres optiques.....	135
1.2.4.3 Puissance lumineuse à la sortie des fibres optiques.....	135
1.3 Expériences sur le transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques	136
1.3.1 Description du système.....	136
1.3.1.1 Aspect général et éléments du système.....	136
1.3.1.2 Regroupement des fibres optiques.....	137
1.3.1.3 Système de refroidissement.....	138
1.3.1.4 Système qui rendre uniforme la distribution de la lumière à l'entrée des fibres.....	138
1.3.2 Résultats et discussions.....	138

III. Etude du système de transport de la lumière solaire concentrée par un guide d'onde.....	141
1. Etude théorique.....	141
1.1 Choix et optimisation de la forme du guide de lumière.....	142
1.1.1 Choix de la forme de la face d'entrée du guide de lumière.....	142
1.1.2 Choix de la forme de la face d'entrée du guide de lumière.....	143
1.1.3 Forme du guide de lumière.....	143
1.1.4 Matériau pour le guide de lumière.....	144
1.2 Matériau pour le milieu amplificateur.....	144
2. Simulation numérique.....	144
2.1 Description du système.....	145
2.1.1 Système de collection de la lumière solaire.....	145
2.1.2 Système de concentration primaire de la lumière solaire.....	145
2.1.3 Système de concentration secondaire de la lumière solaire.....	146
2.1.4 Cavité optique.....	146
2.1.5 Barreau laser de Nd: YAG	147
2.2 Résultats de simulation.....	147
2.2.1 Structure de la tête laser solaire.....	147
2.2.2 Analyse du pompage du barreau laser dans le résonateur asymétrique.....	148
2.2.3 Profil du faisceau laser monomode de sortie.....	149
2.2.4 Capacité de compensation de l'erreur de poursuite du guide de lumière.....	149
2.2.5 Analyse de la dépendance de la puissance laser solaire monomode de sortie ainsi que le profil du faisceau laser de sortie, et de la lumière solaire incidente.....	151
3. Réalisation du prototype du laser solaire.....	153
3.1 Production du guide de lumière torsadé.....	153
3.1.1 Techniques de moulage du guide de lumière torsadé.....	153
3.1.2 Techniques de sculpture du guide de lumière torsadé.....	153
3.1.3 Sculpture du guide de lumière torsadé.....	154
3.1.3.1 Modelage du bloc de silice fondue.....	154
3.1.3.2 Broyage du guide de lumière torsadé.....	154
3.1.3.3 Polissage du guide de lumière torsadé.....	155
3.2 Production du concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double 2 V.....	155
3.3 Production du système mécanique.....	156
4. Etude expérimentale du système Laser solaire monomode TEM ₀₀ (CW) à 1064 nm.....	157
4.1 Description de l'appareillage de mesure.....	157

4.2 Système de collection de la lumière solaire.....	158
4.3 Système de concentration de la lumière solaire.....	159
4.4 Système de positionnement de la tête laser.....	160
4.5 Système de refroidissement du barreau laser.....	160
4.6 Mécanique du résonateur.....	160
5. Oscillations laser solaire (ondes continues) à 1064 nm en mode TEM ₀₀	161
5.1 Effet des lentilles thermiques sur la puissance laser de sortie du système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé.....	161
5.2 Génération du laser solaire monomode TEM ₀₀ par le système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé.....	162
5.3 Réduction des effets thermiques sur le système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé.....	162
5.4 Mesure expérimentale du profil du faisceau laser solaire monomode TEM ₀₀	162
5.5 Mesure expérimentale de la stabilité de la puissance laser solaire monomode TEM ₀₀ de sortie.....	163
6. Discussions.....	164
Conclusion générale et perspectives	166
Bibliographie.....	167

Liste des tableaux

2.1 Résumé des applications de différents types de concentrateurs.....	33
3.1 Configuration électronique des ions terres rares trivalents.....	96
3.2 Propriétés physiques et optiques de Nd: YAG.....	104
3.3 Propriétés thermiques du <i>Nd: YAG</i>	108
3.4 Propriétés physiques et optiques des verres dopés au Nd.....	109
4.1 Avantages et inconvénients des différents types de pompage des lasers.....	120
4.2 Performances du laser solaire monomode (TEM ₀₀) dans les travaux antérieurs.....	124
4.3 Valeurs mesurées de P_{In} , P_{Out} et η	139

Liste des figures

1.1 Relation soleil-terre.....	5
1.2 Distribution spectrale du rayonnement solaire hors atmosphère.....	6
1.3 Variation du rayonnement solaire extraterrestre durant l'année.....	7
1.4 Schématisation des mouvements de la terre autour de son axe et autour du soleil.....	8
1.5 Les coordonnées géographiques.....	9
1.6 Les coordonnées équatoriales	10
1.7 Mouvement apparent du soleil observé d'un point de latitude φ	11
1.8 Repérage de la position du Soleil.....	12
1.9 Angle d'incidence sur un plan horizontal et sur un plan incliné.....	18
2.1 Configurations possibles de collecteurs de concentration.....	23
2.2 Types de concentrateurs.....	26
2.3 La distance focale f et le demi-angle d'acceptance θ_c d'une parabole de focalisation.....	30
2.4 Schéma du soleil à T_s à la distance R d'un concentrateur d'ouverture A_a et un récepteur de surface A_r	31
2.5 Exemple de distribution de flux dans le plan focal d'un concentrateur linéaire imageant.....	34
2.6 Section transversale d'un concentrateur parabolique linéaire.....	36
2.7 Dimensions de l'image d'un concentrateur linéaire.....	36
2.8 Angle de bord ϕ_r en fonction du rapport, distance focale-ouverture.....	37
2.9 Schéma du rayonnement réfléchi du centre et du bord d'un (demi) réflecteur parabolique, avec des récepteurs plats, circulaires et semi-circulaires	38
2.10 Schéma d'une partie d'un concentrateur avec un angle de dispersion δ ajouté à l'angle d'interception solaire de $0,53^\circ$	41
2.11 Géométrie d'un concentrateur parabolique composé.....	44
2.12 Un CPC tronqué de sorte que son rapport hauteur / ouverture soit environ la moitié du rapport du CPC complet.....	46
2.13 Un CPC pour un récepteur tubulaire.....	47
2.14 Réflecteur complexe à utiliser avec un absorbeur cylindrique.....	47
2.15 Projection sur un plan nord-sud des angles d'acceptance du CPC et l'inclinaison du CPC par rapport à un axe est-ouest.....	49
2.16 Concentrateur solaire parabolique.....	51

2.17 Schéma d'une lentille de Fresnel.....	52
3.1 Système atomique à deux niveaux d'énergie avec.....	56
3.2 Absorption dans un système atomique à deux niveaux.....	60
3.3 Emissions spontanée dans un système atomique à deux niveaux.....	61
3.4 Emissions stimulée dans un système atomique à deux niveaux.....	62
3.5 Rayonnement passant à travers un milieu absorbant de longueur Δx et d'une section transversale d'une unité de surface.....	65
3.6 Populations d'un système atomique à deux niveaux d'énergie.....	69
3.7 Schéma simplifié des niveaux d'énergie d'un laser à trois niveaux.....	71
3.8 Schéma simplifié des niveaux d'énergie d'un laser à quatre niveaux.....	74
3.9 Analogie entre les oscillateurs, optique et électronique.....	77
3.10 Différentes configurations de résonateur	79
3.11 (a), Courbe d'absorption pour les transitions entre les niveaux d'énergie E_1 et E_2 , (b) Courbe de transmission pour les transitions entre les niveaux d'énergie E_2 et E_1	83
3.12 Transitions dans un système à quatre niveaux.....	85
3.13 Inversion de population et puissance laser de sortie en fonction du taux de pompage.....	88
3.14 Niveaux d'énergie de Cr^{3+} en rubis (séparation des niveaux 2E).....	101
3.15 Diagramme des niveaux d'énergie du Nd: YAG).....	106
3.16 Les taux de rayonnement dans les étapes du processus d'émission laser.....	106
3.17 Spectre de fluorescence de Nd^{3+} dans le YAG à 300K dans la région de $1,06 \mu m$	107
3.18 Spectre d'absorption du Nd: YAG dans la plage de 0,3 à $0,9 \mu m$	107
3.19 Spectre d'absorption du Nd: YAG à une échelle étendue autour de 808 nm.....	108
3.20 : Schéma partiel du niveau d'énergie du Nd^{3+} : verre.....	111
3.21 Spectres d'absorption pour deux verres de phosphate.....	112
4.1 Technique de pompage par l'extrémité.....	121
4.2 Technique de pompage latéral.....	121
4.3 Principe de couplage entre le concentrateur parabolique et le câble à fibre optique.....	128
4.4 Illustration du transfert de la lumière solaire dans le système, concentrateur / FO.....	128
4.5 Système qui rend uniforme la lumière solaire concentrée à l'entrée des FO.....	132
4.6 Système de refroidissement des bouts des fibres optiques.....	133
4.7 Système de regroupement des fibres optiques en hexagone.....	133

4.8 L'ensemble du système : FO – tube de refroidissement – système qui rend la lumière uniforme.....	134
4.9 La lumière solaire concentrée au foyer du miroir parabolique.....	134
4.10 La lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques.....	135
4.11 La lumière solaire concentrée à la sortie des fibres optiques.....	135
4.12 Aspect général du système de transmission de la lumière solaire par fibres optiques...	137
4.13 Fibres optiques regroupées en faisceau hexagonal.....	137
4.14 Système de refroidissement.....	138
4.15 Système qui rend uniforme la distribution de la lumière à l'entrée des FO.....	138
4.16 Caractéristique de transfert des fibres optiques.....	139
4.17 Position de la tache lumineuse / à la face d'entrée du guide d'onde circulaire.....	142
4.18 Position de la tache lumineuse / à la face d'entrée du guide d'onde circulaire	143
4.19 Face de sortie rectangulaire du guide de lumière	143
4.20 Schéma général du système de pompage d'un laser solaire.....	145
4.21 Schéma de principe du concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double V.....	147
4.22 Structure de la tête laser solaire.....	148
4.23 Schéma de principe de la cavité laser résonnante asymétrique.....	148
4.24 Cavité laser résonnante asymétrique optimisées par le logiciel LASCAD®	149
4.25 Simulation numérique 2D et 3D du faisceau laser monomode de sortie.....	149
4.26 Distribution de la lumière de pompage à des sections différentes le long du guide de lumière.....	151
4.27 Dépendance de la puissance laser solaire monomode de sortie TEM ₀₀ et son profil de faisceau et de la lumière solaire incidente.....	153
4.28 Profile du guide de lumière monolithique torsadé après modelage.....	154
4.29 Profile du guide de lumière monolithique torsadé après broyage.....	155
4.30 Profile final du guide de lumière monolithique torsadé.....	155
4.31 Concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double V.....	156
4.32 Partie inférieure du système mécanique avec la cavité optique et le barreau laser	156
4.33 Tête laser composée du guide de lumière torsadé et du système mécanique.....	157
4.34 Système de collection de la lumière solaire monté sur un système de poursuite solaire à deux axes.....	159
4.35 Volet de contrôle de la lumière solaire incidente sur le concentrateur parabolique.....	159

4.36 Concentration "miroir" parabolique.....	160
4.37 Cavité asymétrique pour l'émission de la puissance laser monomode TEM ₀₀	161
4.38 Représentation 2D et 3D des profils du faisceau laser monomode TEM ₀₀ de sortie mesuré à 50 mm du miroir (PR)	163
4.39 Variation de la puissance laser solaire monomode TEM ₀₀ de sortie en fonction du temps des deux systèmes de pompage, par l'extrémité-latéral conique, pompage latéral par le guide de lumière torsadé.....	164

Résumé

Afin d'améliorer la stabilité du faisceau laser monomode de sortie (TEM_{00}), d'un système laser à pompage solaire, un guide de lumière de silice fondue, monolithique et de forme torsadée a été produit puis combiné à la fois avec un concentrateur parabolique composé 2D-CPC et une cavité en forme de 2V pour obtenir une distribution de pompage uniforme le long d'un barreau laser de Nd^{3+} : YAG (à 1,0 %) de 3 mm de diamètre et 50 mm de longueur à travers un système héliostat-miroir parabolique.

En se basant sur les principes de réfraction et de réflexion interne totale, le guide de lumière fourni une solution efficace pour guider et redistribuer les rayonnements solaires hautement concentrés. La lumière solaire concentrée au foyer du concentrateur, avec un profil presque gaussien, est transformée en une colonne lumineuse uniforme, facilitant ainsi le couplage de la lumière de pompage dans un long et mince barreau laser placé dans une cavité de pompage en forme de 2V.

L'optimisation des paramètres de pompage ainsi que le faisceau laser monomode de sortie TEM_{00} a été faite par les logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®]. Le guide de lumière a réduit considérablement les effets de lentilles thermiques du laser solaire. Une émission laser monomode TEM_{00} à 1064 nm avec 2,7 W onde continue (CW) et des facteurs de formes du faisceau laser ($M^2 \leq 1,05$) et une efficacité de collecte de 2,3 W / m² ont été finalement obtenus. Le plus important c'est l'obtention d'une stabilité de 1,7 %, ce qui est nettement plus stable que les systèmes lasers à pompage solaires monomode TEM_{00} précédent.

Mots clés : mode- TEM_{00} ; laser à pompage solaire; silice fondue; guide de lumière.

Abstract

To improve TEM₀₀-mode solar-pumped laser output power stability, a monolithic fused silica twisted light guide was firstly produced and then combined with both a 2D-CPC (Compound Parabolic Concentrator) and a 2V-shaped cavity to achieve uniform pumping along a 3 mm diameter, 50 mm length, 1.0 at.% Nd³⁺: YAG rod through an heliostat-parabolic mirror system. Based on both refractive and total internal reflection principles, the light guide provided an effective solution to both guiding and redistributing highly concentrated solar radiations. A near-Gaussian profile focal spot was transformed into a uniform rectangular-shaped light column, facilitating further pump light coupling into the long and thin laser rod within the 2V-shaped pump cavity. Optimum pumping parameters and solar laser output powers were found through both ZEMAX[®] non-sequential ray-tracing and LASCAD[®] laser cavity analysis codes. The light guide reduced considerably the thermal lensing effects of the solar laser. 2.7 W continuous-wave TEM₀₀-mode ($M^2 \leq 1.05$) 1064nm solar laser emission with 2.3 W/m² collection efficiency and, more importantly, with 1.7 % stability was finally achieved, being significantly more stable than the previous TEM₀₀-mode solar lasers.

Keywords: TEM₀₀-mode; solar-pumped laser; fused silica, light guide.

ملخص

قصد تحسين استقرار حزمة ليزر وحيد النمط (النمط - TEM₀₀) لنظام ليزر بالتحفيز الشمسي ، صنع دليل ضوئي من السيليس المذاب، وحيد البنية وذو شكل ملفوف ثم جمع مع مركز قطعي مكافئ 2D-CPC وتجويف بصري على شكل V2 للحصول على انتشار متمائل لأضواء الاثارة على طول قضيب ليزر من Nd³⁺: YAG (1,0 %) وبقطر = 3 مم وطول = 50 مم بواسطة مرآة ذات شكل قطعي مكافئ مزودة بنظام تتبع شمسي. يمنح الدليل الضوئي بالاعتماد على مبدأ الانكسار والانعكاس الكلي الداخلي للأضواء حلا ناجعا لتوجيه وإعادة توزيع أشعة الشمس المركزة. تحول أشعة الشمس المركزة في بؤرة المركز وذات شكل تقريبا غوسي إلى عمود ضوئي منتظم، مسهلا بذلك انتشار أضواء الاثارة على طول قضيب ليزر موضوع داخل تجويف بصري ذو شكل V مضاعف.

تم تحسين مقادير الاثارة ومظهر حزمة ليزر الخروج وحيد النمط (النمط - TEM₀₀) بواسطة البرامج ZEMAX® و LASCAD®. سمح الدليل الضوئي بتخفيض تأثير العدسات الحرارية. تم الحصول على انبعاث ليزري في الطول الموجي 1064 nm باستطاعة = 2.7 واط ومعامل الشكل ($M^2 \leq 1,05$) وفعالية التجميع = 2.3 واط / م². والاهم من كل هذا هو الحصول على حزمة ليزر الخروج مستقرة بنسبة 1.7 % مما يدل على أن النظام المستعمل في هذا البحث أكثر استقرارا من باقي أنظمة الليزر بالتحفيز الشمسي الأخرى.

الكلمات المفتاحية : النمط - TEM₀₀ ، ليزر بالتحفيز الشمسي ، السيليس المذاب ، دليل ضوئي.

Introduction générale

Introduction générale

L'utilisation du rayonnement solaire pour la production de nouvelles ressources d'énergie est l'une des préoccupations majeures de la recherche scientifique dans le domaine des énergies renouvelables, à l'heure actuelle. Dans ce contexte, la conversion de la lumière solaire à large bande en lumière laser, dite laser solaire, qui est une source de rayonnements cohérents, collimatés à bande étroite, avec la possibilité d'obtenir une luminosité et une intensité extrêmement élevées trouve particulièrement un ressort remarquable dans divers domaines intéressants grâce à ses grandes potentialités pour des applications terrestres telles que le traitement des matériaux à haute température et le cycle d'énergie magnésium-hydrogène [56]. Elle pourrait également fournir des solutions efficaces à des applications spatiales telles que la détection de l'atmosphère et des océans; les communications spatiales, l'élimination des débris de l'espace orbital, etc. Les lasers solaires sont des candidats naturels pour les applications où la lumière du soleil est abondante et les autres formes de sources d'énergie sont rares. La conversion directe de la lumière solaire en lumière laser est en soi un sujet très intéressant de la physique des lasers.

Les travaux sur les lasers solaires n'ont cessé de se développer depuis 1966, l'année où C. G. Young réalisa le premier laser solaire et publia ses fameux travaux sur l'émission laser à pompage solaire [57]. Ces travaux fondamentaux posèrent les bases pour l'amélioration des performances des lasers solaires. Ce contexte a amené de nombreux chercheurs à développer des différentes techniques pour obtenir l'émission laser avec différents types de matériaux.

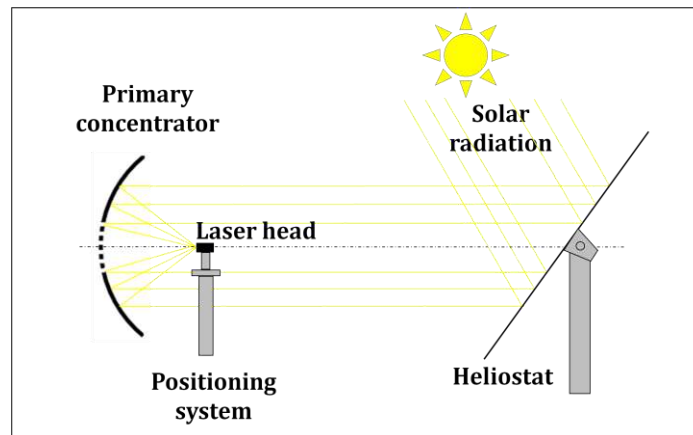


Fig. 0.1 : Système laser solaire avec le système de collection et de concentration d'énergie solaire

De nombreuses configurations de pompage ont été proposées pour améliorer les performances de ce type des lasers [1 – 5, 8 – 10, 16, 22, 25, 29 – 33, 46, 47, 51, 54, 55, 57].

Les miroirs paraboliques ont été pour longtemps explorés pour concentrer l'énergie solaire incidente [1 -5, 23, 25, 30 -33, 39, 46, 47, 50, 57].

Néanmoins, des progrès significatifs concernant l'efficacité des lasers solaires ont été faits ces dernières années avec l'adoption des lentilles de Fresnel comme des concentrateurs primaires [10, 24, 28, 29, 37, 54, 55]. Même si les lentilles de Fresnel ont été favorisées grâce à leur simplicité, leur disponibilité et leur faible coût, elles présentent en outre un certain nombre d'inconvénients pratiques. Elles causent la dispersion du rayonnement solaire le long de leur zone focale, entravant l'efficacité de concentration de la lumière dans les barreaux laser de faible diamètre [25].

Malgré le petit chevauchement entre le spectre d'absorption de Nd: YAG (milieu actif du laser) et le spectre d'émission solaire [58], Nd: YAG est considéré comme le meilleur matériau pour supporter une forte intensité de pompage avec la lumière solaire concentrée [1 – 5, 10, 23, 25, 28 – 33, 46, 47, 54] en raison de son excellente conductivité thermique $K = 14 \text{ W/m K}$ [20], son rendement quantique élevé et sa résistance à la rupture $\sigma_{\max} = 180\text{--}210 \text{ N/mm}^2$ [20].

Les aberrations thermiques sont des facteurs limitant la génération d'une importante puissance laser et d'une haute qualité du faisceau laser [7, 14, 18, 53]. Des barreaux laser de faible diamètre peuvent minimiser considérablement ce problème. De plus, le pompage homogène des barreaux lasers est d'une importance capitale car il permet de surmonter ces limitations [1, 31].

Dans ce contexte, le concept de laser solaire soulève une question principale est que la plupart des applications nécessitent des lasers solaires de forte puissance avec une haute qualité du faisceau laser [20]. Pour cela, La combinaison d'un guide torsadé de lumière et d'un barreau de Nd: YAG de faible diamètre peuvent considérablement surmonter ces problèmes thermiques, en fournissant une répartition uniforme de la lumière le long du barreau laser, ce qui permet la génération d'un faisceau laser puissant, stable et de haute qualité [8].

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'amélioration des performances du système : laser solaire, en produisant un faisceau laser hautement stable avec un bon profil et une puissance élevée par l'adoption du pompage latéral à l'aide d'un nouveau guide lumineux (monolithic fused silica twisted light guide). Le couplage entre le guide et le barreau laser se fait

par l'intermédiaire d'un concentrateur secondaire 2D-CPC (Concentrateur Parabolique Composé) et d'une cavité optique en double V comme concentrateur tertiaire.

Le travail effectué dans cette thèse a donc pour objectifs d'une part d'optimiser le système laser solaire en utilisant les logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®], et d'autre part de le réaliser et le tester, pour proposer des alternatives, aussi bien au niveau des modèles que des prototypes afin de rendre ce système exploitable même dans un contexte industriel.

Plan de la thèse

- Le premier chapitre sera consacré à la revue des notions et des rappels sur le soleil et l'énergie du rayonnement solaire.
- Le second chapitre sera dédié à l'étude des concentrateurs solaires.
- Le troisième chapitre présentera un rappel des principes des lasers ainsi qu'une description des matériaux lasers avec une étude des critères de choix de ces matériaux.
- Le quatrième chapitre présentera une étude théorique et expérimentale du laser solaire et donnera finalement les résultats, de simulation et expérimentales, obtenus avec une analyse comparative.
- Pour conclure, nous tenterons de résumer les apports obtenus dans cette thèse et nous discuterons les éventuelles applications de ce système. Nous dégagerons également quelques perspectives.

Chapitre : 01

Soleil et énergie du rayonnement solaire

Soleil et énergie du rayonnement solaire

1. Introduction

Le soleil est une source d'énergie non polluante, renouvelable, gratuite et abondante sur une grande partie du globe terrestre. Elle est de plus facile à exploiter et elle semble être l'énergie la plus prometteuse pour l'avenir et les technologies qui l'exploitent connaissent de grands essors.

Toutefois, l'exploitation optimale de l'énergie solaire s'avère un défi majeur pour la communauté scientifique et technologique. En fait, plusieurs paramètres pouvant influencer l'énergie captée sur terre, doivent être maîtrisés au préalable tel que : le mouvement terre-soleil, la position du soleil par rapport à la terre, l'orientation du capteur solaire, la situation géographique, les conditions atmosphériques.

Afin de remédier à ce problème de façon rigoureuse, nous présentons de manière basique, dans ce premier chapitre les éléments essentiels dans l'évaluation de l'énergie fournie par le soleil et captée sur terre.

2. Source (Soleil)

Le soleil est une sphère gazeuse composée presque totalement d'hydrogène. Son diamètre est de $1\,391\,000\text{ km}$ (100 fois celui de la terre), sa masse est de l'ordre de : $2 \times 10^{27}\text{ tonnes}$, en le considérant comme un corps noir le soleil a une température de 5777 K à sa surface et une température au centre estimée entre $8 \times 10^6\text{ K}$ et $40 \times 10^6\text{ K}$.

Toute l'énergie du soleil provient des réactions thermonucléaires qui s'y produisent. Elles transforment à chaque seconde $564 \times 10^6\text{ tonnes}$ d'hydrogène en $560 \times 10^6\text{ tonnes}$ d'Hélium, la différence de quatre millions de tonnes est dissipée sous forme d'énergie ($E = mc^2$), ce qui représente une énergie totale de $36 \times 10^{22}\text{ kW}$. La terre étant à une distance de $150 \times 10^6\text{ km}$ du Soleil, elle reçoit une énergie de $1,8 \times 10^{17}\text{ W}$ [11].

3. Géométrie soleil - terre

La figure (1.1) montre schématiquement la géométrie soleil-terre. L'excentricité de l'orbite terrestre est telle que la distance entre le soleil et la terre varie de $\pm 1,7\%$. A une distance d'une unité astronomique, $1,495 \times 10^{11}\text{ m}$, distance moyenne soleil-terre, le soleil est

sous-tendu d'un angle de 32° . Le rayonnement émis par le soleil et sa relation spatiale à la terre résultent en une intensité presque fixe du rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère terrestre [11].

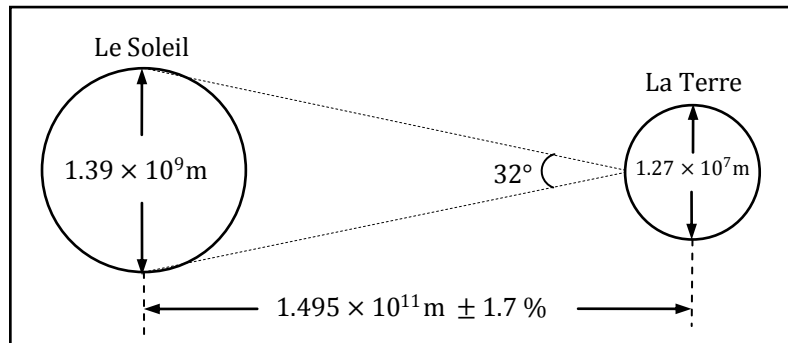


Fig. 1.1 : Relation Terre-Soleil [11]

4. Rayonnement solaire

Le rayonnement solaire est un rayonnement thermique qui se propage sous la forme d'ondes électromagnétiques, hors atmosphère jusqu'à arriver au sol après avoir subi des atténuations par des phénomènes atmosphériques.

4.1 Rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère terrestre

En dehors de l'atmosphère terrestre, le rayonnement solaire donne un éclairement énergétique à peu près constant, appelé de ce fait constante solaire.

4.1.1 Constante solaire

La constante solaire exprime la quantité d'énergie solaire que recevrait une surface de 1 m^2 située à une distance de 1 unité astronomique (distance moyenne Terre-Soleil) exposée perpendiculairement au rayonnement solaire si l'atmosphère terrestre n'existait pas, elle vaut : 1367 W/m^2 avec une erreur de $\pm 1 \%$, valeur adoptée par le Centre Mondial de Radiation (World Radiation center "WRC") [11].

4.1.2 Distribution spectrale du rayonnement extraterrestre

Le rayonnement solaire se compose d'ondes électromagnétiques émises par le Soleil, dont le spectre s'étend des plus petites longueurs d'ondes (rayons gamma) vers les grandes ondes radio (Fig.1.2). Les parties de ce spectre qui jouent un rôle dans l'interaction du rayon-

nement solaire avec l'environnement terrestre sont essentiellement les bandes infrarouge, visible et ultraviolette ainsi que la gamme radiofréquence et celle des microondes.

On notera que 98 % du rayonnement solaire est émis dans des longueurs d'onde comprises entre $0.25 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$ [11].

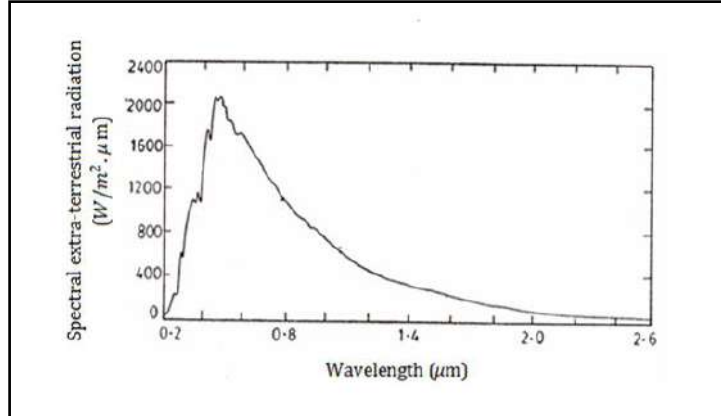


Fig. 1.2 : Distribution spectrale du rayonnement solaire hors atmosphère [11]

4.1.3 Variation du rayonnement extraterrestre

La Terre tourne autour du soleil suivant une orbite elliptique ayant une très faible excentricité, et avec le Soleil à l'un des foyers. Par conséquent, la distance entre la Terre et le Soleil varie légèrement tout au long de l'année. En raison de cette variation, le flux extraterrestre de rayonnement solaire reçu par une surface perpendiculaire aux rayons solaires varie également. Sa valeur moyenne G_{sco} est appelée la constante solaire, elle vaut : 1367 W/m^2 . En première approximation, on peut calculer la valeur de G_{scn} en fonction du numéro du jour de l'année n par [11] :

$$G_{scn} = G_{sco} \cdot [1 + 0.033 \cos(360n/365)] \quad (1.1)$$

et donner ses variations pendant l'année par la figure (1.3) :

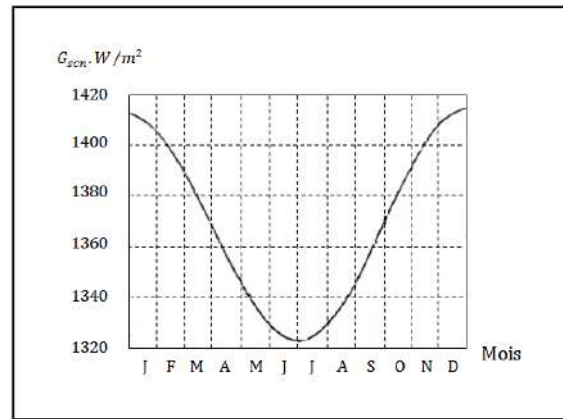


Fig. 1.3 : Variation du rayonnement solaire extraterrestre durant l'année [11]

4.2 Rayonnement solaire à la surface de la Terre

Nous allons nous intéresser par la suite au rayonnement solaire intercepté par la Terre dans le but ultérieur de calculer le flux reçu par un plan placé sur un site à la surface de la Terre et orienté vers le Soleil. La connaissance de ce flux nécessite un repérage du site à la surface terrestre, de connaître la position et la trajectoire du Soleil dans la voûte céleste et les mouvements de la Terre autour du Soleil [11].

4.2.1 Mouvements de la Terre

La trajectoire de la Terre autour du Soleil est une ellipse dont le Soleil est l'un des foyers. Le plan de cette ellipse est appelé l'écliptique. L'excentricité de cette ellipse est faible ce qui fait que la distance Terre / Soleil ne varie que de : $\pm 1,7 \%$ par rapport à la distance moyenne qui est de : $149\,675\,106\text{ km}$.

La Terre tourne également autour d'elle-même selon un axe appelé l'axe des pôles (pôle nord, pôle sud). L'alternance des jours et des nuits est une manifestation immédiate de ce mouvement. Le plan perpendiculaire à l'axe des pôles et passant par le centre de la Terre est appelé l'équateur. L'axe des pôles n'est pas perpendiculaire à l'écliptique : l'équateur et l'écliptique font entre eux un angle appelé inclinaison et qui vaut : $23^\circ 27' = 23.45^\circ$. Cette inclinaison avec un mouvement de révolution de la terre font que le pôle nord et le pôle sud vont pouvoir successivement se dorer à la lumière ce qui provoque le cycle des saisons. Les mouvements de la Terre autour de son axe et autour du Soleil sont schématisés sur la figure (1.4) [11].

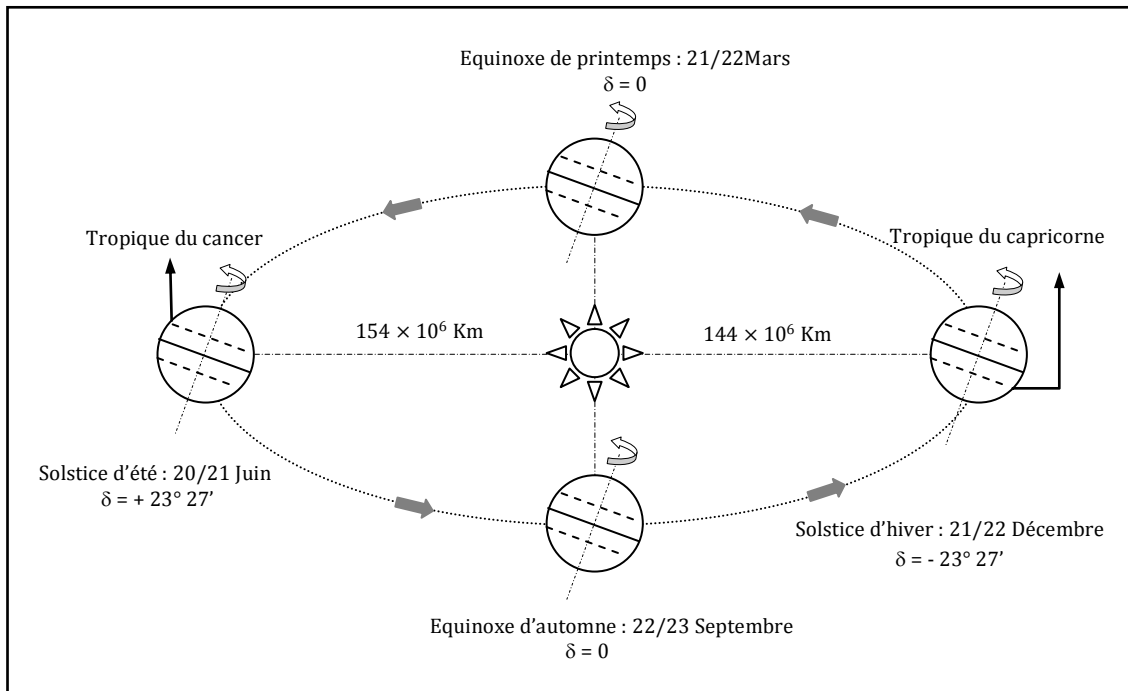


Fig. 1.4 : Schématisation des mouvements de la Terre autour de son axe et autour du Soleil [11]

4.2.2 Repérage d'un site à la surface de la Terre

Il est possible de déterminer la position d'un site à la surface terrestre par ses coordonnées géographiques [11].

4.2.2.1 Coordonnées géographiques

Pour repérer un lieu M sur la Terre on a besoin de coordonnées angulaires qui sont la longitude et la latitude (Fig. 1.5).

a. Longitude

La longitude d'un lieu λ correspond à l'angle que fait le plan méridien passant par ce lieu avec un plan méridien retenu comme origine. On a choisi pour le méridien (l'origine 0°) le plan passant par l'observatoire de Greenwich. Par convention on affecte du signe (+) les méridiens situés à l'est de ce méridien, et du signe (–) les méridiens situés à l'ouest [11].

b. Latitude

La latitude d'un lieu φ correspond à l'angle avec le plan équatorial, que fait le rayon joignant le centre de la Terre à ce lieu. L'équateur terrestre est donc caractérisé par une latitude

égale à 0° , le pôle nord par la latitude $+90^\circ$ et le pôle sud par la latitude -90° . Cette convention de signe affecte le signe (+) à tous les lieux de l'hémisphère nord et le signe (-) à tous les lieux de l'hémisphère sud [11].

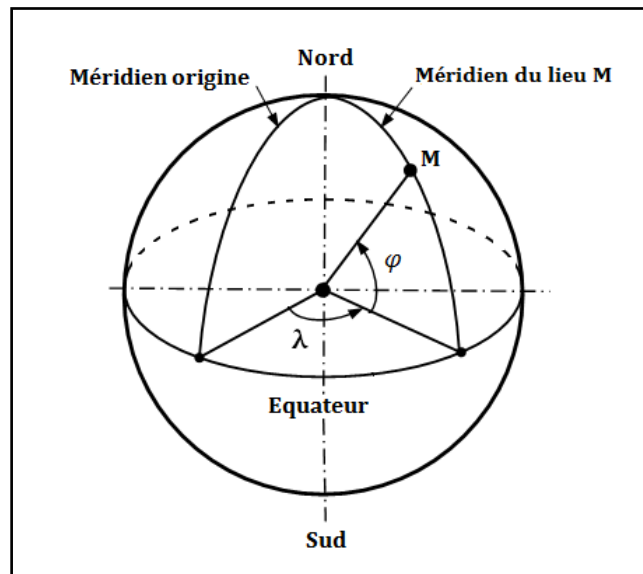


Fig. 1.5 : Coordonnées géographiques

4.2.3 Mouvement apparent du Soleil

La position du Soleil est repérée à tout instant de la journée et de l'année par deux systèmes de coordonnées [11] :

- Coordonnées équatoriales;
- Coordonnées horizontales.

4.2.3.1 Coordonnées équatoriales

Le mouvement du Soleil est repéré par rapport au plan équatorial de la Terre à l'aide de deux angles (Fig. 1.6):

- Déclinaison solaire;
- Angle horaire.

a. Déclinaison solaire

On appelle déclinaison solaire δ l'angle formé par la direction du Soleil avec sa projection sur le plan équatorial. Elle varie au cours de l'année entre $-23,45^\circ$ et $+23,45^\circ$.

Elle est nulle aux équinoxes (21 mars et 21 septembre), maximale au solstice d'été (21 juin) et minimale au solstice d'hiver (21 décembre). La valeur de la déclinaison peut être calculée d'après la relation [11] :

$$\delta = 23.45^\circ \sin \left[\frac{360}{365} (n + 284) \right] \quad (1.2)$$

Où n est le numéro du jour de l'année, compté depuis le 1^{er} Janvier.

b. Angle horaire (ω)

L'angle horaire du Soleil est l'angle formé par le plan méridien du lieu M et celui qui passe par la direction du Soleil si l'on prend comme origine le méridien de Greenwich, il mesure la course du Soleil dans le ciel et il est compris entre 0° et 360° . Sa valeur est nulle à midi solaire, négative le matin, positive dans l'après midi et augmente de 15° par heure. L'angle horaire du Soleil varie à chaque instant de la journée selon la relation [11] :

$$\omega = 15^\circ (TSV - 12) \quad (1.3)$$

Où : TSV est le temps solaire vrai.

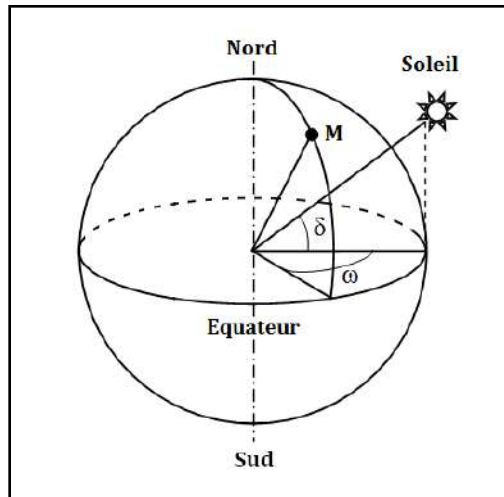


Fig. 1.6 : Coordonnées équatoriales

Le mouvement apparent du Soleil vu par un observateur fixe en un point de latitude φ au nord de l'équateur est représenté sur la figure (1.7).

A midi solaire, l'angle que fait la direction du Soleil avec la verticale du lieu est égal à $(\varphi - \delta)$.

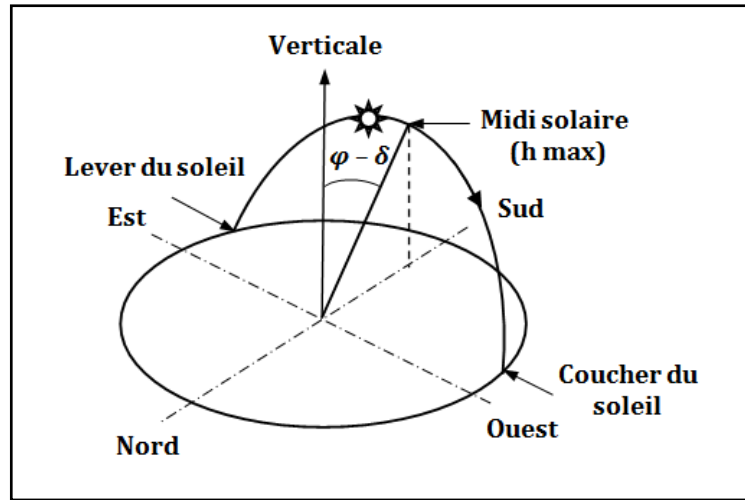


Fig. 1.7 : Mouvement apparent du soleil observé d'un point de latitude φ

4.2.3.2 Coordonnées horizontales

Le mouvement du Soleil est repéré par rapport au plan horizontal du lieu de latitude φ par deux angles (Fig. 1.8):

- Hauteur h_s du soleil;
- Azimut a_s .

a. Hauteur h_s du Soleil

C'est l'angle que fait la direction du Soleil avec sa projection sur le plan horizontal. La hauteur du Soleil varie à chaque instant de la journée et de l'année selon la relation suivante [11]:

$$\sin(h_s) = \cos(\varphi)\cos(\delta)\cos(\omega) + \sin(\varphi)\sin(\delta) \quad (1.4)$$

Il est particulièrement égale à :

- $h_s = 0^\circ$ au lever et coucher du soleil;
- $h_s = 90^\circ$ à midi temps solaire vrai;

b. Azimut (a)

C'est l'angle que fait la projection de la direction du Soleil sur le plan horizontal avec la direction du sud, cet angle étant orienté positivement vers l'ouest [11].

L'azimut est relié à l'angle horaire, la hauteur et la déclinaison par la relation :

$$\sin(a_s) = \frac{\cos(\delta)\sin(\omega)}{\cos(h_s)} \quad (1.5)$$

Et si l'on souhaite exprimer l'azimut a_s indépendamment de la hauteur h_s , on peut utiliser la formule :

$$\tan(a_s) = \frac{\sin(\omega)}{\sin(\varphi)\cos(\omega) - \cos(\varphi)\tan(\delta)} \quad (1.6)$$

a_s : varie entre -180° et $+180^\circ$. On prend :

- $a_s > 0$ vers l'ouest;
- $a_s < 0$ vers l'est;
- $a_s = 0$ direction du sud.

La connaissance de l'angle d'azimut est indispensable pour le calcul de l'angle d'incidence des rayons sur une surface non horizontale.

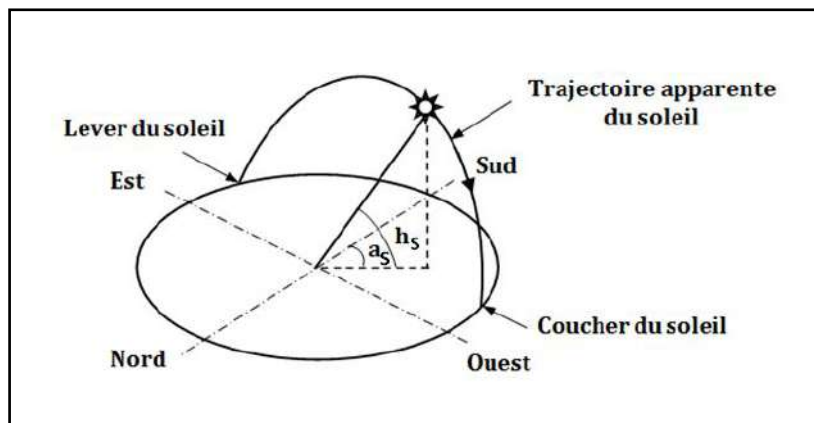


Fig. 1.8 : Repérage de la position du Soleil

4.2.4 Heures et temps

4.2.4.1 Temps

La terre subit deux types de déplacement : la rotation de la terre autour de l'axe des pôles et sa révolution autour du soleil. Le mouvement de la terre sur elle-même définit la notion de journée solaire. Une rotation complète s'effectue en 24 heures. Elle amène ainsi la

définition du temps, puisque chaque heure correspond à un écart angulaire de 15° . La rotation de la terre autour du soleil définit les saisons et amène la notion du temps solaire [11].

4.2.4.2 Durée du jour

Le module ω_l de l'angle horaire au lever du Soleil s'obtient en écrivant $h = 0$ dans la formule (1.4), ce qui conduit à [11] :

$$\cos(\omega_l) = -\tan(\varphi) \tan(\delta) \quad (1.7)$$

L'heure solaire au lever du Soleil a donc pour valeur :

$$(TS)_l = 12 - \frac{\omega_l}{15} \quad (1.8)$$

On définit l'heure solaire TS en fixant $TS = 12 \text{ h}$ lorsque la hauteur du Soleil est maximale (le Soleil est à son zénith).

L'angle horaire ω_c au coucher du Soleil est l'opposé de l'angle horaire à son lever, nous avons donc $\omega_c = -\omega_l$ et la durée du jour vaut :

$$d = 2 \frac{\omega_l}{15} \quad (1.9)$$

La durée du jour est de 12 h aux équinoxes, elle est inférieure à 12 h entre le 21 septembre et le 21 mars, supérieure à 12 h entre le 21 mars et le 21 septembre.

4.2.4.3 Temps solaires

Les relations se rapportant au mouvement du Soleil utilisent le temps solaire TS qui diffère généralement du temps légal TL (heure de la montre) du lieu considéré [11].

a. Temps solaire vrai (T.S.V)

Le temps solaire vrai, en un instant et un lieu donné, est l'angle horaire du soleil. Il est donné par la forme suivante :

$$TSV = 12 + \omega/15 \quad (1.10)$$

- Si $\omega = 0$, $TSV = 12 \text{ h } 00$;
- Si $\omega < 0$, *la matinée*;
- Si $\omega > 0$, *l'après midi*.

b. Temps solaire moyen (T.S.M)

Le temps solaire moyen est donné par la relation suivante :

$$TSV - TSM = Et \quad (1.11)$$

Et : L'équation du temps, elle corrige le $T.S.V$ par rapport au $T.S.M$.

Les relations se rapportant au mouvement du Soleil utilisent le temps solaire TS qui diffère généralement du temps légal TL (heure de la montre) du lieu considéré. Cette différence est liée à [11]:

- La différence (fixée par chaque pays) entre l'heure légale TL et l'heure civile TCF du fuseau horaire dans lequel il se trouve :

$$C = TL - TCF \quad (1.12)$$

L'heure civile TCF du fuseau horaire est égale au temps universel TU (temps solaire du méridien de Greenwich) augmenté de la valeur du décalage horaire.

La variation de la vitesse de la Terre sur sa trajectoire autour du Soleil qui introduit un terme correctif appelé équation du temps et noté Et [11]:

$$Et = 229.2[0.000075 + 0.001868 \cos(B) - 0.032077 \sin(B) - 0.014615 \cos(2B) - 0.04089 \sin(2B)] \quad (1.13)$$

Où :

- Et : Equation du temps (terme correctif) en mn ;
- $B = (n - 1) 360/365$;
- n : Numéro du jour de l'année.

La différence de longitude $(\lambda - \lambda_{ref})$ entre le lieu considéré et le lieu servant de référence au temps légal (en général le centre du fuseau) [11].

Le temps solaire TS se calcule finalement par la formule :

$$TS = TL - C - Et - \frac{(\lambda - \lambda_{ref})}{15} \quad (1.14)$$

4.2.5 Durée et taux d'ensoleillement

4.2.5.1 Durée d'ensoleillement

Selon les conditions atmosphériques, le ciel peut être plus ou moins couvert de nuages au cours d'une journée. Ceux-ci occultent le Soleil, totalement ou partiellement, empêchant ainsi le rayonnement d'atteindre directement le sol. On dit que la nébulosité est plus ou moins importante selon qu'il y a beaucoup ou peu de nuages.

On appelle durée effective d'ensoleillement ou insolation SS le temps pendant lequel, au cours d'une journée, le rayonnement solaire direct a atteint le sol du lieu considéré.

On appelle rayonnement direct le rayonnement qui atteint la surface terrestre sans avoir subi de déviation depuis son émission par le Soleil [11].

4.2.5.2 Taux d'ensoleillement

Par ciel clair sans nuages, le sol reçoit le rayonnement solaire direct pendant toute la durée du jour, ou plus précisément pendant la durée maximale d'ensoleillement SS_0 . On appelle taux d'ensoleillement ou taux d'insolation le rapport entre la durée effective et la durée maximale d'ensoleillement :

$$\sigma = \frac{SS}{SS_0} \quad (1.15)$$

La durée maximale d'ensoleillement SS_0 pour un site dégagé peut être prise égale à la durée du jour calculée par la formule (1.9).

4.2.6 Types de rayonnements solaires au sol

L'atmosphère ne transmet pas à la surface de la Terre la totalité du rayonnement solaire qu'elle reçoit. Le rayonnement solaire arrivant au sol rencontre dans son passage des phénomènes d'absorption et de diffusion qui contribuent à son affaiblissement. Au niveau du sol l'ensoleillement global reçu par une surface plane d'inclinaison quelconque est constitué de trois composantes principales [11]:

- Le rayonnement direct;
- Le rayonnement diffus;
- Le rayonnement réfléchi.

4.2.6.1 Rayonnement direct

Le rayonnement direct est celui qui traverse l'atmosphère sans subir de modifications.

4.2.6.2 Rayonnement diffus

Le rayonnement diffus est la part du rayonnement solaire diffusé par les particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère. Il n'a pas de direction privilégiée.

4.2.6.3 Rayonnement réfléchi

C'est le rayonnement émis par la surface de la Terre sous forme réfléchi ou diffuse.

4.2.6.4 Rayonnement global

Le rayonnement global est égal à la superposition des trois composantes directe, diffuse et réfléchi.

4.2.7 Coefficient de clarté

Avant d'atteindre le sol, le rayonnement solaire subit des mécanismes d'atténuation, de réflexion, d'absorption et de diffusion par l'atmosphère. Pour pouvoir mesurer ce rayonnement à la surface de la Terre, on définit le coefficient de clarté [11]. C'est le rapport entre l'intensité du rayonnement au sol et l'intensité du rayonnement extraterrestre et est appelé aussi coefficient de transmission, il est définie par [11] :

$$K_T = \frac{I}{I_0} \quad (1.16)$$

I : Intensité du rayonnement solaire mesuré sur une surface horizontale.

I_0 : Intensité du rayonnement solaire hors atmosphère.

4.3 Orientation d'un plan

Un plan quelconque est défini par deux angles, la hauteur du plan et l'azimut du plan, notés respectivement (h, a) [11].

4.3.1 Hauteur du plan (h)

C'est l'angle que fait la normale du plan et sa projection sur le plan horizontal.

h varie entre -90° et $+90^\circ$:

- $h > 0$, plan tourné vers le haut;
- $h < 0$, plan tourné vers le bas;
- $h = +90^\circ$, plan horizontal tourné vers le haut;
- $h = 0$, plan vertical.

4.3.2 Azimut du plan (a)

C'est l'angle que fait la projection de la normale sur le plan horizontal et la direction du sud.

a , varie entre -180° et $+180^\circ$:

- $a > 0$, vers l'ouest;
- $a < 0$, vers l'est;
- $a = 0$, plan sud;
- $a = -90^\circ$, plan orienté vers l'est;
- $a = \pm 180^\circ$, plan orienté vers le nord;
- $a = +90^\circ$, plan orienté vers l'ouest.

L'inclinaison β du capteur par rapport au plan horizontal est donnée par :

$$\beta = 90^\circ - h \quad (1.17)$$

4.3.3 Angle d'incidence sur un plan

L'angle d'incidence i est l'angle entre la direction du soleil et la normal du plan (Fig. 1.9). L'angle d'incidence sur le plan est incliné d'un angle β par rapport à l'horizontale, au nord ou bien au sud, et avec une latitude $(\varphi - \beta)$ ou $(\varphi + \beta)$, est donné par [11] :

$$\text{Pour l'hémisphère nord : } \cos i = \cos(\varphi - \beta) \cos \delta \cos \omega + \sin(\varphi - \beta) \sin \delta \quad (1.18)$$

$$\text{Pour l'hémisphère sud : } \cos i = \cos(\varphi + \beta) \cos \delta \cos \omega + \sin(\varphi + \beta) \sin \delta \quad (1.19)$$

Pour un plan horizontal, l'angle d'incidence i est l'angle de zénith du soleil, dans ce cas l'angle d'inclinaison $\beta = 0$, et est donné par :

$$\cos i = \cos i_z = \cos \varphi \cos \delta \cos \omega + \sin \varphi \sin \delta \quad (1.20)$$

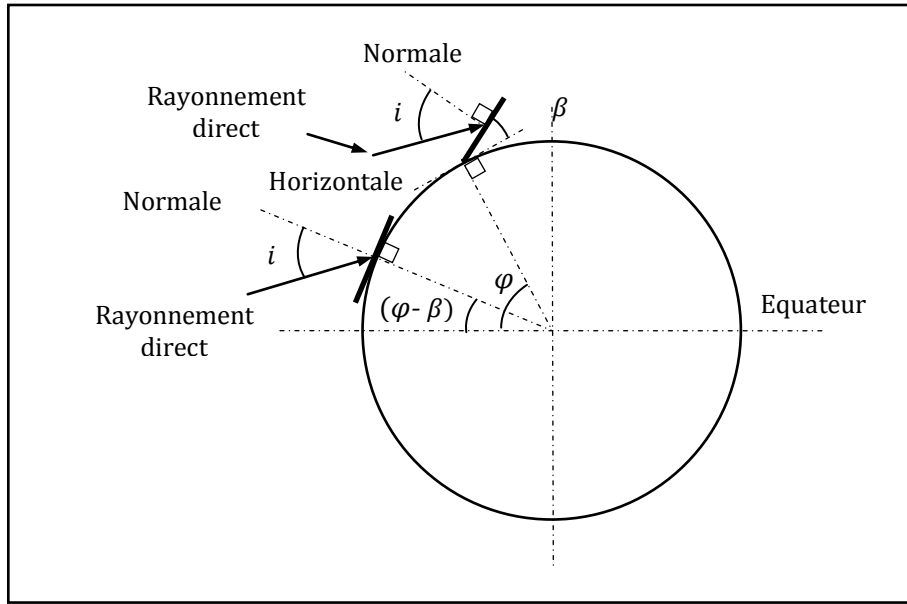


Fig. 1.9 : Angle d'incidence sur un plan horizontal et sur un plan incliné

4.3.4 Angles d'un plan à la poursuite du soleil

Plusieurs collecteurs solaires poursuivent le soleil dans des chemins prescrits afin de minimiser l'angle d'incidence du rayonnement solaire sur leurs surfaces et par conséquent maximiser le rayonnement incident. La connaissance des angles d'incidence et l'angle d'azimute du plan sont nécessaires pour ces collecteurs.

Les systèmes de poursuite sont classés par leurs mouvements. La rotation peut être autour d'un seul axe (qui peut avoir n'importe quelle orientation mais qui d'habitude, en pratique, est horizontale est – ouest, horizontale nord – sud, verticale, ou bien parallèle aux axes de la terre) ou bien elle peut être suivant deux axes [11].

Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal est – ouest avec un seul ajustement quotidien de sorte que le rayonnement est normale au plan à midi chaque jour [11].

$$\cos i = \sin^2 \delta + \cos^2 \delta \cos \omega + \sin(\varphi - \beta) \sin \delta \quad (1.21)$$

L'inclinaison de ce plan doit être fixée pour chaque jour et est :

$$\beta = |\varphi - \delta| \quad (1.22)$$

L'angle d'azimut du plan pour une journée est de 0 ° ou 180 ° selon la latitude et déclinaison:

$$\text{Si } (\varphi - \delta) > 0, a = 0^\circ \quad (1.23)$$

$$\text{Si } (\varphi - \delta) < 0, a = 180^\circ \quad (1.24)$$

Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal est – ouest avec un ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence [11],

$$\cos i = (1 - \cos^2 \delta \sin^2 \omega)^{1/2} \quad (1.25)$$

L'inclinaison de ce plan est donnée par :

$$\tan \beta = \tan i_z |\cos a_s| \quad (1.26)$$

L'angle d'azimut du plan pour ce mode d'orientation change entre 0 ° et 180 ° si l'angle d'azimut du soleil passe à $\pm 90^\circ$. Pour chaque hémisphère,

$$\text{Si } |a_s| < 90, a = 0^\circ \quad (1.27)$$

$$\text{Si } |a_s| > 90, a = 180^\circ \quad (1.28)$$

Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal nord – sud avec un ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence [11],

$$\cos i = (\cos^2 i_z - \cos^2 \delta \sin^2 \omega)^{1/2} \quad (1.29)$$

L'inclinaison de ce plan est donnée par :

$$-\tan \beta = \tan i_z |\cos(a - a_s)| \quad (1.30)$$

L'angle d'azimute de ce plan pour ce mode d'orientation peut être 90° ou bien -90° suivant le signe de l'angle d'azimute du soleil :

$$\text{Si } |a_s| < 90, a = 90^\circ \quad (1.31)$$

$$\text{Si } |a_s| > 0, a = -90^\circ \quad (1.32)$$

Pour un plan avec une inclinaison fixe tournant autour d'un axe vertical, l'angle d'incidence est minimisé lorsque les angles d'azimut du plan et d'azimut du soleil sont égaux, l'angle d'incidence est [11]:

$$\cos i = \cos i_z \cos \beta + \sin i_z \sin \beta \quad (1.33)$$

L'inclinaison est fixe, donc :

$$\beta = \text{Constante} \quad (1.34)$$

L'angle azimute du plan est :

$$a = a_s \quad (1.35)$$

Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal nord – sud parallèle à l'axe de la terre avec un ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence [11],

$$\cos i = \cos \delta \quad (1.36)$$

L'inclinaison varie continuellement et est :

$$\tan \beta = \frac{\tan \varphi}{\cos a} \quad (1.37)$$

L'angle d'azimute du plan est :

$$a = \tan^{-1} \frac{\sin i_z \sin a_s}{\cos i' \sin \varphi} + 180 C_1 C_2 \quad (1.38)$$

$$\cos i' = \cos i_z \cos \varphi + \sin i_z \sin \varphi \quad (1.39)$$

$$C_1 = 0, \text{ si } \left[\tan^{-1} \frac{\sin i_z \sin a_s}{\cos i' \sin \varphi} \right] + a_s = 0 \quad (1.40)$$

$$C_1 = 1, \text{ Autrement} \quad (1.41)$$

$$C_2 = 1, \text{ si } a_s \geq 0 \quad (1.42)$$

$$C_2 = -1, \text{ si } a_s < 0 \quad (1.43)$$

Pour un plan qui poursuit le soleil continuellement suivant deux axes pour minimiser l'angle d'incidence [11],

$$\cos i = 1 \quad (1.44)$$

$$\beta = h \quad (1.45)$$

$$a = a_s \quad (1.46)$$

5. Conclusion

L'optimisation de l'énergie solaire captée par un collecteur solaire est d'une importance majeure pour l'efficacité du système de collection. En fait, plusieurs paramètres pouvant influencer l'énergie collectée doivent être optimisés au préalable. Cette optimisation vise à minimiser l'angle d'incidence du rayonnement solaire sur le collecteur solaire. L'orientation du capteur solaire est le facteur principal dans cette minimisation car elle prend en considération, la position et la trajectoire du soleil, le repérage du collecteur à la surface de la terre et le système de poursuite solaire choisi.

Chapitre : 02

Concentrateurs solaires

Concentrateurs solaires

1. Introduction

Pour de nombreuses applications, il est nécessaire de fournir l'énergie avec des intensités élevées par rapport à celles qui sont disponibles dans des conditions normales. L'intensité de l'énergie fournie peut être augmentée en diminuant la zone dans laquelle les pertes de rayonnement sont produites. Ceci peut être réalisé en interposant un dispositif optique entre la source de rayonnement et la surface absorbant cette énergie.

De nombreuses conceptions ont été mises en œuvre pour les collecteurs de concentration. Les concentrateurs peuvent être réflecteurs ou réfracteurs, cylindriques ou à surfaces de révolution, continus ou segmentés. Les récepteurs peuvent être convexes, plats ou concaves et peuvent être revêtus ou non revêtus. De nombreux modes de poursuite solaire sont aussi possibles. Le taux de concentration (le rapport entre la surface de l'ouverture du collecteur et la surface de l'absorbeur) peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Avec ce large éventail, Il est difficile de développer des analyses générales applicables à tous les concentrateurs. Ainsi les concentrateurs sont traités en deux groupes : les concentrateurs non imageants avec un faible rapport de concentration et les collecteurs linéaires imageants avec un rapport de concentration moyen. Nous notons également certaines considérations de base des concentrateurs tridimensionnels qui peuvent opérer à haut niveau du taux de concentration.

Les concentrateurs peuvent avoir des taux de concentration à partir de faibles valeurs, inférieures à l'unité, et des valeurs élevées de l'ordre de 10^5 . L'augmentation des taux de concentration signifient l'augmentation des températures auxquelles l'énergie peut être fournie [11].

2. Configurations des concentrateurs

De nombreuses configurations de concentrateurs sont possibles pour augmenter le flux du rayonnement sur le récepteur. Les concentrateurs peuvent être réflecteurs ou réfracteurs. Ils peuvent être cylindriques pour focaliser en une "ligne" ou circulaire pour focaliser en un "point". Les récepteurs peuvent être concaves, plats ou convexes. Un exemple de six configurations est représenté sur la figure (2.1).

Les deux premières configurations (2.1 a et b) sont des réseaux de tubes sous vide avec des absorbeurs cylindriques espacés, avec des réflecteurs arrière pour orienter les rayonnements dans la zone située entre les tubes vers les absorbeurs. Le premier utilise un réflecteur plat et le second un réflecteur spéculaire en forme de cuspide.

La configuration représentée sur la figure (2.1 c) a un récepteur plan avec des réflecteurs plans sur les bords pour refléter un rayonnement supplémentaire sur le récepteur. Les rapports de concentration de ce type de collecteurs sont faibles, avec une valeur maximale de moins de 4. Une partie de la composante diffuse du rayonnement incident sur les réflecteurs est absorbée par le récepteur. Ces collecteurs peuvent être considérés comme des collecteurs plats avec rayonnement augmenté. La figure (2.1 d) montre un réflecteur de forme parabolique, qui peut avoir une surface cylindrique (avec un récepteur tubulaire) ou une surface de révolution (avec un récepteur sphérique ou hémisphérique) [11].

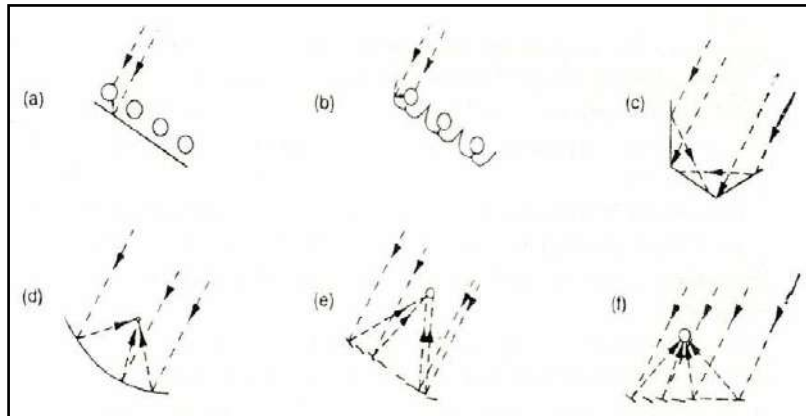


Fig. 2.1 : Configurations possibles de collecteurs de concentration : (a) Réflecteur à face arrière diffuse; (b) Réflecteurs spéculaires de forme cuspid; (c) Récepteur plan avec des réflecteurs plans latéraux; (d) Concentrateur parabolique; (e) Réflecteur de Fresnel; (f) Ensemble d'héliostats avec un récepteur central [11]

Le réflecteur parabolique continu peut être remplacé par un réflecteur de Fresnel ou par un ensemble de réflecteurs plats monté sur un ensemble mobile tel qu'illustré dans la figure (2.1 e). Les facettes du réflecteur peuvent être également montées individuellement et réglées en position comme indiqué dans la figure (2.1 f). De grands réseaux d'héliostats de ce type, avec des récepteurs montés sur une tour, sont à la base de conceptions des collecteurs "récepteurs centraux".

Pour les concentrateurs représentés sur la figure (2.1 c et f), les récepteurs plats unilatéraux peuvent être utilisés (si le récepteur n'est pas à l'intérieur du réflecteur). Des formes cy-

lindriques, hémisphériques ou autres formes convexes ainsi que des cavités réceptrices sont aussi possibles.

En général, les concentrateurs avec récepteurs beaucoup plus petits que l'ouverture (ouverture plane du concentrateur par laquelle passe le rayonnement solaire) ne sont efficaces que pour des rayonnements directs. Il est également évident que l'angle d'incidence du rayonnement direct du faisceau sur le concentrateur est important et la poursuite du soleil est nécessaire pour ces collecteurs. Plusieurs types de mécanismes d'orientation ont été conçus pour déplacer la focalisation des collecteurs afin que le rayonnement incident du faisceau soit toujours réfléchi sur le récepteur.

Les systèmes optiques linéaires (cylindriques) focalisent le rayonnement solaire sur le récepteur si le soleil est dans le plan central du concentrateur (le plan qui contient l'axe focal et la ligne vertex du réflecteur). Ces collecteurs peuvent tourner autour d'un seul axe de rotation, qui peut être l'axe nord-sud, l'axe est-ouest ou un axe inclinée et parallèle à l'axe de la Terre (dans tel cas le taux de rotation est de $15^\circ / h$). Il y a des différences significatives à la fois dans la quantité de rayonnement incident, sa dépendance du temps et la qualité d'image obtenue avec ces trois modes d'orientation [11].

Les réflecteurs qui ont des surfaces de révolution (concentrateurs circulaires) optiquement orientés de sorte que leur axe est en ligne avec le soleil et ainsi doivent être capable de pivoter selon deux axes. Ils peuvent être l'un horizontal et l'autre vertical, ou l'un d'eux peut être incliné de sorte qu'il soit parallèle à l'axe de rotation de la terre (c'est-à-dire un axe polaire) et l'autre perpendiculaire à celui-ci.

Les systèmes d'orientation peuvent fournir des ajustements continus ou presque continus, avec un déplacement du collecteur pour compenser le changement de la position du soleil. Pour les collecteurs linéaires de faible taux de concentration, il est possible d'ajuster les changements possibles de leurs positions de manière intermittente, hebdomadaire, mensuelle ou saisonnière. Les systèmes d'orientation continue peuvent être basés sur une opération manuelle ou mécanique. Les systèmes manuels dépendent des observations des opérateurs et leurs compétences pour apporter les corrections nécessaires. Cela peut être adéquat à certains usages si les taux de concentration ne sont pas trop élevés.

Les systèmes d'orientation mécaniques peuvent être des systèmes de poursuite du soleil ou des systèmes programmés. Les systèmes de poursuite du soleil utilisent des détecteurs

pour déterminer le désalignement du système et à travers les contrôles effectuent les corrections nécessaires pour réaligner le système. Les systèmes programmables, provoquent le déplacement du collecteur d'une manière prédéterminée (par exemple $15^\circ/\text{h}$ environ autour de l'axe polaire) et ne nécessitent que des contrôles occasionnels pour assurer l'alignement. Il peut être aussi avantageux d'utiliser une combinaison de ces méthodes de poursuite, par exemple, en superposant de petites corrections par un mécanisme de poursuite du soleil sur un système programmable de "positionnement approximatif". Tout système mécanique doit être capable d'ajuster la position du collecteur à partir de la position de la fin de la journée à celle du début de l'opération du lendemain [11].

3. Classification des concentrateurs optiques

Il existe une variété de conceptions de concentrateurs. Ils sont classés en deux grandes catégories optiques :

- Concentrateurs optiques imageants;
- Concentrateurs optiques non-imageant.

Dans les concentrateurs optiques imageants, on s'intéresse à l'image formée par le concentrateur optique sur le récepteur, de sorte que le récepteur doit être assez petit pour atteindre une certaine homogénéité dans la distribution de l'image formée (focus). Ainsi, les concentrateurs optiques imageants ont l'avantage qu'ils ont un grand taux de concentration. En revanche, dans l'optique non imageante, on ne s'intéresse pas à la formation de image, et donc le récepteur peut être large avec une homogénéité du rayonnement sur le récepteur mais le taux de concentration dans ce type de concentrateurs est plus faible que celui des concentrateurs optiques imageants.

4. Types de concentrateurs optiques

De nombreux types de concentrateurs optiques permettent d'accroître le flux de rayonnement sur les récepteurs. Pour le type de concentrateurs imageants, ils peuvent être "cylindriques" pour concentrer en une "Ligne" ou circulaire pour concentrer en un "point", alors que pour les non-imageants; ils peuvent être de forme creux pour un absorbeur long ou en forme conique pour un absorbeur circulaire. Parmi ces types de concentrateurs on trouve :

- Concentrateur plat;
- Concentrateur V- creux;
- Concentrateur cylindro parabolique;

- Concentrateur parabolique composé;
- Concentrateur à récepteur central;
- Concentrateur à lentille de Fresnel;
- Concentrateur conique;
- Concentrateur parabolique;
- Concentrateur elliptique composé;
- Concentrateur hyperboloidal;
- Concentrateur pyramidal.

La figure (2.2) illustre quelques types de concentrateurs.

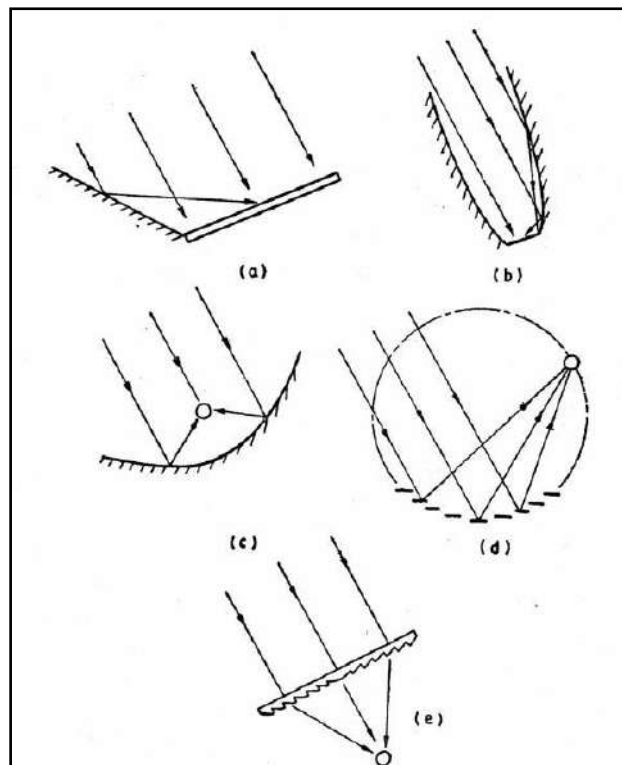


Fig. 2.2 : Types de concentrateurs [11]

- (a) Concentrateur plats avec des réflecteurs unilatéraux plats;
- (b) Concentrateur parabolique composé;
- (c) Concentrateur cylindro parabolique;
- (f) Concentrateurs fixe positionnés circulairement avec un récepteur mobile;
- (g) Lentille de Fresnel.

5. Définitions

Pour être consistant en utilisant les termes, nous utiliserons l'expression "collecteur de concentration" pour désigner l'ensemble du système de concentration. Le terme "concentrateur" sera utilisé uniquement pour le sous-système optique qui dirige le rayonnement solaire vers le récepteur, tandis que le terme "absorbeur" sera normalement utilisé pour désigner le sous-système constituant le récepteur.

Nous allons maintenant définir quelques termes : l'ouverture, le taux de concentration, l'angle d'acceptance, facteur d'interception et modificateur de l'angle d'incidence. Les trois premiers termes sont communs aux deux principales catégories de concentrateurs (imageants ou non imageants), tandis que les deux derniers concernent uniquement les concentrateurs optiques imageants [45].

5.1 Ouverture (W)

C'est l'ouverture plane du concentrateur par laquelle le rayonnement solaire passe. Pour un concentrateur cylindrique ou linéaire, elle est caractérisée par la largeur, tandis que pour une surface de révolution, elle est caractérisée par le diamètre de l'ouverture.

5.2 Taux de concentration (C)

Il existe deux définitions du taux de concentration qui sont utilisées; pour éviter la confusion, un indice doit être ajouté chaque fois que le contexte ne précise pas clairement de quelle définition il s'agit. La première définition est strictement géométrique et s'appelle "taux de concentration géométrique" ou "taux de concentration de surface", tandis que la seconde est en termes de rapport l'intensité mesurée et est appelée "taux de concentration d'intensité" ou "taux de concentration du flux".

5.3 Taux de concentration de surface (C_{area})

C'est le rapport de la surface effective de l'ouverture à la surface de l'absorbeur.

$$C_{area} = A_a / A_r \quad (2.1)$$

Où A_a est la surface de l'ouverture du concentrateur et A_r est la surface du récepteur (l'absorbeur).

5.4 Taux de concentration de flux lumineux (C_{flux})

C'est le rapport de l'intensité lumineuse à l'ouverture à celle de l'absorbeur.

$$C_{flux} = I_a / I_r \quad (2.2)$$

Où I_a est la valeur du flux lumineux à l'ouverture du concentrateur et I_r est la valeur du flux lumineux au niveau de l'ouverture du récepteur (l'absorbeur).

Les valeurs du taux de concentration varient de l'unité (ce qui est le cas limite pour un collecteur plat) à quelques milliers pour un concentrateur parabolique.

5.5 Angle d'acceptance ($2\theta_a$)

C'est l'angle avec lequel le rayonnement du faisceau peut s'écarter de la normale à l'ouverture plane et arriver à l'absorbeur sans un déplacement total ou partiel du collecteur.

L'optique géométrique et la deuxième loi de la thermodynamique exigent que la concentration maximale possible pour un demi-angle d'acceptance pour un collecteur donné θ_a est :

Pour les concentrateurs bidimensionnels creux,

$$C_{ideal,2D} = 1 / \sin \theta_a \quad (2.3)$$

Et pour les concentrateurs tridimensionnels (cones, paraboles, pyramides) :

$$C_{ideal,3D} = 1 / \sin^2 \theta_a \quad (2.4)$$

Les collecteurs avec de grands angles d'acceptance ne nécessitent que des ajustements occasionnels, tandis que les collecteurs avec de petits angles d'acceptance doivent être ajustés continuellement.

5.6 Facteur d'interception (γ)

C'est la fraction du rayonnement réfléchi et qui est incident à la surface absorbante du récepteur.

5.7 Modificateur de l'angle d'incidence (K)

Ce sont les erreurs au contour du concentrateur, les erreurs de poursuite et les erreurs de déplacement du récepteur du foyer et qui peuvent conduire à l'élargissement ou le décalage de l'image affectant ainsi la transmittance du système et l'absorption du récepteur.

La concentration dans les systèmes pratiques est réduite par plusieurs facteurs [21]:

- La plupart des concentrateurs conventionnels, en particulier les paraboles ou les lentilles de concentration, se basent sur des conceptions optiques qui sont inférieures aux limites thermodynamiques d'un facteur de 2 à 4.
- Les erreurs de poursuite et l'erreur au contour du concentrateur et l'alignement du récepteur nécessitent une conception de l'angle d'acceptance qui est considérablement large que la largeur angulaire du soleil.
- Aucun matériau de lentille ou de concentrateur n'est un réflecteur parfaitement spéculaire et, par conséquent, l'angle d'acceptance doit être élargi d'avantage, l'effet non spéculaire est moyenné par la saleté et la poussière.
- En raison de la diffusion atmosphérique, une partie importante du rayonnement solaire peut parvenir d'autres directions que de la direction du solaire lui-même.

Le rapport de concentration dans le concentrateur solaire implique un compromis entre les performances optiques et thermiques. L'absorbeur doit être choisi aussi petit que possible pour réduire les pertes par échauffement, mais assez grand pour intercepter tout, ou presque tout, le rayonnement incident. Il faut donc considérer les rayons avec le plus grand écart qu'on peut prévoir θ_c à partir de la direction de conception, c'est-à-dire la direction de l'ouverture du collecteur au centre du soleil.

La déviation angulaire θ_c est due à la taille finie du soleil et au miroir et aux erreurs de poursuite. L'exemple du réflecteur parabolique avec un tube cylindrique comme absorbeur, la figure (2.3) illustre la définition de θ_c . Le tube absorbant est placé concentriquement autour de la ligne focale. Si le rayon avec le plus grand écart est tout juste atteint l'absorbeur, comme le montre la ligne pointillée de la figure (2.3), le taux de concentration doit être:

$$C_{2D,parabolique,cylindrique,absorbeur} = \frac{2x_A}{2\pi a} = \frac{\sin \phi}{\pi \sin \theta_c} = \frac{\sin \phi}{\pi} C_{idéal} \quad (2.5)$$

Où ϕ est l'angle d'ouverture de bord ($\angle AOB$). Le maximum se produit à $\phi = 90^\circ$ et diminue d'un facteur de π de la limite idéale. Ceci est typique pour tous les concentrateurs à un seul étage; c'est-à-dire qu'ils atteignent seulement un $1/4$ à un $1/2$ de la limite de concentration thermodynamique. Pour des installations pratiques, la concentration géométrique n'est pas le seul critère de conception, et des angles de bord légèrement différents seront utilisés. Par exemple, des angles de bord supérieurs à 90° et des absorbeurs de petite taille peuvent être utilisés. [21].

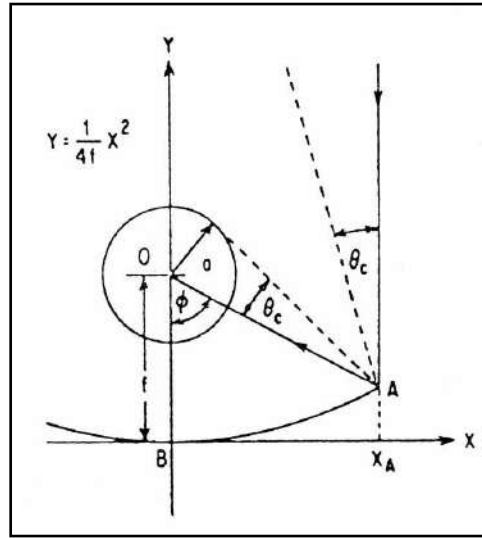


Fig. 2.3 : Distance focale f (OB) et le demi-angle d'acceptance θ_c d'une parabole de focalisation [11]

Cependant, il existe une classe de concentrateurs non-imageants, qui ont atteint la limite thermodynamique de la concentration. De plus, un système classique de focalisation avec un CPC comme un concentrateur secondaire peut approcher de très près de la limite thermodynamique. Le choix de la concentration optimale pour une application donnée implique l'évaluation de nombreux autres facteurs optiques, climatiques, thermiques et économiques, etc. et il est peu probable qu'un seul type de concentrateur soit le meilleur pour toutes les applications. Il est donc convenable d'analyser plusieurs types de concentrateurs solaires [50].

Le taux de concentration de surface a une limite supérieure qui dépend de la concentration, si le concentrateur est tridimensionnel (circulaire) tel que le concentrateur parabolique ou bidimensionnel (linéaire) tel que le concentrateur cylindro-parabolique.

Le développement du taux maximal de concentration [42], est basé sur le second principe de la thermodynamique appliqué à l'échange thermique radiatif entre le soleil et le récepteur.

Considérons un concentrateur circulaire avec une ouverture de surface A_a et un récepteur de surface A_r voyant le soleil avec un rayon r à la distance R , comme le montre la figure (2.4). Le demi-angle sous-tendu par le soleil est θ_s .

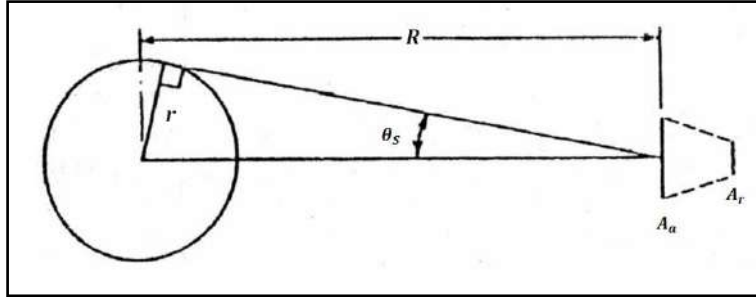


Fig. 2.4 : Schéma du soleil à T_s à la distance R d'un concentrateur d'ouverture A_a et un récepteur de surface A_r [11]

Si le concentrateur est parfait, le rayonnement du soleil incident sur l'ouverture (et donc aussi sur le récepteur) est la fraction du rayonnement émis par le soleil qui est interceptée par l'ouverture. Bien que le soleil n'est pas un corps noir, mais pour une analyse approximative, il peut être assumé à un corps noir à T_s (Température du ciel):

$$Q_{s \rightarrow r} = A_a \frac{r^2}{R^2} \sigma T_s^2 \quad (2.6)$$

Un récepteur parfait (c.-à-d. un corps noir) rayonne une énergie égale à $A_r T_r^4$ et une fraction de cette énergie, $E_{r \rightarrow s}$ (facteur d'échange spéculaire), atteint le soleil:

$$Q_{r \rightarrow s} = A_r \sigma T_r^4 E_{r \rightarrow s} \quad (2.7)$$

Lorsque T_r et T_s sont les mêmes, la deuxième loi de la thermodynamique implique que $Q_{s \rightarrow r}$ est égal à $Q_{r \rightarrow s}$. Donc, des équations (2.6) et (2.7) :

$$\frac{A_a}{A_r} = \frac{R^2}{r^2} E_{r-s} \quad (2.8)$$

Et puisque la valeur maximale de E_{r-s} est l'unité, le rapport de concentration maximal pour les concentrateurs circulaire est :

$$\left[\frac{A_a}{A_r} \right]_{\text{Circulaire, max}} = \frac{R^2}{r^2} = \frac{1}{\sin^2 \theta_s} \quad (2.9)$$

Un développement similaire pour les concentrateurs linéaires conduit à :

$$\left[\frac{A_a}{A_r} \right]_{\text{Linéaire, max}} = \frac{1}{\sin \theta_s} \quad (2.10)$$

Ainsi, avec $\theta_s = 0,27^\circ$, le rapport de concentration maximal possible pour les concentrateurs circulaires est 45, 000 et pour les concentrateurs linéaires, le maximum est de 212 [11].

Plus la température à laquelle l'énergie doit être fournie est élevée, plus le taux de concentration doit être élevé et plus la précision de l'optique du concentrateur et de l'orientation du système doit être élevée.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les concentrateurs peuvent être divisés en deux catégories: non imageants et imageants. Les concentrateurs non imageants, comme leur nom l'indique, ne produisent pas d'images clairement définies du soleil sur l'absorbeur, mais plutôt distribuent les rayonnements venant de toutes les directions du disque solaire sur toute la surface de l'absorbeur. Le taux de concentration des collecteurs linéaires non imageants sont dans la gamme basse et sont généralement inférieurs à 10. Les concentrateurs imageants, en revanche, forment des images bien définies sur l'absorbeur [11].

6. Méthodes de classification des concentrateurs

Les collecteurs de concentration sont de divers types et peuvent être classés de plusieurs façons. Ils peuvent être du type réfléchissant utilisant des miroirs ou du type réfractant utilisant des lentilles de Fresnel. Les surfaces réfléchissantes utilisées peuvent être parabo-

liques, sphériques ou plates. Ils peuvent être continus ou segmentés. La classification peut être également du point de vue de la formation de l'image, le concentrateur étant soit imageant, soit non imageant. En outre, le concentrateur imageant peut focaliser en une ligne ou en un point [45].

Le taux de concentration est également utilisé comme paramètre pour classer les collecteurs de concentration. Puisque ce rapport détermine approximativement la température de fonctionnement, cette méthode de classification équivaut le classement du collecteur par sa plage de température de fonctionnement.

Une dernière possibilité est de décrire les collecteurs de concentration par le type de poursuite adopté. Selon l'angle d'acceptation, la poursuite peut être intermittente (un ajustement quotidien ou tous les quelques jours) ou continue. De plus, la poursuite peut être suivant un axe ou deux axes. Le tableau (2.1) représente certaines applications de différents types de concentrateurs [21].

Tab. 2.1 : Résumé des applications de différents types de concentrateurs

Mode de poursuite	Type de concentrateur	Rang approximatif du taux de concentration	Température maximale approximative de fonctionnement
Aucun (Inclinaison fixe)	CPC	1.5 à 2	Jusqu'à 100 °C sans vide
			Jusqu'à 150 °C sous vide
Aucun (Deux ajustements d'inclinaison par an)	V-creux	1.5 à 2	Jusqu'à 150 °C sous vide
	CPC	3	Jusqu'à 180 °C sous vide
Aucun (Ajustement saisonnier, quotidien)	V-creux	2 à 3	Jusqu'à 180 °C sous vide
	CPC	3 à 10	100 à 150 °C sans vide
			150 à 250 °C sous vide
Poursuite suivant un axe	Lentille de Fresnel	6 à 30	100 à 200 °C
	Parabole creux	15 à 50	200 à 300 °C
	Miroir de Fresnel		Avec un concentrateur secondaire, sous vide, et absorbeur sélectif, jusqu'à 400, peut être 500 °C)
	Miroir de Fresnel récepteur mobile		
Poursuite suivant deux axes	Réflecteur sphérique fixe plus récepteur avec poursuite	50 à 150	300 à 500 °C
	Lentille de Fresnel	100 à 1000	300 à 1000 °C
	Parabole, Tour de puissance	500 à 3000	500 à 2000 °C

7. Facteur d'interception

Le facteur d'interception γ est défini comme la fraction du rayonnement réfléchi par le concentrateur et qui est incident sur la surface absorbante du récepteur.

Ce concept est particulièrement utile pour décrire les concentrateurs imageants [42]. Un exemple d'une image formée dans le plan focal d'un concentrateur linéaire est représenté sur la figure (2.5), si un récepteur s'étend de A à B, le facteur d'interception est :

$$\gamma = \frac{\int_A^B I(y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(y) dy} \quad (2.11)$$

L'objectif de l'utilisation des systèmes de concentration est de réduire les pertes de chaleur de l'absorbeur par la réduction de sa surface. La plupart des collecteurs imageants sont construits avec des récepteurs assez grands pour intercepter une grande fraction du rayonnement réfléchi mais pas assez large pour intercepter les franges de faible intensité des images. Les valeurs de γ supérieures à 0,9 sont des valeurs courantes [11].

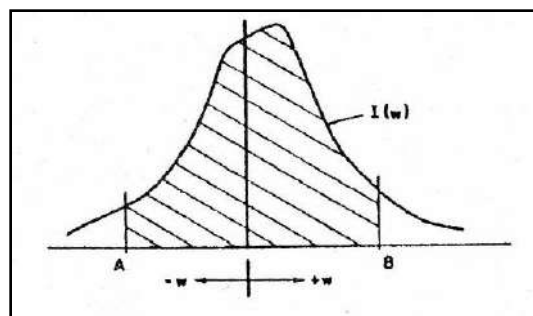


Fig. 2.5 : Exemple de distribution de flux dans le plan focal d'un concentrateur linéaire imageant. Le récepteur s'étend de A à B [11]

8. Modificateurs de l'angle d'incidence

En pratique, les images n'ont pas souvent de limites bien définies, et il est généralement préférable d'utiliser un récepteur qui intercepte moins que la totalité des rayons réfléchis. Un compromis entre l'augmentation des pertes thermiques avec l'augmentation de la surface réceptrice et l'augmentation des pertes optiques avec la diminution de la surface réceptrice est nécessaire pour optimiser les performances des collecteurs.

Ce problème d'optimisation a été étudié, de sorte que, pour une large gamme de conditions le récepteur de taille optimale intercepte de 90 à 95 % des rayonnements [34, 35].

Ainsi une perte optique, souvent comprise entre 5 et 10 %, est indésirable dans ce type de collecteur. Ceci a été exprimé en fonction du facteur d'interception γ , la fraction du rayonnement réfléchi qui est interceptée par le récepteur.

Les erreurs dans les contours des concentrateurs, les erreurs de poursuite et les erreurs de déplacement des récepteurs du foyer conduisent tous à des images décalées et, par conséquent, affectent γ .

Ces erreurs peuvent également affecter la transmittance du système revêtu et l'absorbance du récepteur. En outre, la diffusion de l'image au niveau du récepteur d'un concentrateur linéaire dépend de l'angle d'incidence du rayonnement i .

L'équation suivante donne l'exemple de correction des effets sur l'angle d'incidence pour les récepteurs qui ont la même longueur L que le réflecteur et placés d'une façon symétrique sur ce dernier [51] :

$$K(i) = 1 - \frac{f}{L} \left[1 + \frac{a^2}{48f^2} \right] \tan i \quad (2.12)$$

9. Concentrateur cylindro-parabolique (PTC)

Le concentrateur cylindro-parabolique est un concentrateur cylindrique ayant une section parabolique transversale avec un récepteur cylindrique.

9.1 Géométrie du concentrateur cylindro-parabolique

Pour mieux comprendre comment ce collecteur fonctionne, il est nécessaire de décrire ses propriétés optiques ainsi que les propriétés optiques de l'image produite (la répartition du rayonnement au foyer). Pour les collecteurs de ce type, le rayonnement absorbé par unité de surface de l'ouverture est donné par :

$$S = I_b \rho (\gamma \tau \alpha) K \quad (2.13)$$

Où I_b est la valeur de rayonnement direct, ρ est la réflectivité du concentrateur, γ est le facteur d'interception, τ est la transmission de la couverture du concentrateur, α est le coefficient d'absorption de la couverture et K est le modificateur d'angle d'incidence.

Pour évaluer S , il faut connaître les caractéristiques de l'image produite par les réflecteurs. Les images théoriques, c'est-à-dire celles produites par concentration parfaite qui sont

parfaitement alignées, dépendent de la géométrie du concentrateur. La section transversale d'un concentrateur parabolique linéaire est représentée sur les figures (2.6 et 2.7). L'équation de la parabole, en termes de système de coordonnées représente est:

$$y^2 = 4fx \quad (2.14)$$

L'ouverture est a , et la distance focale (la distance du point focal au sommet de la parabole) est f .

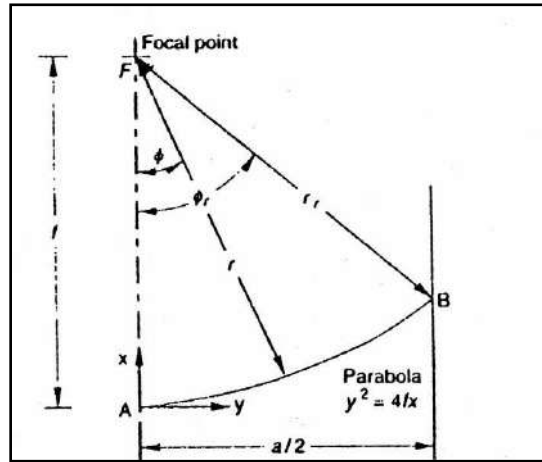


Fig. 2.6 : Section transversale d'un concentrateur parabolique linéaire [11]

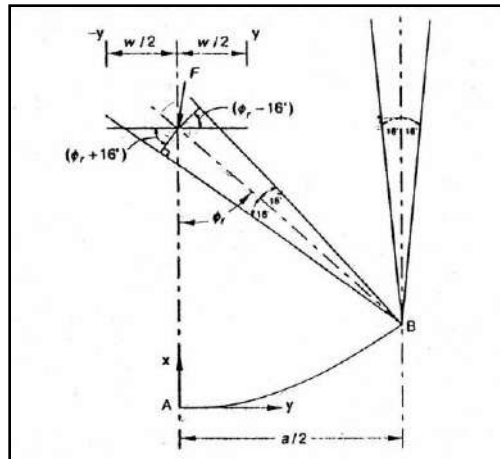


Fig. 2.7 : Dimensions de l'image d'un concentrateur linéaire [11]

Le faisceau de rayonnement représenté sur la figure (2.6) est incident au réflecteur au point B au bord où le rayon du miroir est au maximum à r_r . L'angle ϕ_r admet un maximum à r_r . L'angle ϕ_r est l'angle de bord, décrit par l'angle AFB, et est donné par :

$$\phi_r = \tan^{-1} \left[\frac{8(f/a)}{16(f/a)^2 - 1} \right] = \sin^{-1} \left(\frac{a}{2r} \right) \quad (2.15)$$

Pour plus de commodité, ϕ_r est tracé en fonction de f/a sur la figure (2.8).

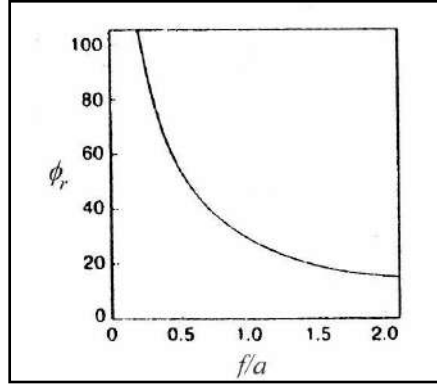


Fig. 2.8 : Angle de bord ϕ_r en fonction du rapport, distance focale-ouverture [11]

Pour n'importe quel point du réflecteur parabolique, le rayon du miroir est :

$$r = \frac{2f}{1 + \cos \phi} \quad (2.16)$$

Un faisceau de rayonnement solaire incident est un cône ayant une largeur angulaire de $0,53^\circ$ (c'est-à-dire un demi-angle θ_s de $0,267^\circ$, ou $16'$). Dans cette étude, on suppose que le concentrateur est symétrique et que le rayonnement du faisceau est normal à l'ouverture.

La figure (2.9) montre schématiquement comment le rayonnement réfléchi du bord de la parabole détermine la largeur de la zone focale. La largeur de l'image solaire dans le plan focal augmente en augmentant l'angle de bord. Les dimensions minimales du récepteur plat, circulaire ou semi-circulaire centré au point focal pour intercepter l'ensemble du rayonnement réfléchi sont aussi représentées. Il est clair qu'à partir de ce schéma, l'angle d'incidence du rayonnement à la surface de l'une de ces formes du récepteur est variable.

Pour les réflecteurs paraboliques spéculaires de forme et d'alignement parfaits, la taille du récepteur pour intercepter l'entière image solaire peut être calculée [11]. Le diamètre D d'un récepteur cylindrique est :

$$D = 2r_r \sin 0.267 = \frac{a \sin 0.267}{\sin \phi_r} \quad (2.17)$$

Pour un récepteur plat dans le plan focal de la parabole (le plan y-z à travers F, comme illustré dans les figures (2.6 et 2.7)), la largeur W est :

$$W = \frac{2r_r \sin 0.267}{\cos (\phi_r + 0.267)} = \frac{a \sin 0.267}{\sin \phi_r \cos (\phi_r + 0.267)} \quad (2.18)$$

On note que W est également le diamètre d'un récepteur semi-circulaire.

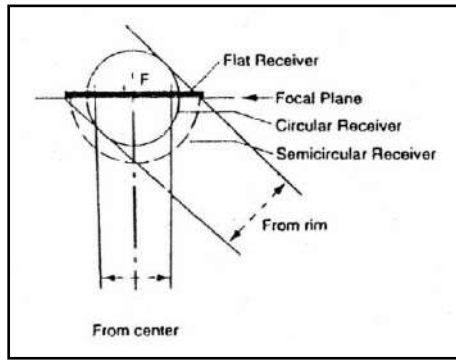


Fig. 2.9 : Schéma du rayonnement réfléchi du centre et du bord d'un (demi) réflecteur parabolique, avec des récepteurs plats, circulaires et semi-circulaires pour intercepter tous les rayonnements réfléchis d'une parabole complète [11]

Pour un récepteur plat, comme ϕ varie de zéro à ϕ_r , r augmente de f à r_r et la taille théorique de l'image dans le plan focal augmente de D (évalué avec r_r égal à f) à W.

La distance focale est un facteur déterminant de la taille, et l'ouverture est un facteur déterminant de l'énergie totale; donc de la luminosité de l'image ou de la concentration du flux d'énergie au récepteur d'un système de concentration doit être fonction du rapport a / f .

9.2 Images formées par un concentrateur linéaire parfait

Nous passons maintenant à une analyse plus détaillée des images théoriques produites par réflecteurs cylindro-paraboliques parfaitement orientés. Seules les images qui sont formées dans les plans perpendiculaires à l'axe de la parabole seront considérées; ces exemples donnent la base pour une appréciation des facteurs importants dans l'opération de concentration.

Le rayonnement incident sur un élément différentiel de la surface d'un réflecteur peut être imaginé comme un cône ayant un angle au sommet de $32'$, ou un demi-angle de $16'$. Le rayonnement réfléchi de cet élément est un cône similaire et doit avoir le même angle au sommet si le réflecteur est parfait. L'intersection de ce cône avec la surface du récepteur détermine la taille et la forme de l'image pour cet élément, et l'image totale est la somme des images pour tous les éléments du réflecteur.

Considérons un récepteur plat perpendiculaire à l'axe d'une parabole parfaite à son point focal, avec un faisceau de rayonnement normal à l'ouverture. L'intersection du plan focal et un cône de rayonnement réfléchi à partir d'un élément est une ellipse, avec un petit axe de $2r \sin(16')$ et un grand axe de $(x_1 - x_2)$, où x_1 est :

$$x_1 = r \sin(16') / \cos(\phi - 16') \quad (2.19)$$

et x_2 est:

$$x_2 = r \sin(16') / \cos(\phi + 16') \quad (2.20)$$

L'image totale est la somme des ellipses pour tous les éléments du réflecteur.

Les concentrateurs paraboliques linéaires peuvent être orientés de plusieurs façons pour poursuivre le faisceau de rayonnement. En général, le faisceau de rayonnement doit être dans le plan principal (le plan y-z) du collecteur tel que décrit par le foyer et le sommet de la parabole mais ne doit pas être normal à l'ouverture. Il a démontré que, dans ces circonstances, un collecteur cylindro parabolique peut être analysé par projections dans le plan x-y [43]. Les modes communs d'orientation sont des ajustements d'axes horizontaux, alignés soit à l'est-ouest ou au nord-sud; la rotation autour d'un axe polaire est occasionnellement utilisée. Dans ces situations, l'angle d'incidence i du faisceau de rayonnement à l'ouverture du collecteur, s'il est parallèle au plan central du réflecteur, est décrit par les équations suivantes pour les cas suivants :

- Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal est-ouest avec un ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence :

$$\cos i = [1 - \cos^2 \delta \sin^2 \omega]^{1/2} \quad (2.21a)$$

- Pour un plan tournant autour d'un axe horizontal nord-sud avec un ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence:

$$\cos i = [\cos^2 i_z + \cos^2 \delta \sin^2 \omega]^{1/2} \quad (2.21b)$$

- Pour un plan tournant autour d'un axe nord-sud parallèle à l'axe de la terre avec ajustement continu pour minimiser l'angle d'incidence:

$$\cos i = \cos \delta \quad (2.21c)$$

Où i est l'angle d'incidence du rayonnement; δ est la déclinaison du soleil, la position angulaire du soleil à midi solaire (c'est-à-dire, lorsque le soleil se trouve sur le méridien local) par rapport au plan de l'équateur, le nord est positif, $-23,45^\circ \leq \delta \leq 23,45^\circ$, ω est l'angle horaire, le déplacement angulaire du soleil à l'est ou à l'ouest du méridien local en raison de la rotation de la terre autour de son axe à 15° par heure, négatif le matin, positif l'après midi, i_z est l'angle de zénith entre la vertical et la ligne du soleil, c'est-à-dire l'angle d'incidence du rayonnement du faisceau sur une surface horizontale.

Comme l'angle d'incidence dans le plan y-z augmente, le demi-angle apparent sous-tendu par le soleil (la projection sur le plan x-y du demi-angle de $0,267^\circ$) augmente comme $1/\cos i$. L'effet sur la largeur d'image W est obtenu à partir de l'équation (2.18) en remplaçant $0,267$ par $0,267 / \cos i$.

$$W = \frac{2r_r \sin(0.267 / \cos i)}{\cos(\phi + 0.267 / \cos i)} \quad (2.22)$$

L'effet de i sur la largeur de l'image est mieux illustré par W / W_0 , le rapport de la largeur de l'image à l'angle d'incidence i à la largeur à $i = 0$.

$$\frac{w}{w_0} = \frac{\sin(0.267 / \cos i)}{\sin(0.267)} \frac{\cos(\phi_r + 0.267)}{\cos(\phi_r + 0.267 / \cos i)} = \frac{1}{\cos i} \quad (2.23)$$

Ce rapport ne change pas significativement avec i jusqu'à ce que l'angle de bord dépasse environ 80° . Jusqu'à ce que i devient grand, la deuxième fraction varie peu avec i et l'effet dominant est celui de la première fraction. Aussi, le sinus d'un petit angle est presque égal à l'angle lui-même, donc W / W_0 est presque égal à $1/\cos i$.

Le résultat de cet élargissement d'image est qu'un concentrateur parabolique linéaire orienté sur un axe horizontal est-ouest aurait une image sur le récepteur très élargi au début et heures tardives d'une journée et de taille minimale à midi.

Le résultat de cet élargissement d'image est qu'un concentrateur parabolique linéaire orienté suivant un axe horizontal est-ouest aurait une image large sur le récepteur au début et à la fin de la journée et une image de taille minimale à midi. Un collecteur orienté suivant un axe horizontal nord-sud aurait une taille d'image moins variable pendant la journée. Les effets de i sur la taille de l'image sont ajoutés à l'effet de réduction de l'énergie dans l'image (pour un I_{bn} donné) par le facteur $\cos i$.

9.3 Images résultant d'un concentrateur linéaire imparfait

Une méthode de dénombrement des imperfections de la forme de la parabole est de considérer que le faisceau réfléchi ayant une largeur angulaire de $(0,53 + \delta)$ degrés, où δ est un angle de dispersion, comme le montre la figure (2.10). δ est une mesure des limites des erreurs angulaires de la surface du concentrateur. Avec δ , les équations peuvent être écrites pour la taille des images produites sur des cylindres ou des plans au foyer. Le diamètre d'un récepteur cylindrique qui doit intercepter toute l'image est:

$$D = 2r_r \sin(0.267 + \delta/2) = \frac{a \sin(0.267 + \delta/2)}{\sin \phi_r} \quad (2.24)$$

La largeur de l'image dans le plan focal, si le rayonnement incident est normal à l'ouverture, doit être :

$$W = \frac{2r_r \sin(0.267 + \delta/2)}{\cos(\phi_r + 0.267 + \delta/2)} = \frac{a \sin(0.267 + \delta/2)}{\sin \phi_r \cos(\phi_r + 0.267 + \delta/2)} \quad (2.25)$$

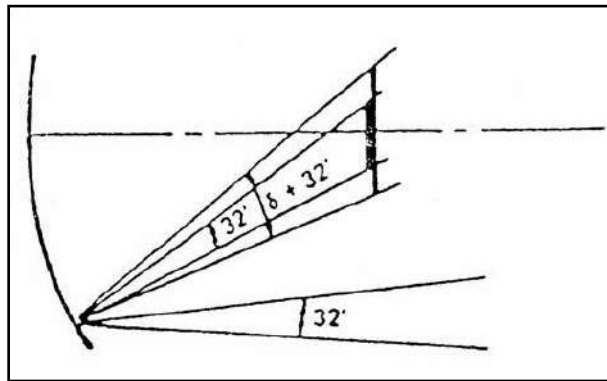


Fig. 2.10 : Schéma d'une partie d'un concentrateur avec un angle de dispersion δ ajouté à l'angle d'interception solaire de $0,53^\circ$ [11]

Les équations (2.24) et (2.25) donnent respectivement le diamètre et la largeur de l'image concentrateur cylindro parabolique imparfait qui peuvent être décrits par l'angle de dispersion δ . (Les équations (2.17) et (2.18) donnent les mêmes informations pour les réflecteurs parfaits.) Le rapport $(x/W)_\gamma = 1$ est défini comme le rapport de la surface de l'ouverture à la surface totale du récepteur lorsque le récepteur est assez grand pour intercepter tout le rayonnement réfléchi (c'est-à-dire quand $\gamma = 1$). De $(x/W)_\gamma = 1$ on peut obtenir C_{max} , le taux maximal de concentration de surface qui conduit à l'interception de l'image totale.

Pour un concentrateur produisant une image avec des limites bien définies et sans erreurs de poursuite ou de mauvais positionnement du récepteur, de largeur W , le taux maximal de concentration de surface pour $\gamma = 1$ est $(x/W)_\gamma = 1$ est :

$$C_{max} = \frac{\sin \phi_r \cos (\phi_r + 0.267 + \delta/2)}{\sin (0.267 + \delta/2)} \quad (2.26)$$

9.4 Efficacité optique du PTC

Nous considérons maintenant l'efficacité optique d'un concentrateur cylindro-parabolique. Supposons que le concentrateur a une ouverture a , une longueur L et un angle de bord ϕ_r (Fig. 2.6). En outre, supposons que le tube absorbeur a un diamètre D .

Le rayonnement solaire normalement incident sur l'ouverture du collecteur est $I_b R_b$ où R_b est le facteur d'inclinaison donné par la relation:

$$R_b = \frac{\cos i}{\cos i_z} = \frac{\sin \delta \sin (\varphi - \beta) + \cos \delta \cos (\varphi - \beta) \cos H}{\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H} \quad (2.27)$$

Où i est l'angle d'incidence du rayonnement, i_z est l'angle de zénith, δ est la déclinaison du soleil, φ est la latitude à laquelle le concentrateur est fixé, et β est l'angle d'inclinaison du concentrateur.

Dans certains modes de poursuite, les rayons du soleil sont incidents avec un angle et, par conséquent, viennent se concentrer au delà du concentrateur. Nous supposons que le tube absorbeur est assez long pour intercepter cette image. En pratique, cela signifie que l'absorbeur doit être un peu moins long (d'environ 10 %) que le concentrateur et le flux qui arrive sur l'absorbeur n'est pas uniformément réparti sur toute la longueur. Pour des nécessités d'analyse, nous ne prendrons pas en compte cette longueur de tube supplémentaire et nous

supposer que le flux de rayonnement est le même sur toute la longueur. Nous allons également faire en sorte que la température baisse à travers l'absorbeur.

Le taux de concentration du collecteur est donné par:

$$C = \frac{1}{\sin \theta_s} \quad (2.28)$$

Où θ_s est la moitié de l'angle sous-tendu par le soleil vu de la terre et qui est égal à 16 'ou 0,267°.

Le flux absorbé S est [45]:

$$S = I_b R_b r \gamma (\tau \alpha) + I_b R_b (\tau \alpha) \left(\frac{D}{W-D} \right) \quad (2.29)$$

Où I_b est le rayonnement solaire incident, r est la réflectivité du matériau du concentrateur, γ est le facteur d'interception qui représente la fraction de rayonnement réfléchi et qui est interceptée par l'absorbeur, τ est la transmittivité de la couche de revêtement du concentrateur (si trouvé), α est le coefficient d'absorption de l'absorbeur, D est le diamètre de l'absorbeur et W est la largeur de l'ouverture du concentrateur [38].

L'efficacité optique η_0 peut être définie par la fraction du rayonnement solaire incident à l'ouverture du collecteur et qui se trouve à la surface de l'absorbeur [45]. Ainsi :

$$\eta_0 = \frac{S}{I_b R_b} \frac{(W-D)}{D} \quad (2.30)$$

10. Concentrateur Parabolique Composé (CPC)

Le concept de base du Concentrateur Parabolique Composé est illustré par la figure (2.2). Le concentrateur CPC appartient à la catégorie des concentrateurs non-imageants. Il a un grand angle d'acceptation et ne nécessite qu'une poursuite intermittente. La géométrie du CPC est d'une grande utilité pour la collecte de l'énergie solaire et elle a fait l'objet d'un développement considérable au cours des dernières années [49].

10.1 Géométrie du CPC

La géométrie du CPC bidimensionnel est représentée sur la figure (2.11). Le concentrateur se compose de deux segments AB et DC qui sont des parties de deux paraboles 1 et 2. AD est l'ouverture de largeur W et BC, la surface de l'absorbeur de largeur b.

Les axes des deux paraboles sont orientés l'un vers l'autre à un angle de sorte que le point C est le foyer de la parabole (1) et le point B est le foyer de la parabole (2). Les tangentes aux paraboles aux points A et D sont parallèles à l'axe du CPC.

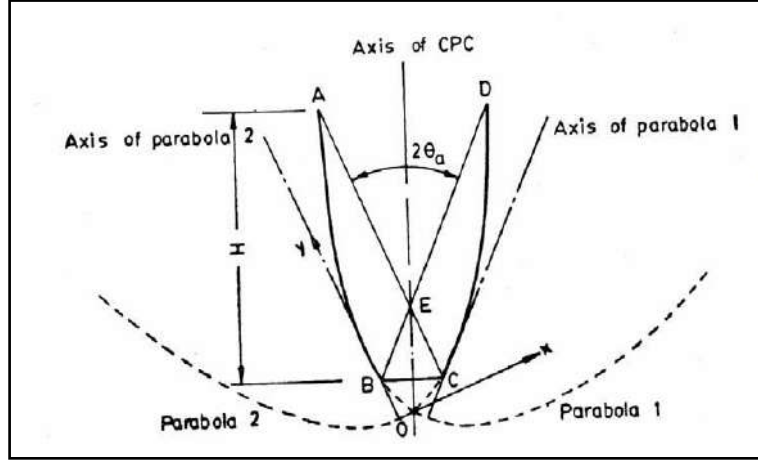


Fig. 2.11 : Géométrie d'un concentrateur parabolique composé [11]

L'angle d'acceptance du CPC est l'angle AED ($2\theta_a$) formé par les lignes obtenues en joignant chaque foyer au côté opposé de l'ouverture. Le taux de concentration est donné par :

$$C = \frac{W}{b} = \frac{1}{\sin \theta_a} \quad (2.31)$$

Ce taux de concentration est le maximum possible pour l'angle d'acceptation $2\theta_a$.

En utilisant le système de coordonnées x-y représenté sur la figure (2.11), avec une origine O au sommet de la parabole 2, il est facile de montrer que l'équation de la parabole 2 est:

$$y = \frac{x^2}{2b(1+\sin \theta_a)} \quad (2.32)$$

Où la distance focale est donnée par :

$$OB = \frac{b}{2}(1 + \sin \theta_a) \quad (2.33)$$

Les coordonnées des points d'extrémité du segment CD sont les suivantes:

Point C :

$$x = b \cos \theta_a \quad (2.34)$$

$$y = \frac{b}{2}(1 - \sin \theta_a) \quad (2.35)$$

Point D:

$$x = (b + W) \cos \theta_a \quad (2.36)$$

$$y = \frac{b}{2} (1 - \sin \theta_a) \left(1 + \frac{1}{\sin \theta_a} \right) \quad (2.37)$$

Le rapport hauteur / ouverture du concentrateur est donné par:

$$\frac{H}{W} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\sin \theta_a} \right) \cos \theta_a = \frac{1}{2} (1 + C) \left[1 - \frac{1}{C^2} \right]^{1/2} \quad (38)$$

La surface de concentration est obtenue par intégration le long de l'arc parabolique.

Le rapport entre la surface du concentrateur et la surface de l'ouverture est : $\frac{A_{con}}{WL}$, pour des valeurs du taux de concentration supérieures à 3, on peut montrer qu'on peut utiliser l'expression suivante (qui prédit des valeurs avec une précision supérieure à 5 %) :

$$\frac{A_{con}}{WL} = 1 + C \quad (2.40)$$

Le nombre moyen de réflexions m subi par tout le rayonnement entrant dans l'angle d'acceptance avant d'atteindre la surface de l'absorbeur est donné par l'expression:

$$m = \frac{1}{2 \sin \theta_a} \left(\frac{A_{con}}{WL} \right) - \frac{(1 - \sin \theta_a)(1 + 2 \sin \theta_a)}{2 \sin^2 \theta_a} \quad (2.41)$$

Ainsi, la réflectivité effective de la surface du concentrateur est donnée par:

$$\rho = r^m \quad (3.42)$$

Où ρ est la réflectivité effective et r est la valeur de réflectivité pour une seule réflexion [41].

Par rapport au concentrateur cylindro parabolique, un CPC est très profond et nécessite une grande surface de concentration pour une ouverture donnée. Cependant, il a été démontré qu'une grande partie du sommet d'un CPC peut être éliminée avec une baisse négligeable des performances. Ainsi, en pratique, un CPC est généralement tronqué (réduit en hauteur) d'environ 50 % afin de réduire son coût. Un CPC tronqué est illustré à la figure (2.12). La troncature limitée affecte très peu l'angle d'acceptation, mais il change le rapport :

Hauteur / Ouverture, le taux de concentration et le nombre moyen de réflexions subis par les rayonnements avant qu'ils atteignent la surface de l'absorbeur.

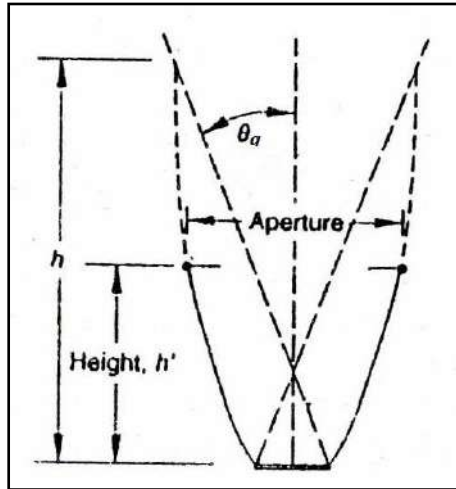


Fig. 2.12 : CPC tronqué un rapport hauteur / ouverture
la moitié du rapport du CPC complet [11]

Les CPC avec des récepteurs plats devraient avoir un espace entre le récepteur et le réflecteur pour empêcher le réflecteur d'agir comme une ailette, conduisant de la chaleur du récepteur. L'écart se traduit par une perte de la surface du réflecteur et une perte correspondante de performance et donc, il doit être maintenu petit [11].

La discussion précédente a été basée sur des récepteurs plats occupant le plan entre les deux foyers (Fig. 2.12). D'autres formes de récepteur peuvent être utilisées, le CPC peut être développé avec une ouverture W qui concentrera un rayonnement incident avec des angles d'incidence entre : $\pm \theta_a$ sur n'importe quel absorbeur convexe avec : $W \sin \theta_a$.

La méthode de génération de la forme du CPC est illustrée par la figure (2.13), qui montre un cas d'intérêt particulier, un absorbeur cylindrique. Les parties AB et AC du réflecteur conviennent aux parties AF et AG de l'absorbeur.

L'exigence pour le reste du réflecteur est que, à n'importe quel point P, la normale au réflecteur NP doit diviser l'angle entre la tangente à l'absorbeur PT et la ligne QP, qui est à un angle θ_a de l'axe du CPC. Ce CPC est utilisé avec des récepteurs tubulaires évacués. Ils peuvent être tronqués de la même manière que les autres CPCs. Cette méthode peut être utilisée pour générer un réflecteur pour toute forme de récepteur convexe.

Ainsi, un ensemble de concentrateurs de type CPC (pas nécessairement des paraboles) peut être développé graduellement et permet ainsi une variété de choix de la forme du récepteur. Les concentrateurs CPC peuvent être utilisés en série, le récepteur du concentrateur primaire peut être l'ouverture d'un concentrateur secondaire. Le concentrateur n'a pas besoin d'être symétrique.

Les absorbeurs tubulaires sont souvent utilisés avec des réflecteurs CPC [12, 13]. La forme du réflecteur qui conduit à une absorption maximale de rayonnement par des absorbeurs cylindriques est illustrée dans la figure (2.14).

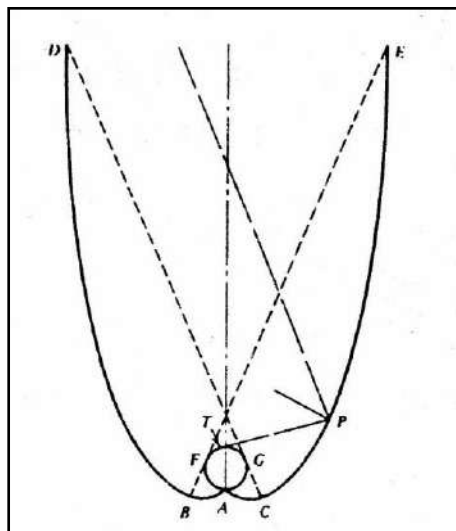


Fig. 2.13 : CPC pour un récepteur tubulaire [11]

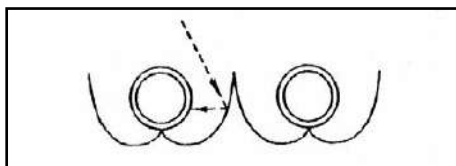


Fig. 2.14 : Réflecteur complexe à utiliser avec un absorbeur cylindrique [11]

10.2 Orientation et énergie absorbée pour un concentrateur CPC

L'un des avantages des CPC est qu'ils peuvent collecter le rayonnement solaire sans poursuite continue du soleil et atteindre un certain taux de concentration. Cependant, ils doivent être correctement orientés pour maximiser le rayonnement absorbé.

Une orientation efficace pour un tel collecteur est le long d'un axe horizontal est-ouest, incliné vers l'équateur et réglables autour de cet axe. Le CPC est organisé de sorte que le pseudo angle d'incidence du rayonnement du faisceau (projection de l'angle d'incidence sur le plan vertical nord-sud) se situe dans les limites $\pm \theta_a$.

Pour estimer le rayonnement absorbé par le récepteur d'un CPC, il est nécessaire de déterminer si l'angle d'incidence du rayonnement solaire direct est contenu dans l'angle d'acceptance $2\theta_a$, et ensuite estimer les contributions du faisceau du rayonnement diffus, le rayonnement réfléchi du sol s'ils sont dans l'angle d'acceptance. Le rayonnement absorbé peut être estimé comme suit:

$$S = A_a (G_{b,CPC} \tau_{c,b} \tau_{CPC,b} \alpha_b + G_{d,CPC} \tau_{c,d} \tau_{CPC,d} \alpha_d + G_{g,CPC} \tau_{c,g} \tau_{CPC,g} \alpha_g) \quad (2.43a)$$

$$G_{b,CPC} = F g_{bn} \cos \theta \quad \text{Si } (\beta + \theta_a) < 90^\circ \quad (2.43b)$$

$$G_{d,CPC} = \frac{G_d}{C} \quad (2.43c)$$

$$G_{d,CPC} = \frac{G_d}{2} \left(\frac{1}{C} + \cos \beta \right) \quad \text{Si } (\beta + \theta_a) > 90^\circ$$

$$G_{g,CPC} = 0 \quad \text{Si } (\beta + \theta_a) > 90^\circ \quad (2.43d)$$

$$G_{g,CPC} = \frac{G_d}{2} \left(\frac{1}{C} - \cos \beta \right) \quad \text{Si } (\beta + \theta_a) > 90^\circ$$

Le premier terme dans l'équation (2.43 a) est la contribution du faisceau à S, le second est la contribution du rayonnement diffus et la troisième est la contribution du rayonnement réfléchi par le sol

Dans le premier terme, $G_{b,CPC}$ est le rayonnement direct à l'ouverture qui est dans l'angle d'acceptance, $\tau_{c,b}$ est la transmittance du revêtement du concentrateur et α_b est le coefficient d'absorption du récepteur. Le facteur $\tau_{CPC,b}$ est la transmittance du concentrateur CPC qui compte les pertes de réflexion et qui est en fonction du nombre moyen de réflexions. Les facteurs dans les termes des rayonnements diffus et réfléchis au sol sont analogues à ceux du rayonnement direct.

Le rayonnement réfléchi par le sol n'est efficace que si $(\beta + \theta_a) > 90^\circ$, c'est-à-dire si le récepteur "voit" le sol. Les angles sont représentés sur la figure (2.15).

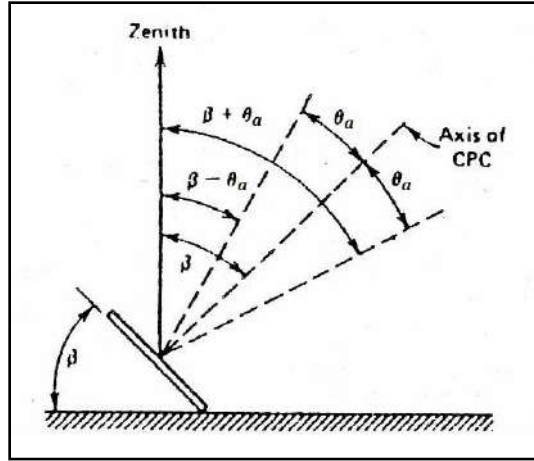


Fig. 2.15 : Projection sur un plan nord-sud des angles d'acceptance du CPC et l'inclinaison du CPC par rapport à un axe est-ouest [11]

La figure (2.15) montre l'angle d'acceptance d'un CPC sur un plan vertical nord-sud, orienté vers l'est-ouest. Les angles, $(\beta - \theta_a)$ et $(\beta + \theta_a)$, sont les angles à partir de la verticale en ce plan aux deux limites décrivant l'angle d'acceptance. La condition suivante doit être satisfaite pour que le rayonnement direct soit efficace:

$$(\beta - \theta_a) < \tan^{-1}(\tan i_z \cos \gamma_s) < (\beta + \theta_a) \quad (2.44)$$

10.3 Efficacité optique du concentrateur CPC

L'efficacité optique est l'efficacité par laquelle le concentrateur peut réfléchir et concentrer le rayonnement.

L'efficacité optique peut être donnée par la relation:

$$\eta_0 = \gamma r^m \quad (2.45)$$

Ou bien :

$$\eta_0 = \gamma \rho \quad (2.46)$$

Où γ est la fraction d'insolation totale acceptée par le concentrateur CPC; r est la réflectivité du concentrateur pour une seule réflexion; m est le nombre de réflexions produites dans le concentrateur; ρ est la réflectivité totale du concentrateur pour les m réflexions.

Pour tout système de concentration avec un revêtement de transmission τ et un absorbeur avec un coefficient d'absorption α , l'efficacité optique peut être calculée à partir de [36] :

$$\eta_0 = \gamma \tau \rho \alpha \quad (3-47)$$

11. Concentrateur parabolique

Le concentrateur parabolique est l'un des concentrateurs à taux de concentration élevé, il concentre le rayonnement qui lui est incident, en un point focalisé avec un grand taux de concentration.

Le concentrateur parabolique, dans sa forme, a une section transversale parabolique avec une ouverture circulaire, on peut aussi dire qu'il peut être décrit comme un réflecteur parabolique tridimensionnel. Une analyse similaire qui a été faite pour le concentrateur cylindro parabolique (PTC) peut être aussi faite pour le concentrateur parabolique. Dans une section à travers l'axe du paraboloïde, ce concentrateur est représenté par les figures (2.6 et 2.7), et l'angle de bord ϕ_r et le rayon du miroir r sont analogues à ceux du concentrateur linéaire. La dispersion se produit également dans le concentrateur parabolique et les équations analogues à l'équation (2.23) peuvent être écrites pour les concentrateurs sans erreurs de poursuite. La figure (2.16) montre une vue tridimensionnelle du concentrateur parabolique.

Pour les récepteurs sphériques:

$$C_{max} = \frac{\sin^2 \phi_r}{4 \sin^2(0.267 + \delta/2)} - 1 \quad (2.48)$$

Pour les récepteurs plats:

$$C_{max} = \frac{\sin^2 \phi_r \cos^2(\phi_r + 0.267 + \delta/2)}{4 \sin^2(0.267 + \delta/2)} - 1 \quad (3.49)$$

Où ϕ_r est l'angle de bord de l'absorbeur, et δ est la dispersion.

C_{max} est défini comme le maximum pouvant être obtenu, en fonction de l'interception de l'ensemble des rayonnements réfléchis qui se trouve dans le cône de largeur angulaire $(0,53 + \delta)$.

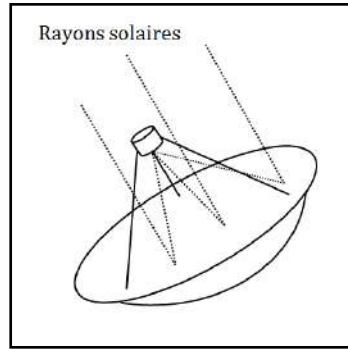


Fig. 2.16 : Concentrateur solaire parabolique

Les récepteurs à cavité peuvent être utilisés avec les concentrateurs paraboliques pour augmenter l'absorption et de réduire les pertes par convection de la surface absorbante. Les équations des propriétés optiques des systèmes avec des récepteurs plats s'appliquent également aux récepteurs à cavité, si les absorptions appropriées des cavités sont utilisées.

L'énergie absorbée pour un concentrateur parabolique dépend des propriétés de la même manière que les concentrateurs paraboliques linéaires. Cependant, aux taux de concentration élevés obtenus par ces concentrateurs, toute absorption de rayonnement solaire dans le matériau de couverture entraînera l'échauffement de ce dernier, et par conséquent, les couvertures ne sont pas généralement utilisées. En l'absence de couverture, l'absorption de l'énergie pour la surface d'ouverture du concentrateur est alors :

$$S = I_{b,a} \rho (\gamma \alpha)_n K_{\gamma \alpha} \quad (2.51)$$

Où $I_{b,a}$ est le rayonnement, ρ est la réflectivité du matériau du concentrateur, γ est le facteur d'interception, α est le coefficient d'absorption de l'absorbeur, et $K_{\gamma \alpha}$ est le modificateur de l'angle d'incidence.

12. Lentille de Fresnel

12.1 Définition

La lentille de Fresnel est une lentille ressemblant à une lentille plane convexe ou plane concave qui est coupée en anneaux étroits et aplatis. Si les plaques sont étroites, la surface de chaque plaque est faite progressivement de façon conique et non sphérique. La figure (2.17) montre une vue schématique d'une lentille de Fresnel.

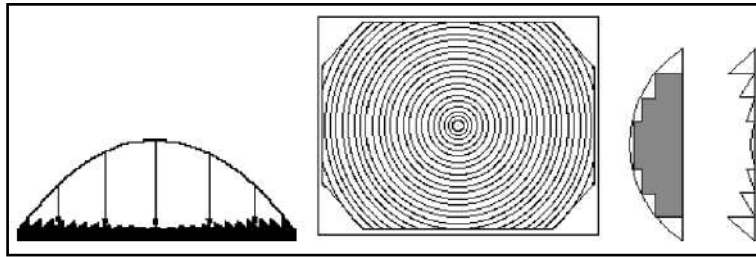


Fig. 2.17 : Schéma d'une lentille de Fresnel [11]

12.2 Avantages des lentilles de Fresnel

L'utilisation des lentilles de Fresnel comme concentrateur optique est due aux avantages suivants:

- La lentille de Fresnel peut être conçue et fabriquée en très grande taille avec un léger poids en raison de moins de 4 mm d'épaisseur, et avec un coût faible. En revanche, une lentille de verre conventionnelle aurait 200 mm d'épaisseur au bord, pèse 50kg et coûte des milliers de dollars.
- Son poids léger permet l'utilisation de lentilles de grands diamètres qui collectent plus de lumière de la source lumineuse.
- La conception de lentille corrige également les aberrations sphériques pour permettre plus d'illumination uniforme au plan de l'image.

13. Conclusion

Pour de nombreuses applications, il est nécessaire de fournir l'énergie avec des intensités élevées, ceci n'est réalisable qu'avec des concentrateurs optiques. De nombreuses conceptions ont été mises en œuvre pour ces concentrateurs. Ils peuvent être réflecteurs ou réfracteurs, cylindriques ou à surfaces de révolution, continus ou segmentés. Ils focalisent le rayonnement solaire en un point comme le concentrateur parabolique, ou en une ligne comme les miroirs de Fresnel. De nombreux modes de poursuite solaire sont aussi possibles (suivant, un axe ou deux axes). Le taux de concentration peut varier de plusieurs ordres de grandeur (de valeurs inférieures à l'unité à des valeurs élevées de l'ordre de 10^5). Avec toutes ces possibilités, Il a été difficile de développer des analyses générales applicables à tous les concentrateurs. Ainsi les concentrateurs sont traités en deux groupes :

Les concentrateurs non imageants avec un faible rapport de concentration et les collecteurs linéaires imageants avec un rapport de concentration moyen.

Les concentrateurs focalisant la lumière en une ligne possèdent généralement un taux de concentration inférieur à ceux des concentrateurs focalisant la lumière en un point, ce taux caractérise la géométrie générale d'un concentrateur. Leur type de focalisation et leur taux de concentration élevé sont des paramètres de choix des concentrateurs optiques pour être utilisé dans le pompage des matériaux lasers.

Chapitre : 03

Théorie des lasers

Théorie des lasers

1. Introduction

Le mot LASER est l'acronyme de : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplification de la lumière par émission stimulée de Rayonnements). L'histoire du laser a commencé en 1917, lorsqu'Albert Einstein publia ses fameux travaux sur l'absorption et l'émission de la lumière dans lesquels il mentionnait l'existence d'un nouveau processus d'émission, l'émission stimulée, en faisant les différences entre émission spontanée et émission stimulée [19]. Ces travaux fondamentaux posèrent les bases théoriques pour la réalisation des masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) et des lasers. Mais ce n'est qu'en 1955 que le premier MASER a été conçu et ce n'est qu'en 1958, que la réalisation d'un oscillateur aux fréquences optiques et infrarouges, apparaissait possible après une étude mettant au point la possibilité d'extension des principes du maser à la région optique du spectre électromagnétique [19].

En 1960, T.H. Maiman réalisa ainsi le premier oscillateur laser dans un cristal de rubis ($Cr^{3+}:Al_2O_3$), [19]. Depuis cette année, le développement des lasers a été extrêmement rapide bien que les applications des lasers ont eu un début très lent au cours de leur première décennie, la découverte de nouvelles applications du rayonnement laser ne s'est pas cessé jusqu'à nos jours. Cette découverte, a complètement renouvelé l'optique. Au niveau fondamental, comme dans le domaine des applications, des possibilités radicalement nouvelles ont été offertes aux physiciens, par la directivité, la mono chromaticité, la puissance de la lumière laser.

Pour comprendre le principe des lasers, nous devrons d'abord étudier l'interaction rayonnement-matière, dont l'exemple le plus simple est l'interaction rayonnement-atome. Les processus en jeu sont l'émission et l'absorption qui sont décrites par l'étude des transitions d'un système entre deux états. Notre premier objectif est de présenter une théorie des lasers simple mais puissante et générale. Elle donne une compréhension unifiée applicable à la grande variété des lasers dont nous disposons aujourd'hui, et sans doute à ceux qui ne manqueront pas d'apparaître dans le futur. Nous essaierons ensuite de dégager les propriétés spécifiques de la lumière laser qui la rendent apte à des applications inconcevables avec les sources traditionnelles [19].

2. Interaction rayonnement-matière

Plusieurs propriétés du laser peuvent être traitées en termes de processus d'absorption et d'émission qui prennent place lorsqu'un système atomique interagit avec la lumière. Au cours de la première décennie du siècle dernier, Planck a décrit la distribution spectrale du rayonnement thermique, et dans la deuxième décennie Einstein, en combinant la loi de Planck et les statistiques de Boltzmann, a formulé le concept d'émission stimulée.

L'absorption et l'émission spontanée étaient les deux mécanismes connus d'interaction entre la lumière et la matière jusqu'à 1917, l'année où Albert Einstein postula l'existence d'un nouveau mécanisme d'émission lumineuse, l'émission stimulée. Ce qui donnera naissance cinquante ans plus tard au premier dispositif à émission stimulée, le maser dans les micro-ondes en 1955 et dans les longueurs d'ondes optiques en 1960 : le laser [19].

2.1 Radiation du corps noir

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique dans une enceinte isotherme, est en équilibre thermique à la température T , la distribution de la densité de rayonnement $\rho(\nu)d\nu$ dans une intervalle de fréquence $d\nu$, est donnée par la loi de Planck :

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (3.1)$$

Où $\rho(\nu)$ est la densité de rayonnement par unité de fréquence $J.s/cm^3$, k_B : la constante de Boltzmann = $1.381.10^{-23} J/K$ et T : la température en K et c : la vitesse de la lumière dans le vide = $2,998.10^8 ms^{-1}$.

La répartition spectrale des rayonnements thermiques s'annule à $\nu = 0$ et quand $\nu \rightarrow \infty$, et admet un maximum qui dépend de la température.

Le facteur :

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} = p_n \quad (3.2)$$

L'équation (3.1) donne la densité des modes de rayonnement par unité de volume et par intervalle de fréquence unitaire. Le facteur p_n peut également être interprété comme le nombre de degrés de liberté associé à un champ de rayonnement, par unité de volume, par intervalle de fréquence unitaire. L'expression de la densité du mode p_n [modes s/cm^3] joue un rôle important dans la liaison des probabilités de transition spontanées et induites.

Pour un champ de rayonnement uniforme et isotrope, on peut appliquer la relation suivante :

$$W = \frac{\rho(\nu)c}{4} \quad (3.3)$$

Où W est le rayonnement du corps noir [W/cm^2] qui sera émis à travers une ouverture dans l'enceinte du corps noir. Beaucoup de solides rayonnent comme un corps noir. Donc, le rayonnement émis par la surface d'un solide peut être calculé à partir de l'équation (3.3).

Selon l'équation de Stefan-Boltzmann, le rayonnement total du corps noir est :

$$W = \sigma T^4 \quad (3.4)$$

Où $\sigma = 5.68 \times 10^{-12} W/cm^2 K^4$. Le rayonnement émis W a un maximum qui peut être obtenu à partir de la loi de déplacement de Wien :

$$\frac{\lambda_{max}}{\mu m} = \frac{2893}{T/K} \quad (3.5)$$

2.2 Statistique de Boltzmann

Selon le principe fondamental de la mécanique statistique, lorsqu'un grand nombre d'atomes identiques sont en équilibre thermique à la température T , les populations relatives des deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , tels qu'ils sont représentés sur la figure 3.1, doivent être reliées par le rapport de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{k_B T}\right) \quad (3.6)$$

Où N_1 et N_2 sont les nombres d'atomes dans les niveaux d'énergie respectives E_1 et E_2 .

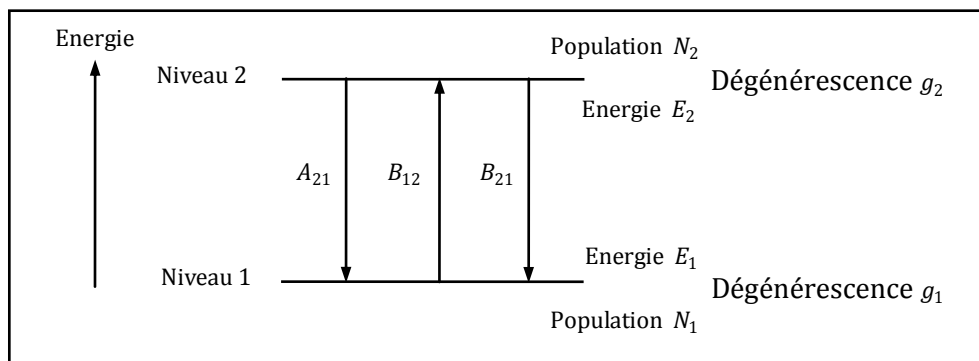


Fig. 3.1 : Système atomique à deux niveaux d'énergie avec les populations N_1 , N_2 et les dégénérescences respectives g_1 , g_2

Pour un écart énergétique suffisamment grand ($\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu_{21} \gg k_B T$), le rapport est presque nul, et il y aura très peu d'atomes dans le niveau d'énergie supérieur E_2 à l'équilibre thermique. L'énergie thermique $k_B T$ à la température ambiante ($T = 300\text{ K}$) correspond à un écart d'énergie $\Delta E = h\nu$ avec $\nu = 6.10^{12}\text{ Hz}$, ce qui est équivalent à une longueur d'onde à $\lambda = 50\text{ }\mu\text{m}$. Par conséquent, pour tout écart énergétique dont la fréquence de transition ν_{21} appartenant aux régions proche infrarouge ou visible, l'exposant de Boltzmann sera très petit à des températures normales. Le nombre d'atomes dans n'importe quel niveau d'énergie supérieur sera alors très faible par rapport à celui des niveaux inférieurs.

L'équation (3.6) est valable pour les systèmes atomiques n'ayant que des niveaux non dégénérés. S'il y a g_i différents états de l'atome correspondant à l'énergie E_i , alors g_i est définie comme la dégénérescence du $i^{\text{ème}}$ niveau d'énergie.

Nous rappelons que les systèmes atomiques, tels que les atomes, les ions et les molécules, peuvent seulement exister dans certains états stationnaires, dont chacun correspond à une valeur définie d'énergie et spécifie donc un niveau d'énergie.

Lorsque deux états ou plus ont la même énergie, le niveau respectif est appelé dégénéré, et le nombre d'états avec la même énergie est la multiplicité du niveau. Tous les états du même niveau d'énergie seront également peuplés, donc le nombre d'atomes aux niveaux 1 et 2 est $N_1 = g_1 N'_1$ et $N_2 = g_2 N'_2$, où N'_1 et N'_2 se rapportent à la population de n'importe quel état dans les niveaux respectifs 1 et 2. Il découle de l'équation (3.6) que les populations des niveaux d'énergie 1 et 2 sont liées par la formule :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 N'_2}{g_1 N'_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{k_B T}\right) \quad (3.7)$$

A la température zéro absolu, la statistique de Boltzmann prédit que tous les atomes sont à l'état fondamental. L'équilibre thermique à n'importe quelle température exige que l'état avec une basse énergie est plus densément peuplé que l'état avec une énergie élevée.

Par conséquent le rapport N_2/N_1 est toujours inférieur à l'unité pour $E_2 > E_1$ et $T > 0$. Ce qui implique que l'amplification optique à l'équilibre thermique n'est pas possible.

2.3 Emission et absorption de la lumière

Dans un atome, quand un électron subit des transitions entre deux états ou niveaux d'énergie Il émet ou absorbe un photon qui peut être décrit en termes d'onde de fréquence $\nu = \Delta E/h$, ΔE étant la différence d'énergie entre les deux niveaux concernés. Considérons les transitions de l'électron qui peuvent se produire entre les deux niveaux d'énergie du système atomique présenté dans la figure (3.1). Si l'électron est dans le niveau inférieur E_1 alors en présence d'un photon d'énergie ($\Delta E = E_2 - E_1$), il peut être excité au niveau supérieur E_2 en absorbant ce photon.

Alternativement, si l'électron est dans le niveau E_2 , il peut revenir au niveau E_1 avec l'émission d'un photon. Le processus d'émission peut se manifester de deux manières distinctes, qui sont:

- L'émission spontanée;
- L'émission stimulée.

Dans des conditions normales, nous n'observons pas l'émission stimulée parce que la probabilité d'émission spontanée qui se produit est beaucoup plus élevée. Le temps moyen pendant lequel l'électron existe à l'état excité avant de se désexciter spontanément est appelé la durée de vie τ_{21} de l'état excité. Les nombres 1 et 2 indiquent ici les niveaux d'énergie impliqués. La probabilité qu'un atome subit une émission spontanée dans un intervalle de temps dt est donné par $A_{21} dt = dt/\tau_{21}$, où A_{21} est le taux de transition spontanée. Le rayonnement spontané est émis aléatoirement par les atomes, ce qui implique qu'un grand nombre d'atomes émettent clairement d'une façon incohérente.

Inversement, le processus d'émission stimulé entraîne un rayonnement cohérent comme les ondes associées aux photons stimulants et stimulés sont identiques, en fréquences en phases et en polarisation. Cela signifie que l'émission stimulée génère une onde lumineuse progressive puisqu'elle passe à travers un ensemble d'atomes. Ce qui signifie clairement que ce processus est l'amplification [19].

Pour simplifier l'étude de l'interaction rayonnement-système atomique, nous considérons un matériau idéal avec seulement deux niveaux d'énergie non dégénérés 1 et 2, ayant respectivement les populations N_1 et N_2 . Le nombre total d'atomes dans ces deux niveaux est supposé constant :

$$N_1 + N_2 = N_{total} \quad (3.8)$$

L'atome peut passer de l'état E_1 à l'état E_2 en absorbant de l'énergie. Inversement, la transition de l'état E_2 vers l'état E_1 est possible en émettant de l'énergie. L'énergie absorbée ou émise par l'atome apparaît comme un quanta $h\nu_{21}$. Nous pouvons identifier trois types d'interaction entre la lumière et un système atomique à deux niveaux.

2.3.1 Absorption

Pour bien comprendre l'opération laser nous devons connaître les principes qui gouvernent l'interaction lumière-matière. Les systèmes atomiques tels que les atomes, les ions et les molécules peuvent exister seulement dans des états énergétiques discrets. Le passage d'un état énergétique à un autre, appelé transition, est accompagné soit de l'absorption ou de l'émission d'un photon. La longueur d'onde du rayonnement absorbé ou émis est donnée par la relation de fréquence de Bohr :

$$E_2 - E_1 = h\nu_{12} \quad (3.9)$$

Où E_1 et E_2 sont des niveaux d'énergie discrets de l'atome, ν_{12} : la fréquence, h : constante de Planck = $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

À l'équilibre thermique, les niveaux d'énergie inférieurs d'un système atomique sont fortement peuplés que les niveaux d'énergie supérieurs.

Un atome peut absorber un photon d'énergie $h\nu$, si celui-ci fait passer un de ses électrons à un niveau d'énergie existant (E_2), en lui apportant exactement le quantum d'énergie $h\nu_{12} = \Delta E = E_2 - E_1$ requis pour effectuer la transition $E_1 \rightarrow E_2$, (Fig. 3.2). Dans ce cas la population du niveau inférieur E_1 sera dépeuplée d'un taux proportionnel à la fois à la densité de rayonnement $\rho(\nu)$ et à la population N_1 de ce niveau selon l'équation suivante :

$$\frac{dN_1}{dt} = - B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (3.10)$$

Où B_{12} est une constante de proportionnalité avec les dimensions $\text{cm}^3/\text{s}^2 \text{ J}$.

Le produit $B_{12}\rho(\nu)$ peut être interprété comme la probabilité par unité de fréquence des transitions induites par l'effet d'absorption des photons par l'atome.

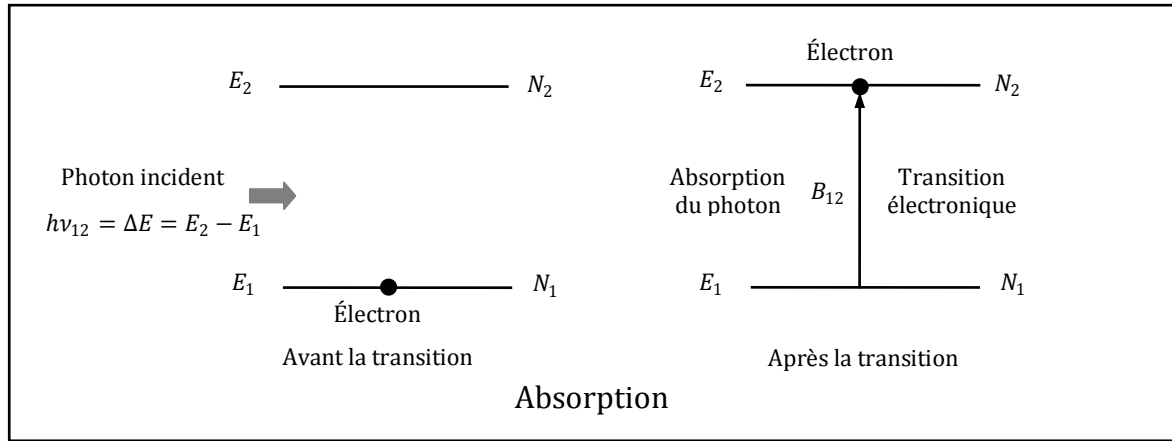


Fig. 3.2 : Absorption dans un système atomique à deux niveaux

2.3.2 Emission spontanée

De la même manière, un électron dans un état excité n'y demeure pas longtemps. Il peut revenir à un état d'énergie plus bas spontanément en émettant un photon d'énergie $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, par émission spontanée. Celle-ci est un phénomène aléatoire, car on ne peut pas prévoir quand et comment la transition se fera, et le photon est émis selon une direction aléatoire. Par conséquent, la population du niveau supérieur 2 décroît spontanément vers le niveau bas 1 avec un taux proportionnel à la population N_2 du niveau supérieur selon la relation suivante :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (3.11)$$

Où A_{21} est une constante de proportionnalité avec la dimension s^{-1} . La quantité A_{21} , étant une caractéristique de la paire de niveaux d'énergie en question, on l'appelle probabilité de transition spontanée car ce coefficient donne la probabilité qu'un atome au niveau d'énergie E_2 passera spontanément à un niveau d'énergie inférieur E_1 dans une unité de temps, (Fig. 3.3).

L'émission spontanée est une fonction statistique de l'espace et du temps. Avec un grand nombre d'atomes émettant spontanément il n'y a pas de relation de phase entre les processus d'émission individuels, les quantas émis sont incohérents. L'émission spontanée est caractérisée par la durée de vie de l'électron à l'état excité, après lequel il reviendra spontanément à

l'état inférieur et émettra de l'énergie. Cela peut se produire sans la présence d'une excitation extérieure.

L'équation (3.11) a comme solution :

$$N_2(t) = N_2(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{21}}\right) \quad (3.12)$$

Où $N_2(t)$ et $N_2(0)$ représentent les populations du niveau 2 respectivement aux instants t et $t = 0$ et τ_{21} est la durée de vie de radiation spontanée du niveau 2. Cette durée de vie est égal à l'inverse du coefficient A_{21} ,

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1} \quad (3.13)$$

En général, le réciproque de la probabilité de transition d'un processus est appelée sa durée de vie.

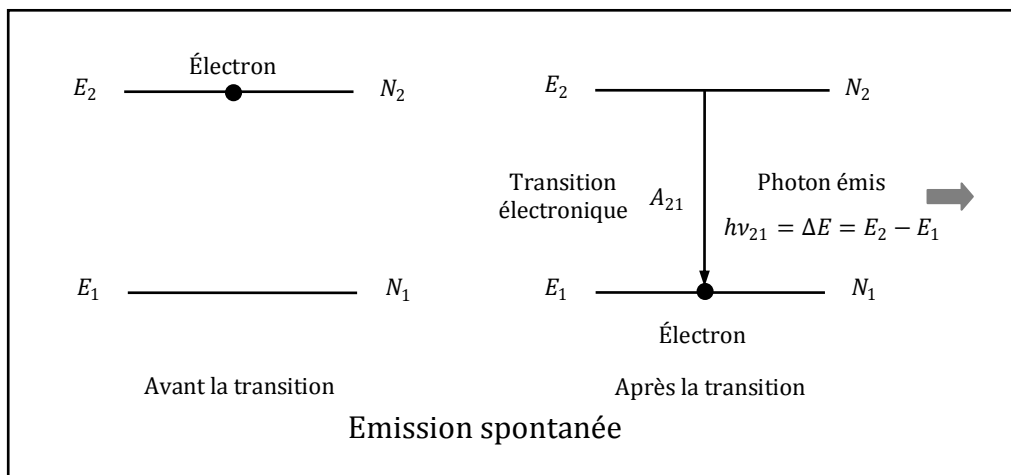


Fig. 3.3 : Emissions spontanée dans un système atomique à deux niveaux

2.3.3 Emission stimulée

Il existe une troisième possibilité de transition, prédite en 1917 par Albert Einstein. Quand un photon ayant exactement la différence d'énergie $h\nu_{21} = \Delta E = E_2 - E_1$ entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , passe à proximité d'un électron du niveau d'énergie E_2 , il peut faciliter la transition de cet électron vers le niveau E_1 . Il y a alors émission d'un nouveau photon. Ce photon est en tout point identique au photon incident. Comme ils ont même énergie, ils ont même fréquence et même longueur d'onde. De plus, ils ont aussi même phase (pas de décalage temporel). Ce phénomène porte le nom d'émission stimulée ou émission induite. La population du niveau supérieur E_2 diminue d'un taux donné par :

$$\frac{dN_2}{dt} = - B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (3.14)$$

Où B_{21} est une constante de proportionnalité.

Pour résumer, l'idée maîtresse est d'obtenir deux photons identiques à partir d'un seul photon incident, (Fig. 3.4).

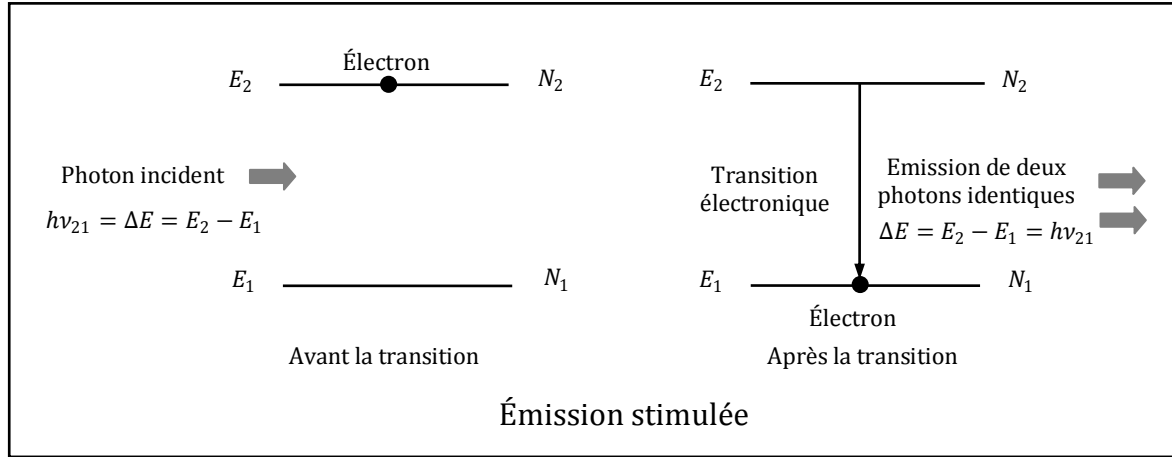


Fig. 3.4 : Emissions stimulée dans un système atomique à deux niveaux

Le rayonnement émis par un système atomique en présence d'un rayonnement externe se compose de deux parties. La partie dont l'intensité est proportionnelle à A_{21} , est le rayonnement spontané, sa phase est indépendante de celle du rayonnement externe. La partie dont l'intensité est proportionnelle à $B_{21}\rho(\nu)$ est le rayonnement stimulé, sa phase est la même que celle du rayonnement externe stimulant. La probabilité de la transition induite est proportionnelle à la densité d'énergie du rayonnement externe contrairement à l'émission spontanée.

Le rayonnement émis sous l'effet du rayonnement externe par émission induite est cohérent avec ce dernier. Le paramètre utile pour une action laser est le coefficient B_{21} , le coefficient A_{21} représente un terme de perte et introduit dans le système les photons qui ne sont pas en phase avec le flux de photons incidents. Ainsi, le processus spontané représente une source de bruit pour les lasers.

Si nous combinons les émissions d'absorption, spontanées et stimulées, exprimées par les équations (3.10), (3.11) et (3.14) on peut écrire, pour le changement des populations du niveau supérieur et inférieur dans un système atomique à deux niveaux :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = N_2\rho(\nu)B_{21} - N_1\rho(\nu)B_{12} + N_2A_{21} \quad (3.15)$$

L'égalité : $\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt}$ découle de l'équation (3.8), (car $N_1 + N_2 = N_{total}$ ne varie pas au cours du temps).

En équilibre thermique, le nombre de transitions par unité de temps de E_1 à E_2 doit être égal au nombre de transitions de E_2 à E_1 . Certes en équilibre thermique, nous avons :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (3.16)$$

Par conséquent, nous pouvons écrire :

Pour un système en équilibre thermique, les taux de transition vers les niveaux hauts et vers les niveaux bas doivent être égaux et donc nous avons :

$$N_1\rho(\nu)B_{12} = N_2\rho(\nu)B_{21} + N_2A_{21} \quad (3.17)$$

En utilisant l'équation de Boltzmann (3.7) pour le rapport N_2/N_1 , nous écrivons l'expression ci-dessus comme :

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{(A_{21}/B_{21})}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21})\exp(h\nu_{21}/k_B T) - 1} \quad (3.18)$$

En comparant l'expression décrite par l'équation (3.18) avec la loi du rayonnement du corps noir donné par l'équation (3.1), on peut voir que :

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} h \nu \quad (3.19)$$

Et :

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12} \quad (3.20)$$

Le facteur $8\pi \nu^2/c^3$ dans l'équation (3.19) représente la densité du mode p_n donné par l'équation (3.2).

Pour un système simple à deux niveaux sans dégénérescence, c'est-à-dire dans lequel $g_1 = g_2$, nous pouvons voir que $B_{21} = B_{12}$. Ainsi, les coefficients caractérisant l'absorption et l'émission stimulées sont égaux. Si les deux niveaux ont des dégénérescences différentes, la probabilité d'absorption stimulée n'est plus la même que celle d'émission stimulée.

3. Coefficients d'Einstein

Einstein a montré que les paramètres qui décrivent les trois processus cités ci-dessus sont liés par une exigence selon laquelle, pour un système en équilibre thermique, le taux de transition vers un niveau d'énergie haut E_2 doit être égal au taux de transition vers un niveau d'énergie bas E_1 . S'il y a N_1 atomes par unité de volume avec une énergie E_1 , alors le taux de transitions vers le niveau haut ou bien le taux d'absorption sera proportionnel à la fois à N_1 et au nombre de photons disponibles à la fréquence de transition. Par conséquent, nous pouvons écrire le taux de transition vers un niveau haut comme : $N_1 \rho_\nu B_{12}$.

De même, s'il y a N_2 atomes par unité de volume avec une énergie E_2 alors le taux de transitions induites du niveau 2 vers le niveau 1 est : $N_2 \rho_\nu B_{21}$. Le taux total de transitions du niveau 2 vers le niveau 1 (T_{21}) est la somme des contributions induite et spontanée [19].

$$T_{21} = N_2 \rho_\nu B_{21} + N_2 A_{21} \quad (3.21)$$

A_{21} , B_{21} et B_{12} sont appelés coefficients d'Einstein et les relations entre eux, équations (3.19) et (3.20) sont connues sous le nom de relations d'Einstein.

La relation (3.20) nous permet d'évaluer le rapport entre le taux d'émission spontanée et le taux d'émission stimulée pour une paire donnée de niveaux d'énergie. Nous voyons que ce rapport est donné par :

$$R = \frac{A_{21}}{\rho_\nu B_{21}} \quad (3.22)$$

Qui peut être écrit aussi :

$$R = \exp(h\nu/k_B T) - 1 \quad (3.23)$$

La discussion ci-dessus montre que le processus d'émission stimulée rivalise avec les processus d'absorption et d'émission spontanée. De toute évidence, si nous voulons amplifier un faisceau de lumière par émission stimulée, nous devons augmenter le taux de ce processus par rapport aux deux autres. La prise en considération de l'équation (3.17) indique que, pour atteindre ce fait pour deux niveaux d'énergie donnés, nous devons augmenter à la fois la densité de rayonnement et la densité de population N_2 du niveau supérieur par rapport à la densité de population N_1 du niveau inférieur. En effet, nous devons montrer que pour produire une action laser, nous devons créer une condition pour laquelle $N_2 > (g_2/g_1)N_1$. Bien que, $E_2 > E_1$, c'est-à-dire qu'il faut créer ce qu'on appelle une inversion de population. Avant de décrire cette situation en détail, il sera instructif d'examiner de plus près le processus d'absorption [19].

4. Absorption et émission stimulée de rayonnement

Considérons le cas d'un faisceau collimaté de rayonnement parfaitement monochromatique traversant un milieu absorbant d'une section transversale d'une unité de surface (Fig.3.5). Pour des raisons de simplicité nous supposons qu'il n'y a qu'une seule transition d'électron pertinente, qui se produit entre les niveaux d'énergie E_1 et E_2 [19]. Alors la variation de l'irradiation du faisceau en fonction de la distance est donnée par :

$$\Delta I(x) = I(x + \Delta x) - I(x) \quad (3.24)$$

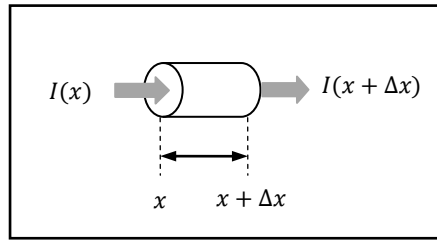


Fig. 3.5 : Rayonnement passant à travers un milieu absorbant de longueur Δx et d'une section transversale d'une unité de surface

Pour un milieu homogène, $\Delta I(x)$ est proportionnel à la fois au parcours $\Delta(x)$ et $I(x)$.

$$\Delta I(x) = -\alpha I(x) \Delta x \quad (3.25)$$

Où la constante de proportionnalité, α est le coefficient d'absorption. Le signe moins indique la réduction du rayonnement due à l'absorption puisque α est une grandeur positive. En écrivant cette expression sous forme différentielle on a :

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \quad (3.26)$$

L'intégration de cette équation donne :

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3.27)$$

Où I_0 est le rayonnement incident.

L'étude détaillée du coefficient d'absorption montre que le degré d'absorption du rayonnement dépend du nombre d'atomes N_1 avec des électrons dans le niveau d'énergie bas

E_1 et du nombre d'atomes N_2 dans le niveau d'énergie haut E_2 . Si N_2 est égale à zéro, alors l'absorption est maximale et si tous les atomes sont dans le niveau haut, l'absorption est alors nulle et la probabilité d'émission stimulée est très grande.

Nous pouvons écrire une expression du taux de pertes de photons par unité de volume, $-dN/dt$, à partir du rayonnement lorsqu'il parcourt un volume du milieu absorbant d'épaisseur Δx et d'une section transversale d'une unité (Fig.3.5) :

$$-\frac{dN}{dt} = N_1 \rho_\nu B_{12} - N_2 \rho_\nu B_{21} \quad (3.28)$$

Ou bien en substituant l'équation (3.20) dans l'équation (3.28)

$$-\frac{dN}{dt} = ((g_2/g_1)N_1 - N_2) - \rho_\nu B_{21} \quad (3.29)$$

Dans cette discussion nous avons ignoré délibérément les photons générés par émission spontanée car ils sont émis aléatoirement dans toutes les directions et donc ils ne contribuent pas au faisceau collimaté. De la même façon nous avons ignoré les pertes par diffusion [19].

Nous pouvons maintenant lier l'équation (3.29) qui contient la différence des populations des deux niveaux d'énergie, au coefficient d'absorption α . Nous rappelons que l'irradiation du faisceau est l'énergie traversant une surface d'une unité en une unité de temps et est donc donnée par la densité d'énergie ρ fois la vitesse de propagation de la lumière dans ce milieu, est alors :

$$I = \rho c/n \quad (3.30)$$

Pour des photons de fréquence ν :

$$I = \rho_\nu c/n = N h \nu c/n \quad (3.31)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n est l'indice de réfraction du milieu. Par conséquent la variation de la densité des photons du faisceau entre les limites x et $x + \Delta x$ du volume élémentaire peut être écrite comme :

$$-dN(x) = [I(x) - I(x + \Delta x)](n/h\nu_{21}c) \quad (3.32)$$

Si Δx est suffisamment petit nous pouvons écrire l'équation (3.32) comme :

$$-dN(x) = -\frac{dI(x)}{dx} \frac{\Delta x n}{h\nu_{21}c} \quad (3.33)$$

Ainsi, le taux de diminution de la densité des photons dans l'intervalle de temps

$dt(= \Delta x/(c/n))$ est :

$$\frac{dN(x)}{dt} = \frac{dI(x)}{dx} \frac{1}{h\nu_{21}} \quad (3.34)$$

Et la substitution de : $dI(x)/dx$ à partir dans l'équation (3.27) donne :

$$\frac{dN(x)}{dt} = -\alpha I(x)(1/h\nu_{21}) = -\alpha\rho_v(c/n)(1/h\nu_{21}) \quad (3.35)$$

Par conséquent en comparant les équations (3.29) et (3.35) nous avons :

$$\alpha\rho_v \frac{c}{n} \frac{1}{h\nu_{21}} = \left(\frac{g_2}{g_1}N_1 - N_2\right)\rho_v B_{21} \quad (3.36)$$

Donc le coefficient d'absorption α est donné par :

$$\alpha = \left(\frac{g_2}{g_1}N_1 - N_2\right)B_{21} \frac{h\nu_{21}n}{c} \quad (3.37)$$

De l'équation (3.34) on peut voir que le coefficient d'absorption α , comme on l'a supposé auparavant, dépend de la différence entre les populations des deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 . Pour un groupe d'atomes à l'équilibre thermique, comme $E_2 > E_1$, $(g_2/g_1)N_1$ est toujours supérieur à N_2 , équation (3.7) et par conséquent α est positif. Si, toutefois, nous pouvons créer une situation dans laquelle N_2 devient supérieur à $(g_2/g_1)N_1$ alors α sera négatif et la quantité $(-\alpha x)$ dans l'exposant de l'équation (3.27) devient positive. Ainsi le rayonnement s'accroît au fur et à mesure qu'il se propage dans le milieu conformément à l'équation :

$$I = I_0 e^{-kx} \quad (3.38)$$

Où k est appelé le coefficient du gain de faible signal et est donné par :

$$k = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1\right) \frac{B_{21}h\nu_{21}n}{c} \quad (3.39)$$

5. Inversion de population

Selon la distribution de Boltzmann donnée par l'équation (3.1) et représentée par la figure 3.6, dans un ensemble d'atomes à l'équilibre thermique il y a toujours moins d'atomes dans le niveau supérieur E_2 que dans le niveau inférieur E_1 . Par conséquent, la différence de population $N_1 - N_2$ est toujours positive, ce qui signifie que le coefficient d'absorption α dans l'équation (3.37) est positif et le rayonnement incident est absorbé (Fig. 3.6 a).

Supposons qu'il était possible de réaliser une situation temporaire telle qu'il y a plus d'atomes dans le niveau d'énergie supérieur E_2 que dans le niveau d'énergie inférieur E_1 , (Fig. 3.6 b). La différence de population positive normale sur cette transition devient alors négative, et l'absorption stimulée, d'un rayonnement appliqué dans cette transition, est changée en une émission stimulée ou en une amplification rayonnement appliqué. C'est-à-dire que le rayonnement appliqué gagne de l'énergie lorsqu'il interagit avec les atomes et donc il est amplifié. L'énergie pour cette amplification du rayonnement est fournie par les atomes impliqués dans le processus d'interaction. Cette situation se caractérise par un coefficient d'absorption négatif α selon (3.37).

La condition essentielle pour l'amplification est qu'il y a plus d'atomes dans le niveau d'énergie supérieur que dans le niveau d'énergie inférieur, c'est-à-dire :

$$N_2 > (g_2/g_1)N_1 \text{ puisque } E_2 > E_1 \quad (3.40)$$

Le signe négatif résultant de la différence de population $(N_2 - (g_2/g_1)N_1)$ dans cette transition s'appelle inversion de population. L'inversion de population est clairement une situation anormale, c'est-à-dire une situation de déséquilibre, elle n'est jamais observée à l'équilibre thermique.

Le point auquel la population des deux états est égal est appelé le "seuil d'inversion".

Les processus d'absorption et d'émission stimulés se produisent toujours côte à côte indépendamment de la distribution de la population entre les niveaux. Tant que la population du niveau d'énergie supérieur est plus petite que celle du niveau d'énergie inférieur, le nombre de transitions d'absorption est supérieur à celui de transitions d'émission, donc pour qu'il y ait une absorption totale du rayonnement.

Lorsque le nombre d'atomes dans les deux niveaux sont égaux, le nombre d'émissions devient égal au nombre d'absorptions, le matériau est alors transparent pour le rayonnement incident. Dès que la population du niveau supérieur devient plus grande que celle du niveau infé-

rieur, les processus d'émission prédominent et le rayonnement s'amplifie lors du passage à travers le matériau.

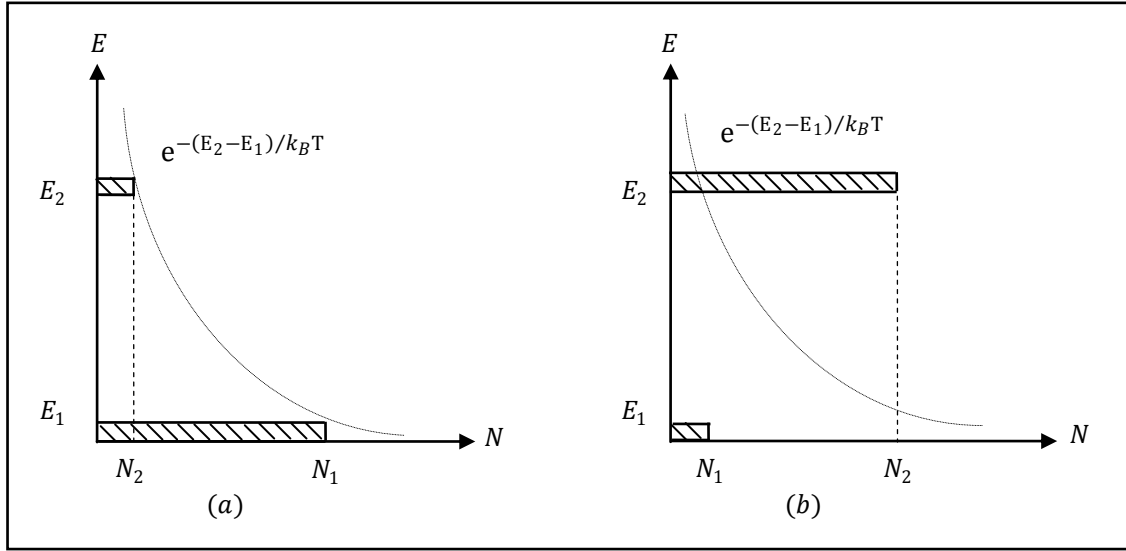


Fig. 3.6 : Populations d'un système atomique à deux niveaux d'énergie :
(a) à l'équilibre thermique et (b) après inversion de population [19]

Produire une inversion de population nécessite une source d'énergie pour peupler un niveau d'énergie spécifié, nous appelons cette énergie, énergie de pompage.

De toute évidence, si l'on veut créer une inversion de population, nous devons fournir une quantité d'énergie suffisante pour exciter les atomes pour qu'ils passent au niveau supérieur E_2 . Ce processus d'excitation est appelé pompage et beaucoup de technologies des lasers sont concernées par la façon avec laquelle l'énergie de pompage est fournie au système laser. Le pompage produit une situation de déséquilibre thermique, nous devons maintenant considérer en termes généraux comment le pompage active l'obtention d'une inversion de population [19].

Dans ce qui suit, nous discuterons du type de structure de niveau d'énergie qu'un système atomique doit posséder pour permettre de générer une inversion de population. Les techniques par lesquelles les ions d'un matériau laser peuvent être excités ou pompés dans des niveaux d'énergie supérieure seront traitées aussi par la suite. Selon le système atomique impliqué, La condition d'inversion de population peut être obtenue uniquement sur une base transitoire. La quantité totale d'énergie fournie par les atomes à l'onde lumineuse est :

$$E = \Delta N h \nu \quad (3.41)$$

Où ΔN est le nombre total d'atomes qui sont amenés à se désexciter du niveau supérieur d'énergie au niveau inférieur d'énergie pendant que le signal de désexcitation est appliqué. Si l'action laser est à maintenir, le processus de pompage doit continuellement peupler les états supérieurs des atomes. L'inversion de population est réduite non seulement par le processus d'amplification mais aussi par l'émission spontanée qui tend toujours à ramener les populations des niveaux d'énergie à leurs valeurs d'équilibre thermique.

6. Création de l'inversion de population

Nous sommes concernés dans cette section par la façon dont l'inversion de population nécessaire à l'action laser est obtenue dans les lasers à solide. Nous pouvons comprendre la façon dont les matériaux laser sont pompés et comment leurs densités de population sont inversées en étudiant certains modèles simplifiés mais plutôt réalistes.

La discussion jusqu'à ce point a été basée sur une transition $2 \leftrightarrow 1$ et n'a pas été préoccupé par la façon dont les niveaux 2 et 1 s'insèrent dans le schéma des niveaux d'énergie de l'atome. Ce point de vue détaché doit être abandonné lorsqu'on essaie de comprendre comment l'action laser se déroule dans un milieu laser à l'état solide.

Comme on l'a déjà noté, le fonctionnement du laser dépend du matériau avec des niveaux d'énergie étroits entre lesquels les électrons peuvent effectuer des transitions. Habituellement, ces niveaux sont dus à la présence des ions d'impuretés dans un cristal hôte. Le pompage et le processus laser dans des systèmes laser typique impliquent généralement un très grand nombre de niveaux d'énergie, avec des processus d'excitation complexes et des processus de relaxation en cascade entre tous ces niveaux. Le fonctionnement d'un matériau laser réel n'est convenablement décrit que par un diagramme d'énergie multi-niveaux. Cependant, les principales caractéristiques peuvent être comprises, grâce au système à trois ou à quatre niveaux idéalisé des figures (3.7 et 3.8).

Une des méthodes utilisées pour le pompage est l'absorption stimulée c'est-à-dire que les niveaux d'énergie du système qu'on espère utiliser pour une action laser sont pompés par une intense radiation. A présent comme B_{12} et B_{21} sont égaux (en supposant $g_1 = g_2$), les probabilités d'absorption et d'émission stimulée sont égales une fois que les atomes sont excités au niveau supérieur. Même avec un pompage très intense le mieux qu'on peut atteindre avec un système à deux niveaux, considéré jusqu'alors, est l'égalité des populations des deux niveaux [19].

Comme conséquence nous devons chercher un matériau à trois ou à quatre niveaux, ceci n'est pas réellement un désavantage car les systèmes atomiques ont généralement plusieurs niveaux d'énergie.

6.1 Système à trois niveaux

La figure (3.7) présente un diagramme qui peut être utilisé pour expliquer le fonctionnement du pompage optique d'un laser à trois niveaux, comme par exemple le ruby. Initialement, tous les ions du matériau laser sont à l'état fondamental 0. L'excitation est fournie au matériau laser solide par rayonnement de fréquences qui produisent une absorption dans une large bande.

Ainsi, la lumière de pompage fait passer les ions de l'état fondamental à la bande de pompage, le niveau 2. En général, la bande de pompage, est en fait composé d'un certain nombre de sous niveaux, de sorte que le pompage optique peut être effectué dans une large gamme spectrale. La plupart des ions excités sont transférés par des transitions rapides non radiatives au niveau intermédiaire 1. Dans ce processus, l'énergie libérée par l'électron est transférée au réseau cristallin.

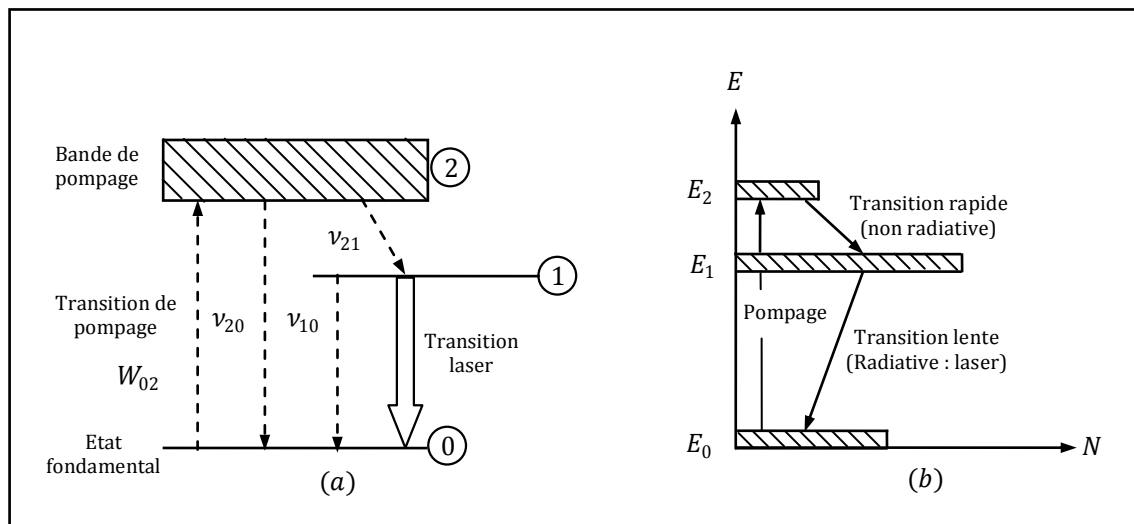


Fig. 3.7 : Schéma simplifié des niveaux d'énergie d'un laser à trois niveaux [19]

Finalement, l'électron revient à l'état fondamental en émettant un photon. C'est cette dernière transition qui est responsable de l'action laser. Si l'intensité du pompage est en dessous du seuil laser, les atomes du niveau 1 reviennent à l'état fondamental par émission spontanée. La fluorescence ordinaire agit comme un drain sur la population du niveau 1.

Une fois le rayonnement de pompage éteint, le niveau 1 est vidé par fluorescence à un taux qui varie d'un matériau à l'autre. En rubis, à la température ambiante, la durée de vie du niveau 1 est de 3 ms.

Lorsque l'intensité de la pompe est supérieure au seuil laser, la décroissance du niveau fluorescent se compose de rayonnements stimulés aussi bien que spontanés, le rayonnement stimulé produit le faisceau laser de sortie. Puisque le niveau final de la transition laser est l'état fondamental qui est hautement peuplé, une population très élevée doit atteindre le niveau E_1 avant que la transition $2 \rightarrow 1$ soit Inversée.

En général, il est nécessaire que le taux de transfert non radiatif à partir du niveau le plus élevé au niveau auquel l'action laser commence est rapide comparé aux autres taux de transition spontanée dans un laser à trois niveaux. Par conséquent, la durée de vie de l'état E_1 devrait être grande en comparaison avec le temps de relaxation de la transition $1 \rightarrow 0$, c'est-à-dire,

$$\tau_{10} \gg \tau_{21} \quad (3.42)$$

Le nombre d'ions N_2 au niveau E_2 est alors négligeable par rapport au nombre d'ions dans les deux autres niveaux, c'est-à-dire $N_2 \ll N_0, N_1$. Donc,

$$N_0 + N_1 \approx N_{tot} \quad (3.43)$$

Un aspect essentiel du système à trois niveaux est que les ions sont en effet pompés directement du niveau 0 dans le niveau métastable 1 avec seulement une pause temporaire étant donné qu'ils traversent le niveau 2. Avec ces conditions, nous pouvons calculer comme si seulement deux des trois niveaux étaient présents. Afin d'obtenir une population égale entre les niveaux E_1 et E_0 , la moitié des ions doivent être excités au niveau E_1 :

$$N_1 = N_0 = \frac{N_{tot}}{2} \quad (3.44)$$

Afin de maintenir une amplification spécifiée, la population du niveau 1 doit être plus grande que celle du niveau 0. Dans la plupart des cas, l'inversion nécessaire $N_1 - N_0$ est faible par rapport au nombre total des ions. La puissance nécessaire de pompage pour maintenir cette inversion est également faible comparée à la puissance nécessaire pour atteindre une population égale des niveaux. L'inconvénient du système à trois niveaux est que plus de la moitié des ions de l'état fondamental doit être excité au niveau métastable E_1 . Il y a donc beaucoup

d'ions présents pour contribuer à l'émission spontanée. En outre, chacun des ions qui participent au cycle de pompage transfèrent de l'énergie dans le réseau de la transition $E_2 \rightarrow E_1$. Cette transition est normalement non radiative, l'énergie étant portée au réseau par des phonons.

6.2 Système à quatre niveaux

Le système laser à quatre niveaux, caractéristique des ions des terres rares dopant des verres ou des matériaux cristallins hôtes, est illustré dans la figure (3.8). A noter qu'une caractéristique des matériaux laser à trois niveaux est que la transition laser a lieu entre le niveau laser excité 1 et l'état fondamental 0, le niveau d'énergie le plus bas du système. Cela conduit à une faible efficacité. Le système à quatre niveaux surmonte cet inconvénient.

La transition de pompage s'étend de l'état fondamental E_0 à une large bande d'absorption E_3 . Comme dans le cas du système à trois niveaux, les ions se désexcitent rapidement au niveau E_2 . La transition laser, cependant, passe maintenant à un quatrième niveau final E_1 , qui se situe au-dessus de l'état fondamental E_0 . De là, les ions subissent une transition rapide et non radiative vers l'état fondamental. Dans un véritable système à quatre niveaux, le niveau laser E_1 sera vide.

Pour être qualifié de système à quatre niveaux, un matériau doit posséder un temps de relaxation rapide entre le niveau laser final et le niveau fondamental par rapport à la durée de vie de la fluorescence, c'est-à-dire $\tau_{10} \ll \tau_{21}$. De plus, le niveau laser final doit être très au-dessus de l'état fondamental, de sorte que sa population thermique est faible.

La population d'équilibre du niveau laser final 1 est déterminée par la relation :

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right) \quad (3.45)$$

Où ΔE est la différence d'énergie entre le niveau 1 et l'état fondamental, et T est la température de fonctionnement du matériau laser. Si $(\Delta E = E_1 - E_0)$ est assez grand par rapport à $k_B T$, alors $(N_1/N_0 \ll 1)$, et le niveau intermédiaire sera toujours relativement vide. Dans certains matériaux laser la différence d'énergie entre le niveau laser inférieur et l'état fondamental est relativement faible, par conséquent, ils doivent être refroidis pour fonctionner comme des lasers à quatre niveaux.

Dans un système à quatre niveaux, une inversion de la transition $2 \rightarrow 1$ peut se produire même avec une faible puissance de pompage, et le taux élevé de pompage, nécessaire pour

maintenir la population en équilibre dans le système à trois niveaux précité, n'est plus nécessaire. Dans le cas le plus favorable, les temps de relaxation des transitions $3 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 0$ dans le système à quatre niveaux sont courts par rapport à la durée de vie des émissions spontanées de la transition laser τ_{21} . Par conséquent, nous pouvons également effectuer les calculs comme si seulement les états E_1 et E_2 ont été peuplés.

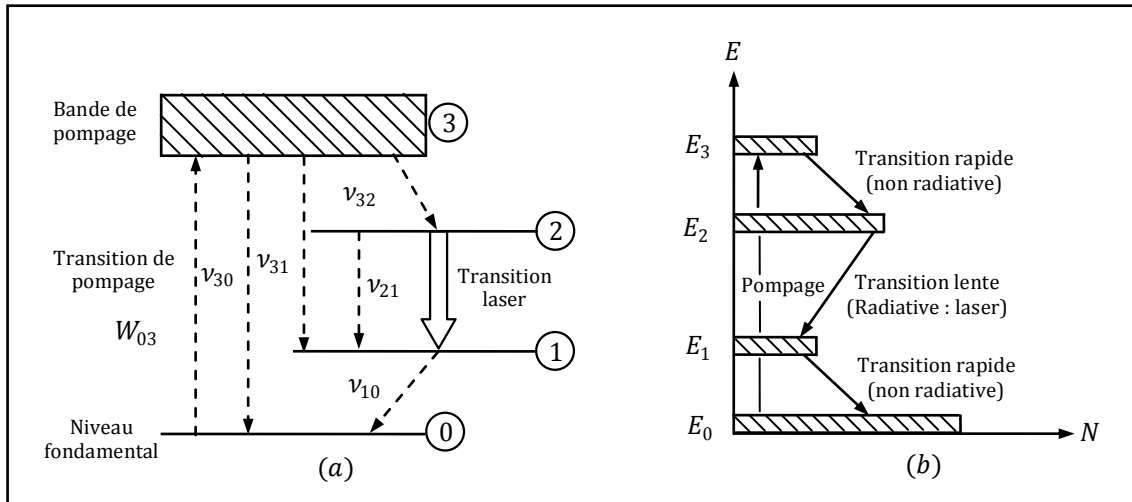


Fig. 3.8 : Schéma simplifié des niveaux d'énergie d'un laser à quatre niveaux [19]

Encore une fois, le niveau supérieur E_3 devrait de préférence se composer d'un grand nombre de sous niveaux pour une plus grande efficacité de pompage. Si les durées de vie des transitions $E_3 \rightarrow E_2$ et $E_1 \rightarrow E_0$ sont courtes, l'inversion de la population entre E_2 et E_1 peut être maintenue avec un pompage modéré et une émission laser continue peut être obtenue plus facilement. Dans le laser Nd: YAG, par exemple, $\tau_{21} \cong 0.5 \text{ ms}$ alors que $\tau_{10} \cong 30 \text{ ns}$ et, bien qu'il existe plusieurs sous niveaux supérieurs utilisés pour le pompage, chacun a une durée de vie d'environ 10^{-8} s (c'est-à-dire : $\tau_{32} \cong 10^{-8} \text{ s}$).

6.3 Niveau Métastable

Après cette brève introduction à la structure de niveau d'énergie des lasers à solide, nous pouvons poser la question: Quel système de niveau d'énergie doit posséder un matériau solide pour le rendre utile pour un laser ?

Comme nous l'avons vu dans la discussion précédente, l'existence d'un niveau métastable est d'une importance primordiale pour l'action laser. La durée de vie relativement longue du niveau métastable fournit un mécanisme par lequel l'inversion de population peut être atteinte.

La plupart des transitions des ions montrent une désexcitation rapide non-radiative, parce que le couplage des oscillations atomiques internes au réseau environnant est fort. Les processus de désexcitation radiative peuvent se produire facilement, mais la plupart ont de courtes durées de vie et de larges spectres. Seules quelques transitions des ions du matériau solide se révèlent découplées des vibrations du réseau. Ces transitions ont une décroissance radiative qui mène à des durées de vie relativement longues.

Dans les systèmes laser typiques avec des niveaux d'énergie, comme illustré par les figures (3.7 et 3.8) les fréquences de transition $3 \rightarrow 2$, ainsi que les fréquences de transition $1 \rightarrow 0$, tous tombent dans la gamme de fréquences du spectre de vibration réseau du cristal de l'hôte. Par conséquent, toutes ces transitions peuvent se détendre très rapidement par une décroissance non radiative directe, c'est-à-dire en émettant un phonon aux vibrations du réseau, avec $\tau_{32}, \tau_{10} \approx 10^{-8}$ à $10^{-11} s$. Cependant, la plus grande différence d'énergie des transitions $3 \rightarrow 0$, $3 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 0$, et $2 \rightarrow 1$ dans ces ions correspond souvent aux fréquences de transition qui sont supérieurs à la plus haute fréquence de vibration possible du réseau cristallin. De telles transitions ne peuvent pas se relaxer par simple émission spontanée à un seul phonon puisque le réseau ne peut pas tout simplement accepter les phonons à ces fréquences élevées. Ces transitions doivent ensuite se relaxer soit par émission radiative (photon), soit par le processus multiple phonon. Étant donné que ces deux processus sont relativement faibles par rapport à la relaxation directe à un seul phonon, les transitions de haute fréquence doivent avoir des taux de relaxation beaucoup plus lents ($\tau_{21} \approx 10^{-5}$ à $10^{-3} s$ dans de nombreux cas).

Par conséquent, les différents niveaux rassemblés dans le niveau 3 se relaxeront principalement dans le niveau 2 tandis que le niveau 2 lui-même est métastable et y resteront pour longtemps car il n'y a pas d'autres niveaux situés à proximité (en dessous) dans lequel il (le niveau 3) peut se relaxer directement.

L'existence de niveaux métastables découle des considérations de la mécanique quantique. Cependant, pour l'exhaustivité, nous expliquerons le terme "transition interdite".

Le mécanisme par lequel l'échange d'énergie a lieu entre un atome et le champ électromagnétique est le rayonnement dipolaire. Comme conséquence de la mécanique quantique et les règles de sélection qui s'ensuit, le transfert entre certains états ne peut pas se produire en raison des transitions interdites.

Le terme "interdit" signifie qu'une transition entre les états concernés ne se produit pas à la suite de l'interaction du moment dipolaire électrique de l'atome avec le champ de rayonne-

ment. Comme résultat des règles de sélection, un atome peut être dans un état excité à partir duquel il aura du mal à revenir à l'état fondamental. Un état à partir duquel toutes les transitions des dipôles vers des états d'énergie basse sont interdites est métastable; un atome entrant dans un tel état restera généralement dans cet état beaucoup plus longtemps qu'il le serait dans un état excité ordinaire duquel l'échappement est relativement simple.

En l'absence de niveau métastable, les ions qui sont excités par les rayonnements de pompage et sont transférés à un niveau d'énergie plus élevé retournant soit directement à l'état fondamental par émission spontanée ou en se cascadeant sur des niveaux intermédiaires, ou ils peuvent libérer de l'énergie par interaction de phonon avec le réseau.

En ordre, pour que la population puisse monter au niveau laser métastable, plusieurs autres conditions doivent être remplies. Considérons le cas plus général d'un système à quatre niveaux illustré dans la figure (3.8) (Notez qu'un système à trois niveaux peut être considéré comme un cas particulier d'un système à quatre niveaux où les niveaux 1 et 0 coïncident).

Le pompage s'effectue entre deux niveaux et l'action laser s'effectue entre deux autres niveaux. L'énergie est transférée de la bande de pompage au niveau laser supérieur par des transitions rapides non radiatives. L'énergie est de nouveau réduite à partir du niveau laser inférieur par des transitions rapides non radiatives.

Pour que les électrons dans la bande de pompage passe du niveau 3 au niveau 2 plutôt que de retourner directement à l'état fondamental, il faut que $\tau_{30} \gg \tau_{32}$. Pour que la population s'accumule, la relaxation à partir du niveau inférieur 1 doit être rapide, $\tau_{21} \gg \tau_{10}$. Ainsi, comme première conclusion, on peut dire que si le taux juste du temps de relaxation existe entre n'importe quels deux niveaux (par exemple 3 et 2) dans un système de niveau d'énergie, une inversion de population devrait être possible. Si c'est le cas, alors l'obtention d'une assez grande inversion de population pour une opération laser réussite devient avant tout une question de méthode adéquate de pompage.

La méthode de pompage optique n'est généralement possible que dans les matériaux laser qui combinent un spectre d'émission laser étroit avec une large transition d'absorption, de sorte qu'une source lumineuse intense à large bande peut être utilisée comme source de pompage. Une exception est qu'un laser à solide peut être pompé par un autre laser, comme par exemple la diode laser. Dans ce cas, l'exigence d'une large plage d'absorption pour la bande de pompage n'est plus nécessaire.

Ayant atteint l'inversion de population dans un matériau par une combinaison correcte de temps de relaxation et l'existence de larges bandes de pompage, la largeur du spectre

d'émission de la transition laser devient très importante. Le gain optique pour une inversion de population donnée est inversement proportionnel à la largeur du spectre d'émission. Par conséquent, le niveau métastable devrait avoir une largeur de spectre suffisamment étroite [19].

7. Rétroaction optique

Le laser, malgré son nom, est plus analogue à un oscillateur qu'à un amplificateur.

Dans un oscillateur électronique, un amplificateur est ajusté à une fréquence particulière et couplé avec une réaction positive et, lors de la mise en marche, tout signal électrique de bruit à la fréquence appropriée apparaissant à l'entrée sera amplifié. Le signal de sortie amplifié est réinjecté à l'entrée et amplifié encore une fois et ainsi de suite. Cependant, un signal de sortie stable est rapidement atteint, car l'amplificateur est saturé à des tensions d'entrée élevées car il ne peut pas produire une sortie plus grande que la tension d'alimentation [19].

Dans le laser, une réaction positive peut être obtenue en plaçant le milieu amplificateur entre une paire de miroirs qui forment une cavité optique ou un résonateur Fabry-Pérot. L'excitation initiale est fournie par des transitions spontanées entre des niveaux d'énergie appropriés dans lesquels le photon émis se déplace le long de l'axe du système. Le signal est amplifié lorsqu'il traverse le milieu amplificateur et est réfléchi par le miroir et réinjecté dans le milieu amplificateur. La saturation est atteinte lorsque le gain fourni par le milieu amplificateur est exactement égale aux pertes subies lors d'un parcours d'aller-retour complet du photon (Fig. 3.9) [19].

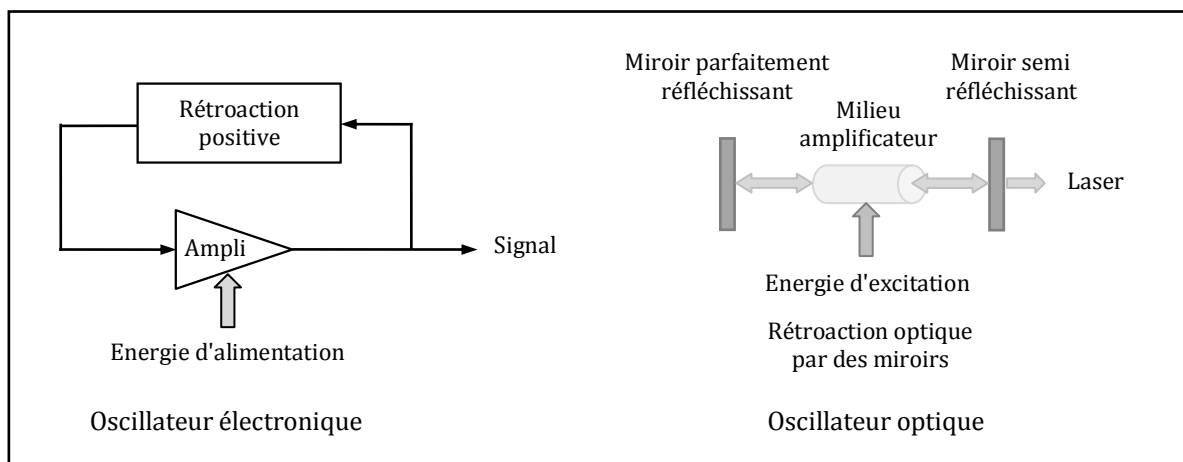


Fig. 3.9 : Analogie entre les oscillateurs, optique et électronique

Le gain par unité de longueur de la plupart des milieux actifs est si petit qu'une très faible amplification du faisceau de lumière provient d'un seul passage à travers le milieu actif. Dans le cas de passages multiples qu'un faisceau subit lorsque le milieu est placé dans une cavité, l'amplification peut être alors importante [19]. Nous avons supposé que les rayonnements se propagent dans la cavité de et vers, des miroirs plans parallèles dans un faisceau bien collimaté.

En raison des effets de diffraction, le faisceau ne peut pas être maintenu parfaitement collimaté avec des miroirs d'étendue limitée, certain rayonnement s'étendra au-delà des bords des miroirs. Des pertes de diffraction de cette nature peuvent être réduites en utilisant des miroirs concaves. En pratique, plusieurs courbures et configurations, de miroir sont utilisées selon les applications envisagées et le type de laser utilisé.

En utilisant des techniques simples de traçage des rayons, il est assez facile d'anticiper les résultats d'une telle analyse dans le fait que des configurations de miroir qui retiennent un rayon de lumière, initialement incliné d'un faible angle par rapport à l'axe, dans une cavité optique après plusieurs réflexions, sont susceptibles d'être utiles [19].

Les configurations des miroirs couramment utilisées sont représentées sur la figure (3.10); elles ont tous différents avantages et inconvénients. La configuration plane-parallèle, par exemple, utilise au maximum le milieu laser (c'est-à-dire que le volume de mode est grand), mais il est difficile de l'aligner correctement, une précision d'environ 1 seconde d'arc est nécessaire et les miroirs doivent être plat à $\lambda/100$. D'autre part, la disposition confocale est relativement facile à aligner (une précision de 1,5 minutes d'arc suffit) mais l'utilisation du milieu actif est restreinte (c'est-à-dire que le volume de mode est petit). Dans les lasers à gaz, si une puissance laser maximale est nécessaire, nous utilisons un résonateur avec un grand rayon, alors si une opération uni-phase, c'est-à-dire une cohérence maximale du faisceau, est nécessaire on utilise un système hémisphérique. Le gain est généralement très faible, donc il est essentiel de minimiser les pertes dans le laser [19].

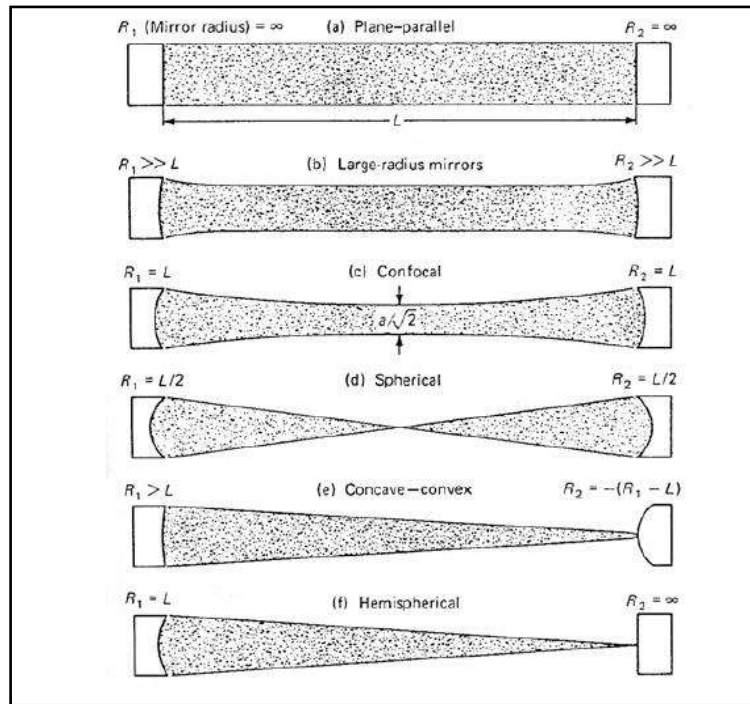


Fig. 3.10 : Différentes configurations de résonateur [19]

Une source de perte est l'absorption par les miroirs. Pour réduire ces pertes, une grande réflectivité, des revêtements diélectriques multicouches sur les miroirs sont utilisés plutôt que des revêtements métalliques. Dans ces multicouches, il y'a une séquence de couches de quart d'onde (c'est-à-dire $\lambda / 4$) de matériaux diélectriques à indice de réfraction alterné élevé et faible sur un substrat en verre. En raison des changements de phase se produisant dans des interfaces alternatives, toutes les ondes réfléchies sont en phase et s'ajoutent de manière constructive. Plus de vingt couches de ce type peuvent être nécessaires pour donner des réflexions supérieures à 99,9 % les faibles réflexibilités nécessitent moins de couches. De toute évidence, les miroirs ne seront efficaces que sur une plage de longueur d'onde étroite [19]. Un exemple familier de ce type de processus est le revêtement des lentilles pour réduire les réflexions indésirables. Nous pouvons maintenant déterminer une condition de seuil en fonction des paramètres de l'ensemble du système pour que les oscillations laser se produisent [19].

8. Condition de seuil et pertes laser

Le niveau stable d'oscillation en régime permanent est atteint lorsque le taux d'amplification est équilibré par le taux de perte (c'est la situation dans les lasers à sortie continue ou CW, c'est un peu différent dans les lasers à impulsions). Ainsi, l'inversion de population est une condition nécessaire pour l'action laser, mais elle n'est pas une condition suffisante car la

valeur minimale de seuil du coefficient de gain doit être suffisamment grande pour surmonter les pertes et maintenir les oscillations. Le seuil du gain, à son tour, à travers l'équation (3.39) spécifie l'inversion de population requise.

La perte totale du système est due à un certain nombre de différents processus, Les plus importants sont:

- Transmission au miroir, la transmission d'un des miroirs fournit habituellement la sortie utile; l'autre miroir est rendu aussi réfléchissant que possible pour minimiser les pertes.
- Absorption et diffusion sur les miroirs.
- Absorption dans le milieu laser en raison des transitions autres que les transitions désirées (La plupart des milieux laser ont de nombreux niveaux d'énergie, pas tous ceux qui seront impliqués dans l'action laser).
- Diffusion due à des inhomogénéités optiques dans le milieu laser, cela s'applique en particulier pour les lasers à l'état solide.
- Pertes de diffraction aux miroirs.

Pour simplifier les choses, toutes les pertes sont incluses, sauf celles dues à la transmission aux miroirs en un seul coefficient de perte effectif γ qui réduit le coefficient effectif du gain à $(k - \gamma)$. Nous pouvons déterminer le seuil du gain en considérant la variation de l'intensité du faisceau lumineux lors d'un aller et retour dans la cavité laser. Nous supposons que le milieu laser remplit l'espace entre les miroirs M_1 et M_2 qui ont des réflectances R_1 et R_2 et séparés par une distance L . Ensuite, en passant de M_1 à M_2 , l'intensité du faisceau augmente de I_0 à I où :

$$I = I_0 e^{(k-\gamma)L} \quad (3.46)$$

Après la réflexion à M_2 , l'intensité du faisceau sera $R_2 I_0 \exp(k - \gamma)L$ et après un tour complet, l'intensité finale sera telle que le gain d'un aller-retour G est :

$$G = \frac{\text{Intensité finale}}{\text{Intensité initiale}} = R_1 R_2 e^{2(k-\gamma)L} \quad (3.47)$$

Si G est supérieur à l'unité, une perturbation à la fréquence de résonance laser sera soumise à une amplification nette et les oscillations vont augmenter.

Si G est inférieur à l'unité, les oscillations disparaîtront. Par conséquent, nous pouvons écrire la condition de seuil comme suit :

$$G = R_1 R_2 e^{2(k_{th} - \gamma)L} = 1 \quad (3.48)$$

Où k_{th} est le seuil du gain. Il est important de réaliser que le seuil du gain est égal au gain en régime permanent k_{ss} dans les lasers à sortie continue, c'est-à-dire $k_{th} = k_{ss}$.

Cette égalité est due à un phénomène connu sous le nom de saturation du gain qui s'explique comme suit. Initialement, lorsque l'action du laser commence, le gain peut être bien supérieur à la valeur du seuil. L'effet des émissions stimulées, cependant, sera de réduire la population du niveau supérieur de la transition laser de même que le degré d'inversion de population et par conséquent le gain diminue. Ainsi, le gain net d'un aller-retour peut varier et peut être supérieur ou inférieur à l'unité de sorte que la densité d'énergie de la cavité augmentera ou diminuera de manière correspondante. C'est seulement lorsque G a été égal à l'unité pendant une période de temps que l'énergie de la cavité (et la puissance de sortie du laser) s'établit à une valeur inférieure à la valeur de l'état stable, c'est-à-dire lorsque le gain équilibre les pertes dans le milieu. En termes d'inversion de population, il y aura une valeur de seuil

$N_{th} = |N_2 - (g_2/g_1)N_1|_{th}$ correspondant à k_{th} . Dans les situations d'état stable $|N_2 - (g_2/g_1)N_1|$ reste égal à N_{th} quel que soit la quantité par lequel le taux du seuil de pompage est dépassé. Le gain de faibles signaux requis pour supporter le fonctionnement en régime permanent dépend du milieu laser à travers k et γ et de la structure laser par R_1 et R_2 et L . De l'équation (3.49), on peut voir que:

$$k_{th} = \gamma + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.49)$$

Où le premier terme représente les pertes de volume et le second les pertes dans la forme de la sortie utile. L'équation (3.39) montre que k peut avoir une large gamme de valeurs, en fonction non seulement de $|N_2 - (g_2/g_1)N_1|$ Mais aussi des propriétés intrinsèques du milieu actif. Si k est élevé, il est relativement facile d'obtenir une action laser, l'alignement des miroirs dans ce cas n'est pas critique et la poussière peut être tolérée sur les miroirs. Avec des milieux à faible gain, autrement dit, de telles pertes sont inacceptables et les miroirs doivent avoir des réflexibilités élevées, être rigoureusement propres et soigneusement alignés [19].

Il convient de noter qu'un système laser avec un milieu actif à fort gain n'aura pas nécessairement une haute efficacité. L'efficacité est le rapport entre la puissance de la lumière laser et la puissance de pompage d'entrée. Cela dépend donc de l'efficacité avec laquelle la puis-

sance de la pompe est convertie en produisant une inversion de population, sur les probabilités de différents types de transitions du niveau supérieur et sur les pertes dans le système.

En se référant à la figure (3.8 b) et en se concentrant sur le pompage optique, nous pouvons facilement voir que l'efficacité ne peut pas dépasser $(E_2 - E_1)/(E_3 - E_0) = \nu_{21}/\nu_{30}$, pour le système à quatre niveaux et qu'elle sera considérablement inférieure pour le système à trois niveaux où plus de la moitié des atomes doivent être pompés hors de l'état fondamental avant que l'inversion de la population ne soit produite. L'efficacité réelle, telle que définie ci-dessus, est habituellement beaucoup inférieure à celle-ci en raison des pertes d'énergie lors de la conversion de l'énergie électrique en énergie optique à la fréquence de la pompe et le fait que tous les atomes pompés dans le niveau 3 ne transiteront pas nécessairement au niveau 2. Certains lasers, par exemple le CO_2 , se caractérisent par une efficacité élevée et un gain de faibles signaux élevé. D'autres lasers tels que l'argon, bien qu'ayant un gain élevé, il a une efficacité très faible.

9. Fonction de forme de la raie spectrale

Dans la dérivée de l'expression du gain de faibles signaux, nous avons supposé que tous les atomes, soit des niveaux supérieurs ou inférieurs sont capable d'interagir avec un faisceau parfaitement monochromatique. En fait, ce n'est pas le cas, les raies spectrales ont un écart de longueur d'onde fini (ou de fréquence), c'est-à-dire ils ont une largeur spectrale. Cela peut être vu à la fois dans l'émission et l'absorption et si, par exemple, nous devons mesurer la transmission en fonction de la fréquence de transmission entre les deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , on obtiendra la courbe en forme de cloche illustrée à la figure (3.11 a).

La courbe d'émission serait l'inverse de celle-ci, figure (3.11 b). La forme de ces courbes est décrites par le graphe de $g(\nu)$, qui peut être également utilisée pour décrire la courbe de probabilité de fréquence. Ainsi, nous pouvons définir $g(\nu)d\nu$ comme la probabilité qu'une transition donnée entre deux niveaux d'énergie entraînera l'émission (ou l'absorption) d'un photon dont la fréquence se situe entre ν et $\nu + d\nu$, $g(\nu)$ est normalisé tel que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu)d\nu = 1. \quad (3.50)$$

Par conséquent, nous voyons que l'énergie de photon peut ne pas nécessairement stimuler un autre photon d'énergie $h\nu$. Nous prenons alors $g(\nu)d\nu$ comme probabilité que le photon stimulé ait une énergie entre $h(\nu + d\nu)$.

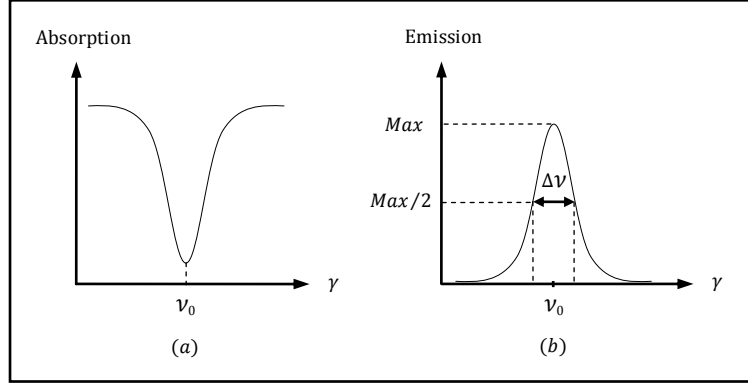


Fig. 3.11: Courbe d'absorption pour les transitions entre les niveaux d'énergie E_1 et E_2 (a), Courbe d'émission pour les transitions entre les niveaux d'énergie E_2 et E_1 (b)

Lorsqu'un faisceau monochromatique de fréquence ν_s interagit avec plusieurs atomes avec une fonction de forme du spectre $g(\nu)$, le coefficient du gain de faibles signaux peut être écrit comme suit:

$$k(\nu_s) = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{B_{21} h \nu_{21} n g(\nu_s)}{c} \quad (3.51)$$

L'allure de la fonction de forme du spectre $g(\nu)$ dépend des mécanismes responsables de l'élargissement spectral pour une transition donnée. Les trois mécanismes les plus importants sont: l'élargissement Doppler, l'élargissement de collision (ou de pression) et l'élargissement naturel [19].

10. Conditions d'inversion de population et du seuil de pompage

Nous pouvons maintenant utiliser l'équation (3.51) pour calculer l'inversion de population requise pour atteindre le seuil d'une émission laser. De l'équation (3.51), nous avons:

$$\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) = \frac{c k(\nu_s)}{B_{21} h \nu_{21} n g(\nu_s)} \quad (3.52)$$

Au seuil, le coefficient de gain de faibles signaux est donné par l'équation (3.49), c'est-à-dire :

$$k(\nu_s) = k_{th} = \gamma + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.53)$$

et donc :

$$\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) = \frac{c k_{th}}{B_{21} h \nu_{21} n g(\nu_s)} \quad (3.54)$$

De l'équation (3.19), nous avons $B_{12} = c^3 A_{21} / 8\pi h \nu^3 n^3$. La quantité A_{21} peut être déterminée expérimentalement en notant que c'est la réciproque de la durée de vie de l'émission spontanée τ_{21} du niveau 2 au niveau 1.

Ainsi, en combinant les équations ci-dessus, nous pouvons écrire le seuil d'inversion de population comme:

$$N_{th} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right)_{th} = \frac{8\pi \nu_s^2 k_{th} \tau_{21} n^2}{c^2 g(\nu_s)} \quad (3.55)$$

Nous notons que le seuil laser sera atteint facilement lorsque $g(\nu)$ est au maximum, c'est-à-dire lorsque ν_s a la valeur ν_0 correspondant au centre de la raie. Nous pouvons remplacer donc $g(\nu_s)$ par $1/\Delta\nu$ pour donner :

$$N_{th} = \frac{8\pi \nu_0^2 k_{th} \tau_{21} \Delta\nu n^2}{c^2} \quad (3.56)$$

Nous allons calculer la puissance de pompage nécessaire pour atteindre le seuil. Pour faire cela nous devons résoudre les équations du taux pour un système particulier. Les équations de taux décrivent le taux de changement des populations des niveaux d'énergie du milieu laser en termes des processus d'émission et d'absorption et le taux de pompage. Nous considérerons le système idéal à quatre niveaux représenté à la figure (3.12). Nous supposons que $E_1 \gg kT$ de sorte que la population thermique du niveau 1 est négligeable, nous supposons également que le seuil de la densité de population N_{th} est très petit comparé à la population de l'état fondamental, de sorte que pendant l'opération laser, ce dernier est à peine affecté. Si nous laissons R_2 et R_1 soient les taux auxquels les atomes sont pompés dans les niveaux 2 et 1 respectivement, nous pouvons écrire l'équation des taux pour ces niveaux comme suit:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - N_2 A_{21} - \rho_\nu B_{21} (N_2 - N_1) \quad (3.57)$$

et

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 + \rho_\nu B_{21} (N_2 - N_1) + N_2 A_{21} - N_1 A_{10} \quad (3.58)$$

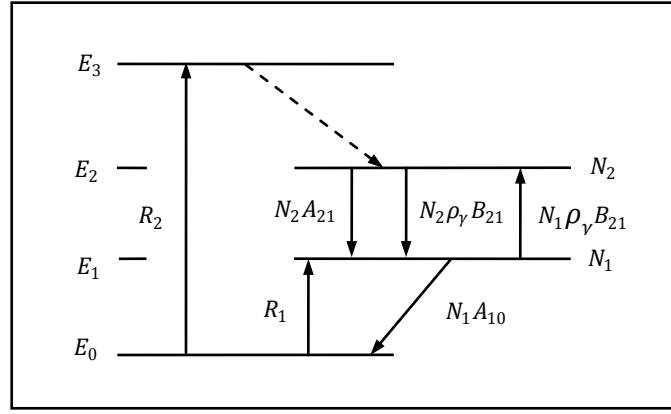


Fig. 3.12 : Transitions dans un système à quatre niveaux [19]

Le processus R_1 qui remplit le niveau laser inférieur 1 est préjudiciable à l'action laser comme il est clair, il réduit l'inversion de population. Bien qu'un tel pompage soit inévitable dans de nombreux lasers, par exemple les lasers à gaz pompés par une décharge électrique, nous devons désormais ignorer R_1 . Si nous supposons que le système est pompé à un taux constant alors nous avons $\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0$. Par conséquent, nous pouvons résoudre les équations (3.57) et (3.58) pour N_1 et N_2 . On peut avoir:

$$N_1 = \frac{R_2}{A_{10}} \quad (3.59)$$

$$N_2 = R_2 \left[1 + \frac{\rho(\nu) B_{21}}{A_{10}} \right] (A_{21} + \rho(\nu) B_{21})^{-1} \quad (3.60)$$

Et donc

$$N_2 - N_1 = R_2 \left[\frac{1 - A_{21}/A_{10}}{A_{21} + \rho(\nu) B_{21}} \right] \quad (3.61)$$

Nous pouvons constater que, sauf si $A_{21} < A_{10}$, le numérateur sera négatif et aucune inversion de population ne peut avoir lieu.

Comme le coefficient Einstein A est le réciproque de la durée de vie spontanée, la condition $A_{21} < A_{10}$ est équivalente à la condition $\tau_{10} < \tau_{21}$, c'est-à-dire que le niveau laser supérieur a une durée de vie d'émission spontanée plus longue que celle du niveau inférieur.

Dans la plupart des lasers $\tau_{21} \gg \tau_{10}$ et $(1 - (A_{21}/A_{10})) \cong 1$.

A présent, en dessous du seuil, nous pouvons négliger $\rho(\nu)$ car le laser n'a pas encore commencé et la majeure partie de la puissance de pompage apparaît comme une émission spontanée; Ainsi, l'équation (3.61) peut être écrite comme suit:

$$N_2 - N_1 = R_2 \left[\frac{1 - (A_{21}/A_{10})}{A_{21}} \right] \quad (3.62)$$

C'est-à-dire qu'il y a une augmentation linéaire de l'inversion de population avec le taux de pompage mais l'inversion est insuffisante pour maintenir l'amplification [19].

Au seuil, $\rho(\nu)$ est encore faible et en supposant $g_1 = g_2$, on peut exprimer le seuil d'inversion de population en terme de taux de seuil de pompage, c'est-à-dire :

$$(N_2 - N_1)_{th} = N_{th} = R_2 \left[\frac{1 - (A_{21}/A_{10})}{A_{21}} \right] \quad (3.63)$$

En insérant l'approximation $(1 - (A_{21}/A_{10})) \cong 1$ dans l'équation (3.63) on obtient :

$$R_{th} = N_{th} A_{21} \quad (3.64)$$

Où

$$R_{th} = N_{th} / \tau_{21} \quad (3.65)$$

Chaque atome excité au niveau 2 nécessite une quantité d'énergie E_3 de sorte que la puissance totale de pompage par unité de volume P_{th} au seuil peut être écrite comme suit :

$$P_{th} = \frac{E_3 N_{th}}{\tau_{21}} \quad (3.66)$$

Nous pouvons remplacer N_{th} par l'équation (3.55) pour avoir :

$$P_{th} = \frac{E_3 8\pi \nu_0^2 k_{th} \tau_{21} \Delta \nu n^2}{\tau_{21} c^2} \quad (3.67)$$

Où

$$P_{th} = \frac{E_3 8\pi \nu_0^2 k_{th} \Delta \nu n^2}{c^2} \quad (3.68)$$

C'est le point où le gain dû à l'inversion de population équivaut exactement aux pertes de la cavité. Une augmentation supplémentaire de l'inversion de population avec le pompage est impossible dans une situation d'état stable, car cela entraînerait un taux d'émission d'énergie induite qui dépasse les pertes. Ainsi, l'énergie totale stockée dans la cavité augmenterait avec le temps en violant l'hypothèse de l'état d'équilibre [19].

Cet argument suggère que $|N_2 - (g_2/g_1)N_1|$ doit rester égal à N_{th} indépendamment de la quantité par laquelle le taux de seuil de pompage est dépassé. L'équation (3.61) montre que

cela est possible à condition que $\rho(\nu)B_{12}$ puisse augmenter (une fois que R_2 dépasse sa valeur de seuil donnée par l'équation (3.62)), de sorte que l'égalité:

$$N_{th} = R_{th} \left[\frac{1-A_{21}/A_{10}}{A_{21}+\rho_{\nu}B_{21}} \right] \quad (3.69)$$

soit satisfaite. En combinant maintenant cette équation avec l'équation (3.62), nous avons:

$$\frac{R_{th}}{A_{21}} = \left[\frac{R_2}{A_{21}-\rho_{\nu}B_{21}} \right] \quad (3.70)$$

et donc

$$\rho_{\nu} = \frac{A_2}{B_{21}} \left[\frac{R_2}{R_{th}} - 1 \right] \quad (3.71)$$

Comme la puissance laser de sortie W sera directement proportionnelle à la densité de la puissance optique dans la cavité laser, et le taux de pompage dans le niveau 2 (c'est-à-dire R_2) sera proportionnelle à la puissance de la pompe P fournie au laser, nous pouvons réécrire l'équation (3.71) comme suit:

$$W = W_0 \left[\frac{P}{P_{th}} - 1 \right] \quad (3.72)$$

Où W_0 est une constante.

Ainsi, si le taux de pompage dépasse la valeur P_{th} , l'intensité du faisceau devrait augmenter linéairement avec le taux de pompage. Ce qui n'est pas le cas dans la pratique et la partie de l'inversion de population et la sortie laser comme une fonction du taux de pompage sont de la forme représentée dans la figure (3.13).

La puissance supplémentaire au-dessus du seuil est canalisée dans un seul (ou quelques) mode (s) de la cavité.

L'émission spontanée apparaît quand même au-dessus du seuil, mais elle est extrêmement faible par rapport au laser de sortie, car elle est émise dans toutes les directions et a une fréquence de propagation beaucoup plus grande [19].

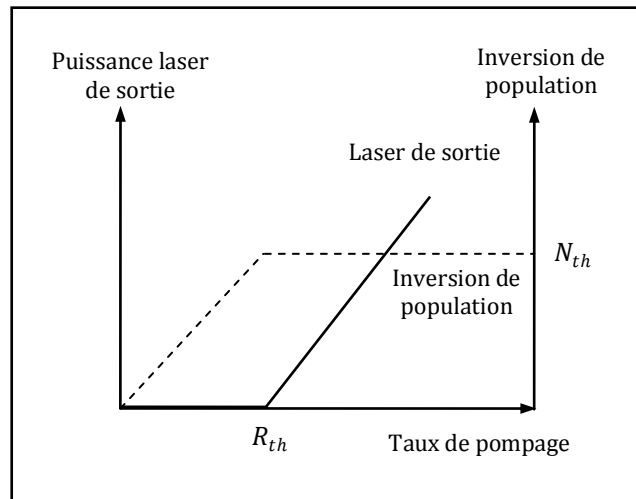


Fig. 3.13 : Inversion de population et la puissance laser de sortie en fonction du taux de pompage

11. Propriétés des matériaux laser solides

Les matériaux pour les systèmes laser doivent posséder des raies fluorescentes fines, des larges bandes d'absorption et une efficacité quantique sensiblement élevée pour la transition fluorescente concernée.

Ces caractéristiques sont généralement présentes dans les solides (cristaux ou verres) dans lesquels sont incorporés en petites quantités des éléments dans lesquels des transitions optiques peuvent se produire entre les états électroniques.

Ainsi, les métaux de transition, les terres rares (lanthanides) et les actinides sont intéressants à cet égard.

11.1 Aperçu

Les conditions pour une action laser aux fréquences optiques ont été d'abord décrites par Schawlow et Townes en 1958. La première démonstration d'une action laser a été réalisée par Maiman en 1960 à l'aide de ruby ($Cr^{3+}: Al_2O_3$), qui est un système solide cristallin. L'étape suivante dans le développement des lasers à solide était l'opération d'uranium trivalent dans CaF_2 et samarium divalent dans CaF_2 par Sorokin and Stevenson. En 1961, Snitzer a démontré la possibilité d'une action laser dans un verre dopé au néodyme.

Le premier laser à cristal à émission continue a été signalé en 1961 par Johnson et Nassau en utilisant $Nd^{3+}: CaWO_4$. Depuis, l'action laser a été réalisée à partir des éléments de terres rares trivalents (Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Ce^{3+} , Tm^{3+} , Pr^{3+} , Gd^{3+} , Eu^{3+} , Yb^{3+}), des éléments

de terres rares divalents (Sm^{2+} , Dy^{2+} , Tm^{2+}), des métaux de transition (Cr^{3+} , Ni^{2+} , Co^{2+} , Ti^{2+} , V^{2+}) et d'ion actinide U^{3+} incorporé dans divers comme des matériaux hôtes.

L'action laser à pompage optique a été réalisée dans une centaine de combinaisons d'ions- cristaux hôtes couvrant une gamme spectrale allant du visible à l'Infrarouge moyen [19]. Les caractéristiques exceptionnelles de l'ion trivalent de néodyme pour des actions laser ont été reconnues à un stade relativement avancé de la recherche de matériaux laser à l'état solide. Ainsi, Nd^{3+} était connu pour présenter une satisfaisante longue durée de vie de fluorescence et des largeurs de raies de fluorescence étroites dans des cristaux avec des structures ordonnées et posséder un état final pour une transition laser suffisamment élevée au-dessus de l'état fondamental de sorte que l'opération à onde continue (CW) à la température ambiante était facilement réalisable. Par conséquent, cet ion a été incorporé comme dopant dans une variété de matériaux hôtes, c'est-à-dire : verre, $CaWO_4$, $CaMoO_4$, CaF_2 , LaF_3 , etc., dans le but d'exploiter son grand potentiel. Cependant, la plupart de ces premiers hôtes ont présenté des défauts indésirables, soit du point de vue de leurs propriétés physiques intrinsèques, soit de la manière dont ils interagissent avec les ions Nd^{3+} .

Finalement, le Yttrium Aluminum Garnet (YAG) comme matériau hôte pour le Nd^{3+} et sa supériorité aux autres matériaux hôtes a été rapidement démontrée [19].

Les lasers $Nd:YAG$ ont présenté les plus faibles seuils pour l'opération CW à la température ambiante pour toute combinaison hôte-dopant connue [19].

11.2 Matériaux hôtes

Une hôte est spécifiquement choisie dans le but d'obtenir une combinaison de propriétés thermiques, optiques et mécaniques.

Les matériaux hôte à l'état solide peuvent être en général regroupés en solides cristallins et verres. Ils doivent avoir de bonnes propriétés optiques, mécaniques et thermiques pour pouvoir résister aux conditions pratiques sévères de fonctionnement des lasers. Des propriétés souhaitables telles que la dureté, l'inertie chimique, l'absence de contrainte interne et des variations d'indice de réfraction et la facilité de fabrication.

Plusieurs interactions entre le cristal hôte et l'ion additif limitent le nombre de combinaisons de matériaux utiles. Il s'agit notamment de la disparité des tailles, de la valence, et des propriétés spectroscopiques. Idéalement, la taille et la valence de l'ion additif devrait correspondre à celles de l'ion hôte qu'il remplace.

Lors du choix d'un cristal hôte approprié à un ion laser, il faut tenir compte des critères suivants clés suivants [19] :

- Le cristal doit posséder des propriétés optiques favorables, les variations de l'indice de réfraction conduisent à une propagation inhomogène de la lumière à travers le cristal ce qui entraîne une mauvaise qualité du faisceau.
- Le cristal doit posséder des propriétés mécaniques et thermiques qui permettront l'opération à une puissance moyenne élevée. Les paramètres les plus importants sont la conductivité thermique, la dureté et la résistance aux fractures.
- Le cristal doit avoir des sites dans le réseau qui peuvent accepter les ions dopants et qui ont des champs locaux de cristal et la force nécessaire pour induire des propriétés spectroscopiques désirées. En général, les ions placés dans un cristal hôte doivent avoir de longues durées de vie radiative avec des sections transversales d'émission proches de 10^{-20} cm^2 .
- Il doit être possible d'augmenter progressivement la croissance du cristal dopé aux impuretés, tout en maintenant une qualité optique élevée et un rendement élevé.

11.2.1 Verre

Les verres forment une classe importante de matériaux hôtes pour certains éléments terres rares, en particulier Nd^{3+} . L'avantage pratique exceptionnel par rapport aux matériaux cristallins est son énorme aptitude pour les applications à haute énergie. La qualité optique des verres est excellente, et les verres, bien sûr, ils sont facilement fabriqués et prennent une bonne finition optique. Généralement, les ions laser placés dans le verre montrent une plus grande largeur de raie de fluorescente que dans les cristaux en tant que résultat de l'absence d'un champ cristallin unique et bien défini qui entoure les atomes actifs individuels. Par conséquent, les seuils laser pour les lasers en verre ont été jugés plus élevés que leurs homologues cristallins. En outre, le verre a une conductivité thermique plus faible que la plupart des cristaux hôtes. Ce dernier facteur conduit à une grande biréfringence induite thermiquement et une distorsion optique dans les barreaux laser en verre lorsqu'ils sont exploités à des puissances moyennes élevées [19].

11.2.2 Oxydes

Sapphire : Le premier matériau laser découvert (laser ruby) employait le saphir en tant qu'hôte. L'hôte Al_2O_3 (saphir) est dur, avec une conductivité thermique élevée, et les métaux de transition peuvent être facilement incorporés de manière substitutive avec l'aluminium. Les sites des ions d'Aluminium sont trop petits pour les ions terres rares, et il n'est pas possible d'incorporer des concentrations importantes de ces impuretés dans le saphir. Outre, le rubis qui est encore utilisé aujourd'hui, le saphir dopé Ti (Titane) a gagné une importance en tant que matériau laser [19].

Grenats : Certains des matériaux hôtes les plus utiles sont les grenats synthétiques: l'yttrium grenat d'aluminium, $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG); grenat de gadolinium gallium $Gd_3Ga_5O_{12}$, (GGG) et le grenat d'aluminium gadolinium scandium $Gd_3Sc_2Al_3O_{12}$, (GSGG). Ces grenats ont de nombreuses propriétés qui sont souhaitables dans un matériau hôte du laser. Ils sont stables, durs, optiquement isotropes, et ont de bonnes conductivités thermiques, ce qui permet une opération laser à des niveaux élevés de puissance.

En particulier, le grenat d'aluminium yttrium dopé au néodyme ($Nd: YAG$) a atteint une position dominante parmi les matériaux laser à solide. Le YAG est un cristal très dur, isotrope, qui peut être fabriqué d'une manière qui donne finalement des barreaux de haute qualité optique. À présent, c'est le meilleur cristal hôte commercialement disponible pour le Nd^{3+} , offrant un seuil faible et un gain élevé.

Les propriétés du $Nd: YAG$ seront traitées en détail par la suite. En plus du Nd^{3+} le cristal hôte YAG a été dopé avec Tm^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} et Yb^{3+} . Le matériau laser $Yb: YAG$ sera traité aussi par la suite ainsi que $Er : YAG$, $Tm : YAG$ et $Ho: YAG$.

Au cours de ces dernières années, le $Nd: GSGG$ co-dopé avec Cr^{3+} a été employé dans de nombreux systèmes laser. L'ion Cr^{3+} améliore considérablement l'absorption du rayonnement et transfère l'énergie très efficacement au Nd . Une comparaison avec $Nd: YAG$ révèle une conductivité thermique plus faible et une capacité thermique plus faible pour $GSGG$ mais, en général, les paramètres des matériaux sont assez proches. La section efficace d'émission stimulée, et par conséquent le gain de $Cr : Nd : GSGG$ est environ la moitié de celui dans YAG. Cela peut être un avantage pour l'opération Q-switch car beaucoup d'énergie peut être stockée avant que l'émission spontanée amplifiée (ASE : Amplified Spontaneous Emission) commence à drainer le niveau métastable [19].

Vanadates : L'ortho-vanadate d'yttrium (yttrium ortho vanadate) (YVO_4) dopé au Nd^{3+} a montré un seuil relativement faible à l'opération pulsée. Cependant, les premières études de ce cristal ont été entravées par des problèmes graves de développement des cristaux et, comme résultat, YVO_4 a été écarté comme cristal hôte. Avec l'apparition du pompage à diodes, le $Nd : YVO_4$ est devenu un important matériau laser solide, car il présente des caractéristiques très attrayantes, telle qu'une large section transversale d'émission stimulée et une forte absorption à la longueur d'onde de pompage, et le problème de croissance a été surmonté pour les petits cristaux requis avec cette source de pompage [19].

Fluorures : Le dopage des fluorures avec des ions de terres rares trivalents nécessite une compensation de charge ce qui complique le processus de croissance des cristaux. Le représentant important de cette famille de cristaux est le fluorure d'yttrium ($YLiF_4$), qui est un cristal uni-axial. Le $YLiF_4$ est transparent à 150 nm. Par conséquent, des lampes flash au xénon à haute densité de courant qui émettent fortement en bleu et près de l'ultraviolet peuvent être utilisées comme source de pompage sans endommager ce matériau. Le dopant le plus courant de YLF est le Nd^{3+} .

$Nd : YLF$ offre une réduction de lentille thermique et de biréfringence combinée avec un stockage d'énergie amélioré par rapport à $Nd : YAG$. Les propriétés thermomécaniques de $Nd : YLF$, cependant, ne sont pas aussi bonnes que celles de $Nd : YAG$ [19].

11.3 Ions actifs

Pour constituer le milieu actif d'un système laser, les matériaux hôtes sont dopés par des ions actifs tels que les ions terres rares, les ions actinides et les ions des métaux de transition. Une description détaillée des caractéristiques de ces ions sera donnée par la suite. Avant de procéder à l'étude des ions laser actifs, nous examinerons brièvement la nomenclature des niveaux d'énergie atomique.

Les différents états d'énergie des électrons sont exprimés par différents nombres quantiques. Les électrons dans un atome sont caractérisés par un nombre quantique principal n , un moment angulaire orbital l , l'orientation du vecteur de moment angulaire m , et un nombre quantique de spin s .

La méthode de désignation d'orbite électronique individuelle est telle que : un nombre suivi d'une lettre symbolise respectivement le nombre quantique principal n et le nombre de mo-

ment angulaire l . Les lettres s, p, d, f représentent respectivement $l = 0, 1, 2, 3$. Par exemple, un électron $3d$ se trouve dans une orbite avec $n = 3$ et $l = 2$.

Pour désigner le terme énergie atomique, on utilise par convention une lettre majuscule avec un système d'indice et d'exposant. Le symbole qui caractérise un niveau d'énergie est de la forme $^{2S+1}L_J$, où les nombres quantiques orbitaux $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5$, sont exprimés par des lettres majuscules S, P, D, F, G, H, I . Un exposant à la gauche de la lettre indique la valeur $(2S + 1)$, qui représente la multiplicité du niveau d'énergie due à l'orientation possible du spin résultant S . Ainsi, un système à un électron ($s = 1/2$) a une multiplicité égale à 2. L et S peuvent se combiner pour donner un moment angulaire total J , indiqué par un indice à la droite de la lettre. Ainsi, le symbole $^2P_{3/2}$ désigne un niveau d'énergie avec un nombre quantique orbital $L = 1$, un spin $s = 1/2$ et un moment angulaire total $J = 3/2$. La description complète du niveau d'énergie doit inclure la configuration de l'électron excité, qui précède le symbole de la lettre. Ainsi l'état fondamental du lithium a le symbole $2s\ ^2S_{1/2}$.

Quand un atome contient plusieurs électrons, ceux qui forment une couche fermée ne seront pas pris en considération et les différences d'énergie associées aux transitions dans l'atome peuvent être calculées en considérant uniquement les électrons en dehors de la couche fermée.

En décrivant l'état d'un atome multiélectronique, les moments angulaires orbitaux et les moments angulaires de spin sont ajoutés séparément. La somme des moments angulaires orbitaux est désignée par la lettre L , et le spin total est caractérisé par S . Le moment angulaire total J de l'atome peut être alors obtenu par le vecteur somme de L et S . Ainsi, au niveau $^4F_{3/2}$, $S = 3/2$ (il y a trois électrons non appariés dans la sous couche $4f$ de l'ion Nd^{3+}), $L = 3$ et $J = 3/2$ [19].

11.3.1 Ions terres rares

Les ions des terres rares sont des candidats naturels pour servir d'ions actifs dans les matériaux du laser à solide parce qu'ils présentent une richesse de transitions fluorescentes aiguës représentant presque toutes les régions, visible et proche infrarouge du spectre électromagnétique. C'est une caractéristique de ces raies qu'ils sont très aiguës, même en présence des champs locaux forts des cristaux, à cause de l'effet de la couverture due aux électrons extérieurs.

La configuration électronique de l'état fondamental de l'atome des terres rares consiste en un

noyau identique à celui du xénon, plus des électrons supplémentaires dans les couches supérieures. Dans le xénon, les couches avec les nombres quantiques $n = 1, 2, 3$ sont complètement remplies. La couche $n = 4$ a ses sous couches s , p et d remplis, alors que la sous couche $4f$ qui est capable d'accueillir 14 électrons est complètement vide. Cependant, la couche $n = 5$

a acquis ses huit premiers électrons qui remplissent les orbitales $5s$ et $5p$. La configuration électronique du xénon est :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$$

Les éléments au-delà du xénon, qui a le numéro atomique 54, ont cette structure électronique et, en outre, ont des électrons dans les orbitales $4f$, $5d$, $6s$, etc. Césium, Baryum et Lanthane sont les éléments entre le xénon et les terres rares. Césium en a un, et le baryum a deux électrons $6s$, et le lanthane a en outre un électron dans l'orbitale $5d$. Les éléments des terres rares commencent par le remplissage des orbitales intérieures vides $4f$. Par exemple, le premier élément des terres rares le Cérium a un seul électron dans l'orbitale f :

$$Ce : \dots \dots \dots 4f \ 5s^2 5p^6 5d \ 6s^2$$

et l'important élément terre rare, le néodyme a quatre électrons dans l'orbitale f :

$$Nd : \dots \dots \dots 4f^4 \ 5s^2 5p^6 6s^2$$

Comme les neuf premières couches et sous-couches jusqu'à $4d^{10}$ sont complètement remplies, seule la configuration électronique externe est indiquée.

Dans les cristaux, les ions des terres rares sont normalement trivalents, mais dans des conditions appropriées l'état de valence peut être également divalent. Lorsqu'un ion trivalent est formé l'atome renonce à ses électrons de l'orbitale $6s$, l'atome perd également son électron $5d$ s'il a un, sinon l'un des électrons $4f$ est perdu. Par exemple, le césium trivalent a la configuration électronique :

$$Ce^{3+} : \dots \dots \dots 4f \ 5s^2 5p^6$$

et le néodyme trivalent a la configuration :

$$Nd^{3+} : \dots \dots \dots 4f^3 \ 5s^2 5p^6$$

Comme on peut le voir, les ions trivalents des terres rares ont une configuration plus simple que les atomes correspondants. Les ions des terres rares diffèrent dans la structure électronique uniquement par le nombre d'électrons dans l'orbite $4f$ comme illustré dans le tableau (3.1). Quand un ion divalent de terre rare est formé, l'atome renonce à ses électrons extérieurs $6s$.

Les spectres de fluorescence des ions des terres rares proviennent des transitions électroniques entre les niveaux de la couche $4f$ partiellement remplie. Les électrons présents dans la couche $4f$ peuvent passer par absorption de la lumière dans des niveaux $4f$ inoccupés. Les états $4f$ sont bien couverts par les couches extérieures $5s$ et $5p$. Par conséquent, les raies d'émission sont relativement étroites et la structure du niveau d'énergie varie légèrement d'un hôte à un autre. L'effet du champ de cristal est normalement considéré comme une perturbation sur les niveaux d'ions libres. La perturbation est faible par rapport aux interactions spin-orbite et électrostatique entre les électrons $4f$. La principale modification des niveaux d'énergie est le fractionnement de chacun des niveaux d'ions libres dans de nombreux sous niveaux étroitement espacés causés par l'effet Stark du champ de cristal. Dans les cristaux, les niveaux d'ions libres sont alors référencés en tant que collecteurs. Par exemple, la figure (3. 15) illustre bien le fractionnement des collecteurs du Nd^{3+} en sous-niveaux à la suite du champ de cristal YAG [19].

Néodyme : Le Nd^{3+} était le premier des ions trivalents des terres rares qui a été utilisé dans le laser, et il reste de loin l'élément le plus important de ce groupe. Des émissions stimulées ont été obtenues avec cet ion implanté dans au moins cent différents matériaux hôtes, et une puissance plus élevée a été obtenue à partir de lasers au néodyme que de tout autre matériau à quatre niveaux. Les principaux matériaux hôtes sont le YAG et le verre. Dans ces hôtes, les émissions stimulées sont obtenues à un nombre de fréquences dans trois groupes différents de transitions centrés à 0.9 , 1.06 et $1.35 \mu m$ [19]. L'émission à ces longueurs d'onde résulte respectivement des transitions : $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$.

Tab. 3.1 : Configuration électronique des ions terres rares trivalents [19]

Element number	Trivalent rare earth	Number of 4f electrons	Ground state
58	Cerium, Ce ³⁺	1	² F _{5/2}
59	Praseodymium, Pr ³⁺	2	³ H ₄
60	Neodymium, Nd ³⁺	3	⁴ I _{9/2}
61	Promethium, Pm ³⁺	4	⁵ I ₄
62	Samarium, Sm ³⁺	5	⁶ H _{5/2}
63	Europium, Eu ³⁺	6	⁷ F ₀
64	Gadolinium, Gd ³⁺	7	⁸ S _{7/2}
65	Terbium, Tb ³⁺	8	⁷ F ₆
66	Dysprosium, Dy ³⁺	9	⁶ H _{15/2}
67	Holmium, Ho ³⁺	10	⁵ I ₈
68	Erbium, Er ³⁺	11	⁴ I _{15/2}
69	Thulium, Tm ³⁺	12	³ H ₆
70	Ytterbium, Yb ³⁺	13	² F _{7/2}
71	Lutetium, Lu ³⁺	14	¹ S ₀

La nomenclature des niveaux d'énergie peut être illustrée par l'étude de l'ion Nd³⁺. Cet ion a trois électrons dans le sous-niveau 4f. Dans l'état fondamental leurs orbites sont alignées de manière que le moment angulaire orbital s'élève à $3 + 2 + 1 = 6$ unités atomiques. Le moment angulaire total $L = 6$ est exprimé par la lettre *I*.

Les spins des trois électrons sont alignés parallèlement les uns aux autres, fournissant un supplément de $3/2$ unités du moment angulaire, qui, lorsqu'il est ajouté antiparallèle au moment angulaire orbital, donne un moment angulaire total : $6 - \frac{3}{2} = \frac{9}{2}$ unités.

Selon les règles quantiques pour l'addition de moment angulaire, le vecteur somme d'un moment angulaire orbital égale à 6 et d'un spin de moment angulaire de $3/2$ peut mener aux quatre valeurs suivantes du moment angulaire total : $9/2$, $11/2$, $13/2$ et $15/2$.

Les niveaux correspondant à ces valeurs sont : ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2}, ⁴I_{13/2}, ⁴I_{15/2}.

Le premier de ces niveaux, qui a la plus faible énergie, est l'état fondamental, les autres sont parmi les premiers niveaux excités de Nd³⁺. Ces niveaux se distinguent par l'orientation des spins en respectant le moment angulaire orbital résultant.

D'autres niveaux excités sont obtenus lorsqu'une autre combinaison de moment angulaire orbitale est choisie. Les plus importants matériaux laser au néodyme, à savoir Nd : YAG, Nd: verre, Nd : YLF et Nd: YVO₄ seront décrits par la suite [19].

Erbium : L'action laser dans l'Erbium a été démontrée dans une variété de garnets, de fluorures et de verres. La performance du laser à Erbium n'est pas très impressionnante en termes

d'efficacité ou d'énergie de sortie. Cependant, l'Erbium a attiré l'attention en raison de deux longueurs d'onde d'intérêt particulier. Un cristal, tel que le *YAG*, fortement dopé avec L'Erbium génère une sortie autour de $2,9\ \mu\text{m}$ et le verre de phosphate dopé à l'erbium génère une sortie à $1,54\ \mu\text{m}$. Ces deux longueurs d'ondes sont absorbées par l'eau, ce qui mène à des applications médicales intéressantes dans le cas des lasers de $2,9\ \mu\text{m}$ [19].

Holmium : L'action laser dans Ho^{3+} a été rapportée dans de nombreux différents matériaux hôtes. Étant donné que le niveau terminal n'est que d'environ $250\ \text{cm}^{-1}$ au-dessus du niveau fondamental, le niveau laser inférieur a une population thermique relativement élevée à la température ambiante.

Alors que *Ho: YAG* et *Ho: YLF* se sont révélés être des lasers efficaces, l'opération a été limitée dans la plupart des cas aux températures cryogéniques, qui dépeuplent le niveau laser le plus bas. Les efforts précédents dans les lasers pompés par lampe flash à $2\ \mu\text{m}$ ont été concentrés sur *Er : Tm : Ho* dopant *YAG* et *YLF*.

Il a été découvert que *Tm: Ho: YAG* dopé au chrome offre plusieurs avantages plus que les matériaux dopés à l'erbium. Dans un laser *Cr: Tm: Ho: YAG*, un processus de transfert d'énergie très efficace entre les co-dopants aura lieu.

Le Cr^{3+} absorbe efficacement l'énergie d'une lampe flash (pompage), qui est ensuite transférée vers le thulium avec une efficacité quantique de transfert approchant 2 (deux photons dans l'infrarouge pour chaque photon de pompage).

Du thulium, l'énergie est efficacement transférée à l'Holmium. L'émission laser s'effectue à la transition d'holmium $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$ à une longueur d'onde de $2080\ \text{nm}$. Le pompage par diode laser d'un laser *Tm : Ho : YAG* via l'absorption dans Tm^{3+} à $780\ \text{nm}$ est également possible. Le dopage au chrome n'est pas nécessaire dans ce cas [19].

Thulium : L'efficacité de l'opération de pompage avec la lampe flash et de la diode laser a été atteint dans le $\text{Tm}^{3+}: \text{YAG}$ et $\text{Tm}^{3+}: \text{YLF}$ co-dopé au Cr^{3+} ou Ho^{3+} .

La longueur d'onde de sortie pour la transition $^3F_4 \rightarrow ^3F_6$ est $2,01\ \mu\text{m}$. L'ion thulium a une absorption à $785\ \text{nm}$ qui est utile pour le pompage à diodes. Avec le pompage par diode du *Tm: YAG*, les lasers ont été conçus avec des puissances de sortie supérieures à $100\ \text{W}$.

Le dopage au *Cr* permet une absorption efficace du rayonnement de la lampe flash. Le pompage par la lampe flash du *Cr: Tm: YAG* peut parvenir à générer une sortie accordable entre $1.945\ \mu\text{m}$ et $1.965\ \mu\text{m}$.

Les lasers à base de thulium et d'holmium dopés au thulium ont des sorties dans la région de $2\ \mu\text{m}$, une longueur d'onde d'intérêt pour les systèmes radar cohérents, la télédétection et des applications médicales.

La possibilité de pomper des cristaux dopés au thulium, avec des diodes laser *GaAlAs* de puissances à $785\ \text{nm}$ a d'intérêt de stimulé ces matériaux [19].

Praseodymium, Gadolinium, Europium, Ytterbium, et Cerium : L'action laser dans ces ions terres rares trivalents a été signalée, cependant, seulement une performance marginale a été obtenue dans les hôtes contenant ces ions à l'exception de l'Ytterbium. L'Yb : YAG pompé par diode est devenu un laser important [19].

Samarium, Dysprosium, Thulium : Les ions terres rares divalents Sm^{2+} , Dy^{2+} et Tm^{2+} ont un électron supplémentaire dans la couche $4f$, ce qui réduit l'énergie de la configuration $5d$. En conséquence, les bandes d'absorption autorisées de $4f - 5d$ tombent dans la région visible du spectre. Ces bandes sont particulièrement adaptées pour le pompage des systèmes laser. Tm^{2+} , Dy^{2+} et Sm^{2+} ont été utilisés comme des matériaux actifs des systèmes lasers, tous dans le matériau hôte CaF_2 . Pour l'action laser, ces cristaux doivent être refroidis à au moins 77K [19].

Ions actinides : Les actinides sont semblables aux terres rares en ayant des électrons $5f$ partiellement protégés par des électrons de $6s$ et $6p$. La plupart des éléments actinides sont radioactifs, et seul l'uranium dans le matériau hôte CaF_2 a été utilisé avec succès dans un laser. L'hôte était dopé avec $0,05\ \%$ d'uranium. L'action laser s'est produite à $2,6\ \mu\text{m}$ entre un niveau métastable et un niveau terminal de quelques $515\ \text{cm}^{-1}$ au-dessus de l'état fondamental [19].

Métaux de transition : Les éléments importants du groupe des métaux de transition comprennent le chrome et le titane. La configuration extérieure comprend six électrons dans les orbitales d et s :



L'ion trivalent de chrome a renoncé à trois électrons de ses deux orbitales extérieures :



laissant trois électrons dans les orbitales $3d$. Ces électrons déterminent les propriétés optiques de l'ion. Puisqu'ils ne sont pas couverts par des couches extérieures d'électrons, contrairement aux ions de terres rares, les propriétés optiques des ions de métaux de transition sont fortement influencées par le champ de cristal hôte.

L'atome de titane a la même configuration électronique que le chrome mais avec seulement quatre électrons dans les orbitales d et s :



Le titane trivalent n'a qu'un seul électron dans l'orbite d :



Des combinaisons de transition de cristaux métal-hôte qui ont mené à d'importants lasers incluent le rubis ($Cr^{3+}:Al_2O_3$), l'alexandrite ($Cr^{3+}:BeAl_2O_4$) et le *Ti:saphir* ($Ti^{3+}:Al_2O_3$), qui seront traités par la suite.

En outre, deux autres lasers à base de cristaux dopés au chrome, *Cr:LiSAF* ($Cr^{3+}:LiSrAlF_6$) et *Cr:forsterite* ($Cr^{4+}:Mg_2SiO_4$) doivent être mentionnés. *Cr:LiSAF* a trouvé des applications comme source, comme la lampe flash ou la diode laser de pompage avec une sortie accordable de 780 nm à 920 nm.

L'opération laser pulsée et à onde continue (CW : continuous wave) a été réalisée dans le $Cr^{4+}:Mg_2SiO_4$ avec les lasers Nd:YAG à 1,06 μm et 532 nm comme sources de pompage.

La gamme de réglage couvre la région du spectre de 1167 à 1345 nm. Une caractéristique distinctive des actions laser dans $Cr:Mg_2SiO_4$ est que l'ion laser n'est pas le chrome trivalent (Cr^{3+}) comme dans le cas avec d'autres lasers à base de chrome, mais l'ion actif dans ce cristal est le chrome tétravalent (Cr^{4+}) qui se substitue au silicium (Si^{4+}) dans un site tétradéral.

Nd : YAG, en raison de son gain élevé et ses bonnes propriétés thermiques et mécaniques, est de loin le plus important laser à l'état solide pour diverses applications. *Nd:Verre* est important car il peut être produit en grandes dimensions. *Nd:YLF* est un bon matériau pour un certain nombre d'applications, ce cristal présente une faiblesse biréfringence thermique et possède une plus grande capacité de stockage d'énergie (en raison de son faible coefficient de gain) par rapport au *Nd:YAG*. *Nd:YVO₄* est devenu un matériau très intéressant

pour les petites diodes de pompage des lasers en raison de sa grande section transversale d'émission et sa forte absorption à 809 nm. *Er : verre* est d'une importance particulière car la sortie laser à 1,55 μm se trouve dans la zone protégée des yeux, du spectre. Le laser à *Yb: YAG* a été développé pour les applications à haute puissance nécessitant une sortie de l'ordre des kW.

Les deux derniers lasers décrits sont, l'alexandrite et le *Ti: saphir*, qui sont des lasers accordables. L'accordabilité des émissions dans les lasers à solide est atteinte lorsque l'émission stimulée de photons est intimement couplée à l'émission de quanta vibratoire (phonons) dans un réseau cristallin. Dans ces lasers vibroniques, l'énergie totale de la transition laser est fixe mais peut être partitionnée entre les photons et les phonons de façon continue. Le résultat est une large accordabilité de longueur d'onde de la sortie laser. En d'autres termes, l'existence de lasers à solides accordables est due à l'interaction subtile entre le champ Coulombien de l'ion laser, le champ de cristal du réseau hôte et le couplage électron-phonon autorisant l'absorption et l'émission à large bande. Par conséquent, le gain dans les lasers vibroniques dépend des transitions entre les états vibrationnels et électroniques couplés, c'est-à-dire un phonon est soit émis ou absorbé par chaque transition électronique. En alexandrite et *Ti: saphir* l'accordabilité est obtenue par l'électron 3d de la transition des ions : Cr^{3+} et Ti^{3+} [26].

Ruby : Le laser ruby, encore utilisé aujourd'hui, fournit une bonne illustration d'un système à trois niveaux. Le laser ruby, $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, est un système à trois niveaux, ce qui nécessite un pompage intense du cristal à haute intensité pour obtenir au moins une inversion. Par conséquent, l'efficacité globale du système est très faible, ce qui est la raison principale de son utilisation limitée à nos jours. Le ruby consiste chimiquement en saphir (Al_2O_3) dans lequel un faible pourcentage de Al^{3+} a été remplacé par le Cr^{3+} . Cela se fait en ajoutant de petites quantités de Cr_2O_3 à la fonte d' Al_2O_3 hautement purifié. Le saphir a les meilleures propriétés thermomécaniques de tous les matériaux laser à solides. Le cristal est très dur, possède une conductivité thermique élevée et peut être transformé en très haute qualité par la méthode Czochralski.

L'ion Cr^{3+} possède trois d électrons dans sa couche non remplie, l'état fondamental de l'ion libre est décrit par le symbole spectroscopique ^4A . La quantité de dopage nominale est 0,05 wt.% (weight) de Cr_2O_3 [19].

Un schéma simplifié de niveaux d'énergie du ruby est représenté par la figure (3. 14).

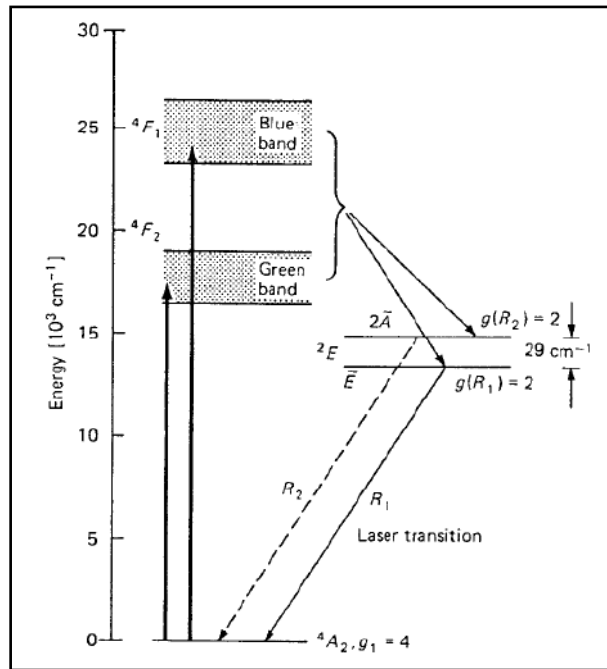


Fig. 3.14 : Niveaux d'énergie de Cr^{3+} en rubis (séparation des niveaux 2E) [19]

Dans les lasers à rubis, l'inversion de population, concernant le niveau prétendu 2E est obtenue par pompage optique des ions Cr^{3+} de l'état fondamental 4A_2 aux larges bandes de pompage 4F_2 et 4F_1 .

La durée de vie aux bandes de pompage, qui sont chacune d'environ 100 nm de largeur, situées dans le vert ($18\,000\text{ cm}^{-1}$) et dans le violet ($25\,000\text{ cm}^{-1}$), est extrêmement courte, avec les ions retournant à l'état métastable 2E qui a une durée de vie de fluorescence de 3 ms. Ce niveau métastable est divisé en deux sous-niveaux avec une séparation de $\Delta E = 29\text{ cm}^{-1}$.

Le sous-niveau supérieur est $2\bar{A}$ et le sous-niveau inférieur est $\bar{E}$.

Les deux transitions ($\bar{E} \rightarrow ^4A_2$ et $2\bar{A} \rightarrow ^4A_2$) sont désignées par les lignes R_1 et R_2 , situées à la limite de la région visible, respectivement à $694,3\text{ nm}$ et $692,9\text{ nm}$.

Les deux lignes R sont reliées entre elles par une transition non radiative très rapide, une thermisation de la population se produit, et ceci implique que le niveau inférieur $\bar{E}$ est le plus peuplé. À l'équilibre thermique, la différence de population entre le niveau $\bar{E}$ et $2\bar{A}$ est déterminé par le facteur de Boltzmann $\kappa = \exp(\Delta E/k_B T)$. À la température ambiante Le facteur de Boltzmann est $\kappa = 0.87$. La ligne R_1 atteint le seuil laser avant la ligne $2\bar{A}$ en raison de son inversion plus élevée.

Une fois que l'action laser commence dans la ligne R_1 , le niveau $\bar{E}$ devient épuisé et le transfert de population du niveau le plus proche $2\bar{A}$ se déroule à une vitesse aussi rapide que le niveau de seuil n'est jamais atteint pour la ligne R_2 .

Par conséquent, la population initiale globale des deux états s'affaiblit par l'émission R_1 . Si nous comparons le diagramme de niveau d'énergie du ruby avec le schéma simplifié d'un système à trois niveaux de la figure 3.7, les niveaux 4F_1 et 4F_2 constituent conjointement le niveau 3, alors que les états 2E et 4A_2 représentent respectivement les niveaux 2 et 1.

On peut écrire :

$$n_2 = n_2(R_1) + n_2(R_2) \quad (3.73)$$

pour le niveau métastable et n_1 pour le niveau fondamental.

Le seuil et le gain en ruby dépendent uniquement de la population du niveau $n_2(R_1)$. Cependant, en rapportant le gain et le seuil à la population du niveau fondamental n_1 ou au nombre total d'ions Cr^{3+} n_{tot} , il faut prendre en compte la population de $n_2(R_2)$. Dans le rubis, tous les niveaux sont dégénérés, c'est-à-dire,

$$g(n_1) = 4, g(R_1) = g(R_2) = 2 \quad (3.74)$$

A cause de la grande dégénérescence de l'état fondamental, l'amplification se produit lorsque le niveau R_1 est au moins à moitié densément peuplé que l'état fondamental.

Comme :

$$n_2(R_1) + n_2(R_2) + n_1 = n_{tot} \quad (3.75)$$

Nous avons la population suivante à (300 K)

$$n_2(R_1) = \frac{n_{tot}}{3+\kappa} = 0.26 n_{tot}, \quad (3.76)$$

$$n_2(R_2) = \frac{n_{tot}}{3+\kappa} = 0.22 n_{tot}, \quad (3.77)$$

$$n_1 = \frac{2n_{tot}}{3+\kappa} = 0.52 n_{tot}. \quad (3.78)$$

Ainsi, nous devons avoir un peu moins de la moitié des atomes dans les deux niveaux supérieur pour atteindre le seuil. Avec une concentration de Cr^{3+} , $n_{tot} = 1.58 \times 10^{19} \text{ cm}^3$ et une énergie de photon $h\nu = 2.86 \times 10^{-19} \text{ Js}$ on obtient la densité d'énergie au niveau métastable requis pour obtenir la transparence du rubis selon les équations (3.76, 77, 78) :

$$J_{th} = \left(\frac{\kappa+1}{\kappa+3} \right) n_{tot} h\nu \quad (3.79)$$

Le coefficient de gain de faibles signaux en ruby est :

$$g_0 = \sigma \left[n_2(R_1) - \frac{g(R_1)n_1}{g(n_1)} \right] \quad (3.80)$$

Où σ est la section transversale d'émission stimulée de la ligne R_1 et $n_2(R_1)$ est la densité de population du niveau E .

Puisque $\sigma = \sigma_{12} g(n_1)/g(R_1)$, le coefficient de gain peut être exprimé comme :

$$g_0 = \alpha_0 \left(\frac{2n_2}{n_{tot}} - 1 \right) \quad (3.81)$$

Où $\alpha_0 = \sigma_{12}n_{tot}$ est le coefficient d'absorption du ruby. Le ruby a une section transversale d'absorption $\sigma_{12} = 1.22 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ et un coefficient d'absorption $\alpha_0 = 0.2 \text{ cm}^{-1}$. Avec tous les ions de chrome à l'état fondamental ($n_2 = 0$), le gain de cristal de rubis non pompé est $g_0 = -\alpha_0$. Avec tous les ions dans les niveaux supérieurs ($n_2 = n_{tot}$) le coefficient de gain maximal est $g_0 = \alpha_0$.

L'exemple du ruby illustre très clairement les inconvénients d'un système à trois niveaux.

- Par rapport à un laser à quatre niveaux, les lasers à trois niveaux tels que le ruby et *Er: glass*, et les lasers quasi-trois niveaux tels que *Yb: YAG* nécessitent des intensités de pompage élevées parce qu'une certaine quantité de puissance de pompage est requise juste pour obtenir une transparence dans le matériau.

- Étant donné que les lasers à trois et à quasi-trois niveaux absorbent à la longueur d'onde laser à moins qu'ils soient pompés à l'inversion, toute partie du cristal laser qui est couverte, par exemple, par le support du barreau, présentera une forte perte d'absorption.

Malgré ces inconvénients, les lasers à trois niveaux ont d'autres fonctionnalités de rachat, telles qu'une longueur d'onde souhaitable ou une méthode de pompage efficace particulière, qui rendent ces lasers attrayants. Par exemple, le ruby émet dans le visible, il a des larges bandes d'absorption dans une région de longueur d'onde particulièrement bien adaptée pour le pompage par la lampe flash, et il a une longue durée de vie de fluorescence et une large section transversale d'émission stimulée [19].

11.4 Nd: YAG

Le laser *Nd: YAG* est de loin le type de laser à solide le plus couramment utilisé.

Le grenat d'aluminium yttrium dopé au néodyme (*Nd: YAG*) possède une combinaison de propriétés exceptionnellement favorables pour l'opération laser. L'hôte *YAG* est dur, de bonne qualité optique et a une haute conductivité thermique. En outre, la structure cubique du *YAG* favorise une largeur étroite de la raie de fluorescence, ce qui entraîne un gain élevé et un faible seuil pour l'opération laser. Dans le *Nd: YAG*, le néodyme trivalent substitue l'yttrium trivalent, et par conséquent la compensation de charge n'est pas nécessaire [19].

11.4.1 Propriétés physiques

$Y_3Al_5O_{12}$ pure est un cristal incolore, optiquement isotrope qui possède une structure cubique caractéristique de grenats. Dans le *Nd: YAG* environ 1% de Y^{3+} est substituée par Nd^{3+} . Les rayons des deux ions de terres rares diffèrent d'environ 3 %. Par conséquent, l'addition de quantités importantes de néodyme, des cristaux tendus sont obtenus indiquant que la limite de solubilité du néodyme est dépassée ou que le réseau de *YAG* est gravement déformé par l'inclusion du néodyme.

Certaines des propriétés physiques importantes de *YAG* sont données dans le tableau (3.2) avec les paramètres optiques et laser [19].

Tab. 3.2 : Propriétés physiques et optiques de Nd: YAG [19]

Propriétés		Valeurs
Formule chimique		$Nd : Y_3Al_5O_{12}$
Poids en % Nd		0,725
% atomique Nd		1.0
Nd atomes / cm^3		1.38×10^{20}
Point de fusion		1970 °C
Dureté relative		1215
Densité		4.56 g/ cm^3
Stress de rupture		$1.3\text{-}2.6 \times 10^6$ kg/ cm^2
Module d'élasticité		3×10^6 kg/ cm^2
Structure cristalline		Cubique
Coefficient de dilatation thermique	Orientation [100]	8.2×10^{-6} °C ⁻¹ , 0-250 °C
	Orientation [110]	7.7×10^{-6} °C ⁻¹ , 10-250 °C
	Orientation [111]	7.8×10^{-6} °C ⁻¹ , 0-250 °C
Largeur de la raie		120 GHz

Section transversale de l'émission stimulée	$R_2 - Y_3$	$\sigma_{21} = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$	$\sigma_{21} = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Durée de vie de fluorescence		$230 \mu\text{s}$
L'énergie de photon à $1,06 \mu\text{m}$		$h\nu = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$
Indice de réfraction		$1.82 \text{ at } 1.0 \mu\text{m}$
Pertes de dispersion		$\alpha_{sc} \approx 0.002 \text{ cm}^{-1}$
Résistance au choc thermique		790 W m^{-1}
Conductivité thermique		$0,14 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Dureté		$8 - 8.5 \text{ (Moh)}$

11.4.2 Propriétés laser

Le laser à *Nd:YAG* est un système à quatre niveaux comme celui représenté par le diagramme simplifié de niveau d'énergie de la figure (3.15). La transition laser, ayant une longueur d'onde de $1064,1 \text{ nm}$, provient de la composante R_2 du niveau ${}^4F_{3/2}$ et se termine par la composante Y_3 du niveau ${}^4I_{11/2}$. À la température ambiante, seulement 40% de la population ${}^4F_{3/2}$ est au niveau R_2 , les 60 % restants se situent au sous-niveau inférieur R_1 selon la loi de Boltzmann. Le laser ne se produit que par des ions R_2 , de sorte que la population du niveau R_2 est reconstituée à partir de R_1 par transitions thermiques. Le niveau fondamental du *Nd:YAG* est le niveau ${}^4I_{9/2}$.

Il existe un certain nombre de niveaux d'énergie relativement important, qui, ensemble, peuvent être considérés comme constituant du niveau 3 de pompage. Des bandes de pompage principales représentées, les bandes de $0,81$ et $0,75 \mu\text{m}$ sont les plus fortes. Le niveau laser terminal est de 2111 cm^{-1} au-dessus de l'état fondamental, et par conséquent la population est un facteur de $\exp(\Delta E/k_B T) \approx \exp(-10)$ de la densité de l'état fondamental. Puisque le niveau terminal n'est pas peuplé thermiquement, la condition de seuil est facile à obtenir. Le niveau laser supérieur, ${}^4F_{3/2}$, a une efficacité de fluorescence supérieure à 99,5 % et une durée de vie de fluorescence de $230 \mu\text{s}$. Le taux de ramification des émissions à partir de ${}^4F_{3/2}$ est comme suit : ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2} = 0.25$, ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} = 0.60$, ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2} = 0,14$ et ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} < 0,01$. Cela signifie que presque tous les ions ont été transférés du niveau fondamental aux bandes de pompage finissent au niveau laser supérieur et 60% des ions du niveau laser supérieur provoquent une fluorescence au niveau collecteur ${}^4I_{11/2}$ (Fig. 3.16).

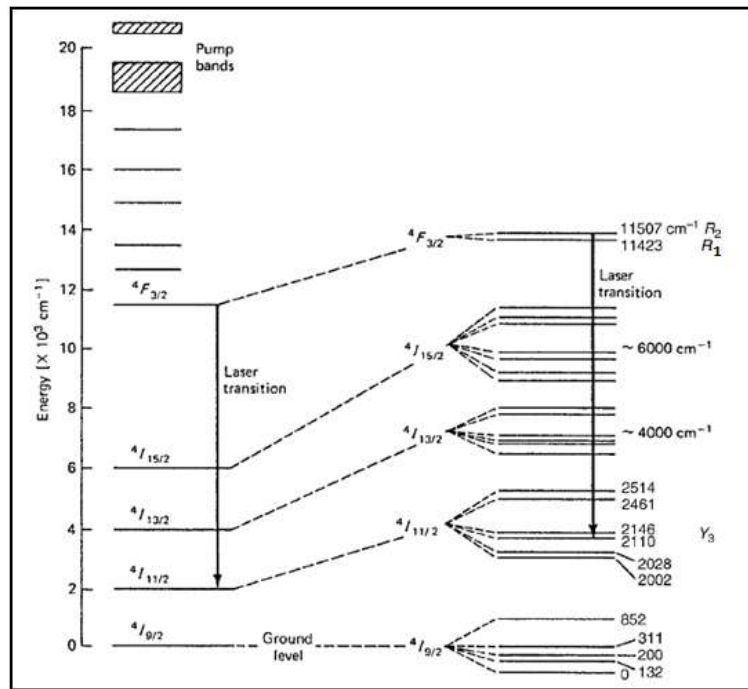


Fig. 3.15 : Diagramme des niveaux d'énergie du Nd: YAG [19]

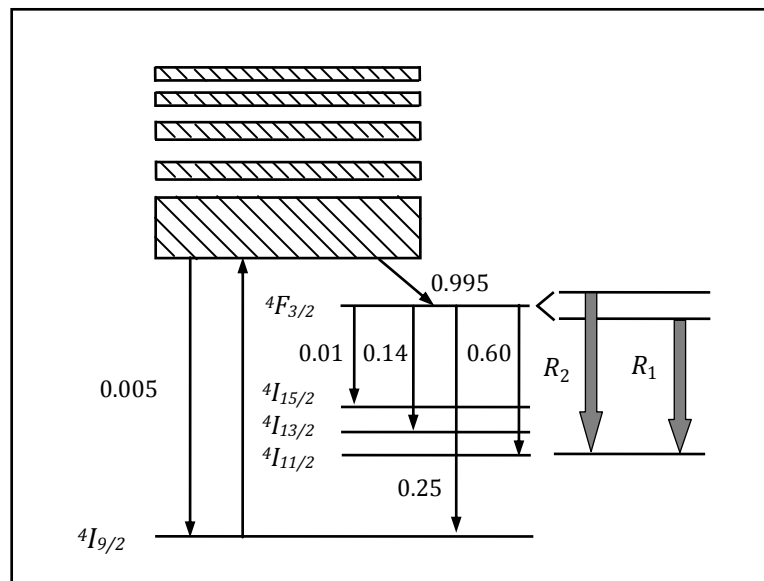


Fig. 3.16 : Taux de rayonnement dans les étapes du processus d'émission laser [19]

À la température ambiante, la raie principale de $1,06 \mu\text{m}$ dans *Nd: YAG* est élargie de manière homogène par les vibrations de réseau activées thermiquement. La section transversale spectroscopique pour la transition individuelle entre les sous-niveaux Stark a été mesurée pour être $\sigma(R_2 - Y_3) = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. À une température de 295 K , la fraction Maxwell - Boltzmann dans le sous-niveau supérieur Stark est de 0,427, ce qui implique une section transversale efficace pour *Nd: YAG* $\sigma^*(4F_{3/2} - 4I_{11/2}) = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$.

La section transversale efficace de l'émission stimulée est la section transversale spectroscopique fois l'occupation du niveau laser supérieur par rapport à l'ensemble de la population du niveau collecteur ${}^4F_{3/2}$.

La figure (3.17) montre le spectre de fluorescence de Nd^{3+} dans le YAG près de la région de la sortie laser avec les niveaux d'énergie correspondants pour les différentes transitions [51].

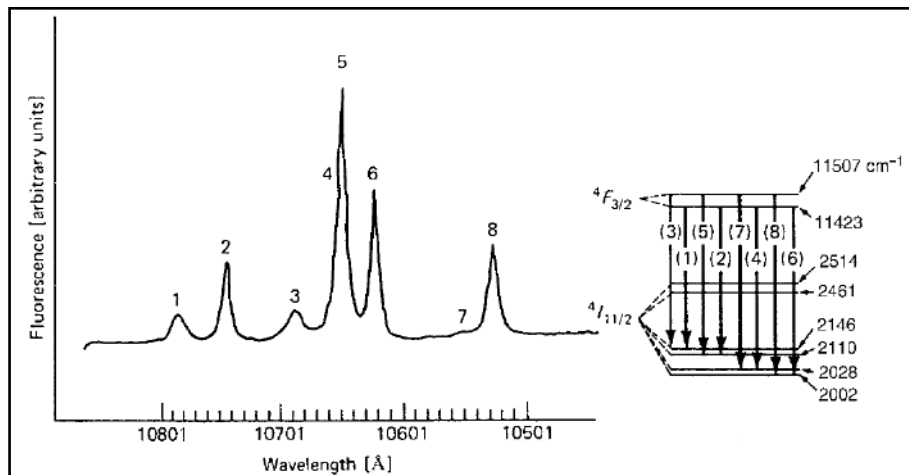


Fig. 3.17 : Spectre de fluorescence de Nd^{3+} dans le YAG à 300K dans la région de 1,06 μm [19]

L'absorption de $Nd:YAG$ dans la plage de 0,3 à 0,9 μm est donnée par la figure (3.18). Dans La figure (3.19) le spectre d'absorption est étendu aux alentours de la longueur d'onde de 808 nm, ce qui est important pour le pompage par les diodes laser [19].

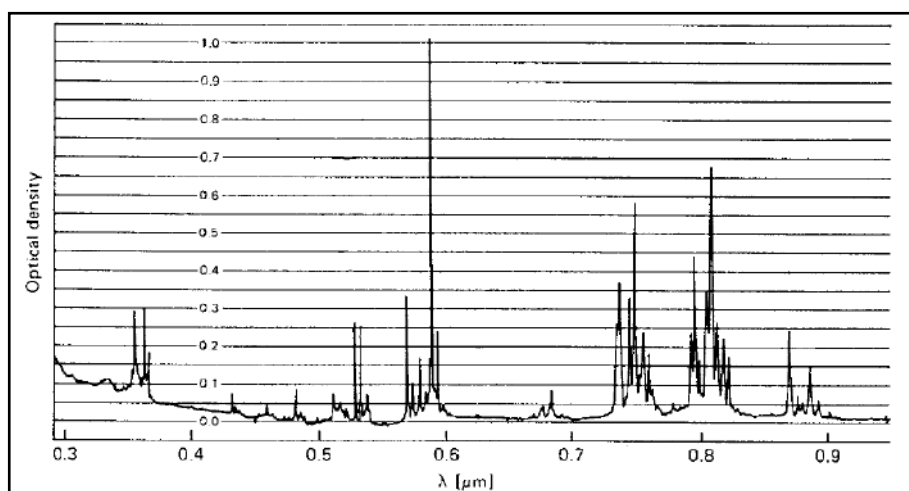


Fig. 3.18 : Spectre d'absorption du $Nd:YAG$ dans la plage de 0,3 à 0,9 μm [19]

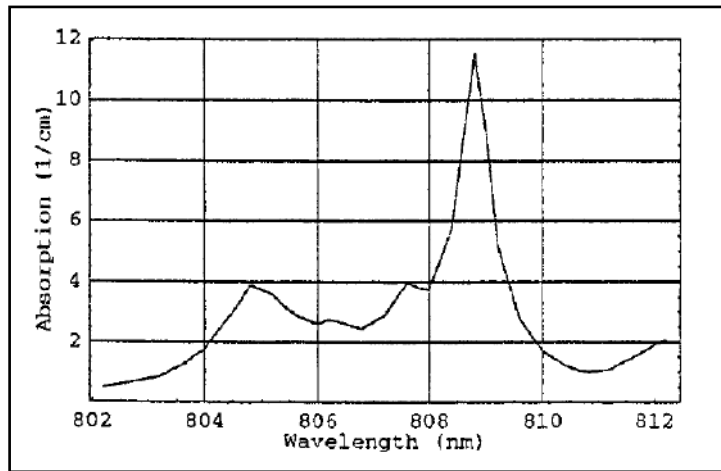


Fig. 3.19 : Spectre d'absorption du *Nd: YAG* à une échelle étendue autour de 808 nm [19]

Les propriétés thermiques du *Nd: YAG* sont résumés dans le tableau (3.3).

Tab. 3.3 : Propriétés thermiques du *Nd: YAG* [19]

Propriété	Unités	300 K	200 K	100 K
Conductivité thermique	$Wcm^{-1}K^{-1}$	0.14	0.21	0.58
Chaleur spécifique	$Ws\ g^{-1}K^{-1}$	0.59	0.43	0.13
Diffusivité thermique	cm^2s^{-1}	0.046	0.10	0.92
Dilatation thermique	$K^{-1} \times 10^{-6}$	7.5	5.8	4.25
$\partial n / \partial T$	$K^{-1} \times 10^{-6}$	7.3	-	-

Dans des conditions normales de fonctionnement, le laser à *Nd: YAG* oscille à la température ambiante dans la forte transition $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ à $1,0641\ \mu m$. Il est toutefois possible d'obtenir des oscillations à d'autres longueurs d'onde en insérant des étalons ou des prismes dispersifs dans le résonateur, en utilisant spécialement un réflecteur spécial résonant comme un miroir de sortie, ou en employant des miroirs diélectriques revêtus hautement sélectifs. Ces éléments éliminent l'oscillation laser à la longueur d'onde de $1,06\ \mu m$ et fournit des conditions optimales aux longueurs d'onde désirées.

Avec cette technique, des systèmes laser ont été conçus qui utilisent les transitions 946 nm et 1330 nm.

11.5 Nd : Verre

Il existe plusieurs caractéristiques qui distinguent le verre d'un autre matériau hôte de laser solide. Ses propriétés sont isotropes, il peut être dopé à de très hautes concentrations avec une excellente uniformité et il peut être produit en grosses pièces de bonne qualité optique. En outre, des lasers en verre ont été fabriqués, dans une variété de formes et de tailles. Les verres optiques commerciaux les plus courants sont les verres d'oxyde, principalement les silicates et les phosphates, c'est-à-dire à base de SiO_2 et P_2O_5 . Le tableau 3.4 résume certaines propriétés physiques et optiques importantes des verres silicate et phosphate commercialisés. Les sections transversales de gain à 1053 nm de phosphates disponibles vont de 3.0×10^{-20} à $4.2 \times 10^{-20} cm^2$ et sont généralement plus grandes que celles à 1064 nm de verre de silicate. Les verres silicate et phosphate ont des temps de transition fluorescente d'environ 300 μs à des niveaux de dopage de 2×10^{20} atomes de Nd/cm^3 .

Tab. 3.4 : Propriétés physiques et optiques des verres dopés au Nd [19]

Glass Type	Q-246 Silicate (Kigre)	Q-88 Phosphate (Kigre)	LHG-5 Phosphate (Hoya)	LHG-8 Phosphate (Hoya)	LG-670 Silicate (Schott)	LG-760 Phosphate (Schott)
Spectroscopic properties						
Peak wavelength [nm]	1062	1054	1054	1054	1061	1054
Cross section [$\times 10^{-20} cm^2$]	2.9	4.0	4.1	4.2	2.7	4.3
Fluorescence lifetime [μs]	340	330	290	315	330	330
Linewidth FWHM [nm]	27.7	21.9	18.6	20.1	27.8	19.5
Density [gm/cm^3]	2.55	2.71	2.68	2.83	2.54	2.60
Index of refraction [Nd]	1.568	1.545	1.539	1.528	1.561	1.503
Nonlinear coefficient [$10^{-16} cm^2/W$]	3.74	2.98	3.48	3.10	3.78	2.90
dn/dt (20°–40° C [$10^{-6}/^\circ C$])	2.9	−0.5	8.6	−5.3	2.9	−6.8
Thermal coefficient of optical path (20°–40° C) [$10^{-6}/^\circ C$]	+8.0	+2.7	+4.6	+0.6	8.0	—
Transformation point [$^\circ C$]	518	367	455	485	468	—
Thermal expansion coefficient (20°–40° [$10^{-7}/^\circ C$])	90	104	86	127	92.6	138
Thermal conductivity [$W/m^\circ C$]	1.30	0.84	1.19	—	1.35	0.67
Specific heat [$J/g^\circ C$]	0.93	0.81	0.71	0.75	0.92	0.57
Knoop hardness	600	418	497	321	497	—
Young's modulus [kg/mm^2]	8570	7123	6910	5109	6249	—
Poisson's ratio	0.24	0.24	0.237	0.258	0.24	0.27

11.5.1 Propriétés laser

Il existe deux différences importantes entre les lasers au verre et au cristal. La première est que la conductivité thermique des verres est considérablement inférieure à celle de la plupart des cristaux hôtes. La deuxième est que les raies d'émission des ions dans les verres sont en général plus larges que dans les cristaux.

Une raie plus large augmente la valeur de seuil laser de l'amplification. Néanmoins, cet élargissement a un avantage. Une raie plus large offre la possibilité d'obtenir et d'amplifier des impulsions lumineuses courtes et, en plus, permet le stockage de grandes quantités d'énergie dans le milieu amplificateur pour le même coefficient d'amplification linéaire. Ainsi, les lasers au verre et à cristal se complètent.

Pour un fonctionnement continu ou à taux de répétition de fréquence très élevée, les matériaux cristallins fournissent un gain plus élevé et une plus grande conductivité thermique. Les verres sont plus adaptés pour les opérations pulsées à haute énergie en raison de leur grande taille, de la flexibilité dans leurs paramètres physiques et de leur large raie de fluorescence.

Contrairement à de nombreux cristaux, la concentration des ions actifs peut être très élevée dans les verres. La limite pratique est déterminée par le fait que la durée de vie de la fluorescence, et par conséquent l'efficacité des émissions stimulées, diminue avec des concentrations plus élevées. Dans le verre silicate, cette diminution devient perceptible à une concentration de 5 % de Nd_2O_3 .

La figure (3.20) représente un diagramme de niveau d'énergie simplifié de $Nd: verre$. L'ion Nd^{3+} dans le verre représente un système à quatre niveaux. Le niveau laser supérieur indiqué sur la figure (3.20) est la composante inférieure de la paire $^4F_{3/2}$ avec plusieurs centaines de microsecondes de durée de vie d'émissions spontanée. Le niveau laser terminal est le niveau inférieur de la paire dans le multiplet $^4I_{11/2}$. Le multiplet $^4I_{11/2}$ se vide spontanément par une transition de phonon non radiative vers l'état fondamental $^4I_{9/2}$ situé à environ 1950 cm^{-1} en dessous [19].

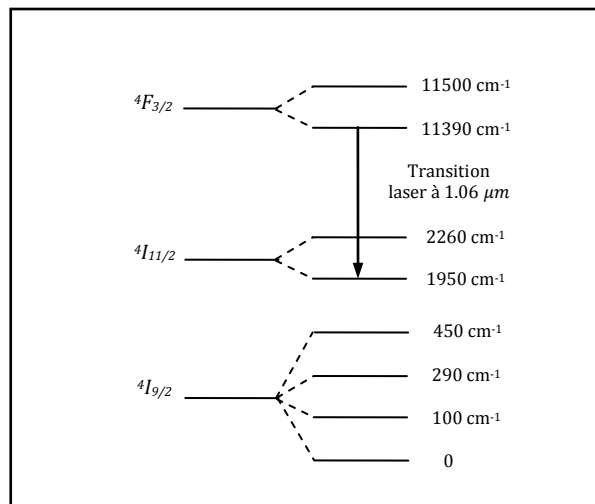


Fig. 3.20 : Schéma partiel du niveau d'énergie du Nd^{3+} : *verre* [19]

En raison du grand écart entre le niveau laser final et l'état fondamental, même à des températures élevées, il n'y aura pas de population thermique significative de l'état final et, par conséquent, aucune dégradation des performances laser. De plus, les largeurs des raies fluorescentes de l'ion néodyme dans le verre est tout à fait insensible à la variation de température, seule une réduction de 10 % est observée en passant de la température ambiante à la température de l'azote liquide.

Comme conséquence de ces deux caractéristiques, il est possible de faire fonctionner un laser à base de verre dopé au néodyme avec un changement mineur des performances dans une plage de température de $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

La figure (3.21) montre les bandes de pompage de Nd : *verre*. En comparant la figure (3.21) avec la figure (3.19), on constate que les positions des pics d'absorption dans le Nd : *YAG* et Nd : *verre* sont à peu près les mêmes, cependant, en Nd : *verre*, les raies sont beaucoup plus larges et ont une structure moins fine par rapport à Nd : *YAG*.

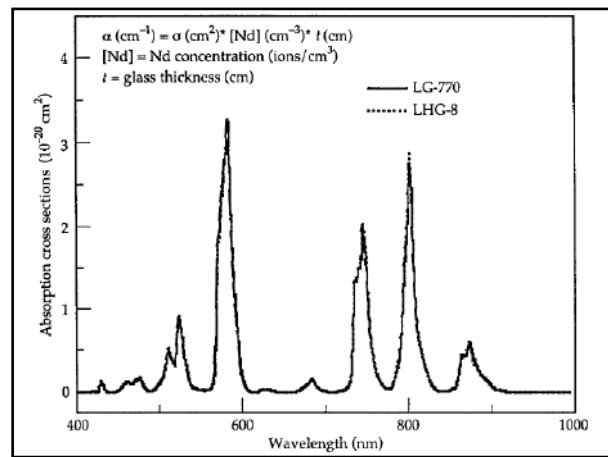


Fig. 3.21 : Spectres d'absorption pour deux verres de phosphate [19]

11.6 Barreau laser de Nd : YAG

Les cristaux laser disponibles commercialement sont produits exclusivement par la méthode Czochralski. Les vitesses de croissance, les procédures de recuit et la taille finale déterminent généralement la durée de fabrication de chaque cristal. La dimension de croissance est habituellement dans la direction $[111]$. Le coût de fabrication élevé du *Nd:YAG* est principalement causé par la très lente vitesse de croissance, qui est de l'ordre de 0.5 mm/h . Des boules typiques de 10 à 15 cm de longueur nécessitent une durée de croissance de plusieurs semaines.

À l'heure actuelle, les barreaux peuvent être fabriqués avec un diamètre maximal d'environ 10 mm et des longueurs allant jusqu'à 150 mm. La qualité optique de ces barreaux est normalement assez bonne et comparable à la meilleure qualité de ruby Czochralski ou de verre optique [19].

La concentration en Néodyme par pourcentage atomique dans le *YAG* a été limitée à, 1.0 à 1.5 %. Des niveaux de dopage plus élevés ont tendance à réduire la durée de vie de fluorescence, à élargir la largeur de raie et à causer une tension dans le cristal, ce qui entraîne une mauvaise qualité optique [19].

Dans des applications particulières, les performances d'un laser à *Nd:YAG* peut être améliorée par le choix de la concentration optimale en Nd. En règle générale, on peut dire qu'un niveau élevé de la concentration de dopage (environ 1,2 %) est souhaitable pour le fonctionnement en commutation (Q-switching), parce que cela entraîne un stockage élevé d'énergie. Pour le fonctionnement en onde continue (CW : continuous wave), une faible concentration

de dopage (0,6 à 0,8 %) est généralement choisie pour obtenir une bonne qualité de faisceau [19].

12. Conclusion

À l'équilibre thermique, les états inférieurs d'énergie des atomes ou des ions sont plus peuplés que les états d'énergie plus élevés. Dans le but que l'émission stimulée puisse avoir lieu que l'absorption, la population entre deux états d'énergie doit être inversée. L'énergie nécessaire pour atteindre cette inversion de population est fournie par une source de pompage. Dans un laser à trois niveaux, l'état fondamental de la transition électronique est également le niveau laser inférieur. À l'équilibre thermique, la majorité des ions sont à ce niveau. Ainsi, au moins la moitié des ions du niveau fondamental doit être transférée vers le niveau laser supérieur pour que l'action laser soit possible.

Dans un laser à quatre niveaux, le niveau laser inférieur est au dessus de l'état fondamental. Comme le nombre d'ions thermiquement excités dans le niveau laser inférieur est petit, la population peut être facilement inversée en pompant un nombre relativement petit d'ions dans le niveau laser supérieur. Par conséquent, il faut moins d'énergie pour générer une inversion de population dans un laser à quatre niveaux et le seuil sera inférieur comparé à un système à trois niveaux.

Pour les deux systèmes, il doit y avoir un processus rapide qui transfère les ions excités du niveau de pompage au niveau laser supérieur. De plus, dans un système à quatre niveaux, le niveau laser inférieur doit se dépeupler rapidement vers l'état fondamental pour empêcher l'action laser de s'arrêter.

Le laser *Nd: YAG* est un système à quatre niveaux, il est de loin le type de laser à solide le plus couramment utilisé. Le grenat d'aluminium yttrium dopé au néodyme (*Nd: YAG*) possède une combinaison de propriétés exceptionnellement favorables pour l'opération laser. L'hôte *YAG* est dur, de bonne qualité optique et d'une haute conductivité thermique. En outre, la structure cubique du *YAG* favorise une largeur étroite de la raie de fluorescence, ce qui entraîne un gain élevé et un faible seuil pour l'opération laser.

Les ions Nd^{3+} peuvent être portés par les verres comme matériaux hôtes, cependant il existe plusieurs caractéristiques qui distinguent le verre d'un autre matériau hôte de laser solide. Ses propriétés sont isotropes, il peut être dopé à de très hautes concentrations avec une excellente uniformité et il est possible de faire fonctionner un laser à base de verre dopé au néo-

dyme avec un changement mineur des performances dans une plage de température de $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Il existe deux différences importantes entre les lasers au verre et au cristal. La première est que la conductivité thermique des verres est considérablement inférieure à celle de la plupart des cristaux hôtes.

La deuxième est que les raies d'émission des ions dans les verres sont en général plus larges que dans les cristaux.

Chapitre : 04

Laser solaire

Etude théorique, étude expérimentale,
résultats et discussions

Laser solaire

(Etude théorique, étude expérimentale, résultats et discussions)

I. Introduction

Le laser solaire est l'une des nouvelles branches de la technologie récente. Cette branche a été développée à partir de la combinaison de deux sciences, l'énergie solaire et la physique des lasers. La réflexion sur cette branche donne l'idée que le laser est très souhaitable pour l'utilisation dans les communications spatiales, l'industrie, la médecine, la photométrie, etc. Le laser solaire tire tout son pouvoir du Soleil [56].

1. Inspiration de l'idée du laser solaire

La conversion de la lumière solaire à large bande, en lumière laser qui est une source de rayonnements cohérents, collimatés et à bande étroite a débuté par un rêve et c'est terminé par une réalité. Cette réalité a commencé à se réaliser peu de temps après l'invention du laser [57]. Les travaux sur les lasers solaires n'ont cessé de se développer depuis la réalisation du premier laser solaire et de grands progrès ont été fait en minimisant le coût de production de ces lasers par la réduction de l'énergie de pompage, ce qui a rendu possible que les lasers à pompage solaire deviennent une source de rayonnement peu coûteuse et très performante si cette énergie pouvait être produite avec une efficacité de conversion élevée [57].

2. Pourquoi le laser solaire ?

L'idée de convertir directement la lumière solaire en lumière laser est presque aussi vieille que le laser lui-même. Peu de temps après l'invention du laser, les scientifiques ont commencé directement à convertir la lumière solaire en lumière laser. Cette conversion c'est rapidement réalisée, mais l'efficacité des lasers solaires restait très faible (inférieure à un pour cent). La cause principale de cette faible performance est que les lasers ont des seuils de pompage élevés: le milieu amplificateur doit recevoir une densité de puissance élevée avant qu'une opération laser puisse avoir lieu [57].

Pour pomper optiquement un milieu laser solide, il est nécessaire d'avoir une source lumineuse de grande puissance. Dans les systèmes laser classiques, les lampes flash à impulsions ou continue, ainsi que les diodes lasers sont utilisées comme source de pompage.

Bien que ces dernières soient très efficaces, elles sont coûteuses. L'efficacité totale des lasers pompés par lampe flash est inférieure à 4 % par contre l'efficacité des lasers pompés par diode varie de 35 % à 50 % selon la puissance électrique d'entrée.

Les valeurs typiques de l'efficacité de conversion énergétique des cellules photovoltaïques commerciales varient actuellement entre 18 % et 20 %. En tenant compte également des pertes de conversion et du vieillissement des cellules, de sorte qu'un rendement net de 16 % à 18 % est plus réaliste. Si nous combinons ces valeurs avec celles mentionnées ci-dessus nous pouvons obtenir une efficacité totale maximale de conversion de 0,5 % pour les systèmes pompés par lampe flash et de 1,5 % à 2 % pour ceux pompés par les diodes. Ces valeurs peuvent être de 8 %, pour le pompage direct des cristaux lasers par la lumière solaire concentrée pour laquelle les pertes de conversion peuvent être négligées.

Les applications des lasers solaires à pompage direct pourraient être le soudage, le coupage et le durcissement, en particulier dans la micromécanique ou dans des processus de conversion chimique stimulés par la lumière. Néanmoins, le rayonnement solaire doit être suffisamment élevé pour atteindre le niveau de seuil.

Les lasers à pompage solaire pourraient être intéressants dans les domaines d'application suivants :

- Sur Terre :

Les lasers à pompage solaire de haute puissance peuvent être utilisés pour des applications industrielles (tel que: le traitement, le soudage au laser, la photochimie [17], etc.). Cela peut être réalisé dans des endroits où le laser produit un rayonnement qui est transporté par des fibres en verre aux cites d'application. Une autre application terrestre possible pourrait être le contrôle de pollution et l'analyse des échantillons avec un système de mesure mobile.

- Dans l'espace :

Ils pourraient être utilisés comme source d'énergie pour la transmission d'énergie à d'autres satellites [8], pour la communication spatiale et à la télémétrie.

La partie du spectre solaire qui n'est pas utilisée par le laser pourrait être convertie en énergie électrique au moyen des systèmes photovoltaïques.

3. Laser solaire, le meilleur choix

En plus de leur bonne efficacité de conversion, si les lasers sont nécessaires dans des endroits où la lumière solaire est abondante et les autres formes d'énergie sont rares, le laser solaire semble être le meilleur choix. Aussi, comparé au laser à pompage électrique, le laser solaire est plus simple en raison de l'élimination complète de la source de pompage alimentée électriquement.

4. Techniques des lasers solaires

La génération du laser solaire est basée sur le principe de concentration de la lumière solaire afin d'obtenir une intensité de pompage supérieure au seuil nécessaire pour exciter le milieu amplificateur du système laser.

4.1 Système de concentration de la lumière solaire

L'idée du laser solaire dépend de la concentration du rayonnement solaire afin d'obtenir une intensité de pompage supérieure au seuil nécessaire pour générer le laser. A cet effet, des dispositifs de concentration optique sont utilisés comme étage primaire tels que le concentrateur parabolique tridimensionnel, le concentrateur sphérique, la lentille de Fresnel, etc. En plus, des concentrateurs paraboliques composés secondaires bidimensionnelles ou tridimensionnelles 2D / 3D-CPC et des cavités optiques de formes variées comme concentrateur tertiaire peuvent compléter le système de concentration.

4.2 Laser à solide, le choix approprié pour les lasers solaires

Gaz, liquides et solide sont tous considérés comme des candidats pour les milieux amplificateurs des systèmes lasers. Les matériaux laser qui peuvent être pompés optiquement peuvent être également utilisés comme un milieu actif des lasers solaires. Les lasers solides semblent être les plus attractifs pour le pompage solaire en raison de leur haute densité d'énergie et d'être compacts, leur seuil de pompage relativement faible et leur potentiel d'efficacité de conversion d'énergie : solaire / laser.

4.3 Echauffement et techniques de refroidissement du milieu amplificateur

Lorsque la lumière solaire concentrée traverse le cristal laser, celui-ci l'absorbe en partie et produit une lumière cohérente. Mais cette conversion ne se fait pas à 100 %, tout au plus 30 % de la lumière incidente sera convertie en lumière laser, le reste est perdu en rayonne-

ment non converti qui a été absorbé, ou simplement transmis. L'absorption de la lumière par le cristal se traduit par une augmentation de sa température, et si sa température augmente, sa conversion optique diminue très rapidement, ($< 30\%$) et si elle excède une valeur limite, celui-ci se détériore car le seuil de dommage d'un matériau varie avec la température (diminue si la température augmente). Il faut donc maintenir le cristal à une température basse et fixe afin d'éviter de le détériorer et d'avoir la même valeur de conversion.

Il serait donc avantageux de refroidir le cristal laser, il y aurait moins de distorsion du cristal et donc une meilleure qualité de faisceau laser peut être obtenue. Les propriétés du cristal peuvent s'altérer par l'humidité à l'intérieur de la cavité, mais cela reste faible comparé aux effets dus à l'élévation de la température.

La conductivité thermique est un facteur limitatif pour de nombreux cristaux lasers, elle augmente avec la décroissance de la température. L'échauffement du cristal laser provenant de l'absorption du rayonnement solaire concentré qui est considéré comme de l'énergie résiduelle peut endommager le cristal laser. Il serait avantageux de refroidir le matériau laser à de basses températures. Il y aurait moins de distorsion du cristal et donc une meilleure qualité de faisceau laser peut être obtenue [56].

4.4 Pompage

La découverte du laser a fourni une source remarquable de lumière monochromatique et cohérente. La technique par laquelle le rayonnement laser est généré, est appelée pompage, et les moyens par lesquels cette technique a eu lieu sont nombreux : les moyens électriques, chimiques et optiques. Le pompage permet d'exciter les atomes du milieu actif des systèmes lasers pour passer d'un niveau bas aux états méta stables par l'intermédiaire d'un état élevé d'excitation. L'opération laser se déroule à partir de l'état méta stable. Un excellent moyen de pompage optique est d'exposer le milieu actif à la lumière solaire concentrée, produisant ainsi le laser solaire.

4.5 Méthodes de pompage des lasers solaires

Les technologies du photovoltaïque, des diodes laser et des lasers solide pompés par diode laser ont attiré une grande attention dans le passé et ont atteint une maturité et une efficacité industrielles importantes. La lumière solaire peut éclairer les cellules photovoltaïques pour produire de l'énergie électrique qui alimente les diodes lasers. La lumière laser émise peut pomper un laser solide, cette méthode est appelée pompage indirect.

Le pompage direct des lasers à solide par la lumière solaire concentrée permet d'économiser deux étapes de conversion d'énergie, ce qui leur permet d'être plus efficaces, plus simples et plus fiables. Cependant, moins d'attention a été consacrée aux lasers à pompage solaire direct et donc la technologie est actuellement moins maturée. Les lasers solaires sont maintenant une réalité, mais il reste encore beaucoup à faire pour atteindre la perfection.

4.5.1 Pompage indirect

Lorsqu'un système électrique est alimenté par l'énergie solaire est utilisé pour pomper un milieu laser, le procédé est appelé indirect. Le système électrique peut être un convertisseur photovoltaïque qui convertit l'énergie solaire en énergie électrique.

4.5.2 Pompage direct

Les concentrateurs focalisent l'image du soleil en un volume relativement petit (image), où la tête laser s'y trouve. Dans un tel cas, le soleil (en conséquence, le rayonnement solaire concentré au foyer) devient la source lumineuse de pompage nécessaire pour générer le laser. L'un des plus importants paramètres de ce type de lasers à pompage solaires est le chevauchement entre le spectre standard d'émission solaire et le spectre d'absorption du cristal laser. Il entre dans les calculs et affecte la puissance laser de sortie du système laser. Ceci est dû au fait que ce ne sont pas toutes les régions des longueurs d'ondes du spectre solaire qui sont absorbées par le cristal laser pour remplir les niveaux de laser.

4.5.3 Comparaison entre les différentes méthodes de pompage des lasers solaires

Le principal inconvénient du pompage indirect est la grande taille des générateurs électriques utilisés et l'opération de pompage passe par plusieurs étapes. D'autre part, dans le cas du pompage direct un inconvénient principal est la chaleur résiduelle produite par les longueurs d'onde non utilisées et absorbées par le cristal laser, cet inconvénient peut être surmonté par le refroidissement.

Tab. 4.1 : Avantages et inconvénients des différents types de pompage des lasers []

Type du laser		Avantages	Inconvénients
Laser pompé par lampe		• Indépendant du temps du (jour, saison et de la météo)	• Couteux; • Plusieurs étapes.
Laser pompé par diode		• Simple; • Indépendant du temps du (jour, saison et de la météo); • Grande efficacité.	• Très couteux; • Plusieurs étapes;
Laser pompé par rayonnement solaire	Laser pompé indirectement par rayonnement solaire	• Construction à partir de composants standards;	• Très couteux; • Efficacité faible; • Dépend du temps du (jour, saison et de la météo); • Processus à plusieurs étapes;
	Laser pompé directement par rayonnement solaire	• Construction à partir de composants standards; • Processus à une seule étape; • Efficacité moyenne; • Cout raisonnable.	• Système laser nécessite une poursuite du soleil. • Dépend du temps du (jour, saison et de la météo); • Ajustement compliqué du système optique.

4.6 Types de pompage direct des lasers solaires

Pour pomper directement un laser solaire, deux techniques de pompage peuvent être utilisées : le pompage par l'extrémité (bout) et le pompage latéral.

4.6.1 Pompage par l'extrémité (bout)

Dans le cas de pompage par l'extrémité (bout), la lumière solaire concentrée est appliquée à l'extrémité (au bout) du barreau laser. Le système de concentration primaire applique la lumière solaire concentrée à une extrémité du barreau laser qui est placé en tant qu'absorbeur du concentrateur secondaire. Ce système est à son tour fixé au foyer du concentrateur primaire. La figure (4.1) montre une conception schématique d'un système générant le laser solaire utilisant la technique de pompage par l'extrémité.

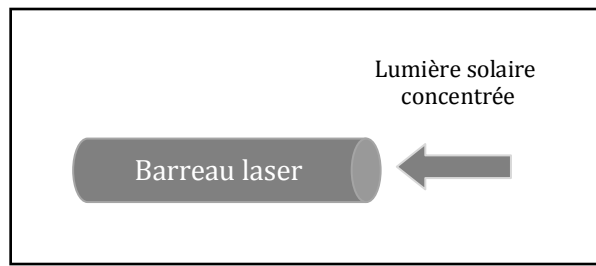


Fig. 4.1 : Technique de pompage par l'extrémité

4.6.2 Pompage latéral

Dans le mode de pompage latéral, la lumière solaire concentrée est distribuée sur les faces latérales du barreau laser. En plus du concentrateur primaire, un concentrateur secondaire du type 2D-CPC et / ou une cavité optique de formes variées sont utilisés pour distribuer uniformément la lumière solaire concentrée le long du barreau laser.

La figure (4.2) montre une conception schématique d'un système générant le laser solaire utilisant la technique de pompage latérale.

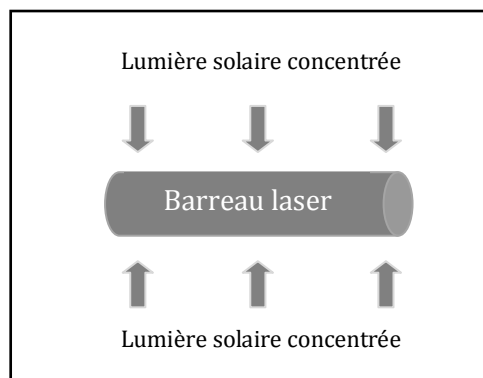


Fig. 4.2 : Technique de pompage latéral

4.7 Types de transmission de la lumière solaire concentrée vers le milieu laser dans le cas du pompage direct

Dans la technique de pompage direct la transmission de la lumière solaire concentrée vers le milieu laser peut se faire de deux manières :

- Transmission directe;
- Transmission indirecte.

4.7.1 Pompage du milieu laser par transmission directe de la lumière solaire concentrée

Dans ce type de pompage la tête laser, les concentrateurs secondaire et tertiaire, la cavité optique et le barreau laser sont placés directement au foyer du concentrateur primaire et la lumière solaire concentrée est appliquée directement au barreau laser. Les pertes de transmission sont dans ce cas absentes mais le barreau laser peut s'échauffer fortement et son rendement sera réduit.

4.7.2 Pompage du milieu laser par transmission indirecte de la lumière solaire concentrée

La lumière solaire concentrée est appliquée au barreau laser à travers des fibres optiques ou bien à travers d'autres formes de guides optiques. Dans le cas de transmission de la lumière solaire concentrée vers le barreau laser par des fibres optiques, la position de la tête laser est indépendante du foyer du concentrateur primaire mais en contre partie les pertes de transfert sont importantes (Pertes dans les fibres optiques).

Si la lumière solaire concentrée est transférée du foyer du concentrateur vers le barreau laser à travers d'autres formes de guides de lumière que des fibres optiques, les pertes de transfert sont dans ce cas très réduites. Selon la forme de la face de sortie du guide, la lumière solaire transmise au barreau laser peut être concentrée en une région du barreau (pompage par l'extrémité) ou bien distribuée uniformément le long du barreau laser (pompage latérale) ce qui donne un profile faisceau laser de sortie de bonne qualité, mais la tête laser doit être placée au foyer du concentrateur primaire [19].

4.8 Types de lasers solaires générés

Les lasers solaires générés peuvent être multi-modes ou monomodes. Les lasers multi-modes à causes de leur grande puissance peuvent être choisis et les lasers monomodes en raison de leur profil d'intensité (smooth), de leur faible divergence et de leur capacité d'être concentré en un point de diffraction limité, il est très souhaitable de faire fonctionner le laser à pompage solaire dans le mode le plus bas possible: le mode TEM_{00} . L'un des paramètres qui permettent de caractériser la qualité du faisceau laser est le facteur de qualité du faisceau M^2 . Il est défini comme le rapport entre le produit : diamètre - angle total de divergence, du faisceau laser à diffraction limitée et le même produit dans le cas idéal, les lasers monomodes ont un facteur de qualité $M^2 = 1$.

4.9 Choix du type de pompage

Les systèmes lasers solaires monomode TEM_{00} peuvent avoir des configurations de pompage latéral ou par l'extrémité [4]. Bien que les systèmes laser les plus efficaces aient des configurations de pompage par l'extrémité, mais les effets de lentille thermique causés par la non uniformité de la distribution de la lumière de pompage dans ces configurations de pompage influent négativement sur leur efficacité.

5. Travaux antérieurs

Afin de bien analyser les performances des modes TEM_{00} des lasers solaires, les détails des travaux antérieurs de recherche sont résumés dans le tableau (4.2).

Certaines littératures [1, 15, 27, 40] sont simplement des simulations numériques améliorant les performances du mode fondamental du laser solaire, tandis que d'autres incluent des résultats expérimentaux [3, 29, 31, 32, 33, 46].

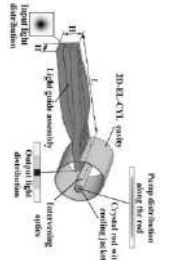
La configuration de pompage direct du laser solaire a été d'abord testée [3, 29, 31, 33, 46], où le rayonnement solaire concentré au foyer a été couplé efficacement dans la barre laser, soit par une lentille asphérique de silice fondue ou une lentille semi-cylindrique ou une lentille de forme ellipsoïdale, permettant une génération efficace de puissance laser en mode fondamental, ce qui a entraîné également, malheureusement, des effets importants de lentille thermique et une distribution non uniforme le long du barre laser. Le guide de lumière de silice fondu avec une grande section transversale rectangulaire peut être utilisé dans la configuration de pompage indirect, une distribution uniforme de la lumière de pompage peut être atteinte, mais l'efficacité de couplage entre le guide de lumière et le barre laser a été légèrement affecté [3, 31]. Une puissance laser de 5.5 W à 1064 nm en mode continu (CW, continuous wave) TEM_{00} a été enregistré [3], mais un sérieux problème de stabilité du faisceau laser a été confronté, en augmentant l'intensité de pompage, la puissance laser de sortie a atteint une valeur de crête puis a chuté brusquement, ce qui signifie que le résonateur laser qui opérait dans la zone de stabilité quittait cette zone lorsque l'effet de lentille thermique devenait important et le laser s'arrêtait d'osciller. Une puissance laser solaire à 1064 nm en mode continu TEM_{00} (CW) plus stable de 4,4 W a été également mesurée [31], mais au prix d'une efficacité de collecte relativement faible de 1,91 W / m² [31].

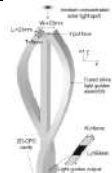
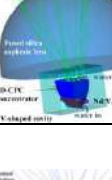
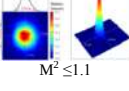
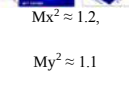
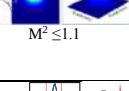
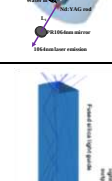
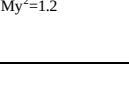
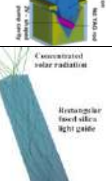
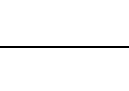
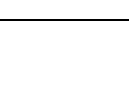
Récemment, une puissance laser à 1064 nm en mode TEM₀₀ de 9,3 W onde continue, correspondant à une efficacité de collecte (le rapport entre la puissance laser de sortie et la surface de collecte) de laser solaire TEM₀₀ de 7,9 W / m² a été mesurée [33].

Cependant, le pompage par l'extrémité d'un barreau de Nd³⁺: YAG de 35 mm de longueur et de 4 mm de diamètre a mené à une absorption non uniforme de la lumière de pompe, ce qui avait comme conséquence un faisceau laser monomode TEM₀₀ ne mesurant que $M^2 \leq 1,2$ comme facteur de forme. La stabilité du faisceau était sensible à la variation de la distance focale thermique du barreau.

Pour contribuer à l'amélioration des performances du laser solaire monomode, un guide de lumière monolithique torsadé de silice fondue a été produit dans ce but. Sur la base des principes de réflexion totale interne et de réfraction, le guide de lumière, en servant également comme homogénéisateur de lumière, transforme le faisceau lumineux de profil Gaussien concentré sur sa face d'entrée de forme carrée en une distribution uniforme de la lumière de pompage à sa face rectangulaire de sortie, facilitant une légère efficacité supplémentaire de couplage le long d'un long et mince barreau laser. La silice fondue est un matériau optique idéal pour transmettre la lumière solaire hautement concentrée, elle a un faible coefficient de dilatation thermique et une bonne résistance aux contraintes mécaniques et aux chocs thermiques et elle possède une pureté optique très élevée de 99,999 %. Pour arriver à une forme torsadée souhaitée du guide de lumière, deux techniques étaient possibles, façonner le guide de lumière dans un environnement à haute température ou le sculpter directement à partir d'une pièce de silice fondue à température ambiante. Pour la première technique, un environnement à haute température (flamme d'hydrogène, plus de 1500 °C) et des moules en graphite pur sont nécessaires pour contrôler les courbures du guide de lumière [6].

Tab. 4.2 : Performances du laser solaire monomode (TEM₀₀) dans les travaux antérieurs

Sources	Laser power (W)		Collection area (m ²)	Rod diameter (mm)	Rod length (mm)	Pumping cavity	Active medium	Beam brightness figure of merit (W)	Slope efficiency	Light guide design	Collection efficiency (w/m ²)	Beam profile	Beam stability
	Theoretical	Practical											
Geraldès and Liang, 2008 [15]	Parabolic mirror 2	Nothing	1.82	2	40	2D-EL-CYL Side pumping	Nd:YAG	Nothing	Nothing		1.10	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 1.3					2D-DCPC Side pumping					0.71		

Pereira and Liang, 2009 [40]	Parabolic mirror 11	Nothing	6.85	3	80	2D-CPC Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	Nothing		1.6	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 9				110						1.31		
Liang and Pereira, 2009 [27]	Parabolic mirror 4.8 D=14m aperture assembly	Nothing	1.82	2.5	70	Elliptical cavity with the intervening optics. Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	Nothing		2.64	Nothing	Nothing
Almeida and Liang, 2012 [1]	Parabolic mirror 12.3	Nothing	1.78	1.75	40	2V-shaped Side pumping	Nd:YAG	.61	Nothing		6.91	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 8.8			2.5							4.94		
Liang and Almeida, 2013 [29]	Nothing	Fresnel lens 2.3	0.78	3	30	V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	1.9	0.7%		2.93		Good stability
Vistas et al., 2015 [46]	Nothing	Parabolic mirror 4	1.1	4	34	2V-shaped Side pumping	1.0 at.% grooved Nd:YAG	3	Nothing		3.6		Poor stability
Liang et al., 2016 [32]	Nothing	Parabolic mirror 4.5	1.13	4	34	2V-shaped Side pumping	1.0 at.% grooved Nd:YAG	Nothing	2.36%		4		Good stability
Liang et al., 2017 [33]	Nothing	Parabolic mirror 7.9	1.18	4	35	Conical shaped End-side-pumping	1.0 at.% Nd:YAG	6.45	Nothing		7.9		Poor stability
Almeida et al., 2015 [3]	Nothing	Parabolic mirror 5.5	1.92	4	30	2V-shaped Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	1.27 %		2.84		Poor stability
Liang et al., 2015 [31]	Nothing	Parabolic mirror 4.4	2.3	3	30	V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	Nothing	0.81%		1.91		Good stability
Mehellou et al. 2016	Nothing	Parabolic mirror 2.7	1.18	3	50	2D-CPC 2V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	2.45W	Nothing		2.3		Very good stability

6. Objectif du projet

L'objectif de ce travail de recherche est de :

- Produire un nouveau guide d'onde qui assure une distribution uniforme le long du barreau laser;
- Obtenir une puissance laser de sortie mode TEM_{00} maximale avec une bonne qualité du profile du faisceau laser.

En suivant les étapes suivantes :

- Choix et optimisation de la forme du guide d'onde de façon à assurer un transfert maximale et une distribution uniforme de la lumière solaire concentrée le long du barreau laser;
- Choix et optimisation de la forme de la cavité optique de sortie qu'elle renforce la distribution uniforme de la lumière solaire concentrée sur la surface latérale du barreau laser et que la puissance laser de sortie monomode mode soit maximale avec un profile de bonne qualité du faisceau laser.

Afin de mieux comprendre le comportement d'un laser solaire fonctionnant avec la lumière solaire comme source de pompage, une étude des moyens de transport de la lumière solaire concentrée a été menée dans ce travail de recherche pour mieux optimiser le système laser solaire. Le rayonnement solaire concentré peut être transporté par des guides d'ondes optiques vers le milieu laser.

Les guides d'onde optiques sont des systèmes diélectriques qui permettent le confinement et le guidage de la lumière. Le confinement est basé sur le principe de la réflexion totale de la lumière aux interfaces du guide. Ces systèmes optiques peuvent être séparés en deux grandes familles : les fibres optiques à géométrie cylindrique et les guides d'onde plans ou en relief.

II. Etude du système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques

Les systèmes de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques offrent la possibilité que la position de la tête laser ne soit pas liée à la position du foyer du concentrateur primaire. Une étude est présentée dans ce chapitre pour mieux connaître l'utilité des fibres optiques dans la transmission de la lumière solaire concentrée.

La première étape de cette étude du système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques est une modélisation mathématique qui nécessite une analyse complète des paramètres géométriques. Cette analyse doit optimisée le couplage entre le concentrateur parabolique et les fibres optiques.

1. Etude théorique

On retrouve dans la littérature, une bibliographie assez consistante sur la réalisation des systèmes de transmission de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques et leurs applications dans plusieurs domaines, telles que l'éclairage solaire, la chirurgie solaire, la génération de l'hydrogène, et le pompage solaire des lasers.

La fibre optique conçue pour le transport de l'énergie solaire concentrée doit avoir un large diamètre du cœur et une grande ouverture numérique [26].

Les câbles flexibles à fibres optiques peuvent être utilisés pour transporter l'énergie solaire concentrée à un endroit où il est souhaitable de l'utiliser comme source de pompage d'un laser à solide.

1.1 Modélisation mathématique

La modélisation du système de transmission de la lumière solaire concentrée nécessite une analyse complète des paramètres géométriques. Cette analyse doit optimiser le couplage entre le concentrateur parabolique et la fibre optique.

Pour déterminer les meilleures conditions de couplage entre le concentrateur et le conducteur de lumière qui lui est associé, il est nécessaire de préciser que la limite de l'ouverture angulaire de la fibre impose de connaître les conditions angulaires de la lumière incidente.

Par ailleurs, les ouvertures admissibles des faisceaux de lumière après concentration sont trop importantes pour une adaptation optimale entre le concentrateur et les fibres optiques.

Chaque fibre optique possède un cœur pur et transparent d'indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$ et d'un revêtement qui possède un indice de réfraction $n_{\text{revêtement}}$ inférieur à $n_{\text{cœur}}$ [11].

L'angle d'admission d'une fibre optique est caractérisé par un angle limite θ_{max} défini par la relation suivante :

$$NA = \sin \theta_{\text{max}} = (n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{revêtement}}^2)^{1/2} \quad (4.1)$$

Où NA est l'ouverture numérique de la fibre.

Il est important de mentionner que l'angle du bord du concentrateur parabolique φ_{rim} , (Fig. 4.3) doit être inférieur ou égal à l'angle d'acceptance du conducteur de lumière. Dans les conditions optimales, pour s'assurer que les rayons lumineux pénètrent dans la fibre et s'y propagent par réflexions totales internes, la valeur maximale de l'angle φ_{rim} du concentrateur doit être égale à θ_{max} .

$$\varphi_{rim} = \theta_{max} \quad (4.2)$$

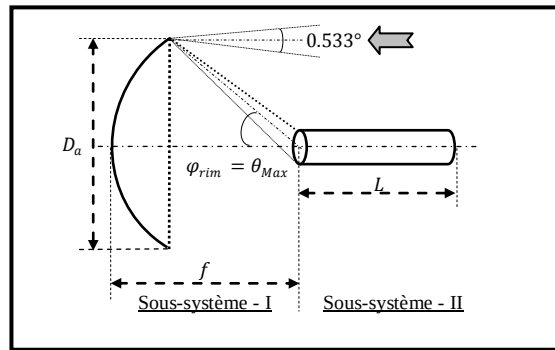


Fig. 4.3 : Principe de couplage entre le concentrateur parabolique et le câble à fibre optique

Pour le concentrateur parabolique, la relation entre la distance focale f et le diamètre D_a est donnée par :

$$\frac{f}{D_a} = \frac{1}{4 \tan (\varphi_{rim} / 2)} \quad (4.3)$$

D'autre part le diamètre D_r de la surface réceptrice du concentrateur est obtenu par :

$$D_r = \frac{D_a \sin 0.267^\circ}{\sin \varphi_{rim} \cos (\varphi_{rim} + 0.267^\circ)} \quad (4.4)$$

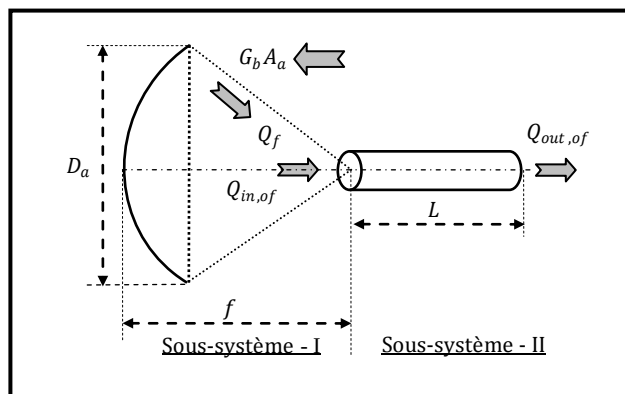


Fig. 4.4 : Illustration du transfert de la lumière solaire dans le système, concentrateur / fibres optiques

En tenant en compte que la valeur de la concentration géométrique maximale C_{max} est égale au rapport entre la surface de l'ouverture du concentrateur A_a et la surface réceptrice des fibres optiques A_{of} , la concentration maximale est obtenue par l'interception du rayonnement spéculaire réfléchi dans le cône avec un angle de $0.533^\circ + \delta$:

$$C_{max} = \frac{A_a}{A_{of}} = \frac{\sin^2 \theta_{max} \cos^2(\theta_{max} + 0.267^\circ + \delta/2)}{\sin^2(0.267^\circ + \delta/2)} \quad (4.5)$$

Où δ est une mesure des erreurs angulaires de la surface de réflexion et que 0.267° est le demi-angle du cône incident du rayonnement solaire. La distance focale optimale f_o est :

$$f_o = \frac{A_{of}}{4 \tan(\theta_{max}/2)} (C_{max})^{1/2} \quad (4.6)$$

Pour les capteurs à concentration l'énergie se concentre optiquement avant d'être transformée en chaleur [36]. L'énergie Q_f reçue par le plan focal (Fig. 4.4) est donnée par la relation suivante :

$$Q_f = A_{of} \rho G_b F C_{max} \quad (4.7)$$

Où ρ est la réflectivité de la surface réceptrice du concentrateur, G_b est l'irradiation du rayonnement solaire incidente sur l'ouverture du concentrateur. F est le facteur de vue du récepteur parabolique :

$$F = \frac{\sin^2 \theta_{max} - \sin^2 \varphi_{shade}}{4 \tan^2(\theta_{max}/2)} \quad (4.8)$$

Où φ_{shade} est l'angle d'ombre.

L'énergie solaire concentrée subira des pertes avant d'entrer dans les fibres optiques. Le taux d'énergie $Q_{in,of}$ compte tenu de ces pertes est :

$$Q_{in,of} = Q_f - U_r A_{of} (T_r - T_0) \quad (4.9)$$

Avec :

- U_r : Coefficient de transfert de chaleur du récepteur à la température ambiante;
- T_0 : Température ambiante (K);
- T_r : Température du récepteur (K).

D'autre part l'énergie transportée par les fibres optiques $Q_{out,of}$ est donnée par la relation suivante :

$$Q_{out,of} = Q_{in,of} \times 10^{-LdB_{loss}/10} \quad (4.10)$$

Avec :

- L : Longueur de la fibre (m);
- dB_{loss} : Pertes dans la fibre (dB/m).

Finalement, en décomposant le système en deux sous systèmes I et II :

Le rendement du sous-système I est donné par : $\eta_I = \frac{Q_{in,of}}{G_b A_a}$ (4.11)

Le rendement du sous-système II est donné par : $\eta_{II} = \frac{Q_{out,of}}{Q_{in,of}}$ (4.12)

Pour tout le système, le rendement est donné par : $\eta = \frac{Q_{out,of}}{G_b A_a}$ (4.13)

1.2 Simulation numérique

Au cours de ce travail de recherche les logiciels utilisés étaient :

- ZEMAX[®];
- LASCAD[®].

1.2.1 Description du logiciel ZEMAX[®]

ZEMAX[®] est un programme qui peut modéliser, analyser et aider à la conception des systèmes optiques. L'interface de ZEMAX[®] a été conçue pour être facile à utiliser, et avec un peu de pratique, elle peut permettre une conception interactive très rapide.

La plupart des fonctionnalités de ZEMAX[®] sont accessibles en sélectionnant des options dans les boîtes de dialogue ou dans les menus déroulants. Les raccourcis sont fournis pour naviguer rapidement ou contourner la structure du menu. Des explications des conventions utilisées dans ZEMAX[®], des descriptions des procédures et une description des fonctionnalités disponibles seront données par la suite.

ZEMAX[®] possède différents types de fenêtres, dont chacune sert à un but bien déterminé. Les types de fenêtres sont:

- La fenêtre principale : La barre de la fenêtre principale contient plusieurs en-têtes de menu (Fichier, Éditeurs, Système, Analyse, Outils, Rapports, Macros, Extensions, Fenêtre, Aide).
- Fenêtres de l'éditeur : Les fenêtres de l'éditeur sont principalement utilisées pour faire entrer les données.

- Fenêtres de texte : Les fenêtres de texte sont utilisées pour afficher des données de texte telles que des données de prescription, des coefficients d'aberration, et des données numériques.
- Dialogues : La plupart des boîtes de dialogue sont explicites. Habituellement, il y a des boutons pour OK et Annuler qui sont communs dans les boîtes de dialogue Windows.

Toutes les fenêtres peuvent être déplacées ou redimensionnées (sauf les boîtes de dialogue) en utilisant la commande standard de la souris ou du clavier.

1.2.2 Description du logiciel LASCAD[®]

Le logiciel LASCAD[®] permet l'analyse et la conception des cavités laser. Pour ce faire, LASCAD[®] propose une combinaison unique d'outils de simulation:

- Analyse thermique et structurale des éléments finis (FEA) des effets thermiques dans les cristaux laser;
- Propagation du faisceau Gaussien tenant en compte les lentilles thermiques, etc.;
- Analyse dynamique des opérations multi mode et Q-switch (DMA);
- Code de propagation du faisceau d'onde optique 3D incluant la diffraction, la saturation du gain, etc.;
- Code de propagation de l'optique physique du faisceau (BPM);
- Calcul de la puissance laser de sortie et détermination de la qualité du faisceau laser;
- Configurations de pompage disponibles :
- Pompage par l'extrémité du barreau laser avec la distribution de la lumière de pompage étant modélisée par l'utilisation de fonctions super Gaussiennes ou pompage par les deux extrémités;
- Pompage latérale du barreau laser;
- Entrée numérique de la distribution de la lumière de pompage générée par les logiciels ZEMAX[®] ou Trace Pro[®] du barreau laser;

1.2.3 Description du système

Le système de concentration et de transmission de la lumière solaire étudié, qui est décrit sur la figure (4.4), comprend:

- Un miroir parabolique de diamètre $D = 0.6$ m avec un taux de réflectivité de 80 %;

- Des fibres optiques en plastique avec :
 - Une longueur $L = 1.5 \text{ m}$;
 - Un nombre : 19;
 - Un noyau en plastique avec un diamètre de 3 mm;
 - Un angle d'admission $\theta_{max} = 23^\circ$;
 - Une atténuation du câble est de 300 dB/km.

Les fibres optiques sont munies d'un système de refroidissement constitué d'un tube muni deux trous l'un pour l'injection et l'autre pour l'évacuation du liquide de refroidissement (l'eau) à l'intérieur duquel est placé le système qui rend uniforme la distribution de la lumière à l'entrée des fibres optiques, ce système est constitué de six petit miroir formant un hexagone. Une description détaillée de ce système viendra dans le paragraphe suivant.

1.2.3.1 Système qui rend uniforme la lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques

L'utilisation d'un système qui rend uniforme la distribution de la lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques, assure une transmission identique par toutes les fibres optiques, ce système est constitué de six petits miroirs formant un hexagone et muni d'un collier de maintien (Fig. 4.5).

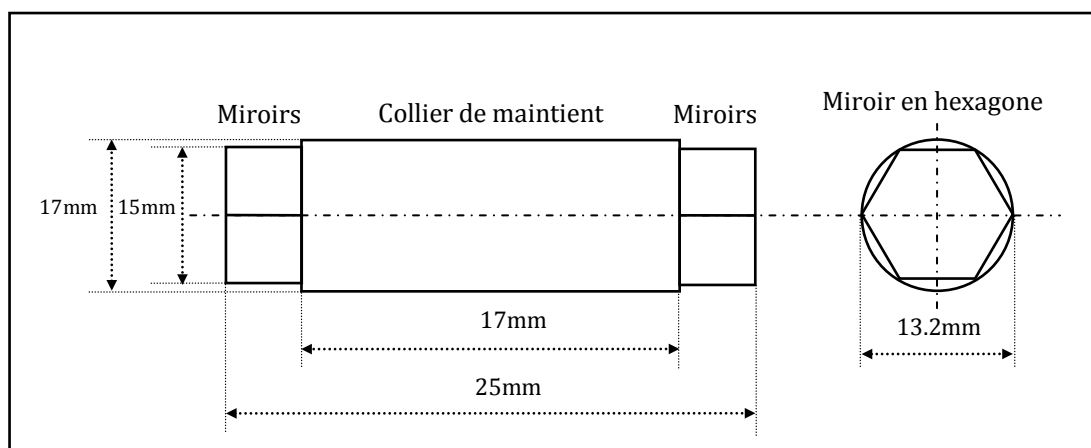


Fig. 4.5 : Système qui rend uniforme la lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques

1.2.3.2 Système de refroidissement des bouts des fibres optiques

Un système de refroidissement à été utilisé pour éviter l'échauffement des bouts des fibres optiques placés au foyer du concentrateur à cause de la température élevée en ce point.

Ce système est constitué d'un tube avec deux trous, l'un pour l'injection d'eau et l'autre pour l'évacuation (Fig. 4.6).

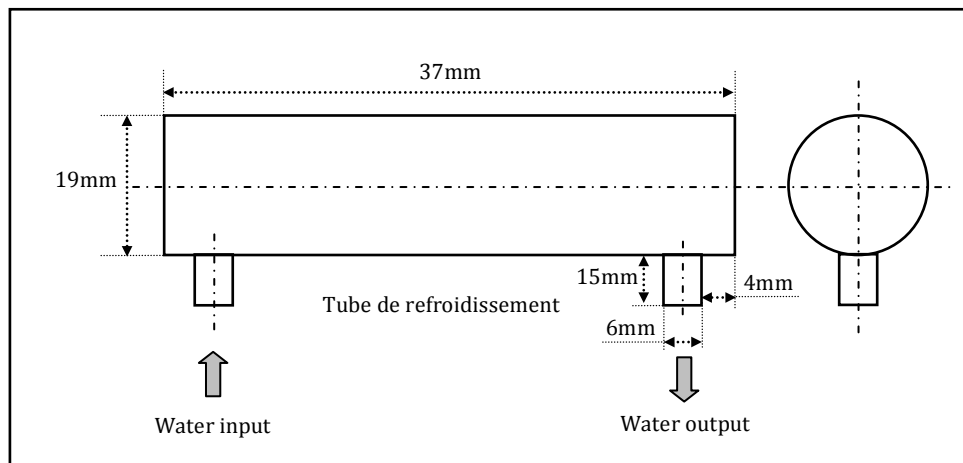


Fig. 4.6 : Système de refroidissement des bouts des fibres optiques

1.2.3.3 Système de regroupement des fibres optiques en hexagone

Un faisceau de dix neuf fibres optiques ayant un large diamètre du cœur chacune et regroupées en faisceau hexagonal après chauffage (Fig. 4.7) est utilisé pour transmettre le maximum de la lumière solaire concentrée.

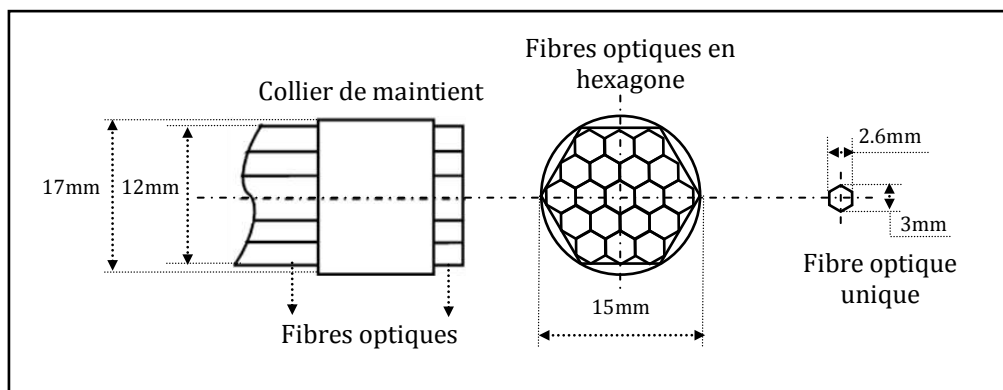


Fig. 4.7 : Système de regroupement des fibres optiques en hexagone

1.2.3.4 Assemblage du système : fibres optiques – tube de refroidissement – miroir en hexagone

Afin de transporter le maximum d'énergie solaire concentrée, un ensemble composé d'un concentrateur parabolique et un câble de dix neuf fibres optiques a été utilisé, ce système est muni d'un dispositif de refroidissement des bouts des fibres optiques placées au foyer du concentrateur ainsi qu'un système qui rend la lumière uniforme sont assemblés et placés à l'entrée des fibres optiques (Fig. 4.8).

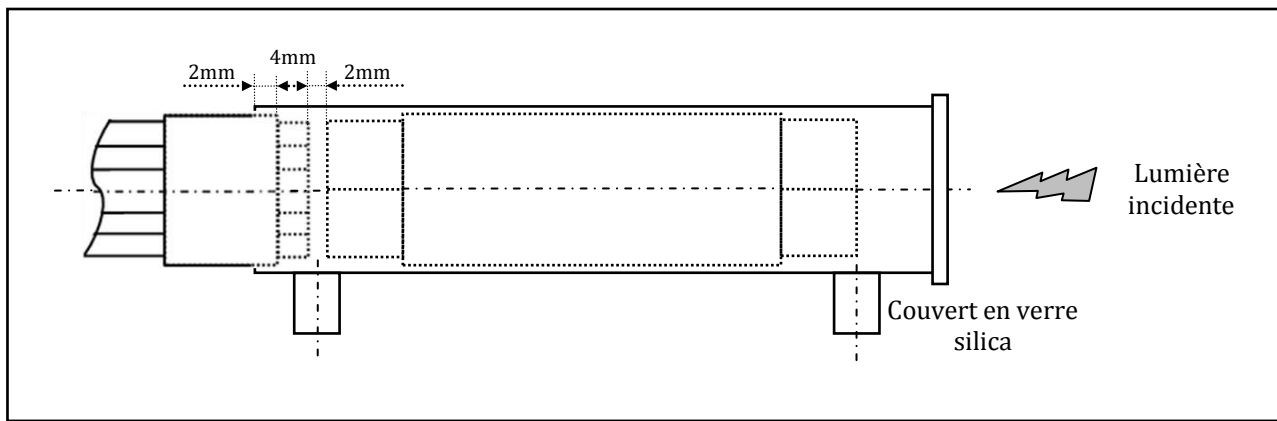


Fig. 4.8 : Ensemble du système : fibres optiques – tube de refroidissement – système qui rend la lumière uniforme

1.2.4 Résultats de simulation

Le système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques est simulé par le logiciel ZEMAX[®]. Plusieurs détecteurs ont été placés dans des endroits spécifiques du système pour pouvoir mesurer numériquement les puissances lumineuses en ces points :

- Au foyer du concentrateur;
- A l'entrée des fibres;
- A la sortie des fibres.

1.2.4.1 Puissance lumineuse au foyer du concentrateur parabolique

Les résultats de simulation indiquent que :

La puissance lumineuse au foyer du concentrateur parabolique est de 131.92 W (Fig. 4.9).

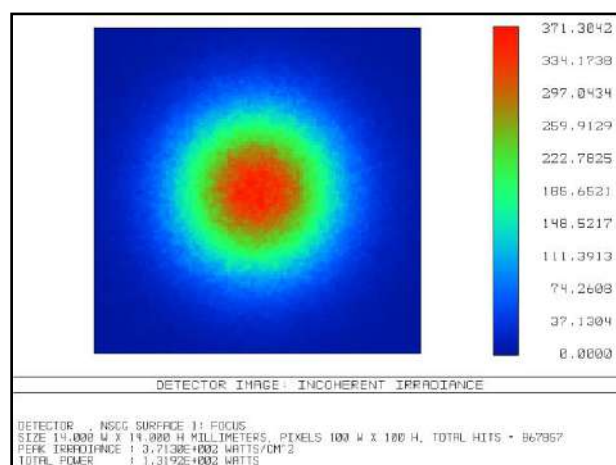


Fig. 4.9 : Lumière solaire concentrée au foyer du miroir parabolique (à l'entrée du système de refroidissement)

1.2.4.2 Puissance lumineuse à l'entrée des fibres optiques

La puissance lumineuse à l'entrée des fibres optiques (à la sortie du système de refroidissement) est de 92.316 W.

La diminution de la puissance incidente de 131.92 W à l'entrée du système de refroidissement à 92.316 W à sa sortie est due à l'absorption dans le système de refroidissement (Fig. 4.10).

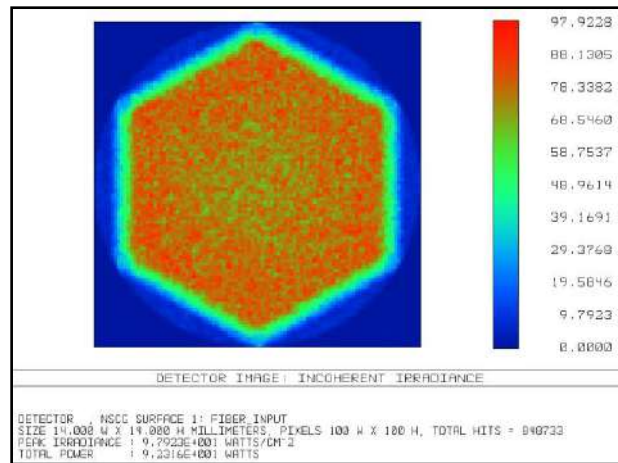


Fig. 4.10 : Lumière solaire concentrée à l'entrée des fibres optiques (à la sortie du système de refroidissement)

1.2.4.3 Puissance lumineuse à la sortie des fibres optiques

La puissance lumineuse à la sortie des fibres optiques est de 53.772 W (Fig. 4.11).

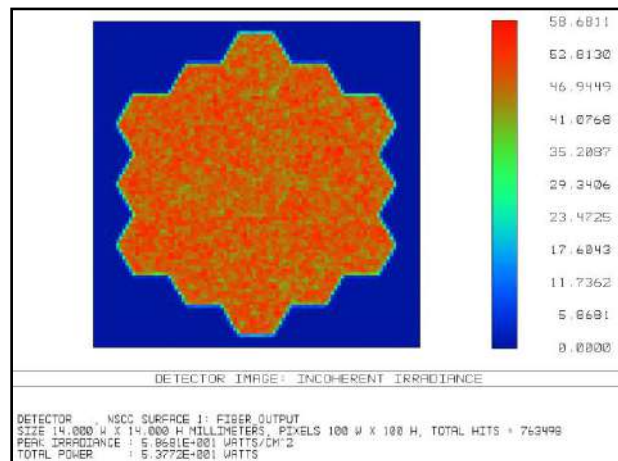


Fig. 4.11 : Lumière solaire concentrée à la sortie des fibres optiques

La diminution de la puissance incidente de 92.316 W à 53.772 W est due aux pertes dans les fibres optiques.

L'efficacité de transmission du système de refroidissement – fibres optiques est égale à :

$53.772 / 131.920 = 40.76 \%$.

L'efficacité de transmission des fibres optiques est égale à : $53.772 / 92.316 = 58.25 \%$.

1.3 Expériences sur le transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques

Le système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques se compose d'un réflecteur de lumière avec un système de poursuite solaire à deux axes, un concentrateur parabolique et des fibres optiques en plastique, caractérisées par leur grande flexibilité, placées au foyer du concentrateur. Le but de cette étude est d'évaluer la faisabilité et l'efficacité de cette technologie.

1.3.1 Description du système

Dans ces expériences le système de transport de la lumière solaire concentrée par des fibres optiques comprend, un miroir réflecteur avec un système de poursuite solaire à deux axes, un miroir parabolique et des fibres optiques en plastique placées au foyer de ce dernier.

1.3.1.1 Aspect général et éléments du système

L'aspect général du système est donné sur la figure (4.12 a), ses éléments sont représentés respectivement : le réflecteur solaire sur la figure (4.12 b), le concentrateur parabolique sur la figure (4.12 c), les fibres placées au plan focal sur la figure (4.12 d) et la lumière solaire concentrée fournie par le système sur la figure (4.12 e).



Fig. 4.12 : Aspect général du système de transmission de la lumière solaire par fibres optiques
 (a) Aspect général du système de concentration de la lumière solaire, (b) Réflecteur solaire,
 (c) Concentrateur parabolique, (d) Fibres optiques placées au plan focal, (e) Lumière solaire four-
 nie par le système.

1.3.1.2 Regroupement des fibres optiques

Le concentrateur parabolique adopté est un miroir avec face réfléchissante traitée pour fournir une réflectivité élevée. La lumière solaire est transportée à travers des fibres optiques en plastique regroupées en faisceau hexagonal (Fig. 4.13).



Fig. 4.13 : Fibres optiques regroupées
 en faisceau hexagonal

1.3.1.3 Système de refroidissement

Dans ce système, une technique de refroidissement a été proposée pour éviter l'échauffement des bouts des fibres placées au foyer du concentrateur. Le système de refroidissement choisi est constitué d'un tube avec deux trous, l'un pour l'injection d'eau et l'autre pour l'évacuation (Fig. 4.14 a et b) et un petit réservoir avec un système de pompe (Fig. 4.14 c).



Fig. 4.14 : Système de refroidissement, (a et b) Trous et tubes d'injection et d'évacuation d'eau, (c) Réservoir avec le système de pompe

1.3.1.4 Système qui rend uniforme la distribution de la lumière à l'entrée des fibres

Dans ce système, la lumière solaire concentrée dans le plan focal est transférée par l'intermédiaire de fibres optiques. Pour rendre uniforme la distribution de cette lumière à l'entrée des fibres un système de six petits miroirs formant un hexagone a été utilisé (Fig. 4.15 a et b). Ce système est placé à l'intérieur du tube dans lequel s'écoule le liquide de refroidissement.

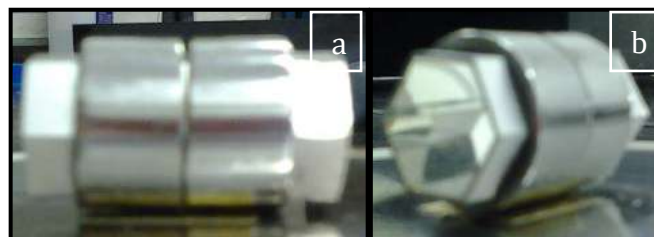


Fig. 4.15 : Système qui rend uniforme la distribution de la lumière à l'entrée des fibres (a) Vue de côté, (b) Vue de face

1.3.2 Résultats et discussions

Le système de transmission de la lumière solaire testé comprend:

- Un miroir parabolique de diamètre (D) = 0.6 m.

- Des fibres optiques en plastique avec :
 - Une longueur = 1.5 m;
 - Nombre : 19;
 - Un noyau en plastique avec un diamètre de 3 mm;
 - L'angle d'admission $\theta_{max} = 23^\circ$.

Les expériences ont été réalisées sur l'espace de test situé à la Nouvelle Université de Lisbonne (Portugal). Au cours de ces expériences, la puissance lumineuse dans le plan focal et à la sortie des fibres optiques a été mesurée par un photo-watt - mètre. Le tableau (4.3) présente les valeurs mesurées de la puissance optique de la lumière incidente à l'entrée du système de refroidissement (P_{In}) et celle de la lumière transmise par ces fibres (P_{Out}) ainsi que leur efficacité de transmission optique (η).

Tab. 4.3 : Valeurs mesurées de P_{In} , P_{Out} et η

L (m)	P_{In} (w)	P_{Out} (w)	η %
1.5	110	35.7	32.45
	112	36	32.14
	120	36.5	30.42
	124	37	29.84
	126	37.3	29.60

La figure (4. 16) représente la caractéristique de transfert des fibres optiques (efficacité optique des fibres).

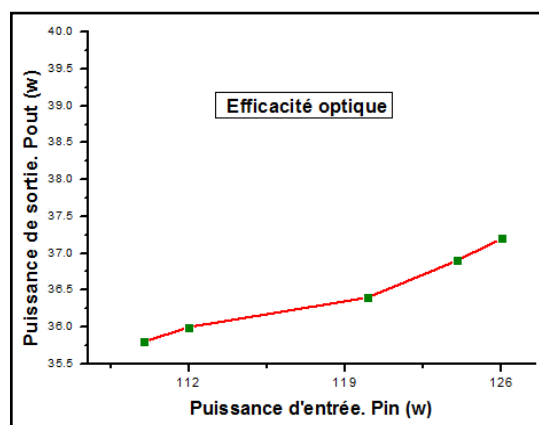


Fig. 4.16 : Caractéristique de transfert des fibres optiques

L'analyse des résultats de cette recherche nous a permis de faire les remarques suivantes :

- La puissance optique à l'entrée des fibres n'est pas constante, à cause de l'état instable du ciel (nuageux).

- L'efficacité optique est faible à cause des pertes :
 - Intrinsèques des fibres;
 - Espace entre les fibres;
 - Dans le tube de refroidissement;
 - Dues à la courbure des fibres.

Dés la première vue on remarque l'écart entre les résultats de simulation et ceux expérimentaux. Cet écart est dû à ce qu'on ne prend pas en compte des espaces entre les fibres, des courbures des fibres optiques lors des simulations.

Il est constructif de discuter certains aspects ou modifications ayant un potentiel considérable pour améliorer l'efficacité énergétique des deux sous-systèmes.

Pour le premier sous-système, l'aspect principal est de considérer un modèle miroir parabolique / FO optimal qui transfère efficacement la lumière solaire concentrée à la fibre optique. L'autre pré-avertissement est de fournir une grande réflectivité pour le matériau du miroir parabolique.

Le spectre solaire comprend la partie UV, visible et la partie IR. Les parties UV et IR du spectre solaire ne sont pas utiles pour le pompage du matériau Nd: YAG, elles ont été partiellement éliminées pour protéger les fibres optiques de l'échauffement excessif par l'eau qui est utilisée comme liquide de refroidissement, car ce dernier est absorbant à ces longueurs d'ondes. Le volume de l'eau doit être optimisé pour que le maximum de lumière arrive à l'entrée des fibres.

Dans la partie visible, l'utilisation de petits miroirs dans l'hexagone minimise les pertes de diffusion en confinant la lumière à l'entrée des fibres optiques et en uniformisant la lumière sur toute la surface de ces fibres.

Un autre facteur qui affecte les efficacités de transmission de la lumière du système est l'espace entre les fibres qui doit être minimisé au maximum. Dans ce cas, l'efficacité de la transmission de la lumière pourrait être augmentée.

La longueur du faisceau de fibres optiques affecte également l'efficacité de transmission de la lumière. Par conséquent, il est nécessaire de minimiser la longueur des fibres optiques pour augmenter leur efficacité.

Le but principal du présent système est la transmission de la lumière solaire, ainsi le système de refroidissement a été utilisé pour protéger les fibres optiques plastiques. Cependant, les fibres à base de silice peuvent être utilisées car elles peuvent supporter des températures élevées mais on perd dans ce cas l'option de la flexibilité des fibres en plastique.

III. Etude du système de transport de la lumière solaire concentrée par un guide d'onde

La lumière solaire concentrée peut être transférée vers le milieu laser de plusieurs façons, directement en posant la tête laser au foyer du concentrateur, à travers, soit des fibres optiques soit un guide d'onde.

Dans la méthode directe, une très grande quantité de lumière solaire est concentrée sur une partie du matériau laser ce qui peut l'endommager. De plus, en cas ou l'erreur du système de poursuite solaire est importante, la tache lumineuse concentrée peut se décaler de sa position principale et le système peut ne pas laser.

Dans le cas des fibres optiques, les pertes dues à ces dernières peuvent limiter l'efficacité des systèmes lasers solaires.

Le pompage des lasers solaires à travers des guides d'ondes offre la possibilité de choisir le type de pompage (par l'extrémité ou latérale), de compenser l'erreur du système de poursuite solaire et assurer une bonne distribution de la lumière solaire concentrée le long du matériau laser et par la suite d'éviter de l'endommager et d'avoir un bon profile du faisceau laser de sortie.

1. Etude théorique

Les systèmes de réception, de concentration et de transmission de la lumière solaire par des guides de lumière offrent la possibilité de transmettre et de redistribuer la lumière solaire concentrée au foyer du concentrateur. Ils permettent de choisir entre diverses formes des guides, selon le type pompage, ce qui nécessite une étude détaillée pour mieux connaître l'importance de la forme des guides de lumière dans le pompage des lasers.

Une étape importante dans cette étude est le choix et l'optimisation de la forme du guide de lumière.

1.1 Choix et optimisation de la forme du guide de lumière

Sur la base des principes de réfraction et de réflexion totale, le guide de lumière qui joue aussi le rôle d'homogénéisateur transforme la lumière solaire concentrée de forme presque Gaussienne à sa face d'entrée en une distribution uniforme de la lumière à sa face de sortie, permettant ainsi un couplage efficace de la lumière le long d'un long et mince barreau laser. La forme du guide de lumière doit donc assurer une réception optimale, un transfert maximal et une distribution uniforme ou bien concentrée (selon le type de pompage) à sa sortie de la lumière solaire concentrée.

1.1.1 Choix de la forme de la face d'entrée du guide de lumière

Au foyer du concentrateur la lumière solaire est concentrée dans une tache lumineuse de forme presque Gaussienne de 14 mm de largeur à mi-distance du maximum (FWHM). Pour une réception optimale de cette lumière, la face d'entrée du guide de lumière doit couvrir toute la tache lumineuse.

Dans ce contexte, plusieurs formes ont été étudiées :

- Forme circulaire (Fig. 4.17)

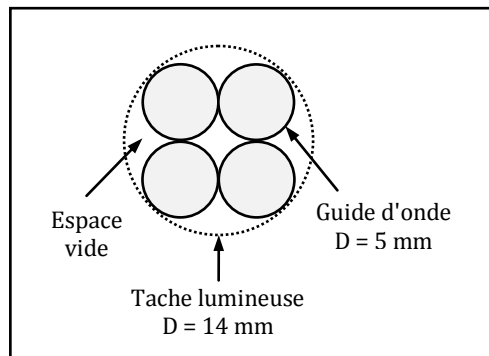


Fig. 4.17 : Position de la tache lumineuse par rapport à la face d'entrée du guide de lumière circulaire

La présence des espaces vides entre les guides circulaires cause des pertes importantes à la réception de la lumière solaire concentrée. Pour surmonter cet inconvénient, une forme carrée a été adoptée.

- Forme carrée (4.18)

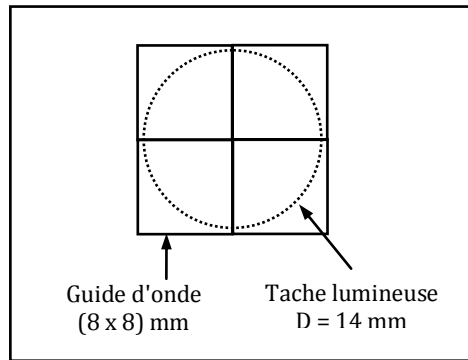


Fig. 4.18 : Position de la tache lumineuse par rapport à la face d'entrée du guide de lumière carrée

1.1.2 Choix de la forme de la face de sortie du guide de lumière

Dans ce travail de recherche, le pompage latérale a été choisi pour obtenir une bonne qualité du profile du faisceau laser de sortie. La face de sortie du guide de lumière doit donc assurer une distribution uniforme de la lumière le long du barreau laser. Pour accomplir cette tache une forme rectangulaire a été adoptée pour la face de sortie du guide de lumière (Fig. 4.19).

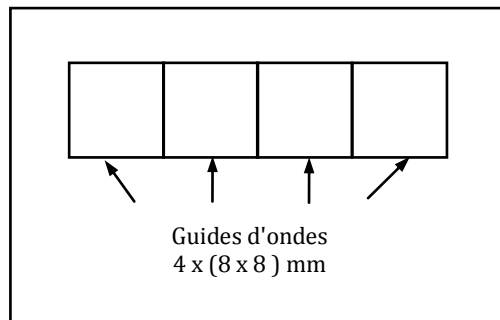


Fig. 4.19 : Face de sortie rectangulaire du guide de lumière

1.1.3 Forme du guide de lumière

Pour obtenir une face d'entrée carrée (16 x 16) mm et une face de sortie rectangulaire (8 x 32) mm, la forme du guide de lumière doit être torsadée. La longueur optimisée du guide d'onde est de 110 mm.

1.1.4 Matériau pour le guide de lumière

Le verre de silica fondu est un matériau optique idéal pour la transmission de la lumière solaire concentrée, il a un faible coefficient de dilatation thermique, il est résistant aux rayures et au choc thermique et il admet une pureté optique très élevée 99.999 %.

1.2 Matériau pour le milieu amplificateur

Le barreau laser utilisé dans ce travail de recherche est du *Nd : YAG* dopé à 1.0 %, il est de 3 mm de diamètre et de 50 mm de longueur avec ses deux faces d'extrémités revêtues d'une couche anti reflet pour la longueur d'onde de l'émission laser ($R < 0.2\% @ 1064 \text{ nm}$).

2. Simulation numérique

Lors de la simulation numérique avec le logiciel ZEMAX[®] plusieurs facteurs ont été pris en considération :

- Une irradiation solaire de 1000 W/m^2 à Odeillo - France;
- Un chevauchement de 16% entre le spectre d'absorption du *Nd : YAG* et le spectre solaire [44];
- Le spectre d'absorption du silica fondu et de l'eau (pertes d'absorption);
- Le spectre d'absorption du *Nd : YAG* dopé à 1 %;
- Le barreau laser est divisé en plusieurs zones;
- Revêtement des deux faces du barreau laser avec une couche anti reflet ($R < 0.2\% @ 1064 \text{ nm}$).

De même avec le logiciel LASCAD[®] d'autres paramètres du *Nd : YAG* dopé à 1 % et de la cavité résonnante ont été pris en considération :

- Une section transversale de l'émission stimulée de $2.8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$;
- Une durée de vie de fluorescence de 230 ns [20] ;
- Une absorption et des pertes de diffusion = 0.003 cm^{-1} ;
- Une longueur d'onde moyenne de la lumière solaire de pompage de 660 nm [47].
- Un miroir hautement réfléchissant (HR, 99.98 %) ;
- Un miroir partiellement réfléchissant avec une réflectivité variable (PR, entre 85 et 99 %) selon le diamètre du barreau laser ;
- Rayon de courbure (ROC) = -5m;
- L'absorption et les pertes de diffusion : $2\alpha L_R = 3\%$;

- Les pertes d'imperfection des miroirs (HR et PR) : 0.4% ;
- L_2 : la distance entre le miroir (PR) et le barreau laser de 60 mm ;
- L_1 : la distance entre le miroir (HR) et le barreau laser varie de 500 à 515 mm;

2.1 Description du système

Le système de pompage du laser solaire est composé de (Fig. 4.20):

- Un système de collection de la lumière solaire avec un système de poursuite solaire à deux axes ;
- Un système de concentration de la lumière solaire ;
- Une tête laser munie d'un système de positionnement.

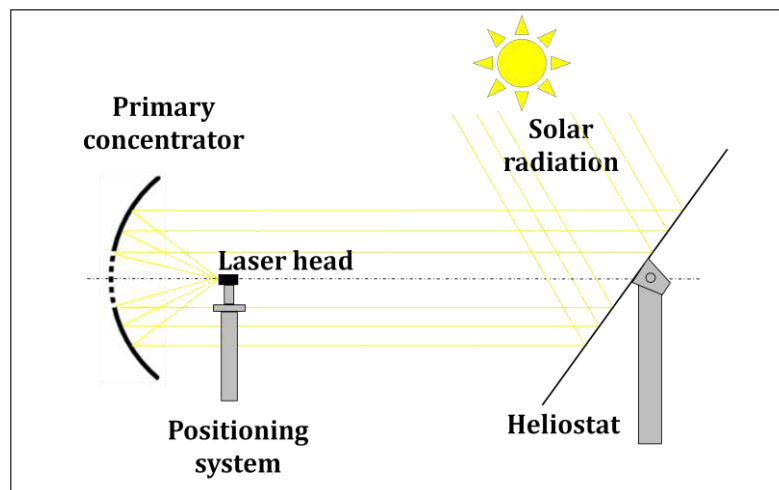


Fig. 4.20 : Schéma général du système de pompage d'un laser solaire

2.1.1 Système de collection de la lumière solaire

Le système de collection de la lumière solaire utilisé dans ce travail de recherche est constitué d'un grand miroir plan (3,0 m × 3,0 m) avec 36 petits miroirs plats (0,5 m x 0,5 m chacun), montés sur un système de poursuite solaire à deux axes.

2.1.2 Système de concentration primaire de la lumière solaire

L'étude des concentrateurs solaires (chapitre 02) nous a mené à l'utilisation d'un concentrateur parabolique comme concentrateur primaire, il permet d'atteindre un niveau de concentration suffisamment élevé pour surmonter le seuil de pompage du laser.

Dans ce but, on a utilisé un miroir parabolique de 2 m de diamètre et de 850 mm de distance focale dont on n'a utilisé qu'une surface de 1.4 m de diamètre.

Tenant compte des ombrages causés par le système de positionnement et d'ajustement de la tête laser et d'une ouverture centrale de 0.3 m, la surface effectivement utilisée est de 1.18 m².

2.1.3 Système de concentration secondaire de la lumière solaire

Un concentrateur secondaire 2D-CPC (concentrateur parabolique composé) a été choisi pour d'une part augmenter le niveau de concentration et d'autre part assurer une distribution uniforme de la lumière solaire fortement concentré le long du barreau laser [15].

Le concentrateur 2D-CPC admet une grande ouverture d'entrée de forme rectangulaire de 11 mm x 36 mm et une petite ouverture de sortie de 7 mm x 36 mm et une hauteur de 10 mm, comme le montre la figure (4.21).

Le concentrateur 2D-CPC est utilisé pour convertir le rayonnement d'une source homogène de grande surface émettant uniformément dans un petit angle (provenant de la sortie du guide), vers une sortie homogène de petite surface émettant uniformément dans un grand angle (vers le barreau laser sous tendu par la cavité optique en forme de V), Ainsi l'étendue de la source est préservé [30]. Cette préservation implique que l'éclairement est plus élevé à la surface de sortie qu'à l'ouverture d'entrée, conduisant à une concentration de la lumière de pompage.

2.1.4 Cavité optique

Une cavité optique en forme de 2V a été adoptée pour augmenter l'efficacité du pompage latéral et renforcer la distribution uniforme de la lumière solaire le long du barreau laser.

La cavité bidimensionnelle en forme de 2 V admet une ouverture d'entrée de 7 mm x 36 mm et 5 mm de profondeur. La cavité en forme de 2 V est composée de réflecteurs en forme de V, V₁ avec un demi-angle de 47,5° et V₂ avec un demi-angle de 14° par rapport à V₁ (Fig. 4.21). Cette combinaison est beaucoup plus efficace dans le couplage des rayons lumineux hautement concentrés avec des angles d'incidence différents dans le barreau laser, qu'en utilisant qu'un seul réflecteur en forme de V. Les parois intérieures des réflecteurs sont couvertes avec une feuille d'aluminium revêtue d'argent avec 94 % de réflectivité. L'eau assure également un couplage efficace de la lumière en empêchant partiellement la solarisation UV et IR de chauffer à le barreau laser.

En combinant la capacité de concentration de lumière du concentrateur 2D-CPC et de la cavité de pompage en forme de 2V avec la capacité d'homogénéisation de la lumière du guide de lumière torsadé, une distribution uniforme de la puissance de pompage le long du barreau laser est atteinte. Tous les paramètres de conception optimisés ci-dessus du concentrateur 2D-CPC et de la cavité de pompage en forme de V ont été trouvés par les deux logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®].

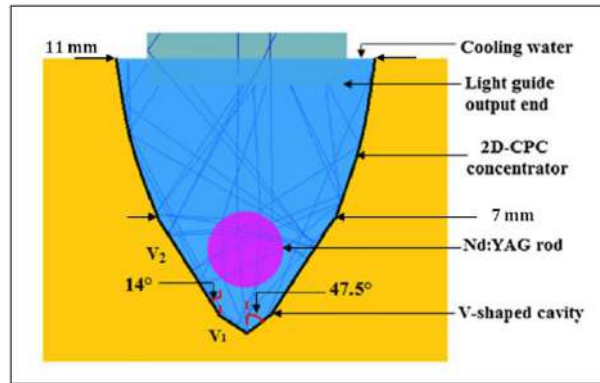


Fig. 4.21 : Schéma de principe du concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double V

2.1.5 Barreau laser de Nd: YAG

L'étude des matériaux amplificateurs (chapitre 03) nous a conduit au choix du matériau Nd: YAG comme milieu amplificateur (*Nd : YAG* dopé à 1.0 %). Le Nd: YAG a été montré comme le meilleur matériau laser sous pompage solaire intense en raison de son excellente conductivité thermique ($K = 14 \text{ W / m K}$), son rendement quantique élevé et sa résistance aux fractures ($\sigma_{\text{max}} = 180\text{-}210 \text{ N / mm}^2$) [20].

2.2 Résultats de simulation

L'optimisation numérique des paramètres de conception du système laser solaire et des performances du laser solaire de sortie a été faite par les deux logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®]. Le système laser solaire est composé du système de collection et de concentration de la lumière solaire, du guide monolithique de lumière, de la tête laser avec un concentrateur 2D-CPC et une cavité de pompage en forme de 2 V.

2.2.1 Structure de la tête laser solaire

Le profile presque Gaussien de la lumière solaire concentrée incidente à l'entrée du guide d'onde est redistribuée en une colonne lumineuse homogène à sa sortie. Le guide

d'onde torsadé représente une bonne solution pour à la fois la transmission et la redistribution efficace de la lumière solaire concentrée au foyer. Le couplage de la lumière solaire entre la sortie du guide d'onde et le barreau laser se fait à travers un concentrateur secondaire 2D-CPC et une cavité optique en forme de 2V (Fig. 4.22).

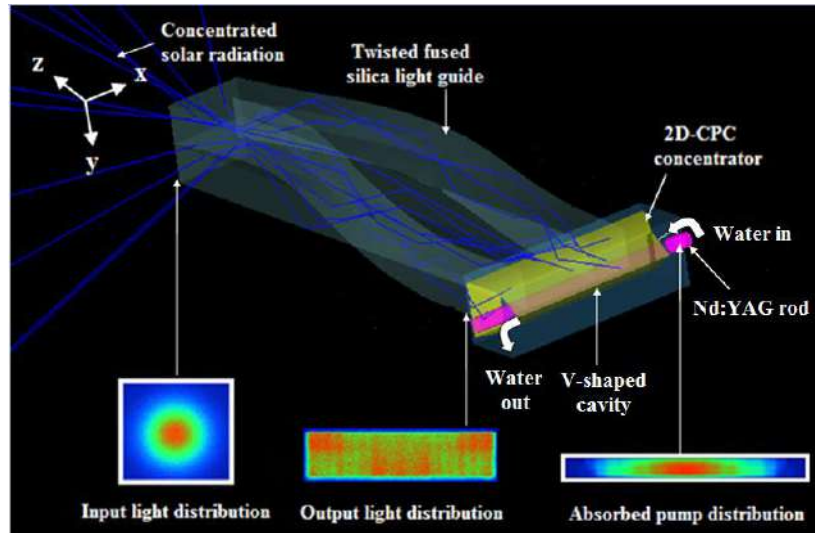


Fig. 4.22 : Structure de la tête laser solaire, composée d'un guide d'onde monolithique torsadé, un concentrateur 2D-CPC, une cavité optique en double V et un barreau laser de 3 mm de diamètre et de 50 mm de longueur

2.2.2 Analyse du pompage du barreau laser dans le résonateur asymétrique

Le pompage du barreau laser de 3 mm de diamètre et de 50 mm de longueur de Nd:YAG dans un résonateur asymétrique dont les distances qui séparent le miroir partiellement réfléchissant "PR" et le miroir hautement réfléchissant "HR" du barreau laser, respectivement $L_1 = 506.6$ mm et $L_2 = 60$ mm (Fig. 4.23 et 4.24) présente des facteurs de qualité $M_x^2 = M_y^2 = 1.1$. L'analyse avec le logiciel LASCAD[®] donne des pertes de diffraction de 0.42 %. Les pertes totales pendant un aller et un retour dans le résonateur sont 3.4 % + 0.42 % = 3.82 % ce qui donne naissance à une émission laser solaire monomode de puissance 3.14W correspondant à une efficacité de collection de 2.66 W/m².

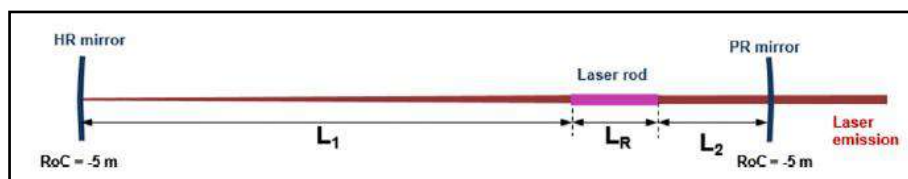


Fig. 4.23 : Schéma de principe de la cavité laser résonnante asymétrique

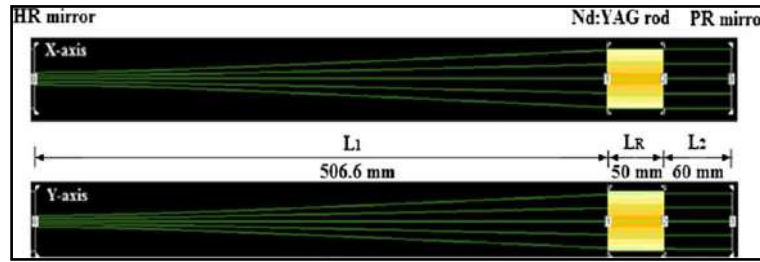


Fig. 4.24 : Cavité laser résonnante asymétrique optimisées par le logiciel LASCAD 

2.2.3 Profile du faisceau laser monomode de sortie

Le profile du faisceau laser monomode de sortie TEM_{00} avec des facteurs de qualité $M_x^2 = M_y^2 = 1.1$ obtenu, suite à l'analyse avec le logiciel LASCAD , en pompant un barreau laser de 3 mm de diamètre dans un résonateur asymétrique dont les distances $L_1 = 506.6$ mm et $L_2 = 60$ mm admet une distribution presque Gaussienne à la limite de diffraction (Fig. 4.25).

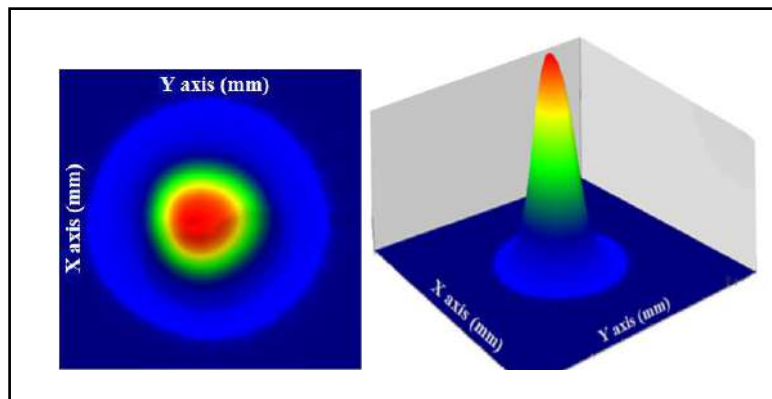


Fig. 4.25 : Simulation numérique 2D et 3D du faisceau laser monomode de sortie

2.2.4 Capacité de compensation de l'erreur de poursuite du guide de lumière

Pour une distance focale de 0,85 m, une erreur d'orientation typique de $0,2^\circ$ qui correspond à un déplacement d'environ 2,55 mm dans les deux axes X et Y, la figure (4.24) donne la distribution de la lumière de pompage à différentes sections le long du guide de lumière, la distribution de la lumière de pompage le long du barreau laser et du profile du faisceau laser de sortie.

L'erreur d'orientation du collecteur déplace la tache lumineuse circulaire par rapport au centre de la face d'entrée du guide de lumière. Une erreur d'orientation nulle est obtenue lorsque l'alignement entre le collecteur et le concentrateur parabolique primaire est optimal (Fig. 4.26 a). La lumière dans ce cas est transmise efficacement et uniformément redistribuée le long du barreau laser à travers le guide de lumière torsadé, résultant en une puissance laser monomode de sortie calculée de 3.14 W et un excellent profil Gaussien du faisceau laser du mode fondamental.

Si la tache lumineuse focale se déplace dans la direction de l'axe X parallèle à l'axe du barreau laser, alors la distribution d'absorption de la lumière de pompage se décale en conséquence le long du barreau laser, ne provoquant que seulement une variation mineure à la fois de la puissance laser de sortie et du profil du faisceau laser. Cependant, si la tache lumineuse focale se déplace dans la direction de l'axe Y perpendiculaire à l'axe du barreau laser (décalage transversal), alors la distribution d'absorption de la lumière de pompage se décale latéralement dans la direction perpendiculaire à l'axe du barreau laser.

Pour un déplacement de la tache lumineuse focale le long de l'axe X ou l'axe Y, un fort couplage de la lumière de pompage est atteint à la partie droite inférieure et le long du guide de lumière, comme il est indiqué dans la figure (4.26 b et c), la puissance laser de sortie augmente respectivement à 3.19 W et 3.22 W.

Pour des erreurs de poursuite combinées de 2,55 mm suivant les deux axes X et Y, la tache lumineuse focale est décalée obliquement par rapport au centre de la face d'entrée de la partie droite (non courbée) inférieure du guide de lumière, en conséquence l'homogénéité de la distribution de la lumière de pompage dans le barreau laser est affectée, provoquant une légère réduction de la puissance laser de sortie à 3.09W et une légère modification du profil de faisceau du mode fondamental comme il est représenté sur la figure (4.26 d).

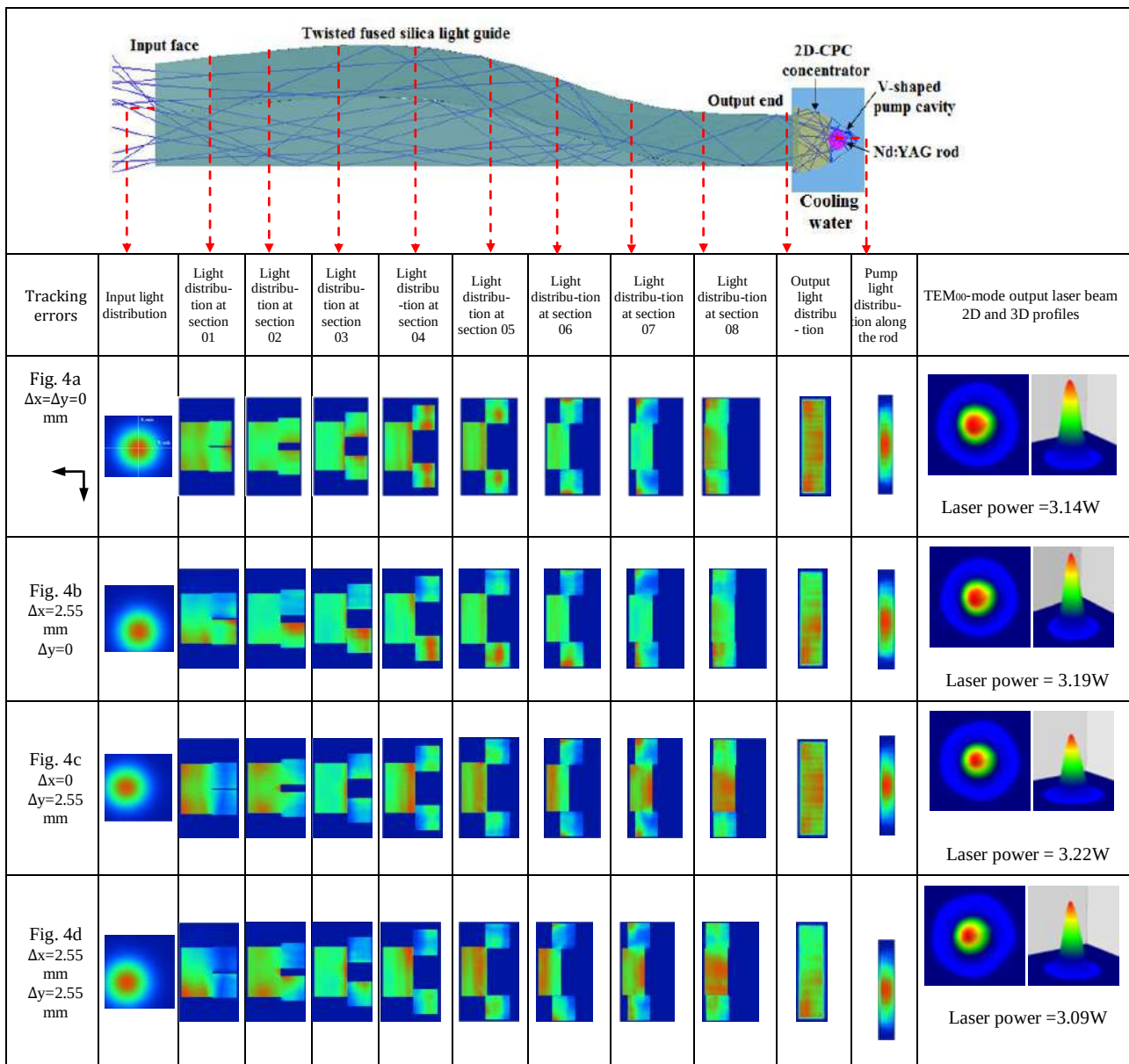


Fig. 4.26 : Distribution de la lumière de pompage à des sections différentes le long du guide de lumière (a) Erreur d'orientation nulle, (b) Déplacement de 2,55 mm sur l'axe X, (c) Déplacement de 2,55 mm sur l'axe Y, (d) Déplacement de 2,55 mm sur les deux axes X et Y

2.2.5 Analyse de la dépendance de la puissance laser solaire monomode de sortie ainsi que le profil du faisceau laser de sortie, et de la lumière solaire incidente

Les deux logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®] ont été utilisés pour étudier la dépendance de la puissance et du profil du faisceau laser solaire monomode de sortie et de la lumière solaire au foyer des deux configurations de pompage : par l'extrémité-latérale conique [33] et latéral par le guide de lumière torsadée (Fig. 4.27).

Dans la figure (4.27a), les profils du faisceau laser solaire de sortie du mode d'ordre faible change en un profil monomode gaussien quand la puissance de la lumière solaire à l'entrée du guide s'approche de 700 W. La puissance laser monomode calculée est de 9,6 W.

La puissance laser monomode calculée s'est révélée très sensible à la variation de la lumière solaire à l'entrée du guide. Une légère augmentation de la puissance de la lumière solaire d'entrée au-dessus de 700 W provoque l'extinction de l'émission laser solaire de sortie.

La diminution de la lumière solaire allège considérablement l'effet des lentilles thermiques, permettant soit à un laser à deux modes, soit à un autre laser de mode d'ordre inférieur d'opérer à l'intérieur de la cavité laser, comme le montre la figure (4.27 a).

Une réduction sensible de la puissance laser solaire monomode, de 9,6 W à 3,3 W, est calculée lorsque la puissance de la lumière solaire au foyer diminue de 700 W à 630 W, comme l'indique la figure (4.27 a), correspondant à une réduction de 2.9 fois.

Cependant, le mode fondamental du profil gaussien reste presque stable lorsque la puissance de la lumière solaire au foyer augmente de 550 W à 612 W, présentant ainsi une remarquable stabilité du profil du faisceau laser jusqu'à ce que le niveau de la puissance de la lumière solaire au foyer dépasse 612 W, après cette valeur le laser solaire s'arrête de laser à cause de l'effet de lentilles thermiques. Lorsque la puissance de la lumière solaire est réduite progressivement de 612W à 550 W, la puissance laser monomode calculée diminue progressivement de 3,14 W à 1,6 W, ce qui correspond à une réduction de 1,96 fois (Fig. 27 b).

D'après les figures (4.27 a et b), il est clair que la variation de la puissance de la lumière solaire au foyer cause beaucoup moins de variation de la puissance laser solaire monomode ainsi que de son profil du faisceau dans le cas du pompage latéral à travers le guide de lumière torsadé que dans le cas du pompage par l'extrémité-latéral conique.

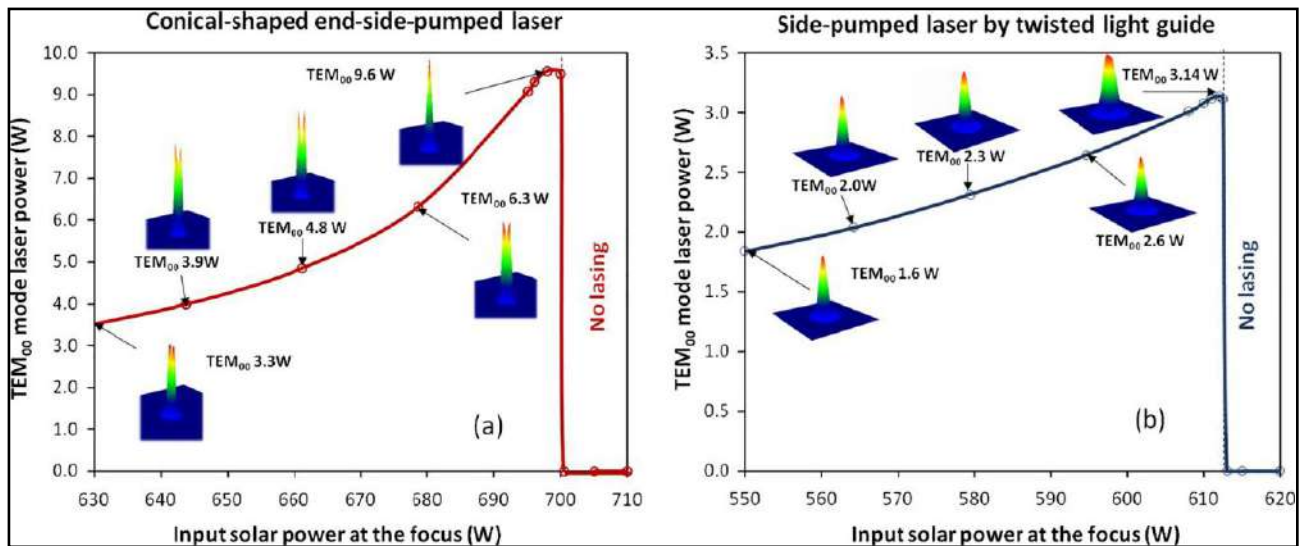


Fig. 4.27 : Dépendance de la puissance laser solaire monomode de sortie TEM₀₀ et son profil de faisceau et de la lumière solaire incidente, (a) pompage par l'extrémité-latéral conique, (b) pompage latéral par le guide de lumière torsadé

3. Réalisation du prototype du laser solaire

Les paramètres de conception du système laser solaire sont optimisés par les logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®], la réalisation du prototype de laser solaire passe par plusieurs étapes, la première est la production du guide de lumière torsadé, la deuxième est la réalisation de la cavité optique, la troisième est l'usinage du système mécanique.

3.1 Production du guide de lumière torsadé

Pour obtenir la forme torsadée du guide de lumière deux techniques sont possibles, la première est de mouler le guide de lumière à une température élevée, la deuxième est de le sculpter à la température ambiante.

3.1.1 Techniques de moulage du guide de lumière torsadé

Pour la technique de moulage, une température élevée, plus de 1500 °C, et des moules de graphite pur sont nécessaires pour pouvoir contrôler les courbures du guide de lumière. Cette technique aurait été efficace si les guides d'ondes étaient produits séparément, mais le problème d'étanchéité se posera lors de l'assemblage des guides de lumière.

3.1.2 Techniques de sculpture du guide de lumière torsadé

Pour la production à froid, la technique de sculpture a été choisie car elle permet de fabriquer un guide de lumière monobloc et donc de surmonter le problème d'étanchéité.

D'après la littérature c'est la première fois, dans le domaine de recherche du laser solaire qu'un guide de lumière monobloc de forme torsadée a été sculpté.

3.1.3 Sculpture du guide de lumière torsadé

Un bloc de silice fondue de pureté optique de 99,999 %, avec une section transversale de 35 mm x 35 mm et une longueur de 115 mm, est coupé, sculpté puis broyé et enfin poli à ses dimensions finales. La production du guide de lumière en silice fondue torsadée est un travail à la fois long et délicat.

3.1.3.1 Modelage du bloc de silice fondue

Le bloc de silice fondue est d'abord coupé puis sculpté par des outils diamantés et progressivement rectifié jusqu'à avoir la forme du guide de lumière torsadée optimisée par les logiciels ZEMAX[®] et LASCAD[®] (Fig. 4.28).



Fig. 4.28 : Profile du guide de lumière monolithique torsadé après modelage

3.1.3.2 Broyage du guide de lumière torsadé

Le guide de lumière est en outre dimensionné avec du papier de broyage grossier (Fig. 4.29).



Fig. 4.29 : Profile du guide de lumière monolithique torsadé après broyage

3.1.3.3 Polissage du guide de lumière torsadé

Enfin, les faces d'entrée et de sortie ainsi que les surfaces latérales du guide de lumière en silice fondue optiquement transparentes sont obtenues après polissage (Fig. 4.30).

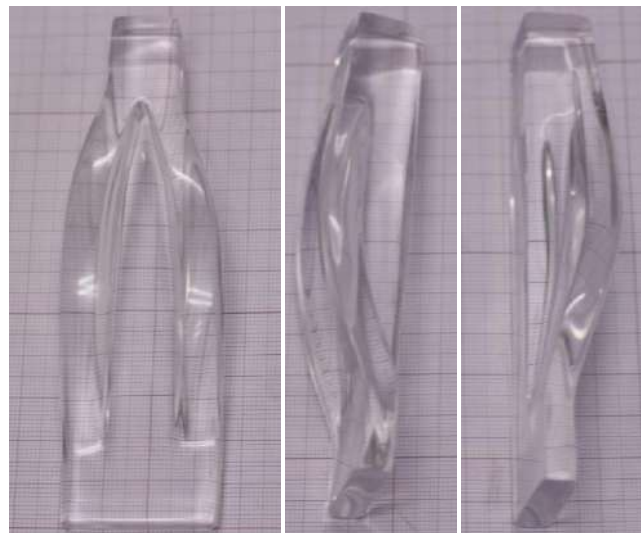


Fig. 4.30 : Profile final du guide de lumière monolithique torsadé

3.2 Production du concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double 2 V

Le concentrateur secondaire 2D-CPC et la cavité optique en forme de 2 V sont produite ensemble à partir d'un bloc d'Aluminium de (40 mm x 20 mm) x 40 mm. Le concentrateur est usiné en premier lieu avec une ouverture d'entrée de forme rectangulaire de 11 mm x 36 mm et une ouverture de sortie de 7 mm x 36 mm et une hauteur de 10 mm avec un rayon de courbure de 5 mm, ensuite la cavité optique en forme de 2V est usinée, commençant par la première partie (V_2 , partie en haut) avec une ouverture d'entrée de 7 mm x 36 mm et 5 mm de profondeur et un demi angle intérieur de 14° , puis la deuxième partie (V_1 , partie en bas) avec une ouverture d'entrée de 5 mm x 36 mm et 3 mm de profondeur et un demi angle intérieur

de 47.5° . Les parois intérieures du concentrateur et des réflecteurs sont couvertes avec une feuille d'aluminium revêtue d'argent protégée avec une réflectivité 94 % (Fig. 4.31).

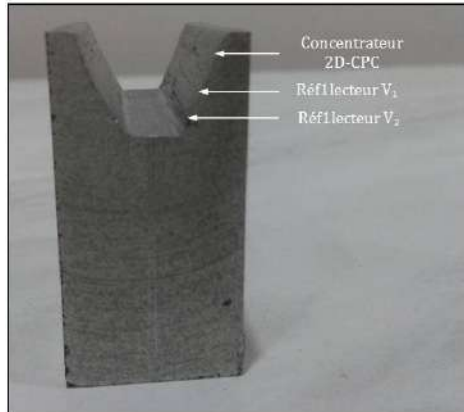


Fig. 4.31 : Concentrateur 2D-CPC et de la cavité optique en double V

3.3 Production du système mécanique

L'ensemble constitué du guide de lumière, du concentrateur secondaire 2D-CPC et de la cavité optique en double V, sont rassemblés par un système mécanique. Ce système mécanique doit assurer l'alignement correct du guide de lumière, du concentrateur secondaire 2D-CPC et de la cavité optique afin d'obtenir un pompage latéral efficace le long du barreau laser hébergé dans la cavité optique. Il doit aussi contenir deux grandes ouvertures, l'une pour faire entrer aisément le liquide de refroidissement (eau) du barreau laser et l'autre pour le faire évacuer. Il doit être étanche pour ne pas permettre des fuites d'eau. Il doit encore contenir deux petites ouvertures pour permettre l'aller et le retour de la lumière laser entre les deux miroirs de la cavité laser (Fig. 4.32).

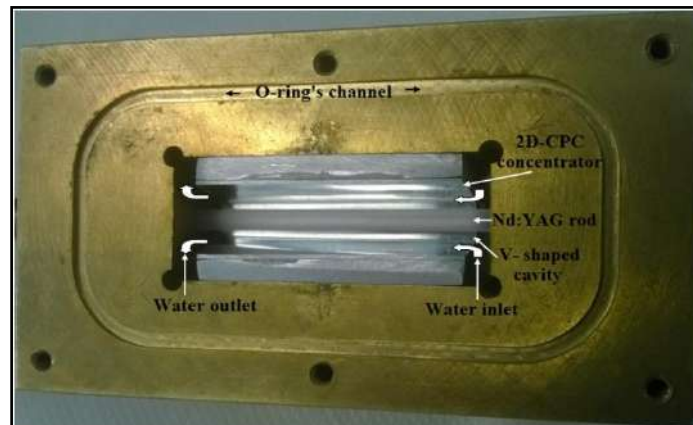


Fig. 4.32 : Partie inférieure du système mécanique contenant la cavité optique et le barreau laser

4. Etude expérimentale du système Laser solaire monomode TEM₀₀ (onde continue) à 1064 nm

Le prototype du laser solaire est produit à Lisbonne (Portugal) et testé dans le laboratoire PROMES-CNRS (Procèdes, Matériaux et Energie Solaire – Centre National de la Recherche Scientifique) Odeillo (France) au cours du mois de juillet 2016 (Fig. 4.33).



Fig. 4.33 : Tête laser composée du guide de lumière monolithique torsadé et du système mécanique

4.1 Description de l'appareillage de mesure

- Le barreau laser est fournie par : "Altechna Co., Ltd".
- Le système mécanique du résonateur est conçu pour permettre le déplacement du miroir (HR), tout en conservant le miroir (PR) fixe.
- L'irradiation solaire directe est mesurée avec un "Pyrhéliomètre CH1 de Kipp & Zonen" monté sur un appareil de poursuite solaire "Kipp & Zonen 2AP".
- Un profileur de faisceau CINOGY UV-NIR - Cin Cam CMOS est utilisé pour contrôler le profil du faisceau laser.
- Pour mesurer le diamètre du faisceau à une hauteur de $1 / e^2$ du profile sous une haute intensité laser à 1064 nm, un miroir de sortie PR 1064 nm (95 %), et $ROC = \infty$ est monté avant le détecteur CMOS, agissant comme un atténuateur de faisceau laser supplémentaire et réduit la puissance laser à 1064 nm au niveau de mW pour le détecteur.

- La puissance laser est mesurée avec un Wattmètre "Thorlabs PM1100D. L'énergie solaire correspondante au foyer est mesurée avec un Wattmètre Molectron Power Max 500D.
- Le système de collection et de concentration du laboratoire PROMES-CNRS collecte environ 610W de puissance solaire à sa zone focale. En faisant varier l'angle de rotation du volet, comme indiqué sur la figure (4.35), différents niveaux d'énergie solaire d'entrée au foyer et une puissance laser de sortie sont mesurées respectivement avec des Wattmètres "Molectron Power Max 500D" et "Thorlabs PM1100D".
- Le résonateur asymétrique avec un miroir de ROC = -5 m PR (94 %) fixé à $L_2 = 60$ mm et un miroir de ROC = - 5 m HR placé à $L_1 = 506,6$ mm, produit une puissance maximale du laser solaire monomode TEM₀₀ (Fig. 37).

4.2 Système de collection de la lumière solaire

Le système de collection de la lumière solaire utilisé dans ce travail de recherche est constitué d'un grand miroir plan (3,0 m × 3,0 m) avec 36 petits miroirs plats (0,5 m x 0,5 m chacun), montés sur un système de poursuite solaire à deux axes (Fig. 4.34).

Le système de collection reflète la lumière solaire incidente vers le concentrateur (miroir) parabolique primaire. Tous les miroirs sont couverts d'argent, seulement 59 % de la lumière solaire incidente est concentré dans la zone focale. Il y a plusieurs facteurs qui contribuent à une telle faible réflectivité :

- Teneur élevée en fer, des épaisseurs de 10 mm pour le miroir parabolique et 5 mm pour le miroir plan ont été utilisés pour construire ces miroirs ce qui conduit à des pertes d'absorption considérables ;
- Les faces avant des miroirs ne sont pas revêtues de couches antireflets.



Fig. 4.34 : Système de collection de la lumière solaire monté sur un système de poursuite solaire à deux axes



Fig. 4.35 : Volet de contrôle de la lumière solaire incidente sur le concentrateur parabolique

4.3 Système de concentration de la lumière solaire

Le système de concentration de la lumière solaire est un miroir parabolique de 2 m de diamètre et d'une distance focale de 850 mm dont on n'a utilisé qu'une surface effective de 1,4 m de diamètre correspondant à 1.18 m^2 comme l'indique la figure (4.36).

Pour une irradiation solaire variant de 970 W / m^2 à 1000 W / m^2 à Odeillo - France, juillet 2016, une puissance de plus de 600W et un seuil de 285W ont été mesurées au foyer du concentrateur parabolique (avec le volet totalement ouvert).



Fig. 4.36 : Concentrateur "miroir" parabolique

4.4 Système de positionnement de la tête laser

La tête laser solaire, composée du guide de lumière torsadé de silice fondue, du concentrateur secondaire 2D-CPC, de la cavité de pompage tertiaire en forme de 2V et du barreau laser, sont mécaniquement monté avec la cavité laser résonnante, est fixée sur un système de positionnement d'axes X-Y-Z en utilisant un vice multi-angle , comme le montre la figure (4.37). Un alignement optique précis entre les éléments de la tête laser dans la zone focale du concentrateur parabolique est atteint.

4.5 Système de refroidissement du barreau laser

Le système mécanique est muni de deux ouvertures, l'une pour entrée l'eau "water inlet" et l'autre pour le faire évacuer "water outlet". Le barreau laser de Nd: YAG est refroidi par un écoulement d'eau avec un débit de 6 l / min (Fig. 4.37).

4.6 Mécanique du résonateur

La mécanique du résonateur est conçue pour permettre le glissement du miroir (HR), tout en conservant le miroir (PR) à une distance fixe du barreau laser $L_2 = 60 \text{ mm}$, $L_R = 50 \text{ mm}$ comme l'indique la figure (4.37).

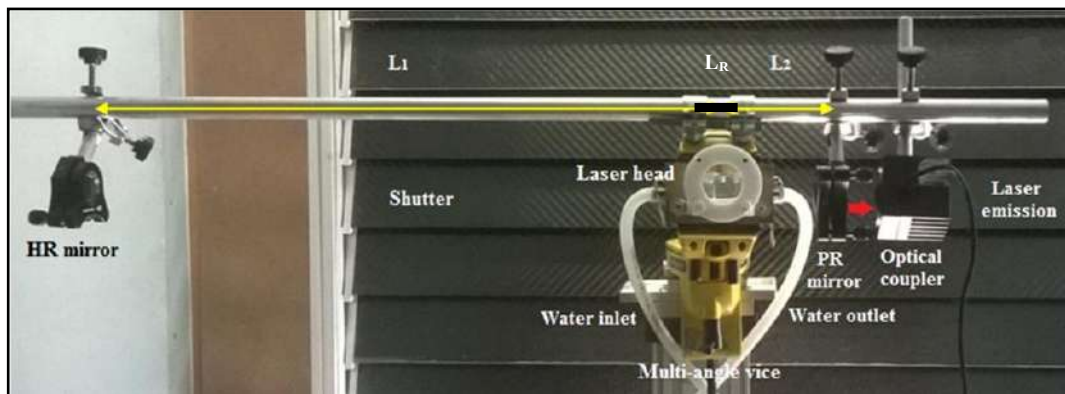


Fig. 4.37 : Cavité asymétrique pour l'émission de la puissance laser monomode TEM₀₀

5. Oscillations laser solaire (ondes continues) à 1064 nm en mode TEM₀₀

Le système de collection et de concentration du laboratoire PROMES-CNRS (Odeillo, France) collecte environ 610W de puissance solaire à sa zone focale. La variation de l'angle de rotation du volet (Fig. 4.35) permet d'obtenir différents niveaux de la lumière solaire d'entrée et par conséquent différentes puissances laser monomode TEM₀₀ de sortie. Un seuil de la puissance solaire de 285W est collecté au foyer du concentrateur.

Pour une irradiation solaire de 1000 W / m² et une surface de collecte effective de 1.18 m² (avec le volet totalement ouvert), le résonateur asymétrique avec un miroir PR (94 %) de ROC = - 5 m fixe à une distance L₂ = 60 mm et un miroir HR (94 %) de ROC = - 5 m placé à L₁ = 506.6mm, permet d'obtenir une puissance laser solaire monomode TEM₀₀ de sortie de 2,7 W avec une efficacité de collecte de 2.3 W / m².

5.1 Effet des lentilles thermiques sur la puissance laser de sortie du système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé

L'effet des lentilles thermiques est un sérieux problème pour les systèmes laser solaire, des barreaux laser de faible diamètre peuvent minimiser considérablement ce problème. La combinaison du guide de lumière monolithique torsadé et du faible diamètre du barreau laser de Nd³⁺: YAG a considérablement surmonté ce problème de lentilles thermiques, offrant une distribution de pompage uniforme le long du mince barreau laser, qui a permis la génération d'une puissance beaucoup plus stable de laser solaire monomode TEM₀₀ (onde continue) avec une efficacité de collecte de 2,3 W / m².

5.2 Génération du laser solaire monomode TEM₀₀ par le système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé

Comme aucune ouverture n'est utilisée dans le résonateur laser, en plus du barreau laser lui-même, plusieurs modes oscillent avec de faibles puissances de sortie en raison du chevauchement relativement petit entre le volume du mode fondamental et la région pompée. En augmentant la puissance de pompage, et donc ainsi des pertes de diffraction, l'oscillation d'un seul mode d'intensité élevée devient possible.

5.3 Réduction des effets thermiques sur le système laser solaire pompé à travers le guide de lumière torsadé

Le guide de lumière torsadé assure un pompage uniforme le long du mince barreau laser, qui conduit à son tour, à une réduction significative de l'intensité solaire de pompage, et par conséquent moins d'échauffement, moins de stress thermique et une diminution de la température de fonctionnement, par rapport aux systèmes lasers solaires précédents [3, 31, 33]. Les effets importants de lentille thermique, qui ont affecté en grande partie la stabilité de la puissance laser monomode TEM₀₀ de sortie des systèmes lasers solaires précédents n'étaient pas été observés lors des mesures. Par conséquent, le présent prototype de système laser solaire avec le guide de lumière torsadé offre une très bonne stabilité de la puissance de sortie de 1,7 % lors de l'opération laser, cette valeur est considérablement faible par rapport aux prototypes précédents des systèmes laser solaire monomode TEM₀₀, généralement avec une stabilité de plus de 10 % du faisceau laser.

En améliorant la précision de polissage des dimensions du guide de lumière torsadée, l'efficacité et la stabilité du laser solaire monomode TEM₀₀ peuvent être améliorées.

5.4 Mesure expérimentale du profil du faisceau laser solaire monomode TEM₀₀

Le léger désaccord des diamètres du faisceau laser à $1/e^2$ le long de l'axe X et l'axe Y (Fig. 4.38) peut être justifié par le léger désalignement du profil de la lumière pompe dû à l'erreur d'orientation des miroirs de collection. En prenant en compte ce facteur, les facteurs de forme ($M_x^2 \approx M_y^2 \leq 1.05$) sont des valeurs mesurées jugées adéquates pour quantifier la qualité du faisceau laser. C'était aussi intéressant de noter que le profil du faisceau laser mesuré expérimentalement (Fig. 4.38) est légèrement meilleur que le profil trouvé numériquement (Fig. 4.25). En raison de la non-symétrie de la face d'entrée du guide de lumière torsadé conçu (Fig. 4.33), une erreur d'orientation nulle des miroirs de collection, et donc un déplacement

nul de la tache lumineuse sur la face d'entrée du guide de lumière torsadé n'a mené ni à une puissance laser solaire monomode TEM_{00} maximale ni à un profil du faisceau laser parfait.

Les profils 2D et 3D du faisceau laser monomode TEM_{00} de sortie (Fig. 4.38), représente le plus probablement les meilleurs qui ont été mesurés avec une erreur d'orientation du système de collection de la lumière solaire.

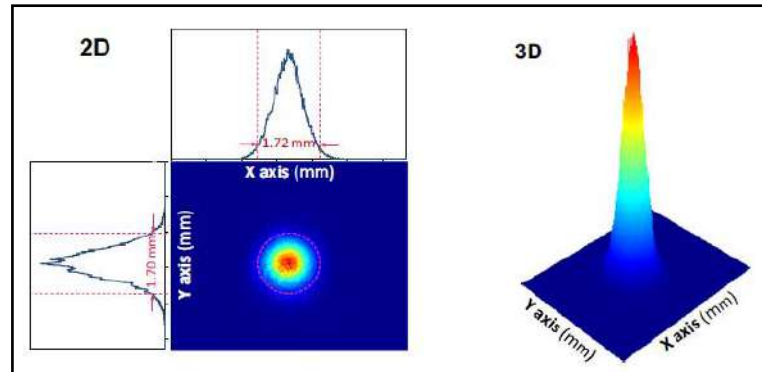


Fig. 4.38 : Représentation 2D et 3D des profils du faisceau laser monomode TEM_{00} de sortie mesuré à 50 mm du miroir (PR)

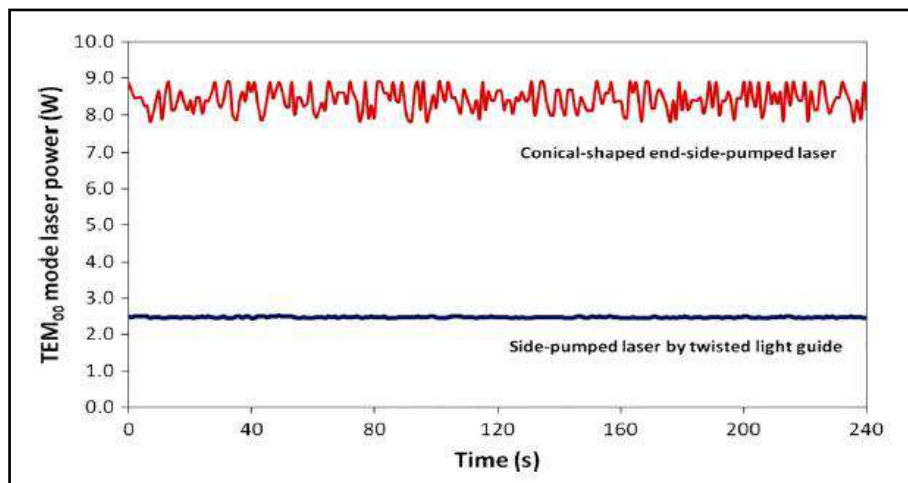
5.5 Mesure expérimentale de la stabilité de la puissance laser solaire monomode TEM_{00} de sortie

La variation de la puissance laser solaire monomode TEM_{00} de sortie en fonction du temps des deux systèmes de pompage, par l'extrémité-latéral conique [35], (Fig. 4.37) et latéral par le guide de lumière torsadé (Fig. 4.37), mesurée par le système de collection et de concentration du laboratoire PROMES-CNRS, Odeillo – France, durant les deux premières semaines du mois de juillet 2017.

Pour le système laser à pompage latéral par le guide de lumière torsadé à une irradiation solaire de 970 W / m^2 et une surface effective de collecte de $1,18 \text{ m}^2$, le résonateur asymétrique avec un miroir (PR 94 %) de $ROC = -5 \text{ m}$ fixé à une distance $L_2 = 85 \text{ mm}$ et un miroir (HR) de $ROC = -5 \text{ m}$ placé à une distance $L_1 = 500 \text{ mm}$, similaire à celui illustré à la figure (4.22), une puissance laser solaire monomode TEM_{00} de $2,5 \text{ W}$ a été mesurées pendant 240 s , avec une variation maximale de puissance de sortie inférieure à $1,7 \%$. Le profil gaussien du mode fondamental a été également trouvé stable au cours des mesures.

Pour le laser à pompage par l'extrémité-latéral conique [35] à une irradiation solaire de 950 W / m^2 et une surface effective de collecte de $1,18 \text{ m}^2$, et un miroir de sortie de $\text{ROC} = -5 \text{ m}$ avec une réflectivité de 94 % fixé à une distance de $L_1 = 430 \text{ mm}$, similaire à celui de la figure 5 de [33], fourni une puissance de sortie maximale monomode TEM_{00} de 8,9 W. Une forte oscillation de 12 % a été observée pendant une durée de mesure de 240 s.

La configuration de pompage par l'extrémité-latéral conique permet d'obtenir une efficacité de collecte de laser solaire monomode TEM_{00} maximale, mais elle est affectée d'un très fort effet de lentille thermique. Beaucoup plus que les 1,7 % de configuration de pompage latéral par le guide de lumière torsadé. La figure (4.39) représente un résultat de la stabilité du mode fondamental du faisceau laser de moins de 12 % pour la configuration de pompage par l'extrémité-latéral conique. Durant le processus de mesure, cependant, il n'a été pas facile de maintenir un profil parfaitement Gaussien du mode fondamentale à cause du fort effet de lentille thermique de ce type de laser. Une variation d'irradiation solaire inférieure à 0,5 % et une variation de la température du liquide de refroidissement (l'eau) de moins de 2 degrés, pendant l'opération de mesure, ont été trouvées suffisantes pour changer le profil Gaussien du faisceau laser solaire de monomode en un profil à deux modes ou plus.



4.39 : Variation de la puissance laser solaire monomode TEM_{00} de sortie en fonction du temps des deux systèmes de pompage, par l'extrémité-latéral conique [33], pompage latéral par le guide de lumière torsadé

6. Discussions

Le principal problème qui empêche la propagation étendue des lasers solaires à nos jours, c'est leur faible rendement. Par conséquent, l'efficacité de collecte est généralement considérée comme un facteur de mérite principal pour les lasers solaires. Le second est le

problème thermique affectant l'efficacité ainsi que la qualité du faisceau laser. Certaines applications nécessitent une très bonne qualité du faisceau laser à diffraction limitée, ce qui n'est pas facile à réaliser quand la température du barreau laser est élevée. L'échauffement sous un pompage solaire direct est très similaire à celui du pompage par les lampes flash qui ont été utilisées avant l'avènement des lasers à semi-conducteurs.

L'échauffement élevé conduit généralement à une très faible efficacité, une faible stabilité et une faible puissance de sortie pour les faisceaux laser monomode TEM_{00} à diffraction limitée pour les lasers à pompage par lampe flash et les lasers à pompage solaire [19].

Le guide de lumière de silice fondue torsadé utilisé dans ce travail de recherche sera sans aucun doute d'une grande utilité dans d'autres études et développements dans le domaine des lasers à pompage solaire non seulement pour les lasers solaires monomode TEM_{00} , mais aussi en améliorant son efficacité globale grâce à l'utilisation de lasers à pompage solaire agissant comme un amplificateur. L'amélioration du profil de pompage peut être maintenue au moyen de techniques comme le guide de la lumière de silice fondue torsadé. Puisque le guide de lumière torsadée est efficace pour transmettre, redistribuer et homogénéiser la lumière solaire fortement concentrée à partir du foyer du concentrateur primaire le long d'un long et mince barreau laser, un gain élevé en amplification d'impulsions peut être obtenu.

Le guide de lumière en silice fondue torsadé peut constituer une solution alternative au miroir actif multi-amplificateur en céramique Nd / Cr : YAG pour l'approche du laser à pompage solaire pulsé telle que rapportée par [44].

Finalement, il est très important de noter que les résultats pour le régime multi-mode seront plus importants que l'efficacité de collection du régime monomode rapportée dans cette thèse, qui est juste pour confirmer la haute qualité (uniformité) du profil de pompage en tant que technique de caractérisation du guide de lumière torsadé. En outre, un laser solaire multi-mode de faible qualité peut être utilisé pour pomper un autre barreau laser pour obtenir une haute qualité du laser solaire de sortie monomode TEM_{00} [52], offrant une bonne solution pour atteindre une efficacité de collection élevée du laser monomode TEM_{00} .

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

La conversion de la lumière solaire à large bande en lumière laser, qui est une source de rayonnements monochromatiques, cohérents, collimatés à bande étroite, avec la possibilité d'obtenir une puissance laser de sortie monomode TEM_{00} élevée et stable constitue un axe de recherche d'actualité.

Afin d'améliorer le rendement et la stabilité de la puissance laser de sortie monomode, un guide de lumière de silice fondue, monolithique et de forme torsadée a été produit puis combiné à la fois avec un concentrateur parabolique 2D-CPC et une cavité en forme de 2V pour obtenir un pompage uniforme le long d'un barreau laser de Nd^{3+} : YAG (1,0 %) de 3 mm de diamètre et 50 mm de longueur à travers un système héliostat-miroir parabolique.

L'adoption d'une configuration de pompage latéral, en utilisant un guide de lumière avec une face d'entrée carrée et une extrémité de sortie rectangulaire a permis d'obtenir une distribution uniforme de pompage le long du barreau laser. La présente approche de pompage a également amélioré significativement la capacité de compensation de l'erreur d'orientation de l'héliostat vis-à-vis le soleil, par rapport à celle des approches précédentes de pompage.

Une extraction efficace du laser solaire monomode TEM_{00} a été obtenue en adoptant un résonateur laser asymétrique, car il offrait un bon chevauchement entre le mode fondamental et la région pompée du milieu actif. Finalement une émission laser à 1064 nm avec une puissance de 2.7 W (CW, continuous-wave) mode TEM_{00} avec un facteur de qualité du faisceau laser ($M^2 \leq 1,05$) et une efficacité de collecte de 2,3 W / m² a été produite, le plus important, est une stabilité de la puissance laser de 1,7 %, ce qui est nettement plus stable que les systèmes lasers solaires mode TEM_{00} précédents.

En améliorant la précision des dimensions réelles sculptées du guide de lumière torsadé afin qu'elles soient proches des dimensions théorique ainsi que celles de la cavité optique, il est fort possible qu'on arrivera à des valeurs des puissances laser monomode et multi mode et d'efficacité de collection plus élevées et par la suite le guide de lumière torsadé utilisé dans ce travail de recherche sera sans aucun doute d'une grande utilité dans d'autres études dans le domaine des lasers solaire non seulement grâce à son homogénéité de pompage (profile de grande qualité) et la stabilité du faisceau laser obtenu mais aussi grâce à sa bonne efficacité de collection.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Almeida J., Liang D., Guillot E., Improvement in solar-pumped Nd:YAG laser beam brightness. *Opt. Laser Technol.* 44, 2115–2119, (2012).
- [2] Almeida J., Liang D., Guillot E., Abdel-Hadi Y., A 40W cw Nd: YAG solar laser pumped through a heliostat-a parabolic mirror system. *Laser Phys.* 23, 065801–65806, (2013).
- [3] Almeida J., Liang D., Vistas C. R., Guillot E., Highly efficient end-side-pumped Nd:YAG solar laser by a heliostat–parabolic mirror system. *Appl. Opt.* 54, 1970–1977, (2015).
- [4] Arashi H., Oka Y., Sasahara N., Kaimai A., Ishigame M., A solar-pumped (CW) 18 W Nd:YAG laser, *Jpn. J. Appl. Phys.*, No. 23, 1051-1053, (1984).
- [5] Benmair R. M. J., Kagan J., Kalisky Y., Noter Y., Oron M., Shimony Y., Yogev A., Solar-Pumped Er, Tm, Ho:YAG Laser, *Optics Letters*, Vol. 15, No. 1, pp. 36–38, (1990).
- [6] Bernardes P. H., Liang D., Solid-state laser pumping by light guides, *Appl. Opt.*, 45, 3811, (2006).
- [7] Bourderionnet J., Brignon A., Huignard J. P., Frey R., *Opt. Commun.* 204, 299, (2002).
- [8] Brauch U., Muckennschnabel J., Opower H., and Wittwer W., Solar-pumped Solid State Lasers for Space to Space Power Transmission, *Space Power, Resources, Manufacturing and Development*, Vol. 10, No. 3-4, pp. 285-294, (1991).
- [9] Brauch U., Muckennschnabel J., Thomson G. A., Bernstein H., Yogev A., Reich A., and Oron M., Influence of Operating Temperature on the Power, Divergence, and Stress-Induced Birefringence in Solar-Pumped Solid State Lasers, *Optical Engineering*, Vol. 31, No. 5, pp. 1072 – 1078, (1992).
- [10] Dinh T. H., Ohkubo T., Yabe T., Kuboyama H., *Opt. Lett.* 37, 2670, (2012).
- [11] Duffie J. A., Beckman W. A., *Solar Engineering of Thermal Process*, Chapter 1, edited by John Wiley & Sons, Inc. (1991).
- [12] Eames P. C. and Norton B., Detailed Parametric Analyses of Heat Transfer in CPC Solar Energy Collectors, *Solar Energy*, Vol. 50, No. 4, pp. 321-338, (1993).
- [13] Eames P. C. and Norton B., Validated, Unified Model for Optics and Heat Transfer in Line-Axis Concentrating Solar Energy Collectors, *Solar Energy*, Vol. 50, No. 4, pp. 339-355, (1993).
- [14] Feng Y., Bi Y., Xu Z., *SPIE* 4969, 227, (2003).

- [15] Gerald J. P., Liang D., An alternative solar pumping approach by a light guide assembly elliptical-cylindrical cavity. *Sol. Energy Mat. Sol. Cells* 92, 836–843, (2008).
- [16] Gleckman P., Achievement of Ultrahigh Solar Concentration with Potential for Efficient Laser Pumping, *Applied Optics*, Vol. 27, No. 21, pp. 4385-4391 (1988).
- [17] Hall R. B., Lasers in industrial chemical synthesis, *Laser Focus*, pp. 57–62, (1992).
- [18] Hirano Y., Koyata Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T., *Opt. Lett.* 24, 679, (1999).
- [19] Koechner W., Bass M., *Solid State Lasers*, Springer-Verlag Inc., New York, (2003).
- [20] Koechner W., *Solid-state laser engineering*, Springer; Berlin, (1999).
- [21] Kreider J. F. and Kreith F., *Solar Energy Handbook*, Chapter 8, edited by McGraw- Hill, (1981).
- [22] Kyong H. K., D. V. Demtius D. V., and Lamarr A. B., Thermal Effects on Cavity Stability of Chromium- and Neodymium-doped Gadolinium Scandium Gallium Garnet Laser under Solar-Simulator Pumping, *Journal of Applied Physics*, Vol. 69, No. 5, pp. 2841–2848, (1991).
- [23] Lando M., Jenkins D. J., Bernstein H., O’Gallagher J. J., Winston R., Lewandowski A., *Proc. SPIE* 2426, 478, (1995).
- [24] Lando M., Shimony Y., Benmair R. M. J., Abramovich D., Krupkin V. and Yogev A., Visible Solar-Pumped Lasers, *Optical Materials*, Vol. 13, Issue 1, pp. 111 – 115, (1999).
- [25] Lando M., Kagan J., Linyekin B., Dobrusin V., A solar-pumped Nd: YAG laser in the high collection efficiency regime, *Optics Communications*, 222, 371- 381, (2003).
- [26] Liang D., Monteiro L. F., Teixeira M. R., Pereira M. C., Fiber-optic solar energy transmission and concentration, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 54, 323-331, (1998).
- [27] Liang D., Pereira R., Maximizing TEM₀₀-solar laser power by a light guide assembly-elliptical cavity. *Opt. & Laser Technol.* 41, 687–692, (2009).
- [28] Liang D., Almeida J., *Opt. Express* 19, 26399, (2011).
- [29] Liang D., Almeida J., Solar-pumped TEM₀₀ mode Nd:YAG laser. *Opt. Express* 21, 25107–25112, (2013).
- [30] Liang D., Almeida J., Guillot E., Side-pumped continuous-wave Cr:Nd:YAG ceramic solar laser. *Appl. Phys. B* 111, 305–311. 551, (2013).

- [31] Liang D., Almeida J., Vistas C. R., Guillot E., Solar-pumped TEM₀₀ mode Nd:YAG laser by a heliostat–parabolic mirror system. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 134, 305–308, (2015).
- [32] Liang D., Almeida J., Vistas C. R., 25 W/m² collection efficiency solar-pumped Nd:YAG laser by a heliostat-parabolic mirror system. *Applied Optics*. 55, 7712-7717, (2016).
- [33] Liang D., Almeida J., Vistas C. R., Guillot E., Solar-pumped Nd:YAG laser with 31.5 W/m² multimode and 7.9 W/m² TEM₀₀-mode collection efficiencies. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, (2017).
- [34] Lof G. O. G., Fester D. A., Duffie J. A., Trans. ASME, Energy Balance on A Parabolic Cylinder Solar Reflector, *Journal of Engineering for Power*, Vol. 84A, pp.24, (1962).
- [35] Lof G. O. G. and Duffie J. A., , Optimization of Focusing Solar-Collectors Design, Trans. SME, *Journal of Engineering for Power*, Vol. 85A, pp. 221, (1963).
- [36] O’Gallagher J. J. and Winston R., Development of Compound Parabolic Concentrators for Solar Energy, *International Journal of Ambient Energy*, Vol. 4, No. 4, pp. 171-186, (October 1983).
- [37] Ohkubo T., Yabe T., Yoshida K., Uchida S., Funatsu T., Bagheri B., Oishi T., Daito K., Ishioka M., Nakayama Y., Yasunaga N., Kido K., Sato Y., Baasandash C., Kato K., Yanagitani T., Okamoto Y., *Opt. Lett.* 34, 175, (2009).
- [38] Prapas D. E., Norton B. and Probert S. D., Optics of Parabolic-Trough, Solar-Energy Collectors, Possessing Small Concentration Ratios, *Solar Energy*, Vol. 39, No. 6, pp. 541-550, (1987).
- [39] Pe’er I., Vishnevitsky I., Naftali I. N. and Yogev A., Broadband Laser Amplifier Based on Gas-Phase Dimer Molecules Pumped by The Sun, *Optics Letters*, Vol. 26, No. 17, pp. 1332-1334, (2001).
- [40] Pereira R., Liang D., High conversion efficiency solar laser pumping by a light-guide/2D-CPC cavity. *Opt. Commun.* 282, 1385–1392, (2009).
- [41] Phillipps G., Nd-Laser, Report of the Institute of Optics, technical University of Berlin, Berlin, Germany, (December 1993).
- [42] Rabl A., Optical and Thermal Properties of Compound Parabolic Concentrators, *Solar Energy*, Vol. 18, pp. 497-511, (1976).
- [43] Rabl A., *Active Solar Collectors and their Applications*, Oxford University Press and Oxford, (1985).

- [44] Saiki T., Fujiwara N., Matsuoka N., Nakatuka M., Fujioka K., IiidaY., Amplification properties of KW Nd/Cr:YAG ceramic multi-stage active-mirror laser using white-light pump source at high temperatures. *Opt. Commun.* 387 (15), 316–321, (2017).
- [45] Sukhatme S. P., *Solar Energy, Principles of Thermal Collection and Storage*, Chapter 6, edited by McGraw-Hill, (1982).
- [46] Vistas C. R., Liang D., Almeida J., Solar-pumped TEM₀₀-mode laser simple design with a grooved Nd:YAG rod. *Sol. Energy* 122, 1325–1333, (2015).
- [47] Weksler M., Shwartz M. J., Solar- pumped solid- state lasers. *IEEE J. Quantum Electronics*, 24(6): 1222- 1228, (1988).
- [48] Wilson J., Hawkes J. F. B., *Optoelectronics, An Introduction*, Prentice Hall International Inc., London, (1983).
- [49] Winston R., *Principles of Solar Concentrators of A Novel Design*, *Solar Energy*, Vol. 16, pp. 89-95, (1974).
- [50] Winston R. and Welford W. T., Design of Nonimaging Concentrators as a Second Stage in Tandem with Image-Forming First-Stage Concentrators, *Applied Optics*, Vol. 19, No. 3, pp. 347 - 351, (February 1980).
- [51] Winston R., Cooke D., Gleckman P. and O’Gallagher J. J., Ultra-High Solar Flux and Applications to Laser Pumping, *Proc. Of Proc. of Renewable Technology and the Environment, the Second World Renewable Energy Congress*, Vol. 1, Edited by A. A. M. Sayigh, Pergamon Press, Reading, U.K., (1992).
- [52] Wittroch U., Perspective of solar pumping of solid state laser for ESA mission, contract number: 400106760 https://gsp.esa.int/gsp-study-view/-/wcl/_gaUaMHco1QI9_/10192/perspective-of-solar-pumping-of-solid-state-lasers-for-esa-missions, (2013).
- [53] Xie W., Tam S. C., Lam Y. L., Liu J., Yang H., Gu J., W. Tan W., *Appl. Opt.* 39, 5482, (2000).
- [54] Xu P., Yang S., Zhao C., High-efficiency solar-pumped laser with a grooved Nd:YAG rod. *Appl. Opt.* 53, 3941–3944, (2014).
- [55] Yabe T., Ohkubo T., Uchida S., Yoshida K., Nakatsuka M., T. Funatsu, Mabuti A., Oyama A., Nakagawa K., Oishi T., Daito K., Bagheri B., Nakayama Y., Yoshida M., Motokoshi S., Sato Y., and Baasandash C., *Appl. Phys. Lett.* (90). 261120 – 261123, (2006).
- [56] Yabe T., Ohkubo T., Uchida S., Yoshida K., Nakatsuka M., Funatsu T, High- efficiency and economical solar-energy-pumped laser with Fresnel lens and chromium co-doped laser medium. *Applied Physics Letters*; No. 90, 261120–261123, (2007).

- [57] Young C. G., A sun pumped (CW) one-watt laser, *Applied Optics*, Vol. 5, No. 6, 993–997, (1966).
- [58] Zhao B., Zhao C., He J., Yang S., *Acta Opt. Sin.* 2007, 1, (2006).
- [59] Zhao B., Zhao C., He J., Yang S., The study of active medium for solar pumped solid-state lasers, *Acta Opt. Sin.* 27, 1797–1801, (2007).



Stable solar-pumped TEM₀₀-mode 1064 nm laser emission by a monolithic fused silica twisted light guide

Said Mehellou^{a,b,e}, Dawei Liang^{a,*}, Joana Almeida^a, Rochdi Bouadjemine^{a,c}, Claudia R. Vistas^a, Emmanuel Guillot^d, Ferhat Rehouma^e

^a CEFITEC, Departamento de Física, FCT, Universidade Nova de Lisboa, 2829-516 Campus de Caparica, Portugal

^b University of Ouargla, 30000, Algeria

^c CDTA BP 17, Street 20 August 1956, Baba Hassan, Algiers 16000, Algeria

^d PROMES-CNRS, 7 rue du Four Solaire, 66120 Font Romeu, Odeillo, France

^e University of Echahid Hamma Lakhdar Eloued, 39000, Algeria

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 November 2016

Received in revised form 15 July 2017

Accepted 17 July 2017

Keywords:

TEM₀₀-mode

Solar-pumped laser

Fused silica

Light guide

ABSTRACT

To improve TEM₀₀-mode solar-pumped laser output power stability, a monolithic fused silica twisted light guide was firstly produced and then combined with both a 2D-CPC (Compound Parabolic Concentrator) and a 2 V-shaped cavity to achieve uniform pumping along a 3 mm diameter, 50 mm length, 1.0 at.% Nd³⁺:YAG rod through an heliostat-parabolic mirror system. Based on both refractive and total internal reflection principles, the light guide provided an effective solution to both guiding and redistributing highly concentrated solar radiations. A near-Gaussian profile focal spot was transformed into a uniform rectangular-shaped light column, facilitating further pump light coupling into the long and thin laser rod within the 2 V-shaped pump cavity. Optimum pumping parameters and solar laser output powers were found through both ZEMAX© non-sequential ray-tracing and LASCAD© laser cavity analysis codes. The light guide reduced considerably the thermal lensing effects of the solar laser. 2.7 W continuous-wave TEM₀₀-mode ($M_2 \leq 1.05$) 1064 nm solar laser emission with 2.3 W/m² collection efficiency and, more importantly, with 1.7% stability was finally achieved, being significantly more stable than the previous TEM₀₀-mode solar lasers.

© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Shortly after the invention of laser, the idea of directly converting free broad-band solar radiation into coherent narrow-band laser radiation appeared (Young, 1966). If lasers are needed in remote locations where sunlight is abundant and the other forms of energy are scarce, a solar laser would seem to be a natural choice. Broadband, temporally constant, sunlight can be converted into laser light, which can be a source of narrowband, collimated, rapidly pulsed, radiation with the possibility of obtaining extremely high brightness and intensity. Compared to other electrically powered lasers, solar lasers are much more simple and reliable due to the complete elimination of artificial pump sources and their associated electrical power generation and power conditioning equipment. Thus, direct excitation of large lasers by sunlight offers the prospect of a drastic reduction in the cost of coherent optical radiation for high average power applications, leading to numerous

environmental and economic benefits. The solar laser technology has therefore great potentials for various space applications, such as Earth, ocean, and atmospheric sensing, laser power beaming, free space communications (Guan et al., 2017). Powered by abundant solar energy, solar laser are also suitable for many terrestrial applications such as high temperature materials processing, magnesium–hydrogen energy cycle (Yabe et al., 2006). Many applications listed above can only be feasible with lasers of high-beam-quality, most preferably, in TEM₀₀-mode since it produces the smallest beam divergence, the highest power density and, hence, the highest brightness (Overton, 2013).

The growing importance of solar-pumped lasers has attracted considerable attention. Many studies have already been carried out to improve solar laser efficiencies (Young, 1966; Arashi et al., 1984; Weksler and Schwartz, 1988; Lando et al., 2003; Yabe et al., 2007; Ohkubo et al., 2009; Liang and Almeida (2011), Liang et al., 2013, 2016a,b, 2017; Payziyev et al., 2011; Payziyev and Makhmudov, 2016; Dinh et al., 2012; Almeida et al., 2012, 2013, 2015; Xu et al., 2014; Guan et al., 2017). Since the sunlight does not provide enough flux to initiate laser emission, additional

* Corresponding author.

E-mail address: dl@fct.unl.pt (D. Liang).

focusing optics are needed to both collect and concentrate the solar radiation to excite laser medium. Parabolic mirrors have long been explored to achieve tight focusing of incoming solar radiation (Young, 1966; Arashi et al., 1984; Weksler and Schwartz, 1988; Lando et al., 2003; Payziyev et al., 2011; Payziyev and Makhmudov, 2016; Almeida et al., 2012, 2013, 2015; Liang et al., 2013, 2015, 2016a,b, 2017). To maximize the solar radiation that impinges on the laser crystal, the 3D-CPC, the 2D-CPC and the V-shaped pump cavity are usually used as secondary and tertiary concentrators in solar lasers because they can either compress or wrap the concentrated solar radiations from their input aperture to the laser rod and give an additional concentration. Nevertheless, significant progresses in solar laser efficiency have been made in the last decade after the adoption of Fresnel lenses as primary solar concentrators (Yabe et al., 2007; Ohkubo et al., 2009; Liang and Almeida, 2011; Dinh et al., 2012; Xu et al., 2014; Guan et al., 2017). 30.0 W/m² collection efficiency, defined by the ratio between laser output power and primary concentrator area (Lando et al., 1995), was attained by pumping a 6 mm diameter, 100 mm 4 m² area large Fresnel lens (Dinh et al., 2012). However, very large $M_x^2 = M_y^2 = 137$ factors have been associated with this approach, resulting in very poor beam quality, only 0.0064 W value of the beam brightness figure of merit – defined as the ratio between laser power and the product of M_x^2 and M_y^2 . Most recently, 31.5 W/m² multimode, 7.9 W/m² TEM₀₀-mode solar laser collection efficiencies were achieved (Liang et al., 2017) by using the heliostat-parabolic mirror system in the PROMES – CNRS (Procedes, Matériaux et Energie Solaire – Centre National de la Recherche Scientifique) in France, surpassing the previous record (Dinh et al., 2012) by the 4 m² Fresnel lens installed on a solar tracker. Even though Fresnel lenses have been preferred due to their simplicity, easy availability, and low cost, there still exist practical inconveniences, regarding to their use in solar lasers. The laser head pumped by the Fresnel lens solar concentration system moved together with the whole solar tracking structure (Yabe et al., 2007; Liang and Almeida, 2013), an optical fiber thus became necessary for the transportation of solar laser radiation to a fixed target position. This in turn affected negatively the efficiency of the whole solar laser system due to optical fiber transmission loss. The advantage of having an indoor laser head at the focus of a heliostat primary concentrator system has become much more obvious for applications such as material processing where a vacuum chamber should usually be installed nearby. Moreover, Fresnel lenses also cause a significant dispersion of solar radiation spectrum along its focal zone, hindering further efficient solar pump light concentration into the thin laser rod by both secondary and tertiary concentrators.

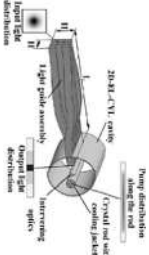
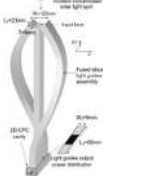
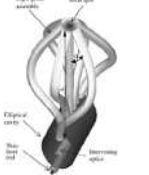
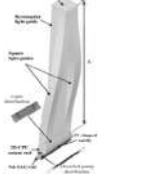
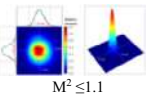
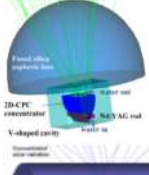
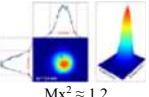
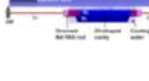
Because of its smooth intensity profile, low divergence and ability to be focused to a diffraction-limited spot, it is highly desirable to operate a solar-pumped laser in the lowest mode possible: TEM₀₀-mode. To achieve this, several pumping schemes have been built. TEM₀₀-mode solar lasers can have either side-pumping or end-pumping configurations (Arashi et al., 1984; Brauch et al., 1991). Although the most efficient laser systems have end-pumping approaches, the thermal lensing effects caused by non-uniform distribution of pump light in these pumping configurations affect negatively their efficiencies. Side-pumping configuration can present higher brightness as it allows a uniform absorption distribution along the rod axis and spreads the absorbed power within the laser medium, reducing the associated thermal loading problems. Besides, the free access to both rod ends permits the optimization of more laser resonator parameters, improving largely the laser beam quality and enabling the efficient extraction of solar laser in fundamental mode. Minimizing a laser rod volume reduces cost, and reducing the diameter makes the rod more resistant to thermal stress. Also, as the rod acts as an aperture, by pumping a small diameter laser rod, high-order res-

onator modes can be suppressed by large diffraction losses, and beam quality improves (Lando et al., 2003). For these reasons, we have been insisting on improving the TEM₀₀-mode solar laser power and beam profile by side-pumping small diameter rod (Liang and Almeida, 2013; Liang et al., 2015).

In order to clearly understand all the previous TEM₀₀-mode solar laser performances, research details are summarized in Table 1. Some literatures (Geraldies and Liang, 2008; Pereira and Liang, 2009; Liang and Pereira, 2009; Almeida and Liang, 2012) are merely numerical simulations for the improvement of fundamental mode solar laser output performance, while others already include experimental results (Liang and Almeida, 2013; Vistas et al., 2015; Almeida et al., 2015; Liang et al., 2015, 2016, 2017). Direct solar laser pumping configuration was firstly tested (Liang and Almeida, 2013; Vistas et al., 2015; Liang et al., 2015, 2017), where the concentrated solar radiation at the focus was efficiently coupled within the laser rod, through either a fused silica aspheric lens, or a semi-cylindrical lens or an ellipsoidal-shaped lens, allowing the efficient generation of fundamental mode laser power, resulting also, unfortunately, in stronger thermal lensing and a non-uniform distribution along the laser rod. Fused silica light guide with large rectangular cross section can be used in indirect pumping configuration, uniform pump light distribution was attained, but efficient light coupling from the light guide to the laser rod was affected (Almeida et al., 2015; Liang et al., 2015). 5.5 W continuous-wave TEM₀₀-mode 1064 nm laser power was registered (Almeida et al., 2015), however, serious laser beam stability problem was found with further increase in pump power, laser output power approached to a peak value and then dropped abruptly, meaning that the laser resonator operation had moved out of stability zone as the thermal lensing effect got stronger and finally the laser stopped oscillating. A more stable continuous-wave TEM₀₀-mode 1064 nm solar laser power of 4.4 W was also measured (Liang et al., 2015), but at the cost of relatively low collection efficiency of 1.91 W/m² (Liang et al., 2015). Most recently, 9.3 W continuous-wave TEM₀₀-mode 1064 nm solar laser power was measured, corresponding to 7.9 W/m² TEM₀₀-mode solar laser collection efficiency. However, most efficient end-side-pumping of a 4 mm diameter 35 mm length Nd³⁺:YAG rod through a large aspheric lens has introduced a non-uniform absorbed pump light distribution, resulting in the TEM₀₀ – mode beam with only $M^2 \leq 1.2$. The beam stability was sensible to the variation of the thermal focal length of the rod. Also most recently, a non-symmetric fused silica twisted light-guide was used to achieve nearly uniform pumping along a 3 mm diameter and 50 mm length Nd:YAG single-crystal rod (Bouadjemine et al., 2017). 2.3 W continuous-wave fundamental mode 1064 nm solar laser power was measured, corresponding to 1.96 W/m² TEM₀₀ mode solar laser collection efficiency and 2.2 W laser beam brightness figure of merit. The non-symmetric twisted light guide in Table 1 provided a nearly uniform pump profile along the rod and further enhancements in both light guide architecture and solar laser collection efficiency are possible.

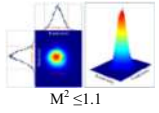
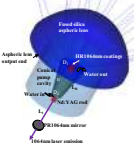
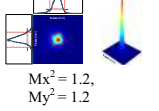
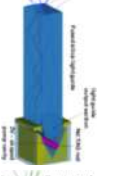
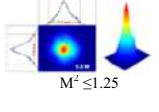
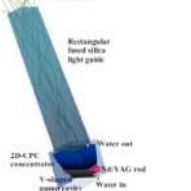
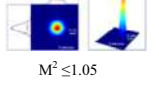
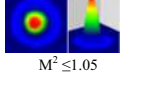
To improvement of the fundamental mode solar laser performance, the monolithic fused silica twisted light guide will be introduced in this paper. Based on the refractive and total internal reflection principles, the light guide, by serving also as a beam homogenizer, transformed the near Gaussian profile of the concentrated light spot at its large square input face into a uniform pump light distribution at its rectangular output end, facilitating further efficient light coupling into a long and thin laser rod. Fused silica was an ideal optical material for transmitting highly concentrated solar energy, it had a low coefficient of thermal expansion, and was resistant to scratching and thermal shock and it had a high optical purity 99.999%. To provide the desired form of the twisted light guide, two techniques were possible, shaping the light guide in

Table 1
TEM₀₀-mode solar laser performances.

Sources	Laser power (W)		Collection area (m ²)	Rod diameter (mm)	Rod length (mm)	Pumping cavity	Active medium	Beam brightness figure of merit (W)	Slope efficiency	Light guide design	Collection efficiency (w/m ²)	Beam profile	Beam stability
	Theoretical	Practical											
Geraldès and Liang (2008)	Parabolic mirror 2	Nothing	1.82	2	40	2D-EL-CYL Side pumping 2D-DCPC Side pumping	Nd:YAG	Nothing	Nothing		1.10	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 1.3										0.71		
Pereira and Liang (2009)	Parabolic mirror 11	Nothing	6.85	3	80 110	2D-CPC Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	Nothing		1.6	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 9										1.31		
Liang and Pereira (2009)	Parabolic mirror 4.8 D = 14 mm aperture assembly	Nothing	1.82	2.5	70	Elliptical cavity with the intervening optics. Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	Nothing		2.64	Nothing	Nothing
	Parabolic mirror 12.3 Parabolic mirror 8.8										6.91 4.94		
Almeida and Liang (2012)	Parabolic mirror 12.3 Parabolic mirror 8.8	Nothing	1.78	1.75 2.5	40	2 V-shaped Side pumping	Nd:YAG	0.61 0.63	Nothing		2.93	 $M^2 \leq 1.1$	Good stability
Liang and Almeida (2013)	Nothing	Fresnel lens 2.3	0.78	3	30	V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	1.9	0.7%		3.6	 $Mx^2 \approx 1.2,$ $My^2 \approx 1.1$	Poor stability
Vistas et al. (2015)	Nothing	Parabolic mirror 4	1.1	4	34	2 V-shaped Side pumping	1.0 at.% grooved Nd:YAG	3	Nothing				

(continued on next page)

Table 1 (continued)

Sources	Laser power (W)		Collection area (m ²)	Rod diameter (mm)	Rod length (mm)	Pumping cavity	Active medium	Beam brightness figure of merit (W)	Slope efficiency	Light guide design	Collection efficiency (w/m ²)	Beam profile	Beam stability
	Theoretical	Practical											
Liang et al. (2016)	Nothing	Parabolic mirror 4.5	1.13	4	34	2 V-shaped Side pumping	1.0 at.% grooved Nd:YAG	Nothing	2.36%		4	 $M^2 \leq 1.1$	Good stability
Liang et al. (2017)	Nothing	Parabolic mirror 7.9	1.18	4	35	Conical. shaped End-side-pumping	1.0 at.% Nd:YAG	6.45	Nothing		7.9	 $M_x^2 = 1.2, M_y^2 = 1.2$	Poor stability
Almeida et al. (2015)	Nothing	Parabolic mirror 5.5	1.92	4	30	2 V-shaped Side pumping	1.1 at.% Nd:YAG	Nothing	1.27 %		2.84	 $M^2 \leq 1.25$	Poor stability
Liang et al. (2015)	Nothing	Parabolic mirror 4.4	2.3	3	30	V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	Nothing	0.81%		1.91	 $M^2 \leq 1.05$	Good stability
Bouadjemine et al. (2017)	Nothing	Parabolic mirror 2.3	1.18	3	50	2D-CPC 2 V-shaped Side pumping	1.0 at.% Nd:YAG	2.2 W	Nothing		1.90	 $M^2 \leq 1.05$	Very good stability

either high-temperature environment or directly sculpturing from a fused silica slab at room temperature. For the first technique, high-temperature environment (hydrogen flame, more than 1500 °C) and pure graphite moulds were needed for controlling the bending curvatures of the light guide for lamp-pumped lasers (Bernardes and Liang, 2006).

High temperature light guide shaping technique would be effective if each single curved light guide were produced separately, but the problem of water leakage would appear if several curved light guides were joined together. For cold production, direct glass sculpturing technique was chosen because it allowed the fabrication of the monolithic light guide at room temperature and hence avoiding water leakage problem. To the best of our knowledge, this is the first report of the successful sculpturing of a monolithic fused silica twisted light guide for solar laser research.

The radiation transmission and homogenization capacity of the monolithic light guide was combined with the light focusing properties of both the 2D-CPC concentrator and the 2 V-shaped cavity to provide efficient side-pumping to the 3 mm diameter, 50 mm length Nd³⁺:YAG rod. 2.7 W continuous-wave 1064 nm TEM₀₀-mode solar laser power with 2.3 W/m² collection efficiency was measured. More importantly, an excellent TEM₀₀-mode ($M^2 \leq 1.05$) beam profile with the beam stability of less than 1.7% were achieved simultaneously. The TEM₀₀-mode solar laser system composed of the heliostat-parabolic mirror system, the monolithic light guide, the solar laser head with both 2D-CPC concentrator and the 2 V-shaped pump cavity will be explained in Section 2. Numerical optimization of the solar laser design parameters and solar laser output performances by both ZEMAX® and LAS-CAD® numerical analysis codes will be explained in Section 3. The final test of the TEM₀₀-mode solar laser output performance, carried out in the PROMES-CNRS (Procedes, Matériaux et Energie Solaire – Centre National de la Recherche Scientifique) in France will be given in Section 4, followed by both discussions and conclusions.

2. Solar-pumped TEM₀₀ mode Nd³⁺:YAG laser by the heliostat-parabolic mirror system

2.1. Solar energy collection and concentration by the PROMES-CNRS heliostat-parabolic system

A large plane mirror (3.0 m × 3.0 m) with 36 small flat segments (0.5 m × 0.5 m each), mounted on a two-axis heliostat,

redirected incoming solar radiation towards the horizontal primary parabolic mirror. The reflected parallel solar rays illuminated everything in their way, including the shutter, the 2 m diameter, 850 mm focal length parabolic mirror, the doors and even the external walls of the laboratory. We actually used only the 1.4 m diameter central area of this mirror, as illustrated in Fig. 1. After discounting the shading effects of a shutter, an X-Y-Z axes positioning system, a multi-angle vise, a 0.3 m diameter central opening of the parabolic mirror and an asymmetrical solar laser cavity, as shown in Figs. 1 and 2, 1.18 m² effective collection area was calculated. All the mirrors were back-surface coated with silver, so only 59% of incoming solar radiation was effectively focused to the focal zone. There were several reasons contributing to such a low total reflectivity: (1) High iron contents glass substrate materials (10 mm thick for the parabolic mirror and 5 mm for the plane mirror) were used to build the mirrors. Considerable absorption loss can therefore occur, (2) there were no anti-reflection coatings on the front surfaces of these mirrors. For an average solar irradiance of 1000 W/m² in Odeillo, July 2016, more than 600 W solar power was focused into a near-Gaussian pump light spot with 11 mm full width at half maximum (FWHM).

2.2. Nd:YAG solar laser head with the monolithic fused silica twisted light guide

The solar laser head, composed by the fused-silica twisted light guide, the solar laser head with the secondary 2D-CPC concentrator, the tertiary 2 V-shaped pump cavity and the long and thin rod, was mechanically mounted to the laser resonant cavity, which was fixed on an X-Y-Z axis positioning system by using the multi-angle vise, as shown in Figs. 1 and 2. An accurate optical alignment in the focal zone was hence ensured. The thin Nd:YAG rod was actively cooled by water at 6 L/min flow rate.

2.3. Fused silica twisted light guide with tracking error compensation capacity

The concentrated solar radiation was firstly collected by the twisted fused silica light guide with 16 mm × 16 mm input face. It was then transmitted along 110 mm length, observing both refraction and total internal reflection principles, to its rectangular output end with 8 mm × 32 mm, as illustrated in Figs. 2 and 3. The twisted light guide provided a good solution for both transmitting and redistributing efficiently the concentrated solar radiation at

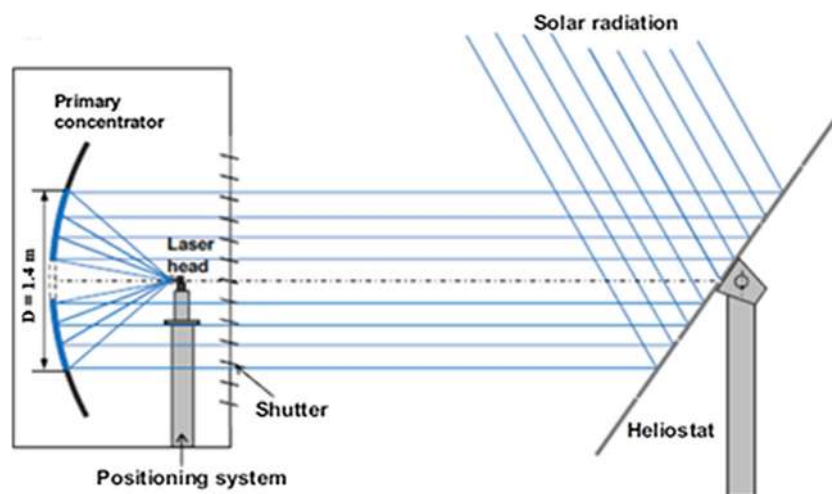


Fig. 1. Solar laser pumping scheme by the PROMES-CNRS solar energy collection and concentration system.

the focus. The near-Gaussian profile of the concentrated light spot incident on the input face of the light guide assembly was therefore transformed into a rectangular pump light column at the assembly output end. This ensured a homogenous pump light distribution along the output end of the guide. To produce the monolithic fused silica twisted light guide, composed of a lower straight part with rectangular cross section and two upper twisted parts with square cross-sections, as observed in Figs. 2 and 3. A fused silica slab of 99.999% optical purity, 35 mm $\times$ 35 mm square cross-section and 115 mm length, was cut, ground and polished to its final dimensions. The production of the twisted fused silica light-guide was a both time consuming and delicate job. The process was subdivided into three steps. The fused silica slab was firstly cut and sculpted by diamond tools and gradually ground into the shape of the twisted light-guide as optimized by both ZEMAX©

and LASCAD© numerical analysis codes. Secondly, the twisted light-guide was further dimensioned by coarse grinding paper. Finally, optically transparent input and output faces and side surfaces of the fused silica light guide, as shown in Fig. 2, was achieved by the final polishing

Heliostat orientation errors moved the center of the absorption distribution within the laser rod, resulting in less laser output power and a non-uniform beam profile, degrading the performance and quality of the laser output. The light guide with large input face was therefore essential to overcoming this problem, serving as a beam homogenizer by transforming the near-Gaussian profile of the concentrated light spot at its input face into a uniform pump light distribution at its output end, as shown in Fig. 3. By using a light guide with 16 mm $\times$ 16 mm square input face and 8 mm $\times$ 32 mm rectangular output end, the long and thin rod could



Fig. 2. Solar-pumped Nd:YAG laser head composed of the monolithic light guide, the solar laser head and the laser resonant cavity.

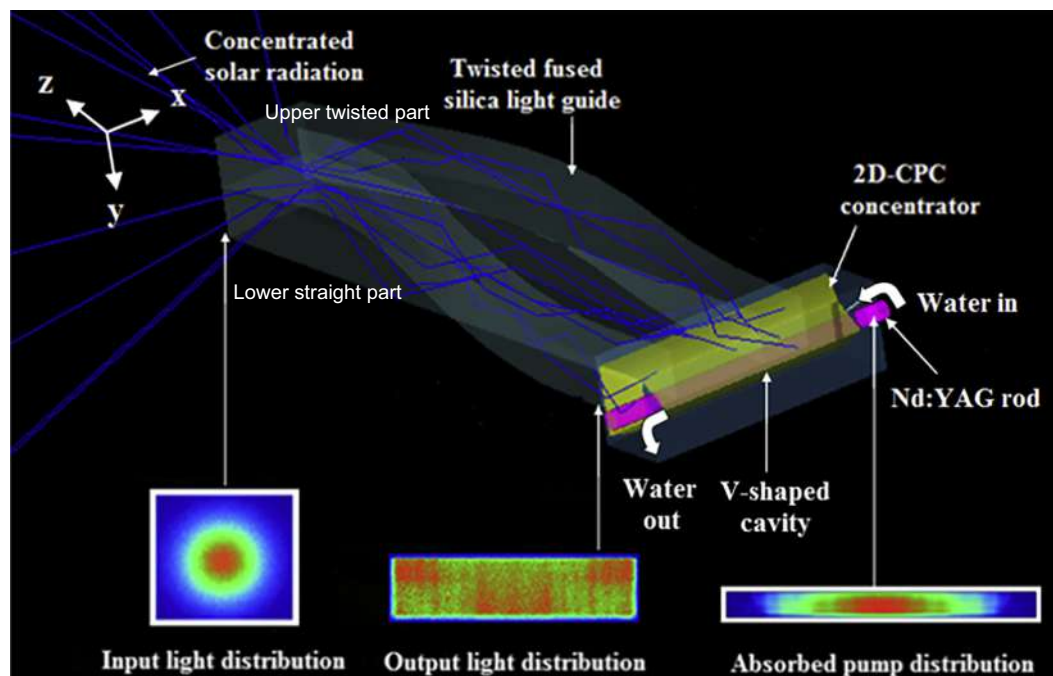


Fig. 3. 3D design of the solar laser head, composed of the monolithic twisted light guide, the 2D-CPC concentrator and 2 V-shaped pump cavity and the 3 mm diameter, 50 mm length Nd:YAG rod.

be pumped efficiently. The rod diameter was also a key parameter for achieving high transfer efficiency and reducing the heliostat orientation error dependent losses. For the focal distance of 0.85 m, a typical 0.2° orientation error corresponded to approximately 2.55 mm displacement in both X and Y axes. Fig. 4 gave pump light distribution at different sections along the light guide, the pump distribution along the laser rod and the output laser beam profile. Zero-orientation error corresponded to the optimum alignment between the heliostat and the primary parabolic concentrator.

Heliostat orientation error displaced the circular light spot away from the central point at the input face of the light guide. Zero orientation error occurred when the optimum alignment between the heliostat and the primary parabolic concentrator was achieved. Pump light in this case was efficiently transmitted and uniformly redistributed along the rod through the twisted light guide, resulting in 3.14 W numerically calculated TEM₀₀-mode solar laser

output power and an excellent Gaussian fundamental mode beam profile (detailed descriptions in Section 3). If the focal spot moved in the X-axis direction parallel to the laser rod axis, then the strong pump absorption distribution was shifted correspondingly along the rod in the axial direction, causing only a minor variation in both output laser power and beam profile. However, if the focal spot moved in the Y-axis direction perpendicular to the rod axis (the transversal shift), then the strong absorption distribution within the rod was shifted laterally in the direction perpendicular to the rod axis. For the displacement of the focal spot along either X-axis or Y-axis, more pump light coupling could be achieved through the lower straight part of the light guide, as shown in Fig. 4b and c, the output laser power was increased respectively to 3.19 W and 3.22 W in the LASCAD© analysis in Section 3. For the combined tracking errors of 2.55 mm in both X and Y axes, the focal spot was shifted obliquely from the center of the input face of the lower straight part of the light guide, then the homogeneity of

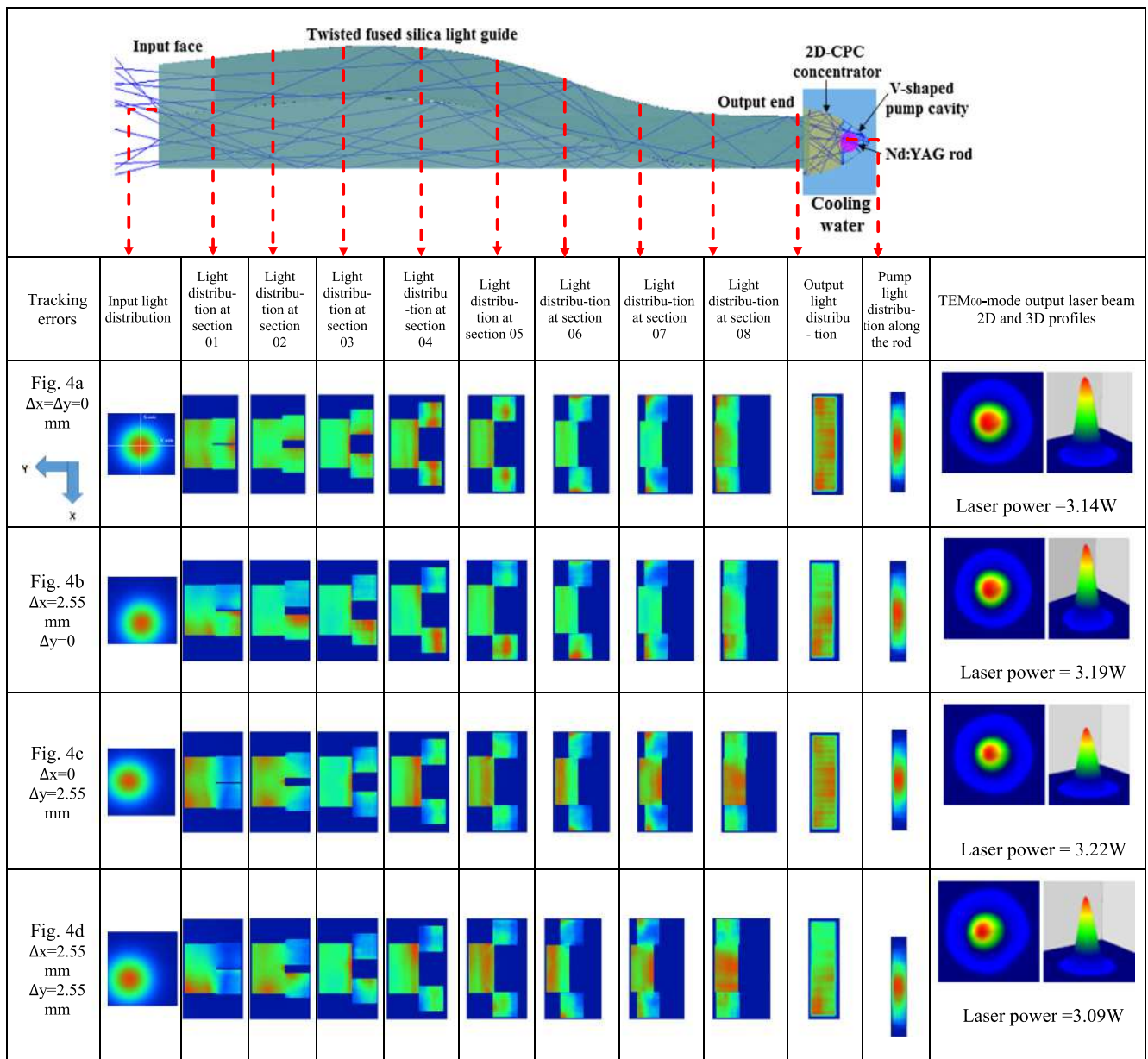


Fig. 4. Pump light distribution at different sections along the light guide, for the cases of (a) zero orientation error, (b) X-axis with 2.55 mm displacement, (c) Y-axis with 2.55 mm displacement and (d) combined X-Y axes with 2.55 mm displacement on both axes.

the pump light distribution within the rod was affected, causing a slight reduction in laser output power to 3.09 W and a little modification of the fundamental mode beam profile as shown in Fig. 4d and Section 3.

2.4. 2D-CPC secondary concentrator and the 2V-shaped pump cavity

The 2D-CPC concentrator had 11 mm $\times$ 36 mm rectangular large input aperture, 7 mm $\times$ 36 mm small output aperture and was 10 mm in height, as shown in Fig. 5. The 2D-CPC was used to convert the radiation from a large-area homogenous source emitting uniformly into a small angle, to a small-area homogenous output emitting uniformly into a large angle, thus the source étendue was preserved (Liang et al., 2013). This preservation implied that irradiance was higher at the output surface than at the entrance aperture, leading to a net concentration of the pump radiation.

The two-dimensional 2 V-shaped cavity had an entrance aperture of 7 mm $\times$ 36 mm and 5 mm depth. The 2 V-shaped cavity was composed of V-shaped reflectors, V_1 with 47.5° half-angle and V_2 with 14° half-angle relatively to V_1 . This combination was much more effective in coupling highly concentrated light rays with different incidence angles into the laser rod as compared to using only a single V-shaped reflector. The inner walls of both V_1 and V_2 were bonded with a protected silver-coated aluminum foil with 94% reflectivity. Water material also ensured an efficient light

coupling, while partially preventing both UV solarization and IR heating to the laser rod. By combining the light concentration capacity of both the 2D-CPC concentrator and the 2 V-shaped pump cavity with the light homogenization capacity of the twisted light guide, uniform pump power deposition within the laser rod was achieved. All the above optimized design parameters of the whole laser system were found by both non-sequential ray-tracing ZEMAX© and laser cavity design and analysis LASCAD© codes.

3. Numerical optimization for extracting the maximum TEM₀₀-mode laser power

3.1. Optical design parameters of the solar laser system by ZEMAX© analysis

The aforementioned optical design parameters in Section 2 were optimized through ZEMAX© non-sequential ray tracing software to obtain the most favorable absorbed pump flux distribution within the Nd³⁺:YAG rod. The standard solar spectrum for one-and-a-half air mass (AM1.5) (ASTM Standard G173-03, 2012) was used as the reference data for consulting the spectral irradiance (W/m²/nm) at each wavelength. The terrestrial solar irradiance of 1000 W/m² in Odeillo, France, was considered in ZEMAX© software. The effective pump power of the light source took into

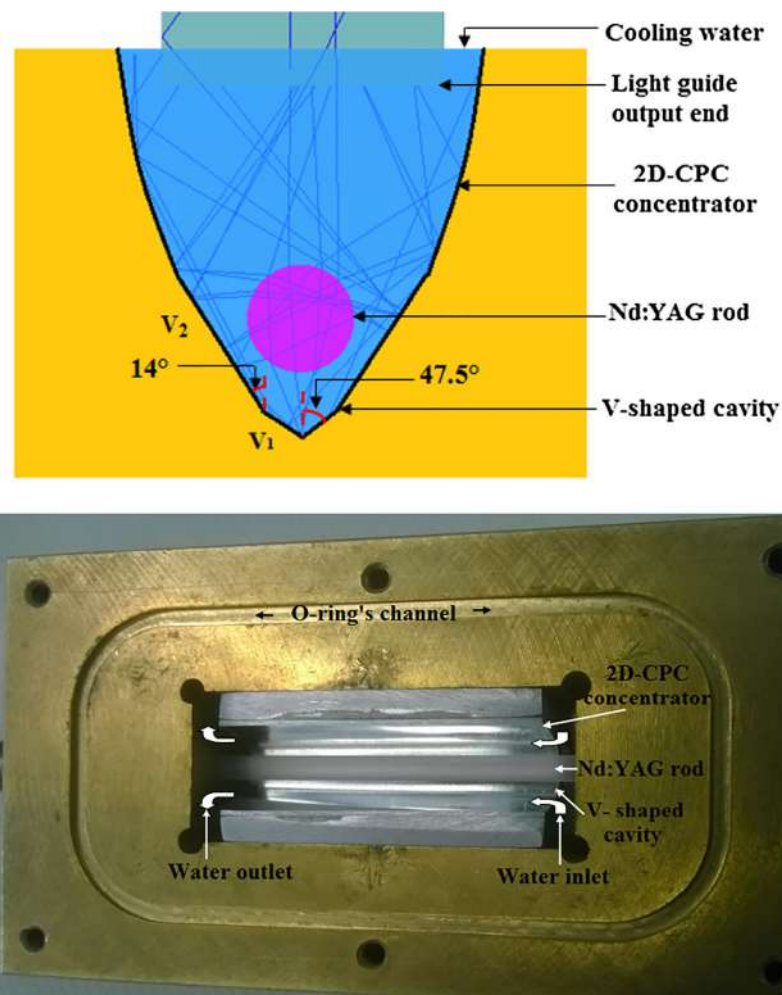


Fig. 5. (a) 2D-CPC concentrator and 2 V-shaped pump cavity, within which the 3 mm diameter, 50 mm length rod was efficiently pumped. (b) Photo of the pump cavity with the Nd³⁺:YAG laser rod.

account the 16% overlap between the absorption spectrum of the Nd³⁺:YAG medium and the solar spectrum (Zhao et al., 2007). The half-angle of 0.27° subtended by the Sun was also considered in the analysis. The absorption spectrum of fused silica and water materials were included in ZEMAX© numerical data to account for absorption losses. For 1.0% Nd³⁺:YAG laser medium, 22 peak absorption wave lengths were defined in ZEMAX© numerical data. All the peak wavelengths and their respective absorption coefficients were added to the glass catalogue for Nd³⁺:YAG material in ZEMAX© software. Solar irradiance values for the 22 absorption peaks could be consulted from the standard solar spectra for AM1.5 and saved as source wavelength data. In raytracing, the laser rod was divided into a total of 18,000 zones. The path length in each zone was found. With this value and the effective absorption coefficient of 1.0% Nd³⁺:YAG material, the absorbed power within the laser medium was calculated by summing up the absorbed pump radiation of all zones. The 1.0 at.% Nd:YAG rod (inset of Fig. 3), was supplied by Chengdu Dong-Jun Laser Co., Ltd. Both end faces of the rod are antireflection (AR) coated for the laser emission wavelength ($R < 0.2\%$ @ 1064 nm).

3.2. Numerical analysis of TEM₀₀ – Mode solar laser operation by LASCAD© software

The absorbed pump flux data from the ZEMAX© analysis in Section 3.1 was then processed by LASCAD© software to study the laser beam parameters of Nd³⁺:YAG rod. The stimulated emission cross-section of $2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-1}$, the fluorescence life time of 230 μs (Koechner, 1999) and a typical absorption and scattering loss $\alpha = 0.003 \text{ cm}^{-1}$ for the 1.0 at.% Nd³⁺:YAG medium were adopted. An averaged solar pump wavelength of 660 nm was also considered (Weksler and Schwartz, 1988). In LASCAD© analysis, the optical resonator was comprised of two opposing parallel mirrors at right angles to the axis of the laser medium, as shown in Fig. 5. The end mirror was high reflection coated (HR, 99.98%). The output coupler was partial reflection coated (PR) with the reflectivity variable between 85% and 99%, according to different laser rod diameter. L_1 and L_2 represent the separation length of the HR and PR mirrors to their nearest end face of the laser rod, respectively. The sum of absorption, scattering, and diffraction losses for laser emission wavelength within the active medium constituted the most important part of round-trip resonant cavity losses. Imperfect HR and AR coating losses of both laser medium and resonator cavity mirrors were also an important portion of the round-trip losses. For the laser rod of length $L_R = 50 \text{ mm}$ (Fig. 3). The amount of absorption and scattering losses was $2\alpha L_R = 3.0\%$. Assuming 0.4% of imperfect HR and AR coating loss, the round-trip losses increased to 3.4 %. The diffraction losses depended on rod diameter, resonator length and radius of curvature (ROC) of the resonator mirrors. Conventionally, lasers were designed to operate at the middle of thermally stable zones, where

the fundamental mode size was insensitive to thermal perturbation. The adoption of the asymmetric resonator configuration with concave end mirrors of large radius of curvature (ROC) has shown to provide a large spatial overlap between the fundamental mode and pump mode volume (Liang et al., 2015; Vistas et al., 2015). L_1 was a key parameter for achieving the optimum mode overlap. If L_1 increased, the fundamental mode size grown up, especially for high input power level. Thus, if we aimed to obtain efficient extraction of TEM₀₀-mode laser, the laser should operate close to the edge of the optically stable region, where the fundamental mode size was more sensitive to thermal focus fluctuations. With further increase in pump power, the fundamental mode size would grow up automatically to a value suitable for TEM₀₀-mode operation and very good beam quality was expected. An asymmetric optical resonator was an excellent configuration for achieving large spatial overlap between the fundamental mode volume and pump volume, improving thus the laser beam quality (Vistas et al., 2015). For efficient extraction of TEM₀₀-mode solar laser power from the absorbed solar pump power within the rod, large ROC = −5 m end mirrors were adopted. L_2 was fixed at 60 mm while L_1 varied between 500 mm and 515 mm Fig. 6. Nd³⁺:YAG rods with several diameter were studied to find the optimum TEM₀₀-mode laser beam parameters. The laser rod diameter played a crucial role on the beam quality factors and, consequently, on the extraction of TEM₀₀-mode solar laser power. Since the laser rod acted as an aperture, high order resonator modes was easily suppressed with small diameter rod due to large diffraction losses, improving thus the beam quality. The 3 mm diameter rod, pumped within the asymmetric resonator with $L_1 = 506.6 \text{ mm}$, presented the beam quality factors, $M_x^2 = 1.1$ $M_y^2 = 1.1$. In this case, LASCAD© analysis gave a diffraction loss of 0.42%. The total round-trip loss of $3.4\% + 0.42\% = 3.82\%$ was hence calculated, resulting in 3.14 W TEM₀₀-mode solar laser power, corresponding to 2.66 W/m² TEM₀₀-mode collection efficiency. Other TEM₀₀-mode solar laser powers with 2.5 mm displacement errors in X, or Y axis, or in both X and Y axes were also calculated correspondingly, as given in Fig. 4 in Section 2.

The TEM₀₀-mode laser beam profile attained with the 3 mm diameter rod, within the asymmetric resonator with $L_1 = 506.6 \text{ mm}$ and $L_2 = 60 \text{ mm}$, are shown in Fig. 7. It has a near diffraction limited Gaussian distribution, leading to $M_x^2 = 1.1$ $M_y^2 = 1.1$ laser beam quality in the LASCAD© analysis.

3.3. Numerical analysis of input solar power dependent TEM₀₀ – Mode solar laser power and its beam profile by LASCAD© software

Both ZEMAX© and LASCAD© softwares were used to study the input solar power dependent TEM₀₀-mode laser powers and beam profiles of both the conical-shaped end-side-pumped laser (Liang et al., 2017, Fig. 8a) and the side-pumped laser by the twisted light guide (Fig. 8b). In Fig. 8a, low-order mode solar laser beam profiles

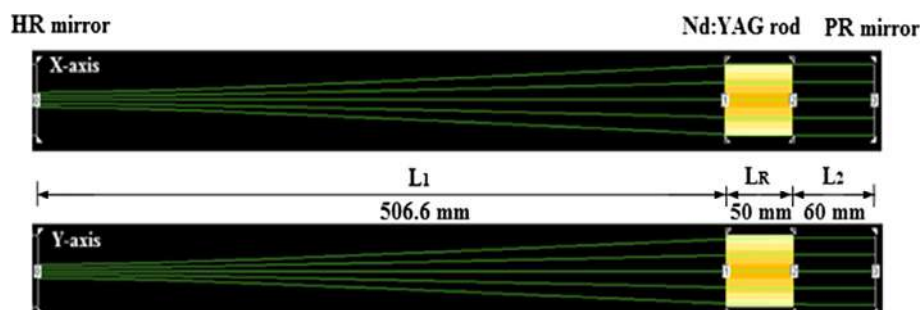


Fig. 6. Asymmetric laser resonant cavity for the efficient production of fundamental mode solar laser power. L_1 and L_2 represent the separation length of the high reflection (HR) mirror and partial reflection (PR) mirror, respectively, to the end face of the laser rod with length L_R .

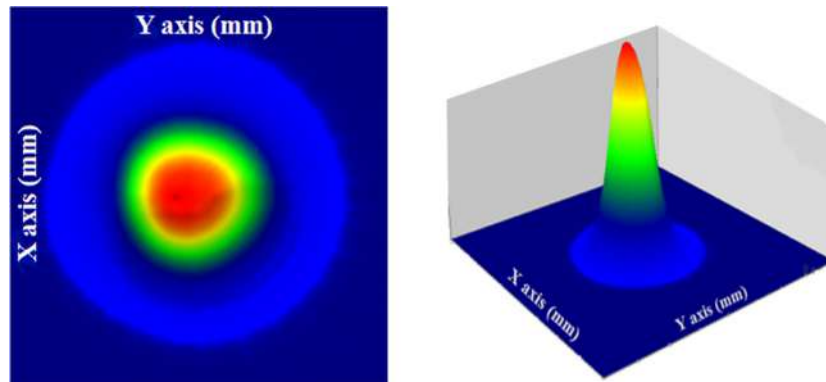


Fig. 7. Numerically simulated 2-D (a) and 3-D (b) TEM_{00} -mode laser beam profiles on the output mirror of the asymmetric laser resonator with $ROC = -5$ m for the 3 mm diameter rod.

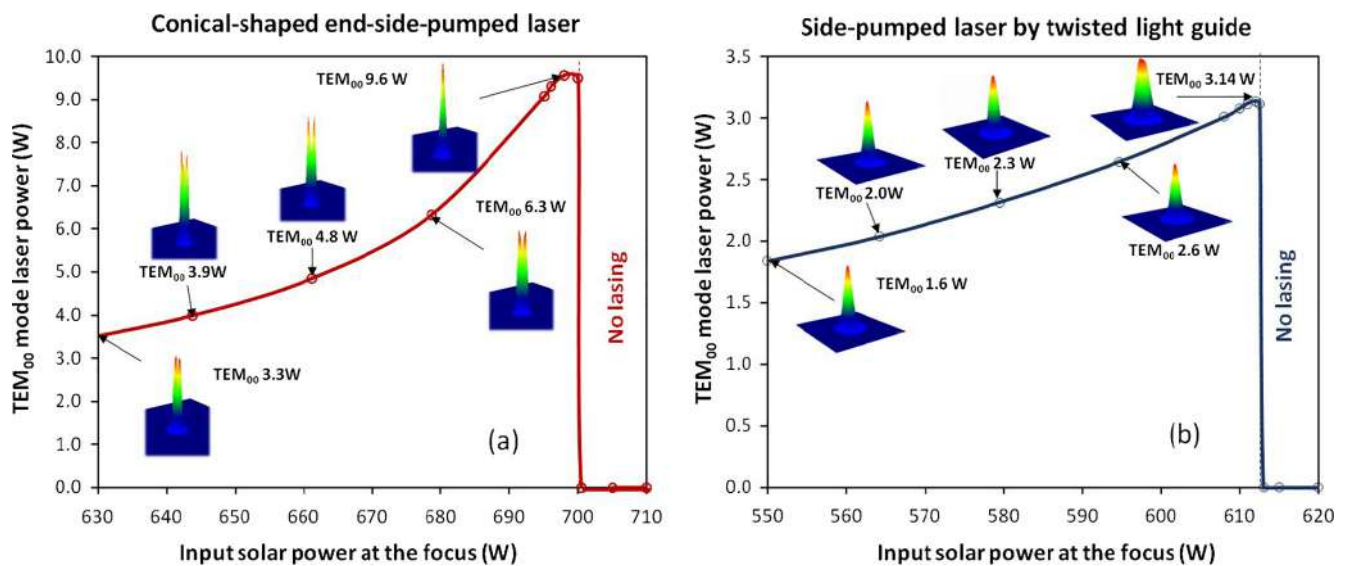


Fig. 8. Input solar power dependent TEM_{00} -mode solar laser powers and beam profiles from both the conical-shaped end-side-pumped laser (Liang et al., 2017, Fig. 8a) and the side-pumped laser by the twisted light guide (Fig. 8b).

were changed to a Gaussian TEM_{00} -mode profile when input solar power at the focus approached 700 W, when the shutter was removed. 9.6 W fundamental mode laser power was numerically calculated. The TEM_{00} -mode solar power was found to be very sensitive to the variation of input solar power at the focus. Slight increase in input solar power above 700 W led to a shorter thermal length, causing the extinction of solar laser output power. Reduction in solar power alleviated considerably the thermal lensing effect, permitting either two-mode, or other low-order mode laser operation within the laser cavity, as shown in Fig. 8. Significant reduction in fundamental mode power, from 9.6 W to 3.3 W were numerically calculated when solar power at the focus was reduced from 700 W to 630 W, as indicated by Fig. 8a, corresponding to 2.9 times reduction. For Fig. 8b, however, the Gaussian TEM_{00} -mode profile remained nearly stable when the input solar power at the focus was increased from 550 W to 612 W by controlling the shutter, demonstrating a remarkable laser beam profile stability until the input solar power level exceeded 612 W after which solar laser stopped lasing due to the thermal lensing effect. When the input solar power was reduced gradually from 612 W to 550 W, the numerically calculated TEM_{00} -mode laser power was gradually reduced from 3.14 W to 1.6 W, corresponding to 1.96 times reduction. From both Fig. 8a and b, it was clear that change in input solar power could cause much less variation in TEM_{00} -mode laser power

and its profile by the twisted light guide solution than by the conical-shaped end-side-pumped laser.

4. TEM_{00} -mode continuous-wave 1064 nm solar laser experiments

4.1. TEM_{00} -mode continuous-wave 1064 nm solar laser oscillation experiment

Based on the ZEMAX© and LASCAD© numerically optimized design parameters of the solar laser system, a prototype solar laser was built in Lisbon and tested in the PROMES – CNRS during the month of July 2016. The 3 mm diameter, 50 mm length Nd^{3+} :YAG was supplied by Altechna Co., Ltd. It had 1.0 % Nd^{3+} concentration. Both ends of the rod were anti-reflection (AR) coated ($R < 0.2\%$ @ 1064 nm). The resonator mechanics was designed to allow the displacement of the HR mirror, while maintaining the PR mirror at fixed $L_2 = 60$ mm, $L_R = 50$ mm positions as shown in Fig. 9.

Direct solar irradiance was measured simultaneously during laser experiments with a Kipp & Zonen CH1 pyrheliometer on a Kipp & Zonen 2AP solar tracker. It varied between 970 and 1000 W/m^2 during the experiments. A CINOGY UV-NIR beam profiler – Cin Cam CMOS was used for monitoring the laser beam pro-

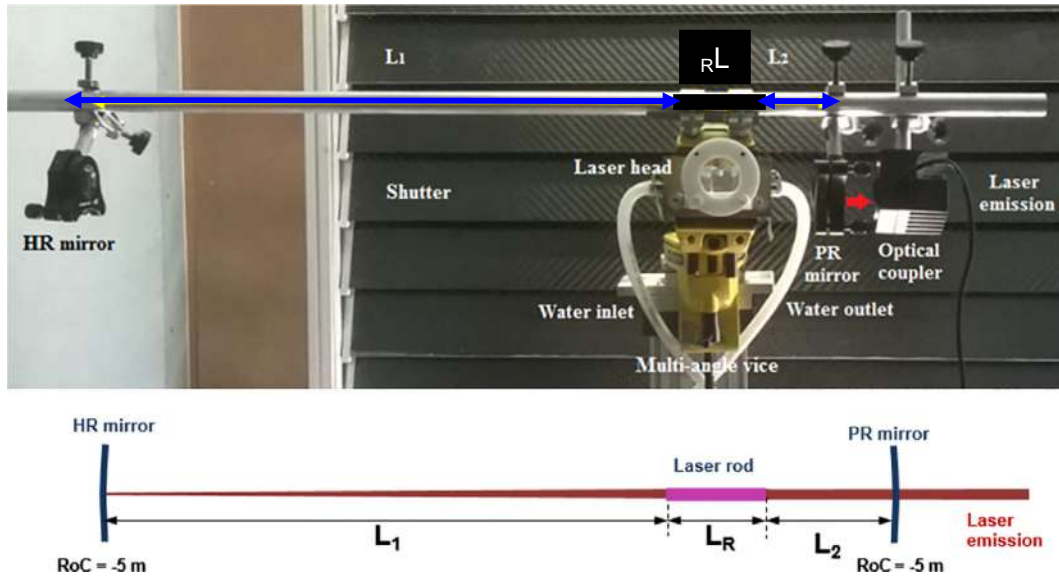


Fig. 9. The asymmetric laser resonant cavity for extraction of TEM₀₀-mode laser power.

file. To measure the beam diameters at $1/e^2$ width under high 1064 nm laser intensity, a PR1064 nm (95%), ROC = ∞ output mirror was added before the CMOS detector, acting as an extra laser beam attenuator and reducing the 1064 nm laser power to mW level for the detector. Laser power was measured simultaneously with a Thorlabs PM1100D power meter. The correspondingly input solar power at the focus was measured by a Molectron Power Max 500D power meter. The PROMES-CNRS heliostat parabolic mirror system collected about 610 W solar powers to its focal zone. By varying the rotation angle of the shutter, as indicated in Figs. 1 and 9, different inputs solar power levels at the focus and output TEM₀₀-mode laser power were respectively measured with Molectron Power Max 500D and Thorlabs PM1100D laser power meters, as shown in Fig. 10. The threshold solar power of 285 W was measured in the focal zone. For 1000 W/m² solar irradiance and 1.18 m² effective collection area (with the shutter totally opened), the asymmetric resonator with RoC = -5 m PR (94%) mirror fixed at $L_2 = 85$ mm and RoC = -5 m HR mirror placed at $L_1 = 506.6$ mm, offered the maximum TEM₀₀-mode solar laser power of 2.7 W. TEM₀₀-mode solar laser collection efficiency of 2.3 W/m² was hence calculated.

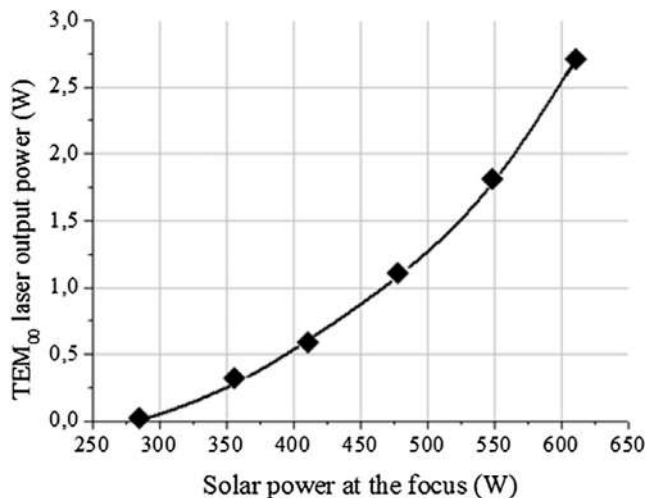


Fig. 10. TEM₀₀-mode laser output power versus solar input power at the focus of the parabolic mirror for $L_1 = 506.6$ mm.

The thermal lens effect was a serious issue in solar laser systems, small diameter rods can minimize considerably this problem. The combination of both monolithic twisted light guide and small diameter Nd³⁺:YAG rod have considerably overcome these thermal lensing problems, providing a uniform pumping distribution along the thin laser rod, which allows the generation of much more stable continuous-wave TEM₀₀-mode solar laser power with 2.3 W/m² collection efficiency. Since no aperture was used in the laser resonator besides the rod itself, oscillation of more than one mode occurred at low output powers due to the relatively small overlap between the fundamental mode volume and the pumped region. With the increase of pump power, and thus diffraction loss, only one mode of higher intensity become possible to oscillate. The twisted light-guide ensured more uniform pumping to the long and thin rod. This in turn, led to significantly reduced solar pumping intensity, and consequently less heat load, less thermal stress and working temperature, as compared to all the previous schemes (Liang et al., 2015, 2017; Almeida et al., 2015). Strong thermal lensing effects, which affected largely the TEM₀₀-mode laser power stability of previous solar lasers were not observed in our measurement. Therefore, the present prototype laser with twisted light-guide offered very good output power stability of 1.7% during the laser operation, considerably less than the previous prototype TEM₀₀-mode lasers with usually more than 10% laser beam stability. By improving polishing accuracy of the dimension of the twisted light guide, enhanced TEM₀₀-mode solar laser efficiency and stability can be achieved.

The slight discrepancy in laser beam diameters at $1/e^2$ along X and Y axis Fig. 11 can be justified by the slight pump profile misalignment due to the heliostat orientation error. Taking this factor into account, $M_x^2 \approx M_y^2 \leq 1.05$ were considered as adequate measured values for quantifying the laser beam quality. It was also interesting to note that the experimentally measured laser beam profile in Fig. 11 was slightly better than the numerically calculated profiles in Fig. 7. Due to the non-symmetry in the twisted light guide design, composed of the lower straight part and upper twisted parts as shown in Figs. 2 and 3, zero heliostat orientation error, and hence zero displacement on the input face of the twisted light guide meant neither the maximum TEM₀₀-mode solar laser power nor the most perfect profile, as explained in Section 2.3 and Fig. 4, the TEM₀₀-mode output laser beam 2D and 3D profiles in Fig. 11 represented most possibly the best one we measured with heliostat orientation errors.

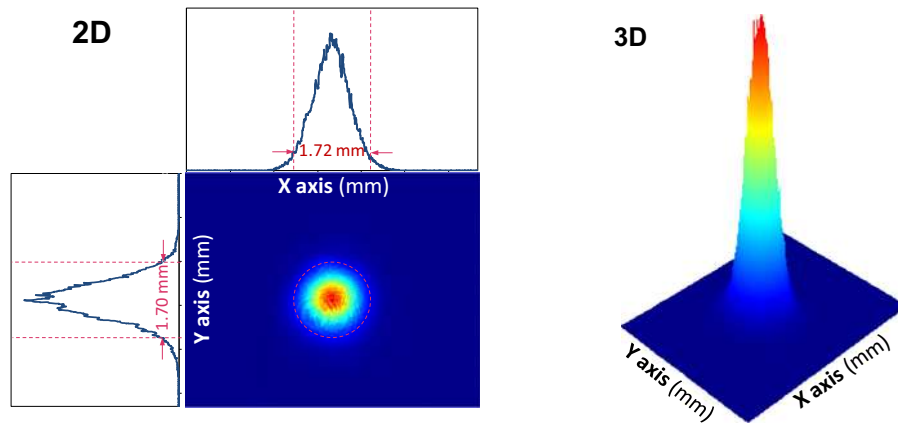


Fig. 11. 2D and 3D TEM₀₀-mode output laser beam 2D and 3D profiles, measured 50 mm away from the PR1064 nm mirror.

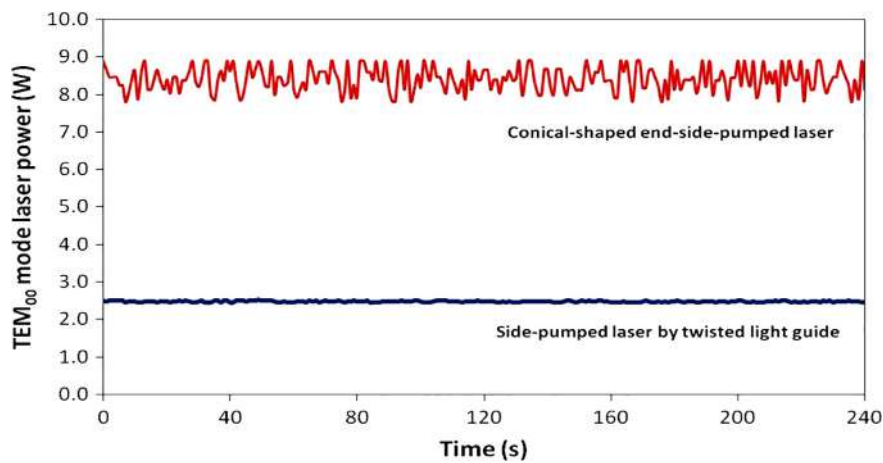


Fig. 12. Time dependent TEM₀₀-mode solar laser power variations of both the conical-shaped end-side-pumped laser (Liang et al., 2017) and the present side-pumped laser by the twisted light guide.

4.2. TEM₀₀-mode continuous-wave 1064 nm solar laser power stability experiment

Time dependent TEM₀₀-mode solar laser power variations of both the end-side-pumped laser (Liang et al., 2017, Fig. 12) and the side-pumped laser by the twisted light guide (Fig. 12) were measured by the PROMES-CNRS heliostat-parabolic mirror facility during the first two weeks of July in 2017.

For the side-pumped laser by the twisted light guide at 970 W/m² solar irradiance and 1.18 m² effective collection area, the asymmetric resonator with ROC = −5 m PR (94%) mirror fixed at L₂ = 85 mm and ROC = −5 m HR mirror placed at L₁ = 500 mm, similar to that shown in Fig. 9, 2.5 W TEM₀₀-mode solar laser power were measured during 240 s, with the maximum output power variation being less than 1.7%. The Gaussian fundamental mode profile was also found stable during the measurement. For the conical-shaped end-side-pumped laser (Liang et al., 2017) at 950 W/m² solar irradiance and 1.18 m² effective collection area, a −5 m ROC output mirror with 94% reflectivity at L₁ = 430 mm similar to (Fig. 5 of Liang et al., 2017), provided the maximum TEM₀₀-mode laser output power of 8.9 W. Strong oscillation of 12% were observed during the measurement process of 240 s. The conical end-side-pumped configuration offered the maximum TEM₀₀-mode solar laser collection efficiency, but also suffered from a very strong thermal lensing effect. Much more than the 1.7% of the twisted light guide laser. Fig. 12 represented a favorable result in fundamental mode laser beam stability of less than 12% for the

conical-shaped end-side-pumped laser. During the measurement process, however, we found it not easy to maintain a perfect Gaussian mode profile due to the strong thermal lensing effect of this type of laser. Solar irradiance variation of less than 0.5%, cooling water temperature oscillation of less than 2 degree during the measurement were found sufficient to change a solar laser beam with Gaussian profile into a low-order mode beam with a two-mode, sometimes a four-mode or even a doughnut-shaped profiles.

5. Discussions

The main problem preventing wide spreading of solar lasers today is its low efficiency. Therefore, collection efficiency is generally regarded as a primary figure of merit for solar lasers. The second is thermal problem worsening the efficiency as well as the beam quality. Lasers for space missions generally require diffraction-limited beam quality. This is not easy to achieve when the heat load of the laser crystal is high. The heat load under direct solar pumping is very similar to that for pumping by arc lamps that were used before the advent of semiconductor lasers. The high heat load usually leads to very low efficiency, stability, and output power for diffraction-limited TEM₀₀-mode laser beams from both lamp-pumped and solar-pumped lasers.

The twisted fused silica light guide used in this work undoubtedly will be useful in further studies and developments in the field of solar-pumped lasers not only in TEM₀₀-mode operation but also

in increasing its overall efficiency by the use of solar-pumped laser acting as an amplifier. Improved pumping profile can be maintained by means of techniques like the twisted fused silica light guide. Since the twisted light guide is effective for transmitting, spreading and homogenizing the highly concentrated solar radiations from the focus of the primary concentrator to along a long and thin laser rod, high gain in pulse amplification can be achieved. The twisted fused silica light guide may provide an alternative solution to the Nd/Cr:YAG ceramic multi-amplifier active-mirror pulsed solar-pumped laser approach as reported by Saiki et al. (2017).

Finally, it is very important to notice that the results for multimode regime would be more important than the single mode collection efficiency reported here, which is just to confirm the high quality (uniformity) of pumping profile as a technique to characterize the twisted light guide. Besides, a low quality multimode solar laser can be used to pump another laser rod to obtain high quality TEM₀₀-mode solar laser output (Wittroch, 2013), offering a good solution for reaching high TEM₀₀ mode laser collection efficiency.

6. Conclusions

The 2.7 W continuous-wave TEM₀₀-mode 1064 nm solar-pumped laser was pumped by the PROMES heliostat-parabolic mirror solar energy collection and concentration system. It was composed of the monolithic fused silica twisted light guide, the 2D-CPC concentrator and the 2 V-shaped pumping cavity, within which a 3 mm diameter, 50 mm length 1.0 at.% Nd:YAG rod was efficiently pumped. The adoption of the side-pumping configuration by employing the twisted light guide with square input face and rectangular output end enabled a uniform pumping profile along the rod. The present solar laser pumping approach also significantly enhanced its heliostat orientation error compensation capacity, as compared to that of the previous solar pumping approaches. The efficient extraction of TEM₀₀-mode solar laser was obtained by adopting an asymmetric laser resonator, since it offered a good overlap between the fundamental mode and the pumped region of the active medium. 2.7 W continuous-wave TEM₀₀-mode ($M_2 \leq 1.05$) 1064 nm solar laser emission with 2.3 W/m² collection efficiency and, more importantly, with 1.7% laser power stability was finally produced, being significantly more stable than the previous TEM₀₀-mode solar lasers.

Acknowledgement

Financial support of the strategic project (UID/FIS/00068/2013) of the Science and Technology Foundation of Portuguese Ministry of Science, Technology and Higher Education (FCT-MCTES) is acknowledged. Financial support by the Access to Research Infrastructures Activity in the 7th Framework Program of the EU (SFERA2 Grant Agreement No. 312643) is gratefully acknowledged. The fellowship grants from Algerian Ministry of Higher Education and Scientific Research for both Said Mehellou and Rochdi Bouadjemine are acknowledged. The fellowship grant SFRH/BD/90410/2012 of Joana Almeida from the FCT-MCTES is also acknowledged.

References

- Almeida, J., Liang, D., Guillot, E., 2012. Improvement in solar-pumped Nd:YAG laser beam brightness. *Opt. Laser Technol.* 44, 2115–2119.
- Almeida, J., Liang, D., 2012. Design of a high brightness solar-pumped laser by light-guides. *Opt. Commun.* 285, 5327–5333.
- Almeida, J., Liang, D., Guillot, E., Abdel-Hadi, Y., 2013. A 40 W continuous-wave Nd:YAG solar laser pumped through a heliostat: a parabolic mirror system. *Laser Phys.* 23, 065801–65806.
- Almeida, J., Liang, D., Vistas, C.R., Guillot, E., 2015. Highly efficient end-side-pumped Nd:YAG solar laser by a heliostat–parabolic mirror system. *Appl. Opt.* 54, 1970–1977.
- Almeida, J., Liang, D., Vistas, C.R., Bouadjemine, R., Guillot, E., 2015. 5.5 W continuous-wave TEM₀₀-mode Nd:YAG solar laser by a light-guide/2 V-shaped pump cavity. *Appl. Phys. B, Laser Opt.* 121, 473–482.
- Arashi, H., Oka, Y., Sasahara, N., Kaimai, A., Ishigame, M., 1984. A solar-pumped cw 18 W Nd:YAG laser. *Jpn. J. Appl. Phys.* 23, 1051–1053.
- ASTM Standard G173-03, 2012. Standard Tables for Reference Solar Spectral Irradiances: Direct Normal, and Hemispherical on 37° Tilted Surface.
- Bernardes, P.H., Liang, D., 2006. Solid-state laser pumping by light guides. *Appl. Opt.* 45, 3811.
- Brauch, U., Muckenschnabel, J., Opower, H., Wittner, W., 1991. *Space Power*. 10, 285.
- Bouadjemine, R., Liang, D., Almeida, J., Mehellou, S., Vistas, R.C., Kellou, A., Guillot, E., 2017. Stable TEM₀₀-mode Nd:YAG solar laser operation by a twisted fused silica light-guide Opt. Laser Technol. 97, 1–11.
- Dinh, T.H., Ohkubo, T., Yabe, T., Kuboyama, H., 2012. 120 watt continuous-wave solar-pumped laser with a liquid light-guide lens and a Nd:YAG rod. *Opt. Lett.* 37, 2670–2672.
- Guan, Z., Zhao, C.M., Yang, S.H., Wang, Y., Ke, J.Y., Zhang, H.Y., 2017. Demonstration of a free-space optical communication system using a solar-pumped laser as signal transmitter. *Laser Phys. Lett.* 055804. 4pp.
- Geraldes, J.P., Liang, D., 2008. An alternative solar pumping approach by a light guide assembly elliptical-cylindrical cavity. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 92, 836–843.
- Koechner, W., 1999. *Solid-State Laser Engineering*. Springer- 543 Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Lando, M., Jenkins, D.G., Bernstein, H., O'Gallagher, J.J., Winston, R., Lewandowski, A., 1995. High-brightness-solar-pumped Nd:YAG laser design. *Proc. SPIE* 2426, 478.
- Lando, M., Kagan, J., Linyekin, B., Dobrusin, V., 2003. A solar-pumped Nd:YAG laser in the high collection efficiency regime. *Opt. Commun.* 222, 371–381.
- Liang, D., Pereira, R., 2009. Maximizing TEM₀₀-solar laser power by a light guide assembly-elliptical cavity. *Opt. & Laser Technol.* 41, 687–692.
- Liang, D., Almeida, J., 2011. Highly efficient solar-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Express* 19, 26399.
- Liang, D., Almeida, J., 2013. Solar-pumped TEM₀₀-mode Nd:YAG laser. *Opt. Express* 21, 25107–25112.
- Liang, D., Almeida, J., Guillot, E., 2013. Side-pumped continuous-wave Cr:Nd:YAG ceramic solar laser. *Appl. Phys. B, Lasers Optics* 111, 305–311.
- Liang, D., Almeida, J., Vistas, C.R., Guillot, E., 2015. Solar-pumped TEM₀₀-mode Nd:YAG laser by a heliostat–parabolic mirror system. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 134, 305–308.
- Liang, D., Almeida, J., Vistas, C.R., Oliveira, M., Gonçalves, F., Guillot, E., 2016a. High-efficiency solar-pumped TEM₀₀-mode Nd:YAG laser. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 145, 397–402.
- Liang, D., Almeida, J., Vistas, C.R., 2016a. 25 W/m² collection efficiency solar-pumped Nd:YAG laser by a heliostat-parabolic mirror system. *Appl. Opt.* 55, 1970–1977.
- Liang, D., Almeida, J., Vistas, C.R., Guillot, E., 2017. Nd:YAG laser with 31.5 W/m² multimode and 7.9 W/m² TEM₀₀-mode collection efficiencies. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 159–435.
- Overton, G., 2013. Novel lasers: solar-pumped Nd:YAG lasers getting brighter. *Laser Focus World* Dez 9.
- Ohkubo, T., Yabe, T., Yoshida, K., Uchida, S., Funatsu, T., Bagheri, B., Oishi, T., Daito, K., Ishioka, M., Nakayama, Y., Yasunaga, N., Kido, K., Sato, Y., Baasandash, C., Kato, K., Yanagitani, T., Okamoto, Y., 2009. Solar-pumped 80 W laser irradiated by a Fresnel lens. *Opt. Lett.* 34, 175.
- Pereira, R., Liang, D., 2009. High conversion efficiency solar laser pumping by a light-guide/2D-CPC cavity. *Opt. Commun.* 282, 1385–1392.
- Payziyev, S., Makhmudov, K., 2016. Solar pumped Nd:YAG laser efficiency enhancement using Cr:LiCAF frequency down-shifter. *Opt. Commun.* 380, 57–60.
- Payziyev, Sh.D., Makhramudov, S.R., Kasimov, A.K., 2011. Transformation of concentrated sunlight into laser radiation on small parabolic mirror. *J. Ren. Sustain. Energy*. 3 (5). Article No. 053102–7.
- Saiki, T., Fujiwara, N., Matsuoka, N., Nakatuka, M., Fujioka, K., Iiida, Y., 2017. Amplification properties of KW Nd/Cr:YAG ceramic multi-stage active-mirror laser using white-light pump source at high temperatures. *Opt. Commun.* 387 (15), 316–321.
- Wittroch, U., 2013. Perspective of solar pumping of solid state laser for ESA mission. Contract Number: 400106760 <<https://gsp.esa.int/gsp-study-view/-/wcl/gaUaMHco1QJ9/10192/perspective-of-solar-pumping-of-solid-state-lasers-for-esa-missions>>.
- Vistas, C.R., Liang, D., Almeida, J., 2015. Solar-pumped TEM₀₀-mode laser simple design with a grooved Nd:YAG rod. *Sol. Energy* 122, 1325–1333.
- Weksler, M., Schwartz, J., 1988. Solar-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 24, 1222–1228.
- Xu, P., Yang, S., Zhao, C., et al., 2014. High-efficiency solar-pumped laser with a grooved Nd:YAG rod. *Appl. Opt.* 53, 3941–3944.
- Yabe, T., Uchida, S., Ikuta, K., Yoshida, K., Baasandash, C., Mohamed, M.S., Sakurai, Y., Ogata, Y., Tuji, M., Mori, Y., et al., 2006. Demonstrated fossil-fuel-free energy cycle using magnesium and laser. *Appl. Phys. Lett.* 89, 261107.
- Yabe, T., Ohkubo, T., Uchida, S., et al., 2007. High efficiency and economical solar energy pumped laser with Fresnel lens and chromium co-doped laser medium. *Appl. Phys. Lett.* 90, 261120.
- Young, C.G., 1966. A sun-pumped CW one-watt laser. *Appl. Opt.* 5, 993–997.
- Zhao, B., Zhao, C., He, J., Yang, S., 2007. The study of active medium for solar-pumped solid-state lasers. *Acta Opt. Sin.* 27, 1797–1801.