

R é p u b l i q u e A l g é r i e n n e D é m o c r a t i q u e e t P o p u l a i r e

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université d'Oran des Sciences et de la Technologie (USTO-MB)



Faculté de physique

Département de Physique Energetique

Specialité : Physique

Option : Physique Médicale

THESE

Presentée Par

Mlle **KLOUCH Nawel**

Pour l'obtention du diplôme de doctorat LMD en physique

Thème

**Etude d'une structure laser à semi conducteurs
pour application dermatologique**

Soutenue le 17/05/2015, devant le jury composé de :

Mr Ait Kaci Hocine	Président	Professeur	USTOMB
Mme Hamdache Fatima	Rapporteur	Professeur	USTOMB
Mr Belasri Ahmed	Examineur	Professeur	USTOMB
Mr Benosman Abdelhakim	Examineur	MCA	Univ. Tlemcen
Mr Vergoten Gerard	Examineur	Professeur	USTL Lille
Mme Riane Houaria	Invité	MCA	Univ. Mascara

Année universitaire 2014-2015

A la mémoire de mon très cher Papa

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Physique des Plasmas et Matériaux Conducteurs et leurs Applications LPPMCA de l'université des sciences et de la technologie Mohamed Boudiaf, USTO-MB.

J'adresse mes remerciements les plus profonds et les plus sincères au Pr F.Hamdache ; Professeur à l'université des sciences et de la technologie d'Oran pour avoir dirigé ce travail et pour la patience et la confiance qu'elle m'a témoignée tout au long de ces années. Je lui exprime ma reconnaissance pour ses conseils fructueux qui m'ont été d'un grand appui. Je garde toujours beaucoup de plaisir à travailler avec vous et à bénéficier de vos conseils.

J'exprime mes sincères remerciements et ma gratitude au Pr Ait Kaci, Professeur à l'université des sciences et de la technologie d'Oran, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en présider le jury de soutenance.

Je remercie également le Pr G.Vergoten ; Professeur à l'université de LILLE, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements au Pr H.Belasri; Professeur à l'université des sciences et de la technologie d'Oran, et directeur du laboratoire de Physique des Plasmas et Matériaux Conducteurs et leurs Applications LPPMCA, d'avoir accepté d'examiner ce travail, et de m'avoir permis de réaliser ce travail de doctorat au sein du laboratoire.

Je remercie Dr A. Benosmane, Maitre de conférences à l'université de Tlemcen, d'avoir accepté d'examiner ce travail au sein du jury.

Je remercie tout spécialement Dr Riane Houaria, Maitre de conférences à l'université de Mascara pour avoir également dirigé et suivi de très près ce travail. Je garderai dans mon cœur votre générosité, votre compréhension et votre efficacité. Pour tout ce que vous m'avez donné, je vous remercie très sincèrement.

Un grand merci à toute l'équipe du laboratoire plus particulièrement au docteur S.Bahlouli et au docteur T.Belaroussi

Merci à tous ceux que j'ai peut être oublié en espérant qu'ils ne m'en tiendront pas rigueur, et à tous ceux qui lisent ces lignes sans avoir été cités.

TABLES DES MATIERES

Introduction générale	1
Bibliographie.....	5
Chapitre 1. Laser à semi conducteurs, Principe & théorie	7
I. Effet laser.....	8
II. Historique.....	11
III. Différents milieux laser.....	12
IV. Les applications des lasers en médecine.....	13
IV.1. Intérêt de l'outil laser en dermatologie.....	14
V. Sources lasers à matériaux semi conducteurs.....	14
V.1. Avantages des matériaux semi conducteurs.....	15
V.2. Diversification des lasers à semi conducteur.....	15
V.2.1. Diodes lasers à émission par tranche.....	15
V.2.2. Diodes lasers à émission par la surface	17
VI. Les différents types des lasers à semi conducteur.....	18
VI.1. Laser à homojonction.....	18
VI.2. Laser à double hétérostructure.....	19
VI.3. Laser à puits quantique.....	21
VII. Les niveaux d'énergie dans la structure à puits quantique.....	23
VIII. Le gain optique linéaire.....	25
IX. Gain différentiel.....	29
Bibliographie.....	30
Chapitre 2. Principes et interactions Lasers-Tissus biologique	33
I. Propriétés optiques du tissu biologique.....	34
I.1. Epiderme.....	35
I.2. Derme.....	35
I.3. Hypoderme.....	36
II. Interaction lumière laser-tissu biologique.....	37
II.1. Absorption de la lumière.....	37

II .2. Diffusion de la lumière.....	44
III. Mécanisme d'action du laser sur le tissu biologique.....	48
III.1. Effet photochimique.....	49
III.2. Effet photothermique.....	49
III.3. Effet photomécanique.....	53
III.4. Effet photo-ablatif.....	55
IV. Modèles de la propagation de la lumière dans le milieu turbide.....	56
IV.1. Modèles basés sur la théorie de Kubelka-Mung.....	56
IV.2. Modèles basés sur la théorie de diffusion.....	58
IV.3. Modèles de transport radiatif.....	59
IV.4. Modèle de Monte Carlo.....	60
Biibliographie.....	62
Chapitre 3. Résultats et discussions	68
I. Propagation de la lumière dans un milieu turbide.....	70
I.1. Description de la simulation Monte carlo.....	71
I.2. Interaction de la lumière avec le milieu turbide.....	73
I.3. Quantifications physiques de l'interaction du faisceau de lumière avec le milieu turbide.....	78
I.3.1. Milieu turbide à une seule couche.....	78
I.3.2 Milieu turbide à multi couche.....	82
I.4. Caractérisation de la lumière laser.....	85
I.4.1. Faisceau laser de type gaussien.....	86
I.4.2. Faisceau de lumière de type plat	87
I.4.3. Comparaison entre les deux types de faisceau plat et gaussien.....	88
I.4.4. Influence de la taille de spot dans l'interaction.....	89
I.5. Conclusion	91
II. Propagation de la lumière dans le tissu biologique dans le domaine du visible	92
II.1. Modélisation du tissu biologique sain.....	94
II.2. Caractérisation des trois couleurs du tissu biologique sain clair, mate, brun.....	96
II.3. Modélisation du tissu biologique lésé.....	99
III.3.1. Lésions pigmentaires.....	99
III.3.2.Lésions vasculaires.....	100
II.4. Caractérisation de la réponse du tissu biologique au traitement des varicosités par laser.....	104

II.5. Conclusion.....	105
III. Conditions optimales de fonctionnement d'un laser à puits quantique pour le traitement des varicosités.....	106
III.1. Choix des matériaux semi conducteurs pour la structure laser dermatologique.....	107
III.4. Les propriétés électroniques.....	108
III.4.1. Etude des paramètres du ternaire CdZnSe en fonction de la composition d'alliage.....	108
III.5. Modélisation du puits quantique $Cd_xZn_{1-x}Se$ intervenant dans la conception de la structure laser	111
III.5.1. Longueur d'onde d'émission laser.....	112
III.5.2. Gain optique.....	115
III.5.3. Gain différentiel.....	118
III.6. Conclusion.....	121
Bibliographie.....	122
Conclusion generale.....	128

TABLE DES FIGURES

1.1	Absorption, emission spontanée.....	8
1.2	Emission induite ou stimulée.....	10
1.3	Schema de principe d'une cavité laser.....	11
1.4	Schema de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR.....	16
1.5	Schema de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement.....	17
1.6	Laser à homojonction. Principe du laser à homojonction.....	19
1.7	Presentation d'un puits quantique.....	22
1.8	Diagramme d'un puits quantique.....	25
1.9	Mode TE et TM.....	28
2.1	Illustration de la peau humaine comprenant trois couches principales : l'épiderme , le derme, et l'hypoderme.....	35
2.2	Image d'une coupe histologique du derme montrant deux zones distinctes : derme papillaire et réticulaire.....	36
2.3	Représentation schématique montrant les profondeurs de pénétrations de la lumière en fonction des longueurs d'ondes au sein des différentes couches cutanées.	37
2.4	Spectre d'absorption de l'eau.....	40
2.5	Spectre d'absorption de la mélanine.....	41
2.6	Spectre du coefficient d'extinction molaire de l'hémoglobine.....	42
2.7	Spectre du coefficient d'extinction molaire de β -carotène.....	43
2.8	Spectre du coefficient d'extinction molaire de la bilirubine.....	43
2.9	Principes de la fluorescence et phosphorescence.....	44
2.10	Principes de diffusion de raiman.....	45
2.11	Frontières entre dommage reversible et irréversible sur la peau de bœuf en fonction de la temperature et du temps de tir.....	52
2.12	Actions de la chaleur sur les constituants tissulaires en fonction de la temperature..	53
2.13	Les transitions energetiques d'apres le model Kubelka-Munk.....	57
3.1	Monte carlo simulation de la propagation des photons dans 5 couches	73
3.2	Schéma de la simulation de monte carlo montrant a) un parcours aléatoire de multiple photons, b) les paramètres stochastique gouvernant l'imigration des photons i.e la taille du pas Δz , angle du diffusion θ , angle azimuthal α_a	76
3.3	Schéma du principe de réflexion/réfraction (Loi de Snell-Descartes).....	77

3.4	Résolution angulaire de la reflectance diffusée.....	79
3.5	Résolution angulaire de la transmittance diffusée	80
3.6	Comparaison de la Reflectance diffusée de deux milieu turbides dont les propriétés optiques sont équivalente en fonction de la distance radiale r.....	81
3.7	Comparaison de la fluence interne de deux milieu turbides (à une seule couche) avec indice de réfraction différents en fonction de la distance profondeur z.....	82
3.8	Variation radiale de la reflectance diffusée des trois couches.....	83
3.9	Variation radiale de la transmittance diffusée des trois couches.....	84
3.10	Variation angulaire de la transmittance diffusée des trois couches.....	84
3.11	Variation angulaire de la reflectance diffusée des trois couches.....	85
3.12	Comparaison de la reflectance des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r.....	88
3.13	Comparaison de la transmittance des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r.....	89
3.14	Comparaison de la fluence des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r.....	89
3.15	Courbes isofluence [Jcm^{-2}] d'un faisceau Laser d'énergie 1 joule et taille de spot 0.5 cm.....	90
3.16	Courbes isofluence [Jcm^{-2}] d'un faisceau Laser d'énergie 1 joule et taille de spot 0.1 cm.....	90
3.17	Variations du facteurs d'anisotropie dans les trois couches du tissus biologique dans le domaine du visible 350-700 nm.....	96
3.18	Distribution spectrale de l'absorption du tissu biologique sain.....	97
3.19	Distribution spectrale de la reflectance du tissu biologique sain.....	98
3.20	Spectre experimental et calcul de la reflectance du tissu biologique brun.....	98
3.21	Distribution spectrale de la transmittance du tissu biologique sain.....	99
3.22	Patient avec le vitiligo bleu montrant la peau normalement pigmentée (flèche noir du côté droit), la peau dépigmentée (flèche blanche au milieu) et (flèche bleue du côté gauche) secteurs gris bleus désignés sous le nom du vitiligo bleu.....	100
3.23	Varicosités des membres inferieurs.....	101
3.24	Distribution spectrale de l'absorption du tissu biologique avec varicosités.....	102
3.25	Distribution spectrale de la reflectance du tissu biologique avec varicosités.....	103
3.26	Distribution spectrale de la transmittance du tissu biologique avec varicosités.....	104
3.27	Les deux structures de cristallisation (a) zinc-blende, (b) wurtzite.....	108
3.28	Variation de paramètre de maille du $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ en fonction de la composition	100

	d'alliage x.....	
3.29	Variation de l'indice de réfraction n_r en fonction de la composition d'alliage x du $Cd_xZn_{1-x}Se$	110
3.30	Variation du gap en fonction de la composition d'alliage x du $Cd_xZn_{1-x}Se$	111
3.31	La variation des bandes de valence en fonction de la composition d'alliage x pour $L_z=6$ nm, $L_z=10$ nm, $L_z=14$ nm.....	113
3.32	La variation des sous bandes de conduction en fonction de la composition d'alliage x pour $L_z=6$ nm, $L_z=10$ nm, $L_z=14$ nm.....	113
3.33	Variation de la longueur d'onde d'émission du $Cd_xZn_{1-x}Se$ en fonction de la composition d'alliage x.....	114
3.34	Variation de la longueur d'onde d'émission du $Cd_xZn_{1-x}Se$ en fonction de la largeur du puits quantique.....	114
3.35	La variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs injectés dans la structure $Cd_xZn_{(1-x)}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ correspondant à l'émission 540nm.....	116
3.36	La variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs injectés dans la structure $Cd_xZn_{(1-x)}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ correspondant à l'émission 580nm.....	116
3.37	Evolution du gain en fonction de la longueur d'onde dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	117
3.38	Evolution du gain en fonction de la longueur d'onde dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	117
3.39	Evolution du gain différentiel en fonction de la densité de porteurs injectés dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	118
3.40	Evolution du gain différentiel en fonction de la densité de porteurs injectés dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	119
3.41	Evolution du gain différentiel maximum en fonction de longueurs d'ondes dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	120
3.42	Evolution du gain différentiel maximum en fonction de longueurs d'ondes dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	120

INTRODUCTION GENERALE

En 1917, Einstein reçoit le prix Nobel pour ses recherches sur l'effet photoélectrique et l'émission stimulée des photons. Il est sans conteste le père du laser.

Mais les premières publications relatives au laser datent de 1958 avec la publication de « Infrared and optical masers » dans *Physical Review Journal of the American Physical Society* par Arthur L. Schawlow et Charles H. Townes [Townes 1964], le début de leurs travaux remontent aux années 1940.

En 1960 ces deux physiciens reçoivent un brevet pour l'invention du laser qui pourrait fonctionner aux longueurs d'ondes mille fois plus courtes que le MASER et c'est Theodore Maiman [Maiman 1960], de la Hughes Aircraft Company, qui construit le premier laser médical fonctionnant dans la gamme de longueur d'onde se situant dans le rubis à $0.69 \mu\text{m}$ [Dahan 2006]. En 1964 apparaissent les lasers pulsés Nd-YAG et CO_2 mis au point par Kumar Patel.

En près de 30 ans les lasers se sont non seulement considérablement diversifiés mais se sont surtout fiabilisés et miniaturisés. Il est probable que très prochainement les diodes lasers que l'on voit apparaître sur le marché finiront par remplacer toutes les autres sources solides, gazeuses ou à colorant, en raison des progrès technologiques incessants et continus dans la fabrication des hétéro-structures à base de semi-conducteur II-VI, qui ont révolutionné le domaine de l'optoélectronique [Sze 1981]. En effet ces dernières permettent aujourd'hui de disposer de sources et de détecteurs à performances optoélectroniques exceptionnelles sur un spectre de longueur d'onde de plus en plus varié allant des rayons gamma (10^{-14} m) aux micro-ondes (10^{-2} m) en passant par l'ultra-violet (10^{-8}) et l'infrarouge (10^{-6} - 10^{-4} m) [Csle 2004].

La compréhension de plus en plus fine des phénomènes physiques impliqués a permis de contourner des obstacles qui jusque là semblaient incontournables. Ainsi cette maîtrise technologique a permis de réaliser de nouvelles structures de dimensions nanométriques qui ouvrent des horizons aussi vastes que variées.

Le développement du laser, a conduit dans certains cas à une modification du traitement médical pour diverses raisons par exemple : la peur des injections, crainte de la

transmission d'infections virales, également en raison des échecs des techniques classiques (persistances de télangiectasies malgré des séances de micro-sclérose (qui consiste à injecter au patient un liquide qui provoque une fibrose et un durcissement de la veine qui se dessèche par la suite et disparaît) bien conduites, ou apparition de néo-vaisseaux après sclérose ou chirurgie). En 30 ans les indications des lasers sont devenus de plus en plus affinés et pointues. Ainsi l'utilisation du laser est passée du domaine purement médical (exérèse de tumeur cutanée au laser CO₂ et traitement des angiomes plans d'abord à l'argon puis au laser à colorant), vers le domaine esthétique (traitement du vieillissement cutané avec le laser CO₂ ultra-pulsé ou scanné donc adaptée à une abrasion plus superficielle : traitement des couperoses au laser à colorant pulsé ou au KTP, dé-tatouage au laser pigmentaire, problèmes vasculaire au laser vasculaire...).

Dans ce travail nous nous proposons d'étudier une structure laser à semi conducteur pour application dermatologique en vue du traitement des varicosités, qui en raison de leur caractère inesthétique, constituent un motif très fréquent de consultation chez les dermatologues. Ceci nécessite en premier lieu une bonne compréhension de l'interaction du rayonnement laser avec le tissu biologique (la peau) ; alors la modélisation de l'interaction lumière avec la peau humaine est nécessaire. A travers les processus d'interaction radiation électromagnétique-tissu biologique impliqués nous pouvons aller vers une meilleure compréhension des protocoles mis en jeu.

La compréhension du phénomène d'absorption et de propagation de la lumière dans le tissu biologique peut aider à la conception de lotions de protection contre les rayonnements UV nocifs.

La simulation prédictive à la fois du spectre et de la distribution spatiale du rayon lumineux incident dans le tissu biologique reste un problème ouvert dans l'infographie la biomédecine. Nous abordons ce problème de modélisation en tenant compte des facteurs biologiques influant sur la propagation de la lumière et de l'absorption dans les tissus de la peau.

Il ya une quantité considérable de recherches sur l'optique de la peau disponible dans la littérature médicale et biomédicale [Tuchin 2000], ainsi que des enquêtes en reconnaissance de formes [Nakai 990] et de la colorimétrie [Doi 1957]. Les approches de modélisation utilisées dans ces domaines peuvent être plus ou moins classés déterministe (par exemple, l'application Kulbelka-Munk, théories de la diffusion [Anderson 1981], [Cotton 1997], [Cotton 1996], [Diffey 1989], [Doi 957], [Van Gemert 1989], et la théorie du transfert

radiatif) et non déterministes (stochastique) (par exemple, l'application de méthodes de Monte-Carlo [Meglinsky 001], [Meglinsky 2003]).

Nous allons donc optimiser une structure laser à semi conducteur fonctionnant à des longueurs d'ondes en vue d'un traitement dermatologique bien précis.

Cette thèse trouve son origine et sa motivation dans le besoin croissant de caractériser les propriétés optiques du tissu biologique et plus particulièrement le tissu biologique lésé afin de trouver les conditions optimales du laser les plus adaptés au traitement. Ce manuscrit s'articulera autour de trois chapitres fondamentaux.

Dans le premier chapitre un travail bibliographique étoffé regroupe les connaissances sur les semi-conducteurs et une vue d'ensemble sur la physique des lasers, et son évolution chronologique depuis l'introduction du concept de l'émission stimulée. Dans ce chapitre l'intérêt de l'outil laser en médecine et les différents types de laser à semi conducteurs sont présentés avec une particularité pour les lasers à puits quantiques en décrivant le modèle théorique employé pour la modélisation de la structure laser, qui est le modèle parabolique d'Asada [Asada 1984], qui nous permet l'étude de tout type de structure à base de matériaux semi conducteurs cristallisant dans la structure zinc-blende.

Le deuxième chapitre est consacré à la caractérisation optique du tissu biologique, ainsi qu'à l'étude de l'interaction du laser avec le tissu biologique, où nous aborderons les phénomènes physiques régissant cette interaction telle que les phénomènes d'absorption et de diffusion. Les mécanismes d'action physico-chimique du laser sur le tissu biologique sont passés en revue avec un aperçu sur les différents modèles de la propagation de la lumière dans le milieu turbide [Badhwar 1985].

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation numérique, et se compose de trois grandes parties. La première partie présentera la modélisation de la propagation de la lumière laser dans un milieu turbide quelconque à une seule couche ensuite à multi couche, dans le but de vérifier et valider le modèle utilisé dans le calcul en comparant nos différents résultats avec ceux de Van der Hulst [VanDeHulst 1981], Gardner [Gardner 1992], Prahl [Prahl 1995] etc.

La deuxième partie sera dédiée à la modélisation de la propagation de la lumière dans le milieu biologique humain qui nous donne accès à la quantification des grandeurs physiques qui sont l'absorption, la réflectance diffusée et la transmittance diffusée, intervenants dans l'interaction de la lumière avec le tissu biologique sain en premier lieu ensuite avec le tissu biologique avec des varicosités. L'intérêt de cette approche est de trouver les longueurs d'ondes appropriées pour traiter le tissu lésé.

La troisième partie présentera l'étude et la modélisation de la structure laser à puits quantique à base de semi conducteurs II-VI, on s'intéresse en particulier à la structure CdZnS/ZnSSe. Un choix judicieux de la composition d'alliage qui permettra une émission dans le visible en vue d'une application dans le traitement des varicosités.

A l'origine, le but premier de cette étude était de caractériser la réponse du tissu biologique avec varicosités au rayonnement laser afin de déterminer les conditions optimales du fonctionnement de ce dernier. Cette démarche nécessite avant tout la validation des résultats obtenus, ce qui a été réalisé dans la première partie du chapitre 3, la comparaison à été faite avec les travaux de Van der Hulst et Prahl qui ont utilisé la méthode Adding doubling, avec le modèle O3MC qui se base sur le concept de « Oriented Object Programming », et ceux de Rong Wang. Cette comparaison permet de dire que la base de données qu'on a utilisée pour nos calculs et qui est différentes de celle utilisée par l'équipe citée ; d'atténuer la différence avec l'expérimentale exposé par la même équipe de Wang Rong. Ceci nous permet de conclure sans prétentions que la base de données à été améliorée par rapport à ce qui est dans la littérature.

Bibliographie

[Anderson 1981] R.Anderson, and J.Parrish. The optics of human skin. *Journal of Investigative Dermatology* 77, 1, 13–19. (1981).

- [Asada 1984] M.Asada, A.Kameyama, Y. Suematsu, IEEE. J.Quantum Electronics, QE-20.(1984).
- [Cotton 1997] S.Cotton. A noninvasive skin imaging system. Tech. Rep. CSR-97-03, School of Computer Science, The University of Birmingham, (1997).
- [Cotton 1996] S.Cotton, and E.Claridge. Developing a predictive model of skin colouring. In SPIE Vol. 2708, Medical Imaging, pp. 814–825. (1996).
- [Csele 2004] M.Csele, Fundamentals of lights sources and sources, John Wiley & Sons . (2004).
- [Dahan 2006] S. Dahan, T. Michaud, “Laser en dermatologie” Groupe laser de la société française de dermatologie 2eme edition (2006).
- [Diffey 1983] B.Diffey. A mathematical model for ultraviolet optics in skin. Physics in Medicine and Biology , 647–657. (1983).
- [Doi 2003] M.Do, and S.Tominaga. Spectral estimation of human skin color using the Kubelka-Munk theory. In SPIE/IS&T Electronic Imaging, SPIE, vol. 5008, pp. 221–228. (2003).
- [Gardner 1992] Gardner, C.M., and A.J. Welch, private communication, Biomedical Eng. Program, Univ.of Texas, Austin (1992).
- [Haeghen 2003] Y.Haeghen, J.Naeyaert, I.Lemahieu, and W.Philips. An imaging system with calibrated color image acquisition for use in dermatology. IEEE Transactions on Medical Imaging, 722–730. (2003).
- [Meglinsky 2001] I.Meglinsky, and S.Matcher. Modelling the sampling volume for skin blood oxy-genation. Medical & Biological Engineering & Computing 39, 44–49. (2001).
- [Meglinsky20 03] I.Meglinsky, and S.Matcher, S. Computer simulation of the skin reflectance spectra.Computer Methods and Programs in Biomedicine 70 (2003), 179–186. (2003).
- [Nakai 1990] H.Nakai,Y. Manabe, and S.Inokuchi . Simulation analysis of spectral distributions of human skin. In 14th International Conference on Pattern Recognition, pp. 1065–1067. (1998).
- [Prahl 1995] S.A. Prahl, The Adding-doubling Method”, Optical-Thermal Response of Laser Irradiated Tissue, edited by A.Welch, M. van Gemert (Plenum Press, New York), pp. 101–125, (1995).

- [Pugathofer 2003] W.Purgathofer. Open issues in photo-realistic rendering. In Computer Graphics Forum (EUROGRAPHICS Proceedings), p. xix. Invited talk. (2003).
- [Riane 2006] H.Riane, F.Hamdache, S.Bahlouli, N.Benharats, Alloy composition effects on the gain and differential gain for CdZnTe based II-VI semiconductor lasers, Elsevier, (2006).
- [Sze 1981] S.M.Sze, Physics of semiconductor devices, 2^{ème} edition, John Wiley & Sons. (1981).
- [Tuchin 2000] V.Tuchi. Tissue Optics Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis. The International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA, USA, (2000).
- [Townes 1964] H.CHARLES H. TOWNES. Production of coherent radiation by atoms and molecules Nobel Lecture, December 11, 1964.
- [Van Gemert 1989] M.Van gemert, S. Jacques, H.Sterenborg, and W.Star. Skin optics. IEEE Transactions on Biomedical Engineering 36, 12, 1146–1154. (1989).
- [VanDeHulst 1981] H.C. van de Hulst, Light Scattering by Small Particles (Wiley, New York, 1957), Reprinted by Dover, New York, (1981).

Bibliographie

- [Agrawal 1993] Semiconductor Laser", Kluwer Academic, 2nd ed. (1993).
- [Ahn1998] D.Ahn, IEEE.J. Quantum. Electron, QE-34 (1998).
- [Asada 1984] M.Assada, A. Kameyama, Y. Suematsu, IEEE.J.Quantum Electron, QE-20.(1984).
- [Asada 1989] M .Assada,IEEE J.Quantum Electron, QE-25.(1989).
- [Baillard 2006] "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers", Baillard X, Gauguet A.,Bize S., Lemonde P., Laurent P., Clairon A., Rosenbuch P.,Optics communications 266, pp. 609-613 (2006).
- [Bimberg 1999] D.Bimberg, M.Grundmann, and N.N Ledenstov, Quantum dots heterostructure, Ed. John Wiley et sons Chichester, (1999).
- [Bitter 1949] F.Bitter, The optical detection of radiofrequency resonance. Phys. Rev, 76, 833 (1949).
- [Chans 2005] William.S.C. Chang, Principles of laser and optics, Cambridge University Press. (2005).
- [Chong 1996] C. Chong, W. J. Fan, M. F. Li, T. & J. B. Xia Optical Gain in Zinc-Blende GaN/AlGa_N Strained QW' Solid State Communications, Vol. 98, No. 8 pp 737-740. (1996).
- [Dekker 2002] J.Dekker, M. Dumitresco, A. Tukiainen, S. Orsila, P.Uusimaa, M.Pessa, N.V.Tkachenko, and H.Lemmetynien, JAppl.Phy,9é (2002).
- [Deych 2002] L.I. Deych,A.Yamilov, A.A.Lisyanski, Nanotechnology, 13. (2002).
- [Dingle 1974] R.Dingle, W.WeigmannC.H.He,ry,Phys,Rev.Lett,33.(1974).
- [Dutta 1993] N.K.Dutta, G.P.Agrawal, Semi conductor lasers, Van Nostrand ReinHold (1993).
- [Eberlein 2005] Eberlein, A., et al., Erbium:YAG laser treatment of post-burn scars: potentials and limitations. Burns, 31(1): p. 15-24. (2005).
- [Fleming 1981] "Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers" Fleming M., Mooradian A., IEEE Journal of Quantum electronics, 17, No. 1 (1981).
- [Ghatak 1988] A.K. Ghatak, K. Thyagarjan, M.R. Shenoy, IEEE.J.Quantum. Electron, QE-24. (1988).
- [Goldman 1968] Goldman, L. and R.J. Rockwell, Jr., Laser systems and their applications inmedicine and biology. Adv Biomed Eng Med Phys. 1: p. 317-82.

(1968).

- [Hall 1962] "Coherent light emission from GaAs junction", Hall R., Fenner G., Kingsley J, Soltys T., Carlson R., Phys. Rev. Lett., 9, 9, pp.366-369 (1962).
- [Javan 1961] A.Javan, W.R.T.Benett, D.R.Henriott, Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. Phys.Rev.Let, 6, 106-110. (1961).
- [Kane 1957] E.O Kane, J.Phys. Chem.Solids, 1,249. (1957).
- [Kastler 1950] A.Kastler, J. Phys. Rad. 11,255. (1950).
- [Klehr 2008] "High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectroscopy and atomic clocks", A.Klehr , H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T-P. Nguyen and G. Tränkle, Proc. of SPIE, 6909, 69091E, (2008).
- [Lang 1980] "External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties",Lang R., Kobayashi K., IEEE Journal of Quantum Electronics, 16, No. 3. (1980).
- [Lee 2006] Lee, W.R., et al., Erbium:YAG laser-mediated oligonucleotide and DNA delivery via the skin: An animal study. J Control Release., 2006. 115(3): p. 344-53. (2006).
- [Lee 2001] Lee, W.R., et al., Transdermal drug delivery enhanced and controlled by erbium:YAG laser: a comparative study of lipophilic and hydrophilic drugs. J Control Release. 75(1-2): p. 155-66.(2002).
- [Levy 1995] Levy, J.J., et al., Validation of an in vivo wound healing model for the quantification of pharmacological effects on epidermal regeneration.Dermatology. 190(2): p. 136-41.(1995).
- [Maiman 1960] T.H.Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. Nature, 187, 493-494. (1960).
- [Makino 1996] T.Makino, IEEE J. Quantum Electron ; QE-32, 493. (1996).
- [Michael 2001] Michael C. Y. Chan, Charles Surya, and P. K.A. Wai, Journal of Applied Physics. Volume 90, Issue 1, pp. 197-201. (2001).
- [Parish 1981] Anderson, R.R. and J.A. Parrish, The optics of human skin. J Invest Dermatol. 77(1): p. 13-9. (1981).
- [Riane 2006] H.Riane, F.Hamdache, S.Bahlouli, N.Benharrats, Alloy composition effects on the gain and the differential gain for CdZnTe based II-VI semiconductor lasers, Elsevier, superlattices and microstructures 40 (2006) 19-28.

- [Ross 1999] Ross, E.V., et al., Effects of overlap and pass number in CO₂ laser skin resurfacing: a study of residual thermal damage, cell death, and wound healing. *Lasers Surg Med.* 24(2): p. 103-12. (1999).
- [Ross 2000] Ross, E.V., et al., Comparison of carbon dioxide laser, erbium:YAG laser, dermabrasion, and dermatome: a study of thermal damage, wound contraction, and wound healing in a live pig model: implications for skin resurfacing. *J Am Acad Dermatol*, 42(1 Pt 1): p. 92-105. (2000).
- [Schuurmans 1985] M.F.H. Schuurmans, G.W.T Hooft, *Phys Rev B* 31 (1985).
- [Soda 1979] Soda H., Iga K, Kitahara C, Suhematsu Y "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Laser", *Jpn. J. App. Phys.*, 18, 12, pp.2329-2330 (1979).
- [Teissier 2005] R. Teissier, P. Christof, A. Jouillé, Nouveau laser à semi conducteur pour le moyen infra rouge, quanta et photon (2005).
- [Weisbuch 1991] Weisbuch, B. Vinter, *Quantum semiconductor structure*, Academic press (1991).
- [Wenzel 1999] H. Wenzel, G. Erbert, P.M. Enders. *IEEE J. select. Topics Quantum Electron*; 5637(1999).
- [Woodley 1992] Woodley, D.T. and Y.H. Kim, A double-blind comparison of adhesive bandages with the use of uniform suction blister wounds. *Arch Dermatol*; 128(10): p. 1354-7. (1992).
- [Yu 2001] P.Y. Yu, M. Cardona, "Fundamentals of semiconductors: Physics and Materials properties", Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1996).

Chapitre I

- I. Laser à semi conducteur,
Principes & théories*

I. Effet laser

Le mot laser est l'acronyme anglais de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, soit en français, amplification de lumière par émission stimulée de radiation. C'est donc le phénomène d'émission stimulée qu'il conviendra de s'attarder pour comprendre l'origine du phénomène laser. Examinons dans un premier temps, les différents processus qui peuvent avoir lieu dans un système à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , respectivement peuplés avec N_1 et N_2 électrons. Deux phénomènes sont alors assez intuitifs :

- *L'absorption* : un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ peut être absorbé par le système et ainsi augmenter la population N_2 (Figure 1.1). la population N_1 décroît alors selon l'équation :

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}N_1(t)\rho(\nu) \quad 1.1$$

Où B_{12} est le coefficient d'Einstein pour l'absorption et $\rho(\nu)$ la densité de photons incidents de fréquence ν telle que $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

- *L'émission spontanée* : un électron du niveau E_2 peut spontanément revenir dans le niveau fondamental E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ (Figure 1.1). La population N_2 décroît alors selon l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2(t) \quad 1.2$$

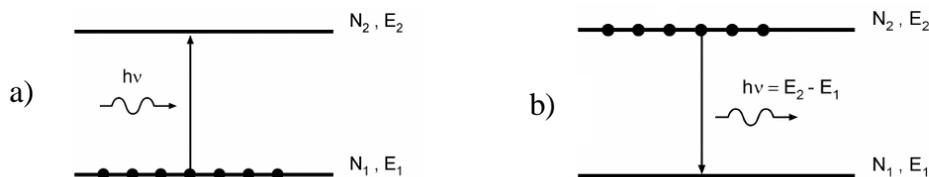


Fig1.1- a) Absorption, b) Emission spontanée

Cette loi d'évolution montre que la population N_2 suit la décroissance exponentielle avec une constante de temps τ_{rad} telle que :

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-t/\tau_{rad}} \quad 1.3$$

Où $\tau_{rad} = 1/A_{21}$ en sec est appelé durée de vie des atomes dans l'état excité. Dans le cas particulier d'un système où le niveau excité (i) peut se relaxer vers plusieurs niveaux inférieurs (j), le temps de vie est alors défini par :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\sum_j A_{ij}} \quad 1.4$$

Où A_{ij} (s^{-1}) est la probabilité d'émission spontanée selon la transition (i) vers (j). Notons toutefois que dans la pratique, la désexcitation peut ne pas être totalement radiative. Des relaxations non radiatives, avec une probabilité d_{ij} , peuvent avoir lieu, de sorte que nous avons accès à un temps de vie de luminescence τ_{lum} , plus court que le temps de vie radiatif τ_{rad} . Le lien entre ces deux temps de vie est donné par l'équation suivante :

$$\tau_{lum} = \frac{\tau_{rad}}{1 + \sum_j d_{ij}/A_{ij}} \quad 1.5$$

Une autre grandeur doit être introduite : le rapport de branchement β_{ij} de la transition (i) vers (j)

$$\beta_{ij} = \frac{A_{ij}}{\sum_j A_{ij}} \quad 1.6$$

Ce rapport de branchement donne la probabilité de transition (i) vers (j) rapportées à toutes les transitions possibles du niveau (i) vers les différents niveaux (j). Il permet ainsi de quantifier l'importance respectives des diverses transitions observables à partir d'un niveau émetteur (i) donné.

Les valeurs numériques du temps de vie permettent de distinguer deux types de transitions. Ainsi on parlera plutôt de fluorescence des transitions dites permises avec un temps de vie court et de phosphorescence pour des transitions dites interdites avec un temps de vie long. Néanmoins par abus de langage les deux phénomènes sont souvent englobés sous le terme de fluorescence.

Toutefois, un troisième phénomène, prévu dès 1917 par Albert Einstein peut également avoir lieu. Il s'agit de l'émission stimulée symétrique de l'absorption, par lequel un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ peut interagir avec le système et introduire l'émission d'un autre photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ (Figure 1.2). Les deux photons ainsi libérés ont exactement les mêmes caractéristiques : même énergie, même longueur d'onde, même direction, même phase,

même polarisation de champ. Ils sont doublement cohérent spatialement et temporellement. Dans de cas de l'émission induite la population N_2 suit l'évolution décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2(t)\rho(\nu) \quad 1.7$$

Où B_{21} est le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée et $\rho(\nu)$ la densité de photons incidents de fréquence ν . Il est possible de montrer que $B_{21}=B_{12}$.

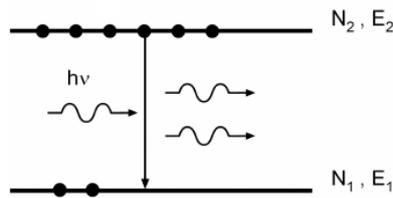


Fig1.2- Emission induite ou stimulée

L'effet laser exploite cette propriété d'émission stimulée ; Un laser en fait composé de trois éléments principaux : un système de pompage, un milieu amplificateur, et un jeu de miroirs (deux miroir l'un des semi réfléchissant) réalisant ainsi une cavité résonnante (Figure1.3). Le système de pompage peut être optique (lampe flash, autre laser) ou électrique (décharge dans un gaz, tension dans un semi conducteur) : il permet de peuplé le niveau émetteur et de réaliser l'inversion de population nécessaire à l'obtention d'un effet laser [Javan 1961].

Le principe de fonctionnement est le suivant : imaginons un premier photon spontané émis dans un milieu à gain. Si ce photon est émis dans l'axe de la cavité (perpendiculairement au miroir) il sera réfléchis par un des miroirs et reviendra dans le milieu à gain où il sera amplifié, disons N fois. Le groupe de N photons résultants sera à nouveau amplifié lors de son passage dans la cavité après réflexion sur les miroirs. Il en résulte N^n photons dans la cavité.

En se répétant ce processus conduit à une croissance exponentielle du nombre de photons. Bien entendu la croissance est limitée par le phénomène de saturation de gain. Aussi dans ce raisonnement nous n'avons pas tenu compte du fait que des photons quittaient la cavité à chaque aller-retour au travers du semi-miroir. Ce sont des photons qui constituent le faisceau laser. Puisque tous les photons sont identiques au premier photon spontané.

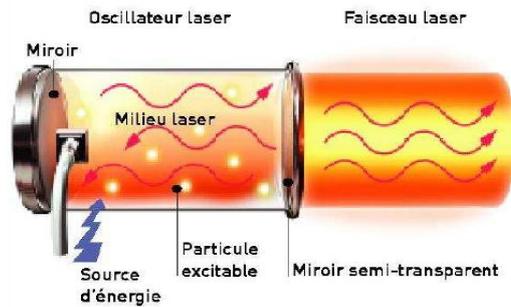


Fig1.3- Schéma de principe d'une cavité laser

II. Historique

L'histoire du laser a débuté avec Albert Einstein, il y a un siècle. En 1905, il a postulé que l'énergie associée aux photons était directement proportionnelle à la fréquence de la lumière, selon la relation : $E = h \cdot \nu$ [h : la constante de Planck, ν : la fréquence de la lumière]. En 1917, il a présenté sa théorie de l'émission stimulée, selon laquelle un matériau pouvait émettre de la lumière s'il était correctement excité. Par la même occasion, il a exposé sa théorie de l'effet photo-électrique, pour laquelle il a reçu le prix Nobel de physique de 1921.

Il a fallu attendre 1960 pour que le premier laser fonctionnel soit fabriqué par Theodore Maiman [Maiman 1960]. Il a découvert que les ions de chrome d'un rubis artificiel, émettaient de la lumière rouge lorsqu'ils étaient irradiés par la lumière verte d'une lampe au xénon. En déposant une couche d'aluminium à chaque extrémité de la tige de rubis, Maiman réussit à produire le premier laser optique. L'année suivante, le laser à hélium-néon, l'un des plus couramment utilisés aujourd'hui, est inventé.

En 1963, le Docteur Leon Goldman [Goldman 1968] a été le premier à utiliser le laser pour une application médicale, dans le traitement de certaines pathologies cutanées par le laser à rubis. D'autres lasers ont été développés, par la suite, comme ceux en argon et le dioxyde de carbone.

Le laser utilisé en dermatologie a été révolutionné en 1983, par l'introduction de la théorie de photo-thermolyse par Anderson et Parrish [Parish 1981]. L'application de cette théorie, implique la destruction sélective de la cible dans la peau avec un minimum de dégâts thermiques.

Durant ces vingt dernières années, une bonne compréhension du complexe d'interaction laser-tissu, couplée à une avancée de la technologie laser ont permis d'améliorer la chirurgie laser. Actuellement le laser est considéré comme le premier moyen de traitement pour

plusieurs problèmes congénital de peau ou autres lésions vasculaires et pigmentaires, ainsi que tatouage et les cheveux non désirés.

Les lasers sont employés de plus en plus en médecine. Ainsi des lasers de haute puissance servent à découper et enlever des tissus lors d'interventions chirurgicales, d'autres de plus faible puissance sont utilisés pour le diagnostic médical.

III. Différents milieux laser

Bien que le phénomène d'émission stimulée fût prévu par A.Einstein dès 1917, il fallut attendre 1960 pour voir la première réalisation expérimentale d'un laser. En effet c'est grâce aux travaux des français F.Bitter [Bitter 1949] en 1949 et surtout A.Kastler en 1950 [Kastler 1950] (Prix Nobel en 1966) sur le pompage optique que T. Maiman [Maiman 1960] réalisa en 1960 le premier laser (laser impulsif à rubis) ; il fut suivi de près par A.Javan [Javan 1961] en 1961 qui fit fonctionner le premier laser Hélium-Néon.

Tous les états de la matière peuvent constituer des milieux laser : gaz, liquide, et solide. Les lasers liquides sont quant à eux constitués d'un colorant organique dissout dans un solvant (ou mélange de solvant). Selon la nature du colorant (rhodamine, coumarine...), ces lasers à liquide peuvent couvrir une vaste gamme spectrale de 210 nm à environ 900 nm. Enfin dans les lasers à l'état solide, nous distinguons les diodes laser à semi conducteur dans lesquelles les particules des paires électrons-trous et les lasers solides à proprement parler dans lesquels un ion actif sont inséré dans une matrice solide isolante (monocristal, céramique, verre).

Un laser à gaz nécessite l'utilisation d'un tube scellé ou d'une circulation de gaz (parfois dangereux), le pompage électrique peut requérir de haute tension, il peut y avoir un risque chimique important avec les lasers eximers... De même les lasers à colorants requièrent une circulation de la solution contenant le colorant, les solvants peuvent volatils et dangereux. En comparaison les lasers à l'état solide présentent de nombreux avantages : ils sont plus simples de mise en œuvre compacte et robuste, leur maintenance est assez limitée et leur durée de vie est théoriquement limitée.

De plus une large gamme de longueur d'onde laser peut être obtenue avec les lasers à l'état solide. Dans le cas des diodes lasers à semi conducteur, λ_{laser} est directement liée à la largeur de la bande interdite E_g . Ainsi en créant des alliages il est possible d'explorer un large domaine spectral. Par exemple une diode laser à base de GaAs émet dans le rouge alors qu'avec GaP c'est une émission verte qui est observée. Une solution solide $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ permet

de faire varier continument la largeur de la bande interdite et donc la longueur d'onde laser obtenue (entre le rouge et le vert). Aujourd'hui les diodes lasers les plus connues du grand public sont utilisés dans les lecteurs graveurs de disques compacts CD et de DVD. Elles émettent dans l'infrarouge à 780 nm et dans le rouge 650 nm. Dans le domaine des lasers solides (utilisant les diodes laser comme sources de pompage), ce sont les diodes lasers réalisées avec alliages AlGaAs (émission autour de 800 nm) ou InGaAs (émission autour de 1µm) qui sont les plus courants. Cependant les diodes lasers souffrent de deux maux principaux : leur bande d'émission est assez large (faible mono-chromaticité) et le faisceau est assez divergent. En outre pour l'obtention de longueurs d'ondes courtes (bleu-UV), la largeur de bande interdite doit être grande (environ 3-4 MeV).

Dans le cadre de notre travail, nous nous sommes particulièrement intéressés à la réalisation de lasers solides à semi conducteurs de la famille II-IV pour une application dermatologique.

IV. Les applications des lasers en médecine

Les lasers trouvent des applications dans de nombreux secteurs, du diagnostique médical à la découpe des métaux, du stockage optique et de l'information ou décapage de surface.

L'ensemble des applications du laser fait appel aux caractéristiques propres au laser. Ainsi la directivité et la cohérence d'un faisceau laser sont grandement appréciables dans les outils de mesures de grande précision. Dans le domaine médical et esthétique, l'utilisation du laser est toujours en augmentation notamment dans le traitement d'anomalies cutanées, tel que les tumeurs bénignes et les angiomes, dans l'effacement des ridules ou des tatouages, ainsi que dans l'épilation, et en ophtalmologie pour la correction des problèmes de vision (myopie, cataracte et décollement de la rétine). En parallèle aux applications médicales du laser, il est également utilisé dans le domaine du diagnostic. Cette technique utilise un faisceau laser pour mesurer le flux sanguin. Le laser est également utilisé en mammographie laser, et contrairement à la technique aux rayons X (dangereuse et douloureuse), cette technique permet un diagnostic précoce, sans danger et sans douleur, du cancer en détectant des anomalies dans les tissus.

IV.1. Intérêt de l'outil laser en dermatologie

Les propriétés et les caractéristiques de la lumière laser (la cohérence, la directivité et la puissance constante et contrôlable), font de ce dernier un bon outil d'induction de lésions

cutanées contrôlées. Cet outil permet, au niveau de la peau, d'enlever progressivement des couches du tissu de façon précise au moyen d'un réglage de l'énergie laser [Lee 2001], [Levy 95]. De nombreuses études ont été réalisées afin de comparer les différentes techniques d'induction de lésion, telles que le dermatome, la dermabrasion ou encore le punch à biopsie [Ross 2000], ainsi que la technique de bulle de succion, permettant la séparation entre le derme et l'épiderme [Woodley 1992]. Ces techniques ont été comparées aux lasers CO₂ et erbium:YAG, de points de vue contraction et réparation de lésions ainsi que sur la présence de dommage thermique [Ross 1957]. Ainsi, le laser Er:YAG n'induit pas de contraction de la lésion, contrairement au laser CO₂ qui provoque, selon cette étude, une importante contraction de la lésion. Cependant l'Er:YAG permet une ablation des couches superficielles de la peau progressivement, avec un minimum de dommage thermique résiduel. D'autres études utilisant l'Er:YAG, ont été utilisées dans l'amélioration de la perméabilité du stratum corneum à certaines molécules chimiques et même de l'ADN [Lee2001, Lee2006], ou pour déterminer son rôle dans l'amélioration des cicatrices post-brûlure [Eberlein 2005]. Les avantages et les caractéristiques du laser Er:YAG, le place en tête de liste des techniques susceptibles d'induire des lésions expérimentales sans une interférence avec le processus normal de réparation tissulaire. De ce fait, le laser Er:YAG a été adopté pour la réalisation des lésions expérimentales.

V. Sources lasers à matériaux semi-conducteurs

Moins de deux ans après la démonstration expérimentale de l'effet laser dans des matériaux cristallins, les premiers lasers à semi-conducteurs firent leur apparition en 1962 [Hall 1962]. L'amélioration des technologies de croissance en fait aujourd'hui le type de laser le plus utilisé dans le monde, devant les lasers à gaz et les lasers à cristaux. Nous décrivons dans ce paragraphe les différents avantages des lasers à semi-conducteur qui leur permettent de couvrir des domaines d'application allant des télécommunications optiques aux lecteurs de CD ou de DVD, en passant par la spectroscopie ou les applications en biologie.

V.1. Avantages des matériaux semi-conducteurs

Le principal avantage des lasers à semi-conducteur est sans nul doute la plage spectrale d'émission couverte par les différents matériaux semi-conducteurs disponibles. Des diodes bleues en GaN émettant en dessous de 400 nm pour les DVD Blue ray, aux diodes laser de la filière antimoine pour l'infrarouge jusqu'à 3 µm pour des applications en spectroscopie, en passant par les matériaux GaAs dans le proche infrarouge vers 850 nm, la souplesse des matériaux disponibles et l'ingénierie très complexe des géométries réalisables

avec ce type de matériau permet d'accéder continûment à toutes les longueurs d'onde du visible à l'infrarouge et ainsi répond à un large éventail de solutions et d'applications. De plus, le fort gain de ces matériaux permet une compacité accrue de systèmes tout intégrés, ou le milieu à gain fait typiquement de quelques microns à quelques millimètres d'épaisseur. Avec l'amélioration des filières de croissance des matériaux semi-conducteurs, notamment liée au fort développement de la croissance du silicium pour l'explosion des marchés informatiques, la compacité de ces systèmes s'accompagne de la possibilité de production en masse et d'un packaging adapté. D'un point de vue opérationnel, ces composants présentent une bande passante de modulation élevée (plusieurs GHz), de faibles tensions de service et des puissances consommées raisonnables grâce à des rendements de l'ordre de 50% à 70%. Si les semi-conducteurs ont des spectres de gain naturellement large, un comportement mono-fréquence peut être obtenu en utilisant des longueurs de cavité très courtes (ce qui réduit le nombre de modes en compétition), en structurant le composant pour ajouter des fonctionnalités de sélectivité spectrale ou encore en utilisant la sensibilité au retour de la lumière dans les lasers à semi-conducteurs.

V.2. Diversification des Laser à semi-conducteur

V.2.1. Diodes lasers à émission par la tranche

i. La diode laser Fabry-Pérot

L'effet laser dans les semi-conducteurs, comme dans tous les lasers, est rendu possible par l'existence d'un milieu à gain et d'un résonateur optique. Dans le cas de la diode laser Fabry-Pérot, la cavité résonante est formée par les facettes clivées du bord de la structure. Le milieu à gain incorpore des puits quantiques qui diminuent drastiquement les courants de seuils de fonctionnement et augmentent l'efficacité des systèmes. En outre, les faisceaux sont limités par diffraction (monomode transverse) mais leur ellipticité impose pour la majorité des applications une anamorphose qui peut être gênante. De plus, compte tenu de la largeur du spectre de gain (10 à 20 nm), du nombre important de modes longitudinaux dans cette gamme spectrale, et en l'absence d'un quelconque contrôle spectral, ces diodes laser ne sont pas monomodes longitudinales et leur spectre s'étale sur typiquement un nanomètre [Agrawal 1993].

ii. Les diodes DBR et DFB

Les diodes DBR ("Distributed Bragg Reflector") et DFB ("Distributed FeedBack") sont des diodes lasers de type diodes Fabry Pérot dans lesquelles un réseau de diffraction a été

gravé par modulation de l'indice de réfraction. Ce réseau de diffraction, appelé aussi miroir de Bragg, peut remplacer un des miroirs de la cavité des diodes Fabry Pérot, on parle alors de diodes DBR ; il peut également être réparti le long de la zone active de la diode laser, on parle dans ce cas de diodes DFB. Dans les deux cas, la longueur totale du miroir de Bragg et le pas du réseau sont calculés pour obtenir une réflectivité élevée à la longueur d'onde d'émission λ_0 . Le miroir de Bragg est alors un filtre spectral d'un ou deux nanomètres de large centré sur la longueur d'onde laser d'émission désirée λ_0 qui favorise la sélection d'un seul mode longitudinal et le fonctionnement mono-fréquence du laser [Klehr 2008].

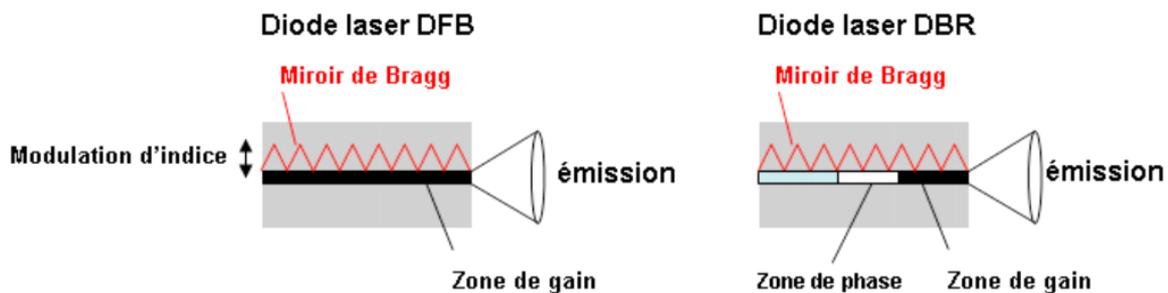


Fig1.4-Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR

iii. Les lasers en cavité étendue

Les propriétés spectrales des lasers à semi-conducteurs sont profondément changées lorsque ceux-ci sont couplés à une cavité externe [Fleming 1981]. Selon les valeurs relatives de la réflectivité du semi-conducteur et de la cavité externe, et les longueurs respectives du milieu actif et de la cavité externe, le comportement mono-fréquence du laser, ses sauts de modes et sa largeur de raie ; sont profondément modifiés et contrôlés par la cavité externe [Lang 1980]. D'une part, les éléments utilisés dans la cavité permettent d'obtenir une émission accordable, et, d'autre part, l'allongement de la cavité laser par rapport à celle de la diode laser seule augmente le temps de vie du photon dans la cavité et diminue ainsi la largeur de raie du laser. En pratique, de nombreuses configurations ont été proposées pour affiner le spectre l'émission d'une diode laser [Baillard 2006]. Un étalon ou un filtre interférentiel intracavité peuvent également jouer le rôle d'élément sélectif spectralement. Une solution plus récente consiste à utiliser un réseau de Bragg en volume dont la réflectivité peut être très fine spectralement ($\sim 0,2$ nm) et centrée sur une unique longueur d'onde. Cette technologie est de plus en plus utilisée pour fixer la longueur d'onde d'émission des diodes de puissance sur toute leur gamme de fonctionnement (courant d'alimentation et température de jonction).

Les lasers en cavité externe sont très couramment utilisés dans les montages optiques de physique atomique et de spectroscopie, et sont indispensables aujourd'hui pour la détection des atomes dans les horloges atomiques.

V.2.2 Diodes à émission par la surface

Dans les diodes à émission par la surface, l'émission laser se fait suivant l'axe de croissance de la structure, c'est-à-dire l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiales. On parle également de laser à cavité verticale (VCSEL étant l'acronyme anglais pour "Vertical Cavity Surface Emitting Laser). Ces lasers comportent une zone de gain de très faible épaisseur entourée de miroirs de Bragg hautement réfléchissants qui compensent le gain faible de ces structures pour assurer l'effet laser.

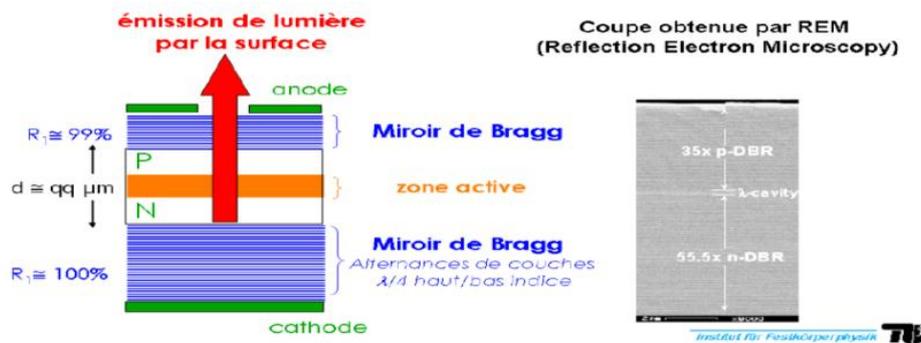


Fig 1.5- Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement

Cette technologie, démontrée en 1979 au Tokyo Institute of Technology par l'équipe de K. Iga, a su bénéficier de toutes les avancées technologiques de croissance des semi-conducteurs pour en faire aujourd'hui un des composants les plus utilisés, notamment dans les télécommunications optiques courtes distances [Soda 1979]. Le développement dans les années 90 de la croissance de structures par épitaxie a contribué à améliorer les performances de ces lasers composés d'un empilement de couches semi-conductrices.

VI. Les différents types des lasers à Semi conducteur

La diode laser, encore appelée laser à semi-conducteur, laser à injection, laser à jonction, laser à hétérojonction, laser à puits quantique ou même laser à diode (probablement traduction trop directe de l'anglais : laser diode) est une diode à semi-conducteur, plus précisément une diode électroluminescente, conçue et utilisée de façon à exploiter l'effet LASER.

La première révolution à partir du laser à homo-jonction fut celle du laser à double hétéro-structure. La seconde, celle du puits quantique, seront abordée dans la section suivante. Pour faire du laser à semi-conducteur un dispositif efficace, qui marche en continu à température ambiante, il a fallu diminuer le courant de seuil à des valeurs inférieures au niveau où la dégradation thermique commence. Diminuer le courant de seuil implique augmenter le gain pour un même courant. Le seul paramètre sur lequel on puisse jouer est la largeur typique de la zone active d , où s'accumulent, sous champ, électrons et trous avant recombinaison. Dans une jonction p-n typique, d vaut de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$.

VI.1. Laser à homo-jonction

Le laser à jonction (Figure 1.6) est la juxtaposition de deux semi-conducteurs de même nature mais dopés différemment (notion de la jonction p-n). A la frontière entre ces deux milieux, les électrons diffusent de n vers p puis se recombinent dans p avec les trous présents dans la zone. A l'équilibre thermodynamique, il n'y a qu'un seul niveau de Fermi à travers tout le milieu d'où le déplacement des niveaux d'énergie puisque l'énergie potentielle des électrons est inférieur du côté n [Dutta 1993].

L'application d'une faible différence de potentiel directe entre les semi-conducteurs suffit de modifier la concentration des porteurs minoritaires au voisinage de la jonction (séparation des niveaux de Fermi). L'injection est prépondérante dans p par des électrons qui se recombinent avec les trous présents dans la zone pour donner naissance à des photons, ce processus est soit spontané comme dans la diode électroluminescente que l'on trouve dans de nombreux afficheurs électroniques, soit stimulé par le rayonnement présent dans le milieu. En augmentant le pompage, ce dernier phénomène est prépondérant.

L'inconvénient majeur de ce type de laser réside dans le fait que la densité de porteurs est fortement limitée. Ce courant de seuil étant très élevé, on constate un chauffage interdisant le fonctionnement à température ambiante et en continu.

La lumière doit être amplifiée pour augmenter l'efficacité du laser. La cavité est obtenue par clivage perpendiculairement au plan de la jonction. Le rôle de miroir est joué par les faces du cristal (indices élevés). Les modes de cette cavité sont toujours solutions de l'équation de propagation qui respectent les conditions limites imposées par la structure. Le matériau joue le rôle de guide d'onde. Le diagramme de rayonnement résulte de la diffraction de la lumière (comme pour une ouverture rectangulaire) et présente des divergences angulaires de forme elliptiques.

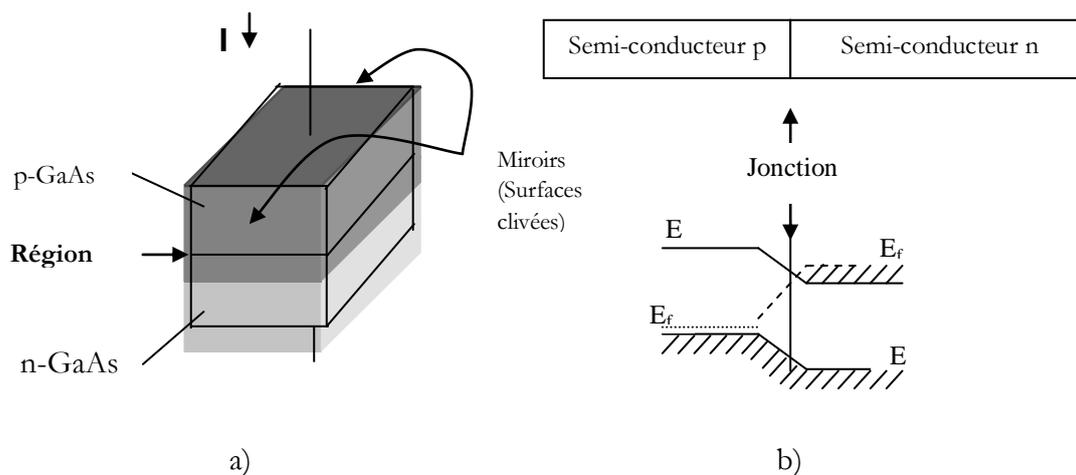


Fig 1.6- a) laser à homo-jonction, b) principe du laser à homo-jonction

VI.2. Le laser à double hétéro-structure

La figure 1.7 montre la structure de bande d'une double hétéro-structure : on reconnaît l'allure typique de la jonction p-n avec son champ interne, mais il apparaît en plus un puits de potentiel pour électrons et pour trous, au centre même de la zone de charge d'espace. Ceci est obtenu par l'assemblage de trois couches, deux couches de grand gap de chaque côté d'une couche de bande interdite plus faible.

On ne peut pas assembler n'importe quels semi-conducteurs ensemble, il est nécessaire qu'ils aient même paramètre de maille cristalline (comme par exemple GaAs et AlGaAs) pour que leur association puisse former globalement un monocristal du point de vue structurel, c'est-à-dire sans trop de dislocations. Si l'on essaye de rassembler deux semi-conducteurs quelconques sans qu'il y ait de compatibilité entre leurs paramètres cristallins, l'ensemble va présenter énormément de dislocations qui sont autant de chemins non-radiatifs pour les électrons ou les trous. Pour obtenir un bon laser, il est capital d'avoir un bon rendement quantique interne, c'est-à-dire de maintenir autant que possible la validité du schéma de structure de bande (des électrons dans la bande de valence, des trous dans la bande de conduction), sur lequel repose l'inversion de population et qui nécessite l'intégrité de la structure cristalline. Le type de structure représenté schématiquement en figure 1.7 est réalisé par des techniques de croissance cristallines très sophistiquées d'épitaxie par jets moléculaires ou d'épitaxie en phase vapeur, qui sont parfaitement maîtrisées au niveau industriel. Bien que l'intégrité du cristal soit conservée sur l'ensemble des trois couches, le monocristal ne présente néanmoins pas la même structure de bande dans le matériau central que dans ses deux voisins ; la différence de bande interdite entre les deux résulte en un puits de potentiel

dans lequel se rassemblent électrons et trous. Un autre avantage tout aussi important a permis à la double hétéro-structure de faire de la diode laser un dispositif performant : il s'agit du guidage des photons. Il se trouve en effet que la couche centrale, de plus faible bande interdite, est également de plus fort indice optique. La couche centrale constitue donc un guide plan très efficace pour la lumière. Cela permet de confiner l'onde laser dans la dimension verticale, c'est-à-dire d'éviter que la lumière ne s'échappe et quitte la trajectoire optimale dans l'axe des deux miroirs de la cavité. Comme ces deux miroirs sont plans, il n'y a en effet pas de stabilité optique a priori et la structure guidante résoud ce problème dans une dimension, celle perpendiculaire aux couches. Dans la dimension latérale (dans le plan des couches), plusieurs solutions sont également possibles pour guider la lumière.

La double hétéro-structure a permis l'observation d'un effet laser en régime continu et à température ambiante en URSS et aux USA de manière plus ou moins indépendante au printemps 1970. Huit années tout de même après la première observation de l'effet laser à basse température et en régime pulsé, la diode laser commençait à devenir un dispositif réellement intéressant pour les applications. Il allait falloir attendre encore une décennie, les progrès des techniques de croissance des couches, de la technologie, et la deuxième révolution, celle des puits quantiques, pour que les diodes lasers atteignent des performances excellentes en termes de fiabilité, ce qui allait leur ouvrir les portes des télécommunications et du stockage de l'information.

VI.3. Le laser à puits quantiques

Concernant les deux avantages du laser à double hétéro-structure (un entonnoir pour les électrons ; un guide pour les photons), on peut se demander quelle est l'épaisseur optimale pour l'épaisseur de la région active, de plus faible bande interdite. Considérant l'équation 1.1 la densité volumique d'électrons (et de trous) dans la zone active comme suite :

$$n = \frac{j\tau}{qd} \quad 1.8$$

Où τ le temps typique qu'il faut aux électrons avant de se recombiner (de l'ordre de la nanoseconde), d est la largeur de la zone active [Weisbuch 1991].

Il semble que pour augmenter la densité de porteurs pour un courant donné il n'y ait pas de limite inférieure : plus petite est la région active, plus bas sera le seuil du laser. En revanche, il est clair que la capacité d'une couche mince à guider les photons diminue quand l'épaisseur de la couche guidante devient trop faible devant la longueur d'onde optique. Alors

qu'une couche de 10 nm est un parfait entonnoir à électrons, une onde électromagnétique de longueur d'onde $1 \mu\text{m}$ dans le vide est très mal guidée par une telle couche ; le mode électromagnétique guidé s'élargit pour s'évaporer totalement dans les couches voisines. Cette dissymétrie vient du fait que la longueur d'onde des photons est beaucoup plus grande que la longueur d'onde de De Broglie des électrons. Comme la longueur d'onde représente fondamentalement la distance typique en dessous de laquelle le champ électromagnétique refuse de varier de manière trop importante, suivant les équations de Maxwell, il est impossible de comprimer une onde sur une distance plus faible que la longueur d'onde. D'où l'idée d'une structure à confinement séparé, dans laquelle une couche centrale a pour but de confiner les électrons et d'autres couches, plus larges, sont optimisées de manière séparée pour optimiser le guide d'onde optique. Le type de structure à confinement séparé, toujours utilisé dans les diodes lasers actuelles. Deux couches de bande interdite et d'indice intermédiaire servent de guide d'onde, leur épaisseur est optimisée pour obtenir un bon guide d'onde, en tenant éventuellement compte de la densité de puissance optique pas trop grande que l'on souhaite pour limiter les effets thermiques dus à la réabsorption. La couche centrale, de gap minimal, peut être maintenant aussi petite que l'on veut pour accroître la densité d'électrons. Des effets de confinement quantique apparaissent dans cette couche qui est un puits de potentiel quantique, dans la direction perpendiculaire aux couches. À ce point, la dépendance du gain optique avec le nombre de porteurs change fondamentalement de régime, car il est nécessaire de s'intéresser aux effets particuliers apportés par le confinement quantique [Dingle 1974].

Un puits quantique est donc obtenu en faisant croître une couche d'un matériau semi-conducteur A entre deux couches d'un autre matériau semi-conducteur B. Ce dernier a un gap d'énergie supérieur à celui du matériau A (Figure 1.7). La discontinuité entre les bandes d'énergie dans les deux matériaux crée une barrière de potentiel qui confine les porteurs électrons et trous dans le puits quantique [Bimberg 1991].

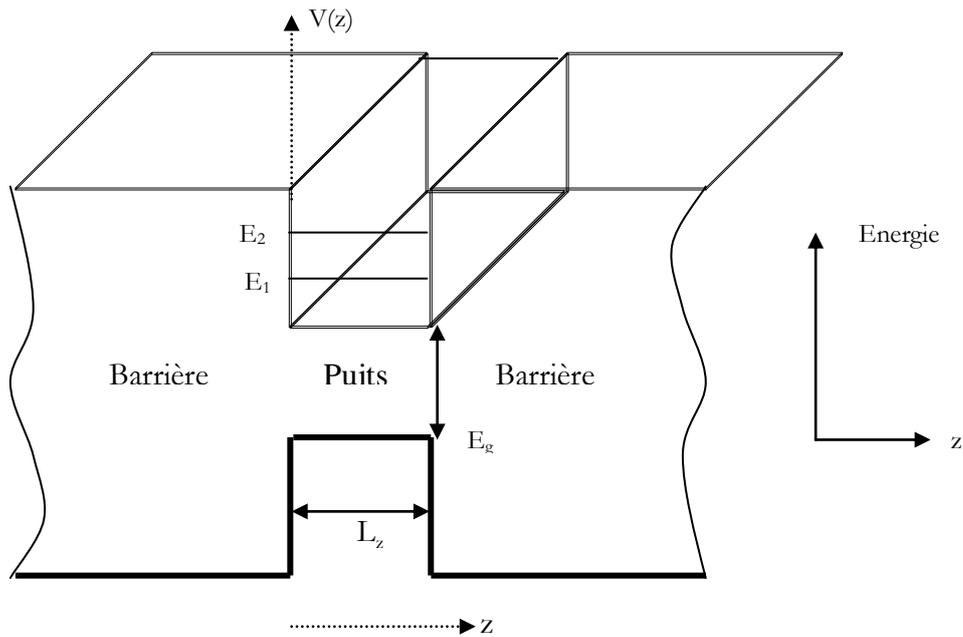


Fig 1.7- Présentation d'un puits quantique [Dingle 1974]

Selon la nature la discontinuité de bandes interdites à l'interface puits-barrière on distingue trois types de puits quantiques :

1. Puits quantique de type I : Les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau constituant le puits ; l'énergie du photon émis dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau puits.
2. Puits quantiques de type II : les électrons et les trous sont confinés dans les deux matériaux puits et barrières respectivement. Dans ce cas l'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs mais aussi des gaps des deux matériaux formant l'hétéro-structure.
3. Puits quantiques de type III : Le bas de la bande de conduction est situé en dessous du haut de la bande de valence. Dans cette configuration dite aussi semi-métallique, l'énergie du photon émis n'est fonction que des énergies de confinement des électrons et des trous c'est-à-dire de l'épaisseur des couches puits-barrières [Teissier 2005].

VII. Les niveaux d'énergie dans la structure à puits quantiques

Modèle parabolique

Le système de coordonnées dans cette analyse est considéré comme suite: x est le latéral (largeur) dans la direction du système de bande, y est dans la direction longitudinale, et z est

la direction épaisseur. Sachant que, l'axe z est perpendiculaire aux couches de puits quantiques et les plans de jonction, comme il est illustré sur la figure 1.8.

L'état d'une particule dans un semi conducteur peut être décrit à partir de la fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r})$, qui est la solution à l'équation de Schrödinger [Dutta93] :

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m_i^*} \nabla^2 + V_i(\vec{r}) \right] \psi_i(\vec{r}) = E_i \psi_i(\vec{r}) \quad 1.9$$

Les états discrets et autorisés pouvant être pris par les électrons et les trous, sont déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger au puits de potentiel à une dimension. Ceci est donné par [Ghatak 1988] :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{cw}^*} \frac{d^2\psi}{dz^2} = E\psi \quad \text{puits } (0 \leq z \leq L_z) \quad 1.10$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{cw}^*} \frac{d^2\psi}{dz^2} + \Delta E_c \psi = E\psi \quad \text{Hors puits } (z \geq L_z; z \leq 0) \quad 1.11$$

Où \hbar est la constante de Planck, m_{cw}^* et m_{cb}^* sont respectivement la masse effective de l'électron au niveau du puits et de la barrière, ψ est la fonction d'onde et ΔE_c est la profondeur du potentiel du puits. Pour un puits de potentiel fini les niveaux d'énergie et la fonction d'onde sont obtenus à partir de l'équation (1) en utilisant les conditions aux limites de Bastard au niveau de l'interface $z=0$ et $z=L_z$. E_{cn} est obtenu en résolvant l'équation suivante [Schuurmans 1985] :

$$\sqrt{\left(\frac{m_{cb}^*}{m_{cw}^*}\right) \left(\frac{\Delta E_{cn} - E_{cn}}{E_{cn}}\right)} = \begin{cases} \tan \\ -\cot \end{cases} \left[\frac{L_z \sqrt{2m_{cw}^* E_{cn}}}{2\hbar} \right] \begin{cases} \{ n: \text{pair} \} \\ \{ n: \text{impair} \} \end{cases} \quad 1.12$$

L'énergie de transition entre états liés dans les bandes de valence et de conduction sera dès lors obtenue à partir de l'équation :

$$E = E_{cn} + E_{hn} + E_g$$

Où E_g , est l'énergie de la bande interdite du matériau de puits, E_{in} sont les $n^{\text{ièmes}}$ états liés des particules.

La base de l'émission de lumière dans les semi-conducteurs est la recombinaison d'un électron dans la bande de conduction avec un trou dans la bande de valence, et l'excès

d'énergie est émis sous forme d'un photon. On appelle ce processus la recombinaison radiative.

La longueur d'onde correspondante à la transition entre l'électron et le trou lourd de la bande de conduction et de valence respectivement est l'équation [Agrawal 1993] :

$$\lambda_n = \frac{1.24}{[E_g + E_{cn} + E_{vn}]} (\mu m) \quad 1.13$$

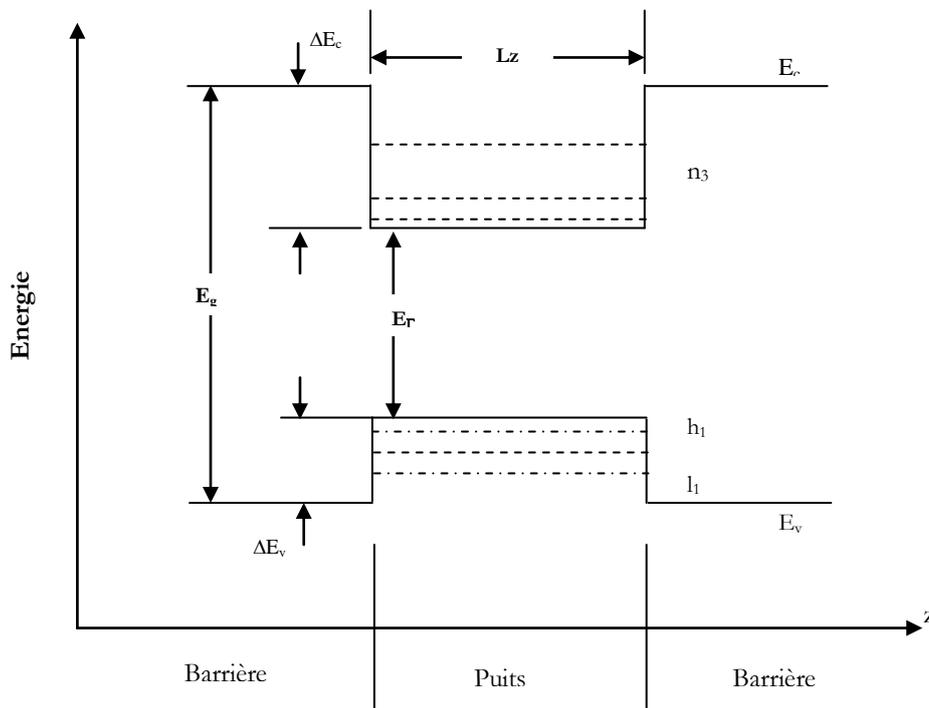


Fig1.8- Diagramme d'un puits quantique

VIII. Le gain optique Linéaire

Dans une structure à puits quantique, la nature bidimensionnelle de la densité d'états modifie la courbe de gain. A trois dimensions, la densité d'états augmente avec l'énergie. Il en résulte que lorsque l'injection augmente, le maximum de la courbe de gain se déplace vers les hautes énergies. Par contre dans un puits quantique, la densité d'états est constante dans chacune des sous-bandes. Ainsi lorsque le pseudo niveau de Fermi s'élève sous l'effet de l'injection, le sommet de la courbe de gain reste fixé à l'énergie du bas de la sous-bande. Le gain de la région active sature lorsque les premières sous-bandes des électrons et de trous sont

totallement inversées. Si le gain alors obtenu est insuffisant pour compenser les pertes, le seuil d'oscillation n'est pas atteint et les deuxièmes sous-bandes e_2 h_2 doivent être mises à contribution [Chong 1996]. Les propriétés de symétrie des fonctions d'ondes électroniques entraînent des règles de sélection sur les transitions optiques. Dans un puits quantique de hauteur finie, l'intégrale de recouvrement des fonctions enveloppes des électrons et des trous ne présente de valeurs appréciables que pour $\Delta n=0$ et $\Delta n=ne-nh$ où ne et nh sont respectivement les nombres quantiques des sous-bandes d'électrons et de trous. Si l'inversion de population des sous-bandes fondamentales e_1 h_1 permet de créer un gain supérieur aux pertes, la raie d'émission du laser est donnée par $\hbar\omega = E_g + E_{e1} + E_{hh1}$. Il est donc facile de maîtriser dans une certaine gamme la longueur d'onde d'émission du laser en modulant la largeur du puits. Dans une double hétéro-structure, seule la composition des matériaux permet d'ajuster la longueur d'onde.

Le coefficient du gain optique en tenant compte de l'effet de relaxation dans un puits quantique isolé, est donné par la relation suivante : [Aggrawal 1993]

$$g(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \int_{E_g + E_{cn} + E_{vn}}^{\infty} \langle R_{cv}^2 \rangle (f_c + f_v) F_{\tau}(E_{cv}) dE_{cv} \quad 1.14$$

Où ω la fréquence angulaire, μ est la perméabilité, ε est la permittivité, \hbar^2 la constante de Planck, m_r la masse effective réduite, E_{cn}, E_{vn} sont les énergies de transition, f_c, f_v sont les fonctions de distribution de Fermi Dirac pour les bandes de conduction et de valence et s'écrivent [Michael 2001]:

$$f_c = \left[1 + \exp \left\{ \frac{E_{c1} - E_{Fc}}{K_b T} \right\} \right]^{-1} \quad 1.15$$

$$f_v = \left[1 + \exp \left\{ (E_{h1} - E_{Fv}) / K_b T \right\} \right]^{-1} \quad 1.16$$

Où k_b la constante de Boltzman, $E_{Fc,v}$ les quasis niveaux de Fermi qui sont reliés à la densité des électrons et des trous injectés dans le puits. L'obtention des quasi-niveaux de fermi se fait avec la condition suivante : il faut que la densité des porteurs dans la bande de conduction soit égal à celle de la bande de valence [Makino 1996], ceci se traduit par les relations suivantes :

$$N = g_c \sum_n \int_{E_{cn}} f_c dE_{cn} = (g_c k_b T) \sum_n \ln \left[1 + \exp \left\{ \frac{E_{Fc} - E_{cn}}{k_b T} \right\} \right] \quad 1.17$$

$$N = g_v \sum_n \int_{E_{vn}} f_c dE_{vn} = (g_v k_b T) \sum_n \ln [1 + \exp\{(E_{fv} - E_{vn})/k_b T\}] \quad 1.18$$

On note g_c et g_v les densités d'états des électrons et des trous

$F_\tau(E_{cv})$ Représente la forme de raie laser, considérée dans le modèle d'Asada par la fonction lorentzienne [Deych 2002] qui tient compte de l'effet d'élargissement de bande exprimé par le biais du temps de relaxation intra-bande τ_{in} [Asada 1989], elle est donnée par la relation suivante [Makino 1996]:

$$F_\tau(E_{cv}) = \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{cv} - \hbar\omega)^2 + \left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)^2} \quad 1.19$$

Où τ_{in} est le temps de relaxation, qui est supposé être le même pour toutes les transitions intrabandes ($\tau_{in} = 10^{-13}$ sec).

$\langle R_{cv}^2 \rangle$ est la matrice du moment dipolaire constitué d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence [Asada 1984], en utilisant le modèle de Kan [Kane 1957] cette matrice est donnée par :

$$\langle R_{cv}^2 \rangle = M(E) \left(\frac{e\hbar}{2E_{cv}} \right)^2 |M_b|^2 \quad 1.20$$

La quantité $|M_b|^2$ est la valeur moyenne des éléments de matrice, c'est un paramètre tient compte des bandes supérieures. En utilisant le modèle *Kane*, $|M_b|^2$ dans le massif est donnée par [Kane 1957] :

$$|M_b|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{6m_c (E_g + \frac{2}{3}\Delta)} \quad 1.21$$

E_g , Δ sont respectivement, les énergies de la bande interdite et l'énergie spin-orbite.

Pour une couleur polarisée en parallèle aux couches du puits quantique (mode TE, ou la composante du champ électrique dans la direction x est prépondérante sur la composante y) et pour une lumière polarisée perpendiculairement au plan du puits quantique (mode TM, ou la composante du champ électrique dans la direction x est prépondérante sur la composante y) [chang 2005], nous avons :

$$M(E) = \begin{cases} \frac{3}{2} \sin^2 \theta & \text{transition } e - hh \\ \frac{3}{2} \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta & \text{transition } e - lh \end{cases} \quad 1.22$$

θ ici est l'angle entre l'axe z (perpendiculaire au plan du puits quantique) et le vecteur de l'état : $\vec{k} = k_x \vec{x} + k_y \vec{y}$ voir Figure..., cet angle est donné approximativement par $\cos^2 \theta = \frac{E_{cn}}{\varepsilon_{cn}}$, où E_{cn} est l'énergie de confinement de la sous bande de conduction à $k=0$, ε_{cn} est l'énergie totale de l'état donne par $\varepsilon_{cn} = E_{cn} + \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_c^*}\right)$. Puisque nous ignorons le mouvement transversal de l'électron, nous avons $\theta=0$ et delà nous obtenons :

- Pour le mode TE

$$M(E) = \begin{cases} \frac{3}{2} & \text{transition } e - hh \\ \frac{1}{2} & \text{transition } e - lh \end{cases} \quad 1.23$$

- Pour le mode ME

$$M(E) = \begin{cases} 0 & \text{transition } e - hh \\ 2 & \text{transition } e - lh \end{cases} \quad 1.24$$

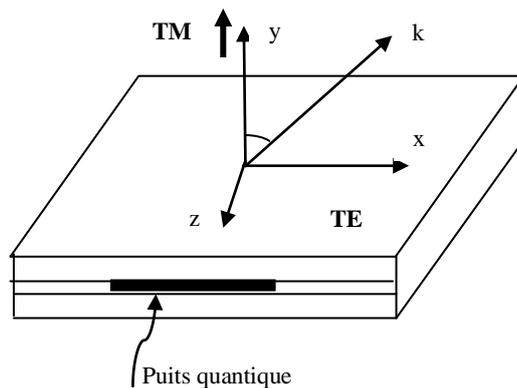


Fig1.9- Mode TE et TM [Yamada84]

Le modèle que nous utilisons dans la partie du travail de thèse pour la modélisation de structure laser à puits quantique , ce qui va faire l'objet de la troisième partie du troisième chapitre, ne tient pas compte de quelque phénomènes physique qui peuvent avoir lieu, soit lors de la cristallisation , parlons alors de l'effet de contrainte [O'Reilly 94] [Ahn98] ; la

diffusion [Kisin 1998], l'effet excitonique [Yu 2001] [Haug 85] et les recombinaisons non-radiative [Dekker 2002] .

IX. Gain différentiel

Le gain différentiel mesure l'efficacité du laser à transformer le courant injectée à un flux lumineux. Il traduit le gain optique par injection de porteur. Un gain différentiel amélioré correspond à une vitesse plus élevée de la modulation et à faible largeur spectrale de l'émission. [Riane 2006]

Le gain différentiel est donné par :

$$\frac{dg(\omega)}{dN} = \frac{K}{\pi} \int_{E_{tr}} \frac{f(f_c - f_v)}{dN} \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{ch} - \hbar\omega)^2 + \frac{\hbar}{\tau_{in}}} dE_{cv} \quad 1.25$$

Où K est exprimé par :

$$K = \omega \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\varepsilon}} \left(\frac{m_r}{\hbar^2 L_z} \right) \langle R_{cv}^2 \rangle \quad 1.26$$

Le gain différentiel est un facteur significatif déterminant la modulation de la largeur de bande du laser à semi-conducteur. Par définition c'est la dérivée du gain optique par rapport à la densité des porteurs injectés [Wenzel 1999].

Bibliographie

- [Agah 1993] R. Agah, J. A. Pearce, A. J. Welch, and M. Motamedi, "Rate process model for arterial tissue thermal damage: implications on vessel photocoagulation," *Lasers Surg. Med.* 152, 176–184, (1993).
- [Alaluf 2002] Alaluf, s., heinrich, u., stahl, w., tronnier, h., and wiseman, s. dietary carotenoids contribute to normal human skin color and uv photosensitivity. *journal of nutrition* 132, 399–403. (2002).
- [Anderson 1982] Anderson, R. and Parrish, J. *The Science of photomedicine. chapter 6; optical properties of human skin.* plenum press. (1982).
- [Anderson 1981] Anderson, R., Hu, J., and Parrish, J. *Optical. Radiation transfer in the human skin and applications in in vivo remittance spectroscopy. number 28 in bioengineering and the skin.* mtp press limited. (1981).
- [Anderson 1981] Anderson, R. and Parrish, J. *The optics of human skin.* *journal of investigative dermatology*, 77(1):13–19. (1981).
- [Angelopoulou 2001] Angelopoulou, E. *Understanding the color of human skin.* In *Human Vision and Electronic Imaging VI* ,SPIE, vol. 4299, pp. 243–251. (2001).
- [Baldwin 1969] G.C.Baldwin. *An introduction to nonlinear optics.* plenum press, ny. (1969).
- [Baranoski 2003] G.Baranoski, A.Krishnaswamy, and B.Kimmel. *Revisiting the foundations of subsurface scattering.* tech. rep. cs-2003-45, school of computer science, university of waterloo, (2003).
- [Beer 1986] A.V.Bestimmung *Der absorption des rother lights in farbigen flursing keiten.* *progg.ann*, 78-88, (1986).
- [Beisland 1986] H.Beisland. *Neodymium-YAG laser in the treatment of urinary bladder carcinoma and localized prostatic carcinoma,*J. Oslo City Hosp, 36, 63-84. (1986).
- [Bohren 1983] C.F.Bohren, and D.R.Huffman. *Absorption and scattering by small particles.* john wiley & sons, ny. (1983).
- [Bor 1983] C.F.Bohren and D.R.Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles,* wiley-interscience publication. (1983).
- [Boulnois 1986] Boulnois, *Lasers in Medical Science*,1,601-619), (1986).
- [Bruls 1984] W;.Buls, and J.Van Der Leun, *Forward scattering properties of human epidermal layers.* *photochem. photobiol.* 40, 231–242. (1984)
- [Campbell 1984] D.Campbell, R.A.dwek, *Biological spectroscopy.* benjamin/cummings, menlo park california. (1984).

- [Carslem 1959] H.carslem, j.jacque, conduction of hear in solid. oxford university press (1959).
- [Cespanyi 1987] E.Cespanyi, White R.A., Lyons R. et al, Preliminary report : a new technique of enterotomy closure using Nd :YAG laser welding compared to suture repair; *Journal of Surgery Research*, 42, 147-152. (1987).
- [Churmakov 2003] D.Churmakov, I.Meglinsky, S.Piletsky, and D.Greenhalgh. Analysis of skin tissues spatial fluorescence distribution by the monte carlo simulation. *journal of physics d: applied physics* 36, 1722–1728. (2003).
- [Coad 2004] J. E. Coad, X. He, S. McGee, F. Schmidlin, P. A. Iaizzo, D. J. Swanlund, S. Kluge, E. Rudie, and J. C. Bischof, “Investigation of the thermal and tissue injury behaviour in microwave thermal therapy using a porcine kidney model,” *Int. J. Hyperthermia* 206, 567–593 (2004).
- [Cooper 1996] C. cooper, E. Elwell, J. Meek, S. Matcher, J. Wyatt, M. Cope, and D. Delpy. “the noninvasive measurement of absolute cerebral deoxyhaemoglobin concentration and mean optical path length in the neonatal brain by second derivative near infrared spectroscopy”. *pediat. res.*, vol. 39, pp. 32-38, (1996).
- [Cope 1991] A.Cope, The application of nir spectroscopy to non invasive monitoring of cerebral oxygenation. university college london. (1991).
- [Cummins 1992] Cummins and Van der Zeypen (1992).
- [Dahan 2006] S. Dahan, Thierry Michaud, “Laser en dermatologie” groupe laser de la societe francaise de dermatologie 2eme edition. (2006).
- [Delacretaz 2009] G.Delacretaz. Les lasers médicaux, Diplôme Inter-Universitaire Européen, document de synthèse, (2008-2009).
- [Doiron 1979] D.R.Doiron, A.E.Profio, R.G.Vincent, T.J.Dougherty, Fluorescence bronchoscopy for detection of lung cancer, *chest*, 76, 27-32. (1979).
- [Doornbos 1999] R.Doornbos, R.Lang, M.Aalders, F.Cross, and H.Sterenborg. The determination of in vivo human tissue optical properties and absolute chromophore concentrations using spatially resolved steady-state diffuse reflectance spectroscopy. *physics in medicine and biology* 44, 967–981. (1999).
- [Dun 1998] A.Dun, “light scattering properties of cells”, dissertation presented to the faculty of the graduate school of the university of texas at austin. <http://www.nmr.mgh.harvard.edu/~adunn/papers/dissertation/dunn>. (1998).
- [Farell 1992] T.Farell, M.Patterson, and B.A.wilson. Diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties in vivo. *medical physics* 19, 879–888. (1992).

- [Flock 1987] Flock, S.T., Wilson, B.C, Patterson, M. 'Total attenuation coefficients and scattering phase functions of tissues and phantom materials at 633 nm', *medical physics*,14, 835-841. (1987).
- [Gelbert 2005] David Gilbert, « laer et lampes », elsevier avancees en dermatologie (2005).
- [Glassner 1995] A.Glassner, Principles of digital image synthesis. morgan kaufmann publishers, inc,san francisco, (1995).
- [Henny 1941] L.G.Henney, J.L. Grennstein, *Astrophys. J.* 93, 70 (1941).
- [Henriques 1947] C. Henriques, “Studies of thermal injury. V: The predictability and the significance of thermally induced rate processes leading to irreversible epidermal injury,” *Am. J. Pathol.* 23, 489–502 (1947).
- [Igarashi 2007] Igarashi, T., Nishino, K., and Nayar, S. K. The appearance of human skin: A survey. *found. trends. comput. graph. vis.*, 3(1):1–95. (2007).
- [Ishimaru 1978] A.Ishimaru, Wave propagation and scattering in random media, vol 1,2. academic press, ny. (1978).
- [Ishimaru 1978] A.Ishimaru. Wave propagation and scattering in random media, vol. 1. ieee press,new york, (1978).
- [Jacque 1987] S.Jacques, C.Alter, and S.Prahl, s. Angular dependence of hene laser light scattering by human dermis. *lasers in life sciences* 1, 4, 309–333. (1987)
- [Jacques 1996] S.Jacques, Origins of tissue optical properties in the uva visible and nir regions. *osatops on advances in optical imaging and photon migration* 2, 364–369. (1996).
- [Jacques1998a] Jacques, S. Optical absorption of melanin. oregon medical laser center monthly news and articles on biomedical optics and medical lasers. (1998a).
- [Jacques 1998b] S.Jacques. skin optics. oregon medical laser center news. (1998b).
- [Jerath 1992] Jerath, SPIE proceedings,1646,391-399) , (1992).
- [Kaufmann 1996] R.Kaufmann, Hibst R. Pulsed Erbium:YAG laser ablation in cutaneous surgery. *Lasers Surg Med*;19: 324–30. (1996).
- [Kerker 1969] M.Kerker, The scattering of light and other electromagnetic radiation. academic press, ny, 84-87. (1969).
- [Kikuchi 1979] Kikuchi, Proceedings of the III Intern. Congress of Laser Surgery, Graz, 1979).
- [Kuberla 1931] P.Kuberla, and F.Munk, Ein beitrage zur optik der farbanstriche.zurich tech. physik, 12:543. (1931).

- [Lee 1975] R.Lee, M.Mathews-Roth, M.Pathak, and J.Parrish. The detection of carotenoid pigments in human skin. *journal of investigative dermatology* 64, 175–177. (1975).
- [Macomber 2009] M.Macomber. skin physiology 101 : “A tour through the layers of the skin”. « <http://skinipedia.org/skin-essentials/skin-physiology-101-part2.html> », (2009).
- [Meglinsky 2001] I.Meglinsky, and S.Matcher, Modelling the sampling volume for skin blood oxy-genation. *medical & biological engineering & computing* 39, 44–49. (2001)
- [Meglinsky 2003] I.Meglinsky, and S.Matcher. Computer simulation of the skin reflectance spectra. *computer methods and programs in biomedicine* 70, 179–186. (2003).
- [Mie 2008] G.Mie, Beitrage zur optik trüber medien speziell kolloidaler metallösungen', *annalen der physik*, 25, 377-445. (1908).
- [Mourant 1998] J.Mourant, J.Freyer, A.Hielscher, A.Eick, D.shen, and T.Johnson. Mechanisms of light scattering from biological cells relevant to noninvasive optical-tissue diagnostics. *applied optics* 37, 16, 3586–3593. (1998).
- [Nakai 1998] H.Nakai, Y.Manabe, and S.Inokuchi. Simulation analysis of spectral distributions of human skin. in 14th international conference on pattern recognition, pp. 1065–1067. (1998).
- [Olivry 2009] E.Olivry. La peau normale : “un organe multi-fonction”. « <http://dermatoinfo.fr/article/> », le site d’information de la societe française de dermatologie. (2009).
- [Omlc 2004] Medical laser center OMLC. optical absorption of melanin. « <http://omlc.org/spectra/melanin/index.html> », (2004).
- [Peavy 2001] G.M.Peavy, Walder EJ, Nelson JS, et al: Use of laser photocoagulation for treatment of cutaneous angiomas in one dog and two cats. *JAVMA* 219:1094-1097, (2001).
- [Prah1 1988] S.Prah1, Light transport in tissue. phd thesis, the university of texas at austin, tx,usa, (1988).
- [Prah1 1993] S.Prah1, M.Van gemert, and A.Welch. Determining the optical properties of turbid media using the adding-doubling method. *applied optics* 32, 4, 559–568. (1993).
- [Profio 1983] A.E.Profio, Fluorescence bronchoscopy for localisation of carcinoma in situ', *medical physics*, 10, 35-39. (1983).
- [Profio 1984] A.E.Profio, Sarnaik, J. Fluorescence of hpd for tumor detection and dosimetry in photoradiation therapy', in: porphyrin localisation and treatment of tumours, ed. doiron, d.r., gomer, c.g., alan liss, ny, 163-175. (1984).

- [Ramanujam 2000] N. Ramanujam. fluorescence spectroscopy of neoplastic and non-neoplastic tissues. *photochemistry and photobiology*, 2(1-2) :89–117, (2000).
- [Rog 1999] A.Roggan, M.Friebel, K.Dorschel, A.Hahn, and G.Muller. \optical properties of circulating human blood in the wavelength range 400-2500 nm". *j. biomed. opt.*,vol. 4, pp. 36-46, (1999).
- [Romuald 2011] Jolivot J.Romuald , D'éveloppement d'un outil d'imagerie d'édie a l'acquisition, a l'analyse et a la caracterisation multispectrale des lesions Dermatologiques, these, universite de bourgogne u.f.r. sciences et techniques laboratoire le2i. (2011).
- [Sardar 1998] D.Sardar, and L.Levy. Optical properties of whole blood. *lasers in medical science* 13, 106–111. (1998).
- [Simpson 1998] C.Simpson, M.Kohl, M.Essenpreis, and M.Cope. Near infrared optical properties of ex-vivo human skin and subcutaneous tissues measured using the monte carlo inversion technique. *physics in medicine and biology* 43, 2465–2478. (1998).
- [Shimada 2001] M.Shimada, Y.Yamada, M.Itoh, and T.Yatagai. Melanin and blood concentration in human skin studied by multiple regression analysis: assessment by monte carlo simulation. *physics in medicine and biology* 46, 2397–2406. (2001).
- [Sowray 2009] C.Cowray. Bioptron light therapy. « [http /www.healthymatters.co.za/bioptron.html](http://www.healthymatters.co.za/bioptron.html) », 2009. healthy matters. (2009).
- [Star 1987] W.Star, van gemert, M., welch, a., and. Tissue optics for a slab geometry in diffusion approximation. *Laser in the Life Sciences* 2, 295–302. (1987).
- [Su 2002] Y.Su, W.Wang, K.Xu, and C.Jiang. The optical properties of skin. in *optics in health care and biomedical optics: diagnostics and treatment*, spie, vol. 4916,pp. 299–304. (2002).
- [Talreja 2001] P.Talreja, G.Kasting, N.Kleene,W.Pickens,and T.Wang. Visualization of the lipid barrier and measurement of lipid pathlength in human stratum corneum. *aaps pharmsci* 3, 2, 1–9. (2001).
- [Tandori 2005] J. Tandori, Z. Tokaji, K. Misurda, and P. Maroti, "Thermodynamics of light-induced and thermal degradation of bacteriochlorins in reaction center protein of photosynthetic bacteria," *Photochem. Photobiol.* 816, 1518-1525, (2005).
- [Thalmann 200 2] N.Thalmann, P.Kalra, D.Batisse, and B.A.Querleux. Computational skin model: fold and wrinkle formation. *iee transactions on information technology in biomedicine* 6, 4, 317–323. (2002).
- [Tsumura 2000] N.Tsumura, M.Kawabuchi, H.Haneishi, and Y.Miyabe.Mapping pigmentation in human skin by multi- visible-spectral imaging by inverse optical scattering technique. in *is&t/sid eighth color imaging conference*, pp. 81–84. (2000).

- [Tsumura 2003] N.Tsumura, N.Ojima, K.Sato, M.Shiraishi, H.Shimizu, H.Nabeshima. Image-based skin color and texture analysis/synthesis by extracting hemoglobin and melanin information in the skin. in siggraph,annual conference series (2003).
- [Urgo 2010] Uedical urgo. la peau et les plaies. <http://www.urgomedical.fr/accueil>, 2010.
- [Van Gemert 1989] Van Gemert, M.C.c. and Welch, A.J. 'Time constants in thermal laser medicine',lasers in surgery and medicine, 9, 405-421. (1989).
- [Van der Koi 1986] J.M.Van der kooi, D.F.Wilson, A new method for measuring oxygen concentration in biological systems, in: advances in experimental medicine and biology,200, 189-193. (1986).
- [Van der Leun1984] J.Van der Leun. Forward scattering properties of human epidermal layers. Photochemistry and Photobiology, 40 :231–242, (1984).
- [Wang 1995] L.Wang, and S.Jacques. Hybrid method of monte carlo simulation and diffusion theory for light reflectance by turbid media. optical society of america 10, 8, 1746–1752. (1995).
- [Wilson 1986] B.C.Wilson, and M.S.Patterson, The physics of photodynamic therapy, physics in medicine and biology, 31, 327-360. (1986).
- [Wu 2006] Y.Wu. Combined depth and time resolved autofluorescence spectroscopy of epithelial tissue. Optics Letters, 31(12) :1833–1835, (2006).
- [Ye 2008] Ye and R.Patricia. Enzymatic degradation of human skin dermis revealed by fluorescence and reflectance. optical society of america, 16(13), (2008).
- [Zonios 2001] G.Zonios, j.bykowsky, and N.Kollias. Skin melanin, hemoglobin, and light scattering properties can be quantitatively assessed in vivo using diffuse reflectance spectroscopy. journal of investigative dermatology 117, 6, 1452–1457. (2001).



CHAPITRE II



*II. Principes et interactions Laser – Tissu
Biologique*

Que les médecins veuillent utiliser les lasers à des fins thérapeutiques, voilà bien qui peut intéresser le grand public. Que ces rayons puissent traverser la peau sans l'endommager pour concentrer leurs effets sur une cible précise, voilà qui est encore plus enthousiasmant. Les lasers sont utilisés dans différentes spécialités : l'ophtalmologie, ORL, gynécologie, gastro-entérologie... Ils ont permis de modifier notablement certains traitements, ils ont permis de supprimer de nombreux actes chirurgicaux. Mais c'est sans doute en dermatologie que la variété des indications thérapeutiques est la plus grande [Dahan2006].

Le premier laser utilisable en clinique, conçu par Maiman en 1960, contenait un barreau rubis et émettait de la lumière à une longueur d'onde de 694 nm. Il a été suivi d'autres lasers, essentiellement le laser Dyttrium-aluminium-garnet dopé au néodyme (Nd : YAG) en 1961, le laser argon en 1962 et le laser au dioxyde de carbone (CO₂) en 1964. En 1965, Goldman a rapporté que le laser rubis permettait d'effacer les tatouages en laissant peu de cicatrices. Cette communication a été suivie par l'usage du laser Nd :YAG pour le traitement des tatouages et des malformations vasculaires superficielles. La première utilisation du laser argon pour traiter les lésions vasculaires a eu lieu vers le milieu des années 1970, mais le risque cicatriciel élevé en a limité l'emploi. Ce n'est qu'en 1983 que la publication de la théorie de la photo-thermolysesélective a permis une meilleure compréhension des interactions entre le laser et les tissus qui, à son tour, a facilité la conception et la fabrication de lasers destinés à des indications médicales spécifiques [Golberg 2005].

Même si la nature de l'interaction entre la lumière et la matière est très bien connue dans le milieu homogène et/ou multicouche, la description précise du comportement des photons dans un milieu multicouches et hétérogène, tel que la peau n'est de nos jours pas totalement acquise. Cependant l'application des lois fondamentales de l'optique ; liée au grand nombre d'études expérimentales effectuées, a permis d'aboutir à une caractérisation assez avancée de l'optique de la peau [Dahan 2006].

I. Propriétés optiques du tissu biologique

Préalablement à la présentation de l'interaction tissu biologique-lumière laser cette section vise à décrire les propriétés histologiques et optiques essentielles de la peau. Anderson et Parrish 1981 [Anderson 1981] ont détaillé les structures constitutives et certaines propriétés optiques de la peau humaine dans leurs publications en 1981.

Histologiquement, la peau humaine normale se compose de trois couches principales Figure 2.1, l'épiderme, le derme et l'hypoderme. Ces trois couches constitutives composées de types cellulaires et substances biochimiques différentes remplissent chacune diverses fonctions vitales et possèdent des propriétés optiques différentes [Urigo 2010].

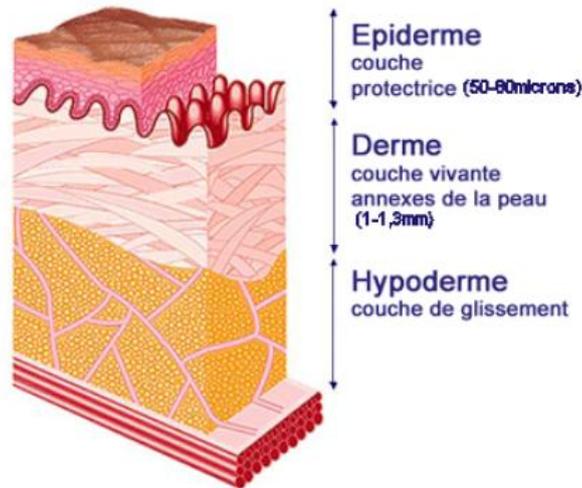


Fig 2.1- Illustration de la peau humaine comprenant trois couches principales : l'épiderme, derme, et l'hypoderme [Olivery 2009].

I.1. Epiderme

L'épiderme est la couche superficielle de la peau dont la surface (stratum cornéum ou couche cornée) est formée de cellules morte kératinisées. Son épaisseur varie, en fonction de la localisation anatomique ; 0.5 mm à (partie couvrant les paupières) à 1.5 mm (au niveau de la paume et de la plante du pied). En général l'épiderme est constitué de quatre couches cellulaires : la couche basale, la couche épineuse, la couche granuleuse, et la couche cornée dit stratum cornéum qui est la couche la plus superficielle de l'épiderme [Olivery 2009].

Caractérisation/propriétés optiques : La couche cornée, surface externe de l'épiderme est en contact direct avec l'environnement extérieur (l'air en général). La différence entre l'indice de réfraction de la couche cornée ($n=1.55$) et celui de l'air ($n=1$) fait qu'une partie de la lumière incidente réfléchi vers l'extérieur. La mélanine, un polymère important dans l'épiderme, possède des propriétés absorbantes accrues pour les rayonnements UV. Elle est produite par les mélanocytes de la couche basale et diffusée entre les kératinocytes de la couche épineuse, créant un filtre optique empêchant une grande partie de la lumière UV d'entrer dans les couches plus profondes de la peau. Sa concentration et sa sécrétion varient en fonction de la zone et du temps d'exposition au rayonnement solaire. La mélanine est le chromophore majeur déterminant le comportement optique de cette couche (épiderme) non-vascularisée [Wu 2006], [Van der Leun1984].

I.2. Derme

Le derme constitué du tissu conjonctif donne une structure flexible à la peau et lui permet de résister à des contraintes mécaniques. Son épaisseur varie selon les régions corporelles et peut atteindre un millimètre. On distingue normalement 2 couches constitutives : Figure 2.2

1. *Le derme papillaire* est la couche supérieure du derme. Cette structure renforce la liaison inter-couches par une interface plus vaste entre derme papillaire et la dernière couche de l'épiderme (couche basale), et facilite le passage des nutriments du derme à

l'épiderme. On trouve un grand nombre de vaisseaux sanguins et de neurofibres dans cette couche fine.

2. *Le derme réticulaire* plus profond, occupe environ 80% du volume du derme. Le derme réticulaire est abondamment vascularisé dans sa partie la plus superficielle [OMLC 2004].

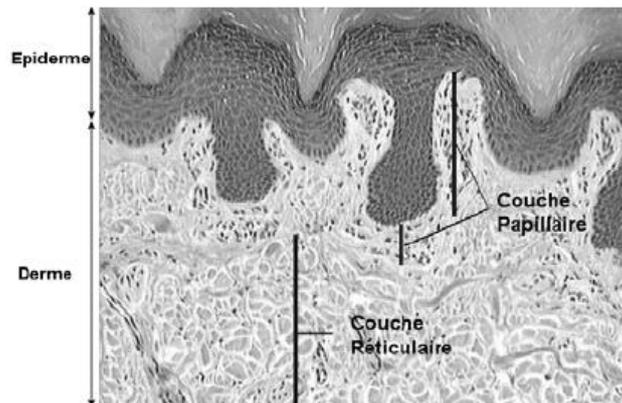


Fig 2.2 – Image d'une coupe histologique du derme montrant deux zones distinctes : derme papillaire et réticulaire.[Macomber 2009]

Caractérisation/propriétés optiques : Le derme est une couche riche en vaisseaux sanguins, on trouve donc beaucoup de cellules sanguines dans cette couche nutritive. L'hémoglobine est un chromophore qui absorbe fortement la lumière visible. Les deux principaux constituants du derme (70% du poids net), collagène et élastine forment des réseaux matriciels qui fluorescent dans le vert 330 –550nm [Ramanujam 2000]. L'intensité de fluorescence émise par ces deux fluorophores est principalement dépendante de la structure matricielle qu'ils créent. Par exemple, [Ye 2008] a rapporté que la destruction de réticulation collagène ("collagenase digestible collagen cross-links") engendre une diminution de fluorescence émise de la couche dermique. En plus de leur propriété de fluorescence, les faisceaux de fibres créés par ces deux constituants matriciels confèrent des propriétés particulières de diffusion de la lumière à cette couche : les fibres de quelques μm de diamètre sont d'origine de la diffusion de Mie, tandis que d'autres microstructures de cette couche provoquent une diffusion de Rayleigh plus isotrope.

I.3. L'hypoderme

L'hypoderme, appelé aussi tissu sous-cutané, est la couche adjacente du derme. Dans la plupart des références de la littérature, cette couche n'est pas considérée comme une couche constitutive de la peau. Elle sert d'interface entre la peau et les structures mobiles en dessous d'elle, comme le muscle et le tendon [Honghui 2012].

Caractérisation/propriétés optiques : la graisse constitue un milieu optique très diffusant. Un nombre important de vaisseaux sanguins la traversent avant de pénétrer dans le derme, et confère également à cette couche une propriété absorbante dans le domaine du visible, à cause de l'absorption par l'hémoglobine. Cependant, compte tenu de la profondeur à laquelle se situe cette couche ($> 3\text{mm}$) et de la pénétration limitée de la lumière dans la bande

de 350 -750nm (profondeur de pénétration 0.8 – 3.1mm) dans ces tissus absorbants et très diffusants l'hypoderme est rarement pris en compte pour l'étude des tissus cutanés humains en spectroscopie in vivo. (Fig 2.3) [Sowray 2009].

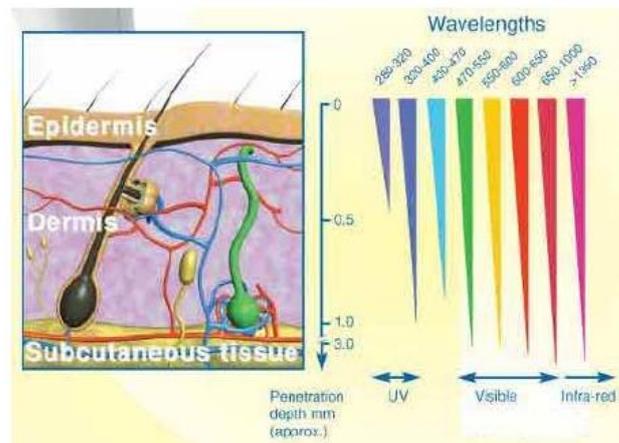


Fig 2.3- Représentation schématique montrant les profondeurs de pénétration de la lumière en fonction des longueurs d'onde au sein des différentes couches cutanées.[Sowray 2009]

II. Interaction lumière laser- tissu biologique

Lorsqu'une source lumineuse interagit avec un tissu biologique, deux phénomènes apparaissent : l'absorption et la diffusion. Cette interaction est fortement dépendante de la longueur d'onde, et, suivant la valeur de celle-ci, l'onde lumineuse se propagera plus ou moins profondément à l'intérieur du tissu. Un milieu optique est en général caractérisé par son indice de réfraction : tant que celui-ci reste constant, un rayon lumineux traversera ce milieu suivant une trajectoire bien définie, et ne sera pas dévié [Bor 1983]. De nombreux milieux, comme les tissus biologiques, présentent des fluctuations d'indice sur de petites échelles dues à la présence de structures telles que les noyaux ou les mitochondries des cellules, ce qui entraîne une dispersion de la lumière dans toutes les directions. De nombreux chercheurs ont essayé de caractériser les indices de réfractifs des composantes cellulaires mais il n'y a pas de valeur définitive pour chaque composante [Dun 1998].

II.1. Absorption de la lumière

Une relation entre l'absorption de la lumière dans un milieu purement absorbant et l'épaisseur du milieu est d'abord déterminée en 1729 par Bouguer [Bouguer1760]. Quelques années plus tard Lambert (1760) dérive l'expression mathématique suivante, connue comme la loi de Lambert-Bouguer.

$$\frac{dI}{I} = \mu_a dl \quad 2.1$$

Qui décrit la façon dont chaque dl du milieu de couche successive absorbe la même fraction dI/I de l'intensité incidente I pour une constante μ_a qui est le coefficient d'absorption par unité de longueur inverse (habituellement mm^{-1}).

Pour une intensité incidente I_0 , par conséquent, l'intensité transmise I à une distance l sera :

$$I = I_0 e^{-\mu_a l} \quad 2.2$$

Le coefficient d'absorption μ_a peut donc être interprété comme la probabilité pour un photon d'être absorbé par le milieu ; par unité de longueur. L'inverse du coefficient d'absorption, dit longueur d'absorption, est la distance nécessaire pour l'intensité du faisceau d'être égale à e^{-1} de l'intensité initiale.

Lorsque l'équation (2.2) est exprimée en \log_{10} la constante K est connu comme le coefficient d'extinction. L'absorbance du milieu est défini comme le rapport \log_{10} de l'intensité incidente et transmise, où l'unité d'absorbance est la «densité optique» (OD).

$$I = I_0 10^{-Kl} \quad 2.3$$

$$A = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = Kl \quad 3.4$$

Par conséquent, les unités de K sont OD par unité de longueur (généralement $OD \text{ cm}^{-1}$). Le coefficient d'extinction et le coefficient d'absorption sont conceptuellement les mêmes, ne différant que par la base du logarithme utilisé dans l'expression de Lambert-Bouguer. Pour la même unité de longueur, par conséquent, le coefficient d'extinction est lié quantitativement au coefficient d'absorption d'un facteur de 0,434.

En 1852, Beer a déterminé que le coefficient d'absorption d'un composé est linéairement liée à sa concentration c diluée dans un milieu non-absorbant tel que [Beer 1852] :

$$\mu_a = \alpha c \quad 2.5$$

où α est connu comme le coefficient d'absorption spécifique. En remplaçant μ_a dans la loi de Lambert-Bouguer donne ce qu'on appelle la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 e^{(-\alpha c l)} \quad 2.6$$

Exprimant la loi de Beer-Lambert en \log_{10} donne :

$$I = I_0 10^{-\varepsilon c l} \quad 2.7$$

Où ε est le coefficient d'extinction spécifique, généralement exprimée en unités de $DO \text{ cm}^{-1}$.

Dans une solution contenant un mélange de n composés absorbant, l'absorbance totale est la somme des coefficients d'extinction différents, multiplié par la distance l :

$$\begin{aligned} A &= (K_1 + K_2 + \dots + K_n)l \\ &= (\varepsilon_1 c_1 + \varepsilon_2 c_2 + \dots + \varepsilon_n c_n)l \end{aligned} \quad 2.8$$

La loi de Beer- Lambert n'est valable que sous certaines conditions limitées : la lumière qui pénètre dans le milieu doit être monochrome et parfaitement collimatée et le milieu lui-même doit être purement et absorbant uniformément. Par conséquent, certaines erreurs vont se poser lors de l'application de la loi à des mesures spectroscopiques pratiques puisque, par exemple, même les lasers ne sont pas parfaitement monochromatiques. Les conséquences sur les mesures expérimentales des limites imposées par la loi de Beer -Lambert ont été discutés ailleurs [Cope 1991].

Il existe de nombreux composés dans les tissus biologiques qui absorbent le rayonnement lumineux, collectivement connus comme chromophores des tissus, dont chacune a son propre spectre unique. Comme exprimé dans l'équation 2.8, le coefficient d'extinction total d'un mélange de composés est égal à la somme de leurs coefficients d'extinction différents, pondérée par leurs concentrations relatives. Par conséquent, rapprochant les tissus sous forme de mélange homogène des composés, l'absorption de la lumière totale dans le tissu à une longueur d'onde donnée est fonction du type et de la concentration de chromophores présents. Les sections suivantes aborderont les chromophores présents dans les tissus biologiques et leurs spectres d'absorption.

Les principaux composants des tissus biologiques qui contribuent directement au processus d'absorption dans le visible sont: la mélanine, qui se trouve principalement dans la peau, l'hémoglobine, la bilirubine et β -carotène dans le sang (ce dernier se retrouve également dans le derme des peuples d'Asie). Les deux chromophores importants sont la mélanine et l'hémoglobine parce qu'ils jouent rôle important dans l'apparition de la peau normale car ils absorbent la lumière en particulier dans la gamme de longueur d'onde visible. [Anderson 1982][Young 1997].

La plupart des spectres d'absorption qui suivent sont présentés comme des spectres d'extinction, en unités de $\text{cm}^{-1} \text{Mole}^{-1} \text{l}^{-1}$ sur une base log-e, sauf ceux de la mélanine et de l'eau, qui sont donnés à titre coefficients d'absorption, en cm^{-1} .

1) Spectre d'absorption de l'eau

L'eau constitue 60 à 70% en poids du corps humain et c'est le composant le plus absorbant. Cela paraît évident puisque la cellule contient environ 75% d'eau [Guy 1991]. Le spectre d'absorption de l'eau dans la plage 450-700 nm est donné sur la figure 2.4 [Coo 1996].

Comme le montre la figure 2.4 une transmission indicative à travers le tissu est possible seulement à partir de l'UV (environ 200 nm, non présente sur la figure) jusqu'au PIR. Bien que le coefficient d'absorption de l'eau soit plutôt faible dans cette « fenêtre de transmission de l'eau », c'est un constituant significatif pour l'atténuation, puisque sa concentration est très élevée dans les tissus biologiques.

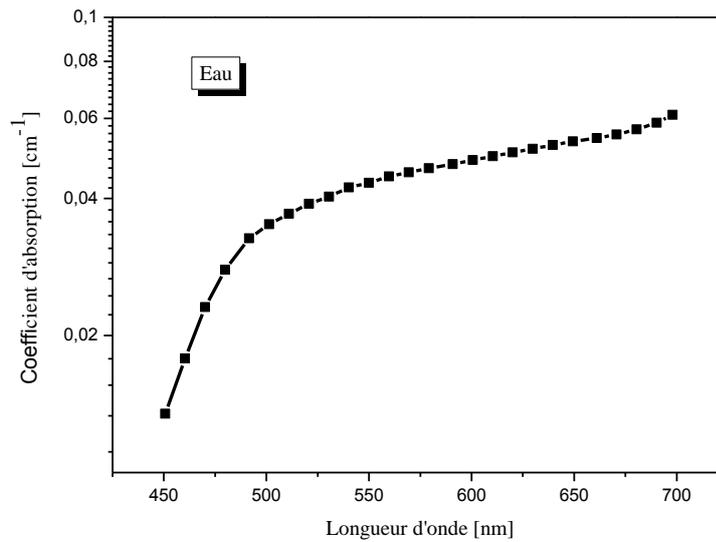


Fig 2.4- Spectre d'absorption de l'eau.

2) Spectre d'absorption de la mélanine

La mélanine est le principal chromophore de l'épiderme qui occupe le sommet 50-100 μm . Ce chromophore est produit dans la couche granulosome et est également dans la couche de Malpighi. Les couches supérieures de l'épiderme ne contiennent pas de mélanine. La mélanine est produite par mélanosomes lorsqu'il est exposé à la lumière UV. Il existe deux types de mélanine: eumélanine et pheomelanine, le taux de concentration de l'eumélanine et pheomelanine varie entre les individus. Sa fonction physiologique est de protéger la peau en absorbant et dispersant la lumière ultraviolette. La couleur de la peau dépend des fractions des volumes de mélanosomes, la plupart avec eumélanine. Pour la peau claire, la fraction est comprise entre 1,3 et 3%, pour la peau bronzée Caucasiens et Méditerranéenne, le pourcentage passe à 11-16% et dans la peau africaine de couleur sombre, il peut atteindre jusqu'à 45% [Jacques 1998a]. La figure 2.5 présente le spectre d'absorption de la mélanine dans la gamme du visible 350-700nm. On n'aperçoit que le coefficient d'absorption de la mélanine, le plus important des chromophores de l'épiderme, décroît de l'U.V. vers le visible.

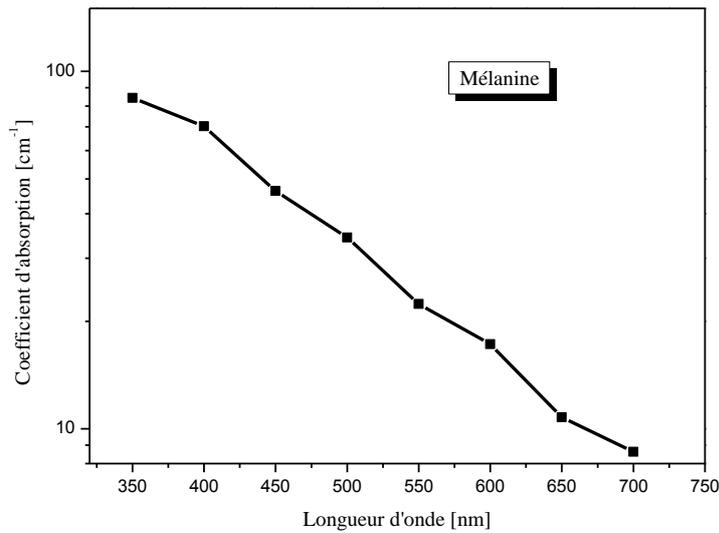


Fig 2.5- Spectre d'absorption de la mélanine.

3) Spectre d'absorption de l'hémoglobine

L'hémoglobine est un chromophore de couleur rouge trouvé dans les érythrocytes et se trouve dans le réseau de micro-vasculaire du derme, typiquement de 100 à 500 μm en dessous de la surface de la peau ce qui leur confère leur couleur rouge, il présente 1.2 % du derme papillaire et 0.92 % du derme réticulaire avec une concentration de 150 g/l dans le sang [Angelopoulou 2001].

L'hémoglobine est une [protéine](#) dont la principale fonction est le transport du [dioxygène](#) dans l'organisme humain et chez les autres [vertébrés](#). Il transporte l'oxygène dans les vaisseaux et des capillaires [Rog 1999]. Il est appelé oxy-hémoglobine quand il contient de l'oxygène, sinon, il est appelé dé-oxy-hémoglobine [Prahl 1988].

La figure 2.6 illustre le spectre d'absorption de l'oxy-hémoglobine et du dé-oxy-hémoglobine, on constate que les deux chromophores prédominant dans les tissus vascularisés absorbent fortement dans le visible mais ont des propriétés de faible absorption dans le proche infrarouge. L'oxyhémoglobine connaît trois pics d'absorption à environ 420 nm, 540 nm, et 570nm, tandis que le dé-oxy-hémoglobine présente deux pics à environ 434 nm et 550nm.

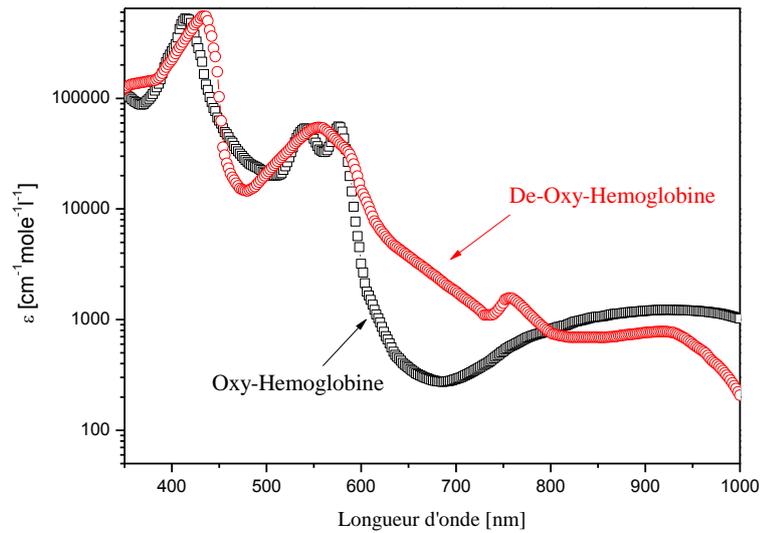


Fig 2.6- Spectre du coefficient d'extinction molaire de l'hémoglobine

4) Spectre d'absorption de la bilirubine et du β -carotène

Deux autres pigments transmissibles par le sang se trouvent dans le derme, de la bilirubine et β -carotène, qui contribuent à la teinte jaunâtre ou vert olive de la peau humaine. On note également que β -carotène peut être également constaté dans la couche cornée et l'épiderme avec une concentration de $2.1 \cdot 10^{-4}$ g/l, tandis que la bilirubine occupe une concentration de 0.05 g/l dans le sang [Simpson1998] [Lee1975] [Alaluf 2002]. D'après les spectres d'absorptions de β -carotène et de la bilirubine représentés sur la figure 2.7 et 2.8, nous pouvons apprécier l'importante absorption du β carotene et de la bilirubine dans la région 400nm-500 nm, le coefficient connaît un décroissement et devient nul à partir de 500 nm.

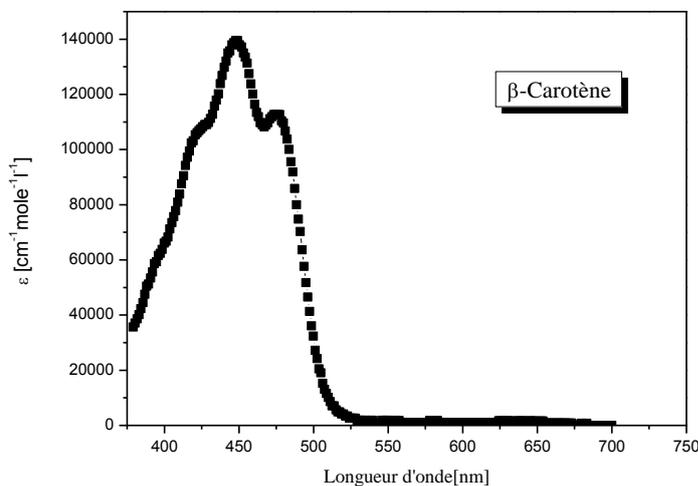


Fig 2.7- Spectre du coefficient d'extinction molaire de β -carotène

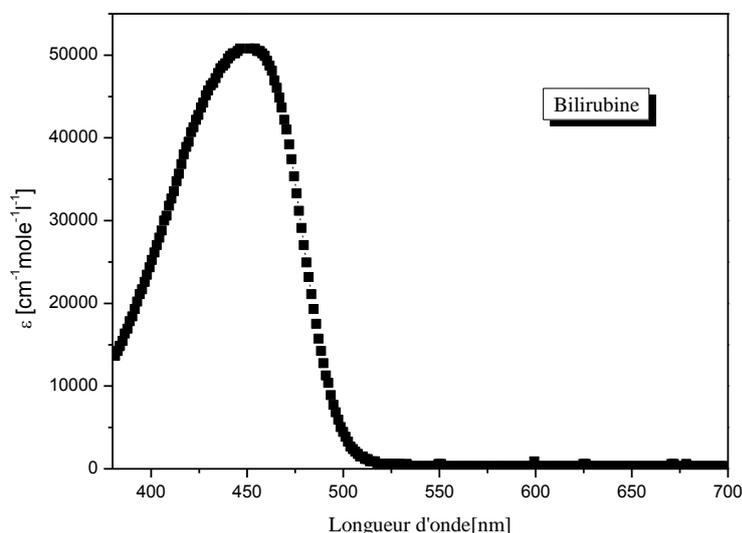


Fig 2.8- Spectre du coefficient d'extinction molaire de la bilirubine

II.2. Diffusion de la lumière

Lorsqu'un photon interagit avec une particule, un des résultats possibles est que la direction de propagation du photon va changer. Ce type d'interaction est appelé diffusion. Deux types de diffusion peuvent être distingués: inélastique et élastique. Dans cette section, quelques-unes des caractéristiques générales de diffusion de la lumière seront discutés. Pour les deux types de diffusion un peu de théorie nécessaire à leurs descriptions sera faite en collaboration avec un certain nombre de méthodes pour calculer les propriétés de diffusion uniques de différents types de particules.

1) Diffusion inélastique

En diffusion inélastique, l'énergie du photon diffusé est différente de celle du photon incident. Le procédé peut également être considéré comme étant l'absorption d'un photon, suivi par l'émission d'un photon avec une énergie différente. Dans ce qui suit, quelques exemples de diffusion inélastique seront discutés.

a) Fluorescence et phosphorescence

Dans la fluorescence et la phosphorescence, la lumière est émise à une longueur d'onde qui est plus longue que celle de la lumière d'excitation, avec un retard régi par le temps de vie de la fluorescente ou la phosphorescente. La figure 2.9 illustre les principes de ces deux phénomènes. Pour le cas de la fluorescence, un photon est absorbé par la molécule fluorescente, augmentant ainsi de son état fondamental à un état excité, qui implique à la fois l'état d'énergie des électrons et l'état de vibration moléculaire, des processus non radiatifs sous la forme de l'émission de phonons se produisent suivie par l'émission spontanée d'un photon avec une énergie inférieure à celle du photon excitation, avec une durée de vie typique de 10^{-9} à 6^{-10} secondes. L'absorption et les processus d'émission comportent des transitions «autorisées», le plus souvent à partir d'un état fondamental singulet à un premier état électronique excité singulet. En phosphorescence l'absorption d'un photon soulève également la molécule à un état excité, mais à travers le mécanisme de «passage inter-système» un autre état électronique excité avec une longue durée de vie se peuple. Dans la plupart des molécules biologiques c'est un état triplet. Parce que le passage de cet état de triplet à l'état fondamental singulet est interdit par les règles normales de sélection, il a une longue durée de vie, allant de 10^{-6} à 10^{-2} secondes [Campbell 1984].

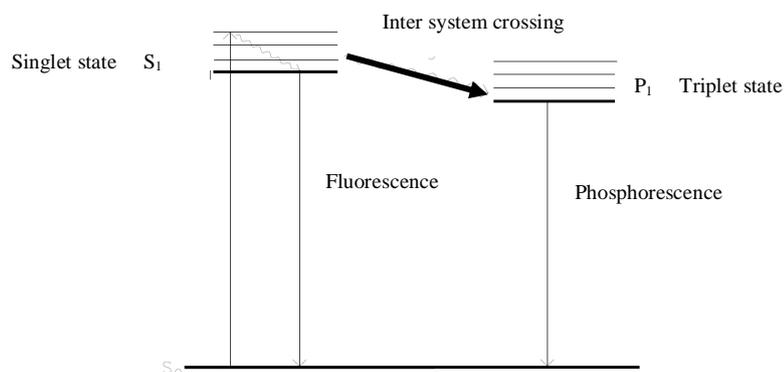


Fig 2.9- Principes de la fluorescence et phosphorescence

b) Diffusion de Raman

Le processus de diffusion Raman est représenté dans la figure 2.10. Lorsqu'une molécule est irradiée par la lumière, la plupart de la lumière est dispersée de manière élastique. Cela peut être compris comme la levée de la molécule à un état excité virtuel, immédiatement suivie d'une nouvelle émission d'un photon, ce qui porte la molécule à son état fondamental. Cependant, il y a une faible probabilité que la molécule ne revienne pas à son état fondamental, mais se retrouve dans un état vibratoire au-dessus de l'état fondamental. Cela se traduit par l'émission d'un photon avec moins d'énergie que le photon excitant. Contrairement au cas de la fluorescence, aucun retard notable n'est impliqué. C'est la diffusion de Raman normale, et la raie spectrale résultante est appelée la ligne de Stokes. La différence d'énergie entre le photon excitant et le photon de Stokes est l'énergie du niveau de vibration, et est indépendante de l'énergie du photon excitant. Si un nombre suffisamment important de molécules sont dans un état excité de vibration, il est alors possible pour la molécule d'être portée à un niveau d'énergie virtuel qui est d'une énergie plus élevée que celle du photon d'excitation, suivie d'une transition vers l'état fondamental. Ceci donne lieu à un photon diffusé avec une énergie plus élevée que le photon excitant, menant à la ligne dite anti-Stokes. Pour ce faire, des niveaux élevés de rayonnement sont tenus de remplir suffisamment les états de vibration de

l'énergie. Raman normale conduit à des lignes qui sont généralement assez faibles ($\sim 1/1000$ ème l'intensité de la lumière diffusée élastiquement [Baldwin1969]; [Campbell 1984]. Si le niveau d'énergie virtuelle à laquelle la molécule est élevée coïncide avec un état électronique excité, la résonance diffusée de Raman se produit. Dans ce cas l'intensité du spectre Raman est considérablement augmentée par un facteur de 100 à 1000.

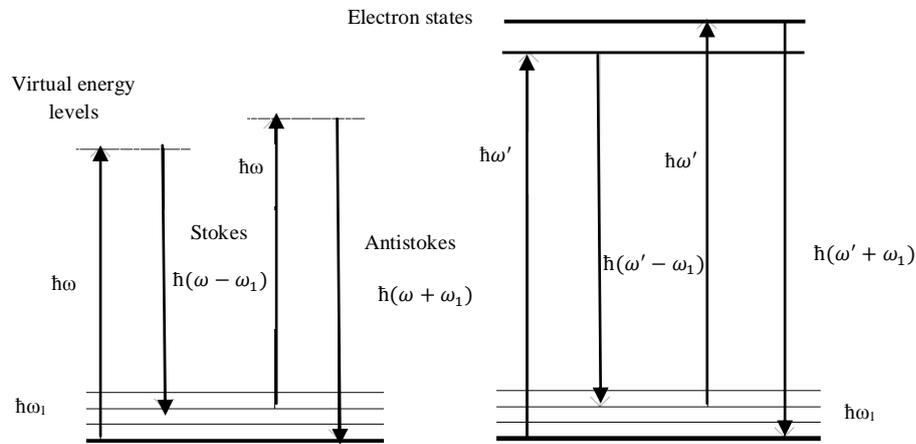


Fig2.10- Principes de diffusion de Raiman

c) Brillouin

L'interaction entre les photons et les ondes sonores (phonons) conduit au phénomène de la diffusion de Brillouin. Diffusion de la lumière par des ondes sonores peut être comprise comme une dispersion en raison des variations de densité qui sont causés par une onde acoustique se déplaçant à travers un diélectrique. Parce que ces variations de densité sont périodiques, ils fonctionnent comme un réseau de diffraction faible. La diffusion est selon des angles discrets en raison de l'exigence d'interférence constructive: $m\lambda = 2\lambda_s \sin(\theta/2)$, $m = 1, 2, 3, \dots$, où λ est la longueur d'onde de la lumière, λ_s la longueur d'onde acoustique de l'onde et θ l'angle sur lequel la lumière est diffusée. La lumière diffusée est également décalée en fréquence dû à l'effet Doppler provoqué par l'onde acoustique en mouvement: $\Delta\omega = m\omega_s$, où ω_s est la pulsation de l'onde acoustique. Un puissant faisceau de lumière provoque la diffusion Brillouin stimulée, lorsqu'une très grande population de phonons stimule le processus d'émission [Profio 1983]; [Profio1984]; [Wilson 1986]; [Doiron 1979]; [Van der Kooi 1986]

2) Diffusion élastique

Le processus de diffusion élastique se produit sans perte d'énergie [Bohren 1983]. C'est de loin; la forme la plus importante de diffusion de la lumière du tissu biologique dans le visible et le proche infrarouge. Pour cette raison, la théorie de la diffusion qui sera donnée dans les sections suivantes sera principalement concernée par cette forme de diffusion.

Le profil de diffusion de la peau humaine comporte deux composantes principales : la diffusion surfacique et la diffusion subsurfacique. La diffusion de surface suit les équations de Fresnel [Su 2002], et elle est affectée par la présence de plis dans la couche cornée.

Le rapport d'aspect de ces mésostructures dépend de facteurs biologiques tels que le vieillissement et l'hydratation [Talreja 2001], [Thalman 2002]. Environ 5-7% de la lumière incidente (sur tout le spectre) sur la couche cornée est réfléchi vers l'environnement [Tuchin 2000]. La partie restante est transmise aux tissus internes. Outre la diffusion réfléctive réfractive causés par la réflexion et la réfraction de la lumière au niveau des frontières cellulaires, deux d'autres types de diffusion se trouvent dans les couches de la peau : Mie et de Rayleigh [Jacques 1996].

La couche cornée et l'épiderme sont caractérisés comme des milieux où la diffusion est surtout vers l'avant [Bruls 1984]. Dans la couche cornée ce comportement est dû à l'alignement des fibres, tandis que dans l'épiderme il est dû à la diffusion de Mie causée par des particules qui sont à peu près la même taille que la longueur d'onde de la lumière (par exemple, les organites cellulaires). Bruls et van der Leun [Bruls 1984] ont effectué des expériences goniométriques à cinq longueurs d'onde à la fois pour la couche cornée et l'épiderme, et ils ont montré que les profils de dispersion sont plus larges vers les courtes longueurs d'onde.

Dans le derme, les fibres de collagène (environ 2.8µm de diamètre et cylindrique [Jacques 1996] sont responsables de la diffusion de Mie, tandis que les fibres de collagène à plus petite échelle et d'autres micro-structures sont responsables de la diffusion de Rayleigh [Jacques 1996]. La lumière est dispersée à plusieurs reprises à l'intérieur du derme avant qu'elle se propage à une autre couche ou qu'elle soit absorbée. Cela signifie que la distribution spatiale de la lumière diffusée dans le derme devient rapidement diffuse [Anderson 1981]. En fait, Jacques et al. [Jacques 1987] a montré par des mesures goniophotométriques que la lumière rétrodiffusée par le derme est diffusée.

Alors que la diffusion de Mie produit des variations sur les deux extrémités de la région visible du spectre lumineux, la diffusion de Rayleigh, étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde de la lumière ($\approx \lambda^{-4}$), produit des grandes variations sur la limite inférieure de la gamme du spectre de la lumière [Jacques 1996],[Glassner1995].

a) Rayleigh diffusion

Pour le cas où le paramètre de taille de particules est $x \ll 1$, la théorie de Rayleigh diffusion peut être appliquée. Une limite supérieure plus précise de x est donnée par Kerker, qui affirme que l'erreur dans l'équation de Rayleigh est <4% pour $x < 0,3$ [Kerker1969]; [Kerker 1978]. Pour des particules sphériques qui sont petites par rapport à la longueur d'onde, le champ électrique incident peut être considéré comme étant à peu près uniforme immédiatement autour et à l'intérieur de la particule. L'uniformité du champ électrique à l'intérieur d'une petite sphère permet d'obtenir une expression exacte pour la diffusion de la différentielle de la section transversale. La matrice de Mueller pour la diffusion de Rayleigh est [Ishimaru 1978]; [Bohren 1983]:

$$\frac{8Na^6\pi^4}{r^2\lambda^4} \begin{pmatrix} (1 + \cos^2\theta) & (\cos^2\theta - 1) & 0 & 0 \\ (\cos^2\theta - 1) & (1 + \cos^2\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_2 \\ \rho_2 \\ U_2 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad 2.9$$

Ici, N est la densité des particules, a un rayon de la particule, r la distance à l'observateur, λ la longueur d'onde de la lumière et m , l'indice de réfraction relatif des particules. Pour l'équation de la lumière incidente non polarisée l'équation 2.9 se simplifie en :

$$I_s = \frac{8Na^6\pi^4}{r^2\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right|^2 (\cos\theta^2 + 1)I_i \quad 2.10$$

Les équations ci-dessus sont exactes pour une petite particule sphérique. Les principales caractéristiques de la diffusion de Rayleigh pour les petites particules de toute forme sont les suivants:

- i.** Il n'y a pas une grande dépendance angulaire de la distribution de la diffusion.
- ii.** Il ya un grand changement de la section efficace de diffusion avec longueur d'onde ($1/\lambda^4$).
- iii.** L'efficacité de la diffusion, Q_{SCA} , qui est la section efficace de diffusion divisée par la surface πa^2 de surface d'un disque de même rayon que l'une particule, est $\ll 1$.

b) Mie

Lorsque la taille des particules est de l'ordre de grandeur ou plus grande que la longueur d'onde du rayonnement, la diffusion de Rayleigh ne se produit plus et laisse la place à la diffusion de Mie [Mie 1908].

Pour des particules plus grosses, il faut faire appel à la théorie de Mie, développée en 1908. Les indicatrices d'intensité deviennent plus complexes, et la diffusion a lieu préférentiellement vers l'avant à mesure que la taille de la particule augmente. Dans ce cas, on décompose la particule en un ensemble de dipôles oscillants excités par une même onde incidente mais avec des déphasages différents. La forme de l'indicatrice d'intensité provient des interférences entre les ondelettes secondaires rayonnées [Bohren 1983].

Lorsque les particules sont grandes devant la longueur d'onde (comme les gouttes de pluie éclairées dans le visible) les lois de l'optique géométrique suffisent à traiter le problème.

Dans les tissus biologiques, la lumière rencontre des structures de tailles variées. Il n'est pas possible d'appliquer une théorie comme celle de Rayleigh ou de Mie. On raisonne à l'échelle macroscopique avec un coefficient de diffusion moyen caractérisant le milieu. Ce coefficient de diffusion μ_s (lui aussi généralement exprimé en cm^{-1}) peut être défini de la même façon que pour l'absorption. La quantité de lumière collimatée I qui traverse un échantillon diffusant mais non absorbant d'épaisseur z sans être diffusée (c'est à dire l'intensité balistique) s'exprime sous la forme $I=I_0 \exp^{(-\mu_s z)}$.

III. Mécanisme d'action du Laser sur le tissu biologique

Des leur naissance en 1960, les lasers sont apparus comme des sources de lumière potentiellement intéressantes pour la médecine car elles avaient trois caractéristiques qui les distinguaient des sources conventionnelles : la directivité, la possibilité de fonctionner en mode pulse, et la mono-chromaticité. La directivité, c'est à dire l'émission sous un fin faisceau parallèle, permet de transmettre cette lumière (visible, proche infrarouge et proche ultraviolet) à l'aide d'une fibre optique de faible section (50 à 600 μm). L'émission pendant des durées très brèves (mode pulse), de la milliseconde à la femto-seconde (10^{-3} à 10^{-15} s), donne des puissances instantanées extrêmement élevées qui peuvent atteindre le gigawatt (10^9 W), avec des effets tissulaires différents de ceux obtenus avec des lasers à émission continue. L'émission d'une seule longueur d'onde, la mono-chromaticité, évite d'avoir à filtrer la lumière pour obtenir des effets sélectifs, et donc de perdre de l'énergie. Néanmoins, il faut savoir que les molécules biologiques ont un spectre d'absorption beaucoup plus large que la raie d'émission d'un laser et que cette caractéristique si importante pour les physiciens ne sera pas pleinement utilisée en thérapeutique [Boulnois 1986].

L'irradiation d'un tissu biologique par un laser génère une grande variété de mécanisme d'interactions. Si les paramètres optiques du tissu (réflexion, absorption, diffusion) conditionnent la pénétration de la lumière dans la peau, ce sont les paramètres liés à la source laser (longueur d'onde, durée d'émission, énergie appliquée, taille de spot, fluence et irradiance) qui vont déterminer les mécanismes d'action du laser [Jerath 1992].

Parmi tous ces paramètres, la durée d'émission est probablement le paramètre majeur déterminant l'action du laser sur la peau. En effet nous pouvons distinguer 4 catégories d'action de la lumière (effet photochimique, photo-thermique, photomécanique et photo-ablatif) qui pour une dose équivalente, dépendent uniquement de la durée de l'impulsion [Dahan 2006] :

- L'action photochimique est obtenue avec des durées d'illumination s'étalant de la dizaine de seconde à la dizaine de minutes avec des irradiances très faible.
- Le mécanisme photo-thermique est obtenu avec des durées d'illumination allant de quelques centaines de microsecondes à quelque secondes et des irradiances de l'ordre de 10 à 10^6 w/cm^2 .
- L'action photo-ablative est obtenue avec des impulsions allant de 10 ns à 1 μs . La génération de ce type d'effet nécessite l'emploi de photons très énergétique, le domaine spectral UV est plus important que l'irradiance.
- L'action photomécanique est obtenue avec des impulsions de 10 ps à 100 ns et des irradiances de l'ordre de 10^7 à 10^{12} w/cm^2 . Il est à noter que cette action se décline en deux effets (électro-mécanique et thermo-mécanique) qui sont obtenus en fonction de l'irradiance appliquée.

III.1. Effet photochimique

Les groupes des interactions photochimiques découlent des observations empiriques des effets de la lumière sur les macromolécules et sur les tissus. Un des principaux exemples est l'observation de la génération d'énergie au cours du phénomène de photosynthèse. Dans le domaine des applications médicales des lasers, le mécanisme d'interaction photochimique joue un rôle significatif durant la thérapie photodynamique PDT (photodynamic therapy).

Le principe de la PDT consiste à marquer un tissu biologique par un photo-sensibilisant puis à irradier la zone à traiter avec un laser dont la longueur d'onde correspond à un pic d'absorption du photo-sensibilisant. L'absorption de l'énergie lumineuse par ce dernier lui permet de passer d'un état basal à un état excité. Le retour à l'état fondamental se fait soit par dégradation thermique, soit par émission d'un rayonnement de fluorescence soit par un transfert énergétique intramoléculaire à l'origine de réactions chimiques photo-toxique [Tandori 2005].

Le résultat de ces divers réactions photo-toxiques est la génération d'agent cytotoxique qui vont engendrer l'oxydation irréversible des structures cellulaires. L'application de ce processus en médecine vise à la production de substances ayant une action létale sur les constituants tumoraux. Les photo-sensibilisants utilisés sont des dérivés porphyriniques.

III.2. Effet photo-thermique

L'appellation photo thermique réunit un large groupe de type d'interactions caractérisées par un changement de température significatif au sein du tissu irradié. Les effets photo-thermiques peuvent aussi bien être obtenus avec un laser présentant une émission continue qu'avec les lasers pulsés. Cependant en fonction de la durée du chauffage réalisé ainsi que l'élévation de la température du tissu, différents effets comme l'hyper-thermique la volatilisation et la carbonisation peuvent être distingués [Cumins 1992].

L'intérêt principal du processus d'interaction du flux laser avec les tissus réside, dans l'apparition d'un processus complexe résultant de 3 phénomènes successifs : une conversion de lumière en chaleur, un transfert de chaleur dans le tissu, et une réaction tissulaire dépendant de la température. Cette interaction conduit à la dénaturation ou à la destruction d'un volume tissulaire.

1. Etape optique : *Conversion de la lumière en chaleur :*

La source de chaleur est induite par conversion de la lumière laser en chaleur. L'énergie apportée par un photon va, après absorption, conduire une molécule à un niveau d'énergie vibrationnel puis, par collision inélastique avec une autre molécule, à l'accroissement de l'énergie cinétique. Les dimensions de la source de chaleur vont dépendre, d'une part, des paramètres lasers et, d'autre part des coefficients optiques du tissu. La profondeur de pénétration de la lumière dépend de la longueur d'onde et de la structure tissulaire, elle est également fonction de la quantité de composés biologique primaires (eau, mélanine, hémoglobine..). Cependant l'échauffement des tissu à comme conséquence de modifier leur structure physico-chimique et donc leurs propriétés optique [Kikuchi 1979].

2. Etape thermique : *transfert de chaleur :*

Cette étape joue un rôle essentiel car elle va largement conditionner l'importance de l'action thermique par la création du gradient de température au sein du tissu. En effet les tissus vivant sont capables de transformer une grande partie de l'énergie sous forme de chaleur, car le maintien d'une température spécifique conditionne la vie tissulaire. Il existe

deux grands mécanismes de transfert de chaleur dans les tissus biologiques la convection et la conduction. La convection de chaleur est obtenue par transport de masse, alors que la conduction de chaleur est caractérisée par un transport de chaleur sans transport de masse [Carslaw 1959].

Dans une irradiation laser, le transfert de chaleur via les vaisseaux sanguins, généralement considérés comme un secteur important du transfert par convection, n'intervient pas et aucune convection macroscopique n'apparaît. Les membranes cellulaires restreignent la convection de chaleur à une échelle microscopique. La conduction de chaleur est donc le mécanisme prédominant qui intervient par interaction des particules de tissu. Ce transfert s'effectue aléatoirement des particules les plus énergétiques à celles qui le sont le moins ; Il dépend des coefficients thermiques du tissu [Beisland 1986].

La capacité qu'a un tissu de transporter de l'énergie par conduction est caractérisé par un état stationnaire, qui est la diffusivité thermique. Cette dernière notion permet d'introduire un terme important qui est le temps de relaxation thermique TRT.

Ce temps correspond à la durée nécessaire pour qu'il y ait un transfert d'énergie en dehors de la cible, permettant d'obtenir un centre de la source en diminution de la température à une valeur équivalente à 50% de la valeur maximale atteinte. La conséquence directe de ce phénomène de transfert de chaleur est donc le refroidissement de la cible et par conséquent, grâce à ce processus de transfert de chaleur, une élévation de température des tissu adjacent à la cible. Ce temps dépend des dimensions de la cible (en substance la source de chaleur) et de son volume [Van Gemert 1989]. Il est exprimé par l'équation suivante :

$$TRT = D^2 / C.K \quad 2.11$$

Avec D le diamètre du spot, k diffusivité thermique de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour le derme et $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ Pour le sang, C dépend de la géométrie de la cible.

Le coefficient C va dépendre de la géométrie de la cible :

- Dans le cas d'une sphère $C= 27$;
- Dans le cas d'un cylindre $C= 16$;
- Dans le cas d'une surface plate $C= 4$;

Il est possible de prendre quelques exemples ; dans le cas d'une cellule (sphère) dont le diamètre est de 20 μm , $tr= 0.114 \text{ ms}$; dans le cas d'un vaisseau sanguin (cylindre) dont le diamètre est de 150 μm , $tr=8.2 \text{ ms}$ [Henriques 1947].

3. Etape de la dénaturation thermique

4.

La dénaturation (ou destruction) du tissu est déterminée par l'échauffement induit par l'absorption de la lumière laser dans le tissu. La cinétique de dénaturation dépend de la température dans le tissu et de son évolution temporelle ainsi que de la structure moléculaire des tissus à transformer. Afin d'exprimer de manière homogène ce processus de dénaturation pour les différents tissus concernés, Henriques a proposé de caractériser le dommage par un nombre sans dimension Ω [Henriques 1947] tel qu'il est exprimé sur la figure 2.11.

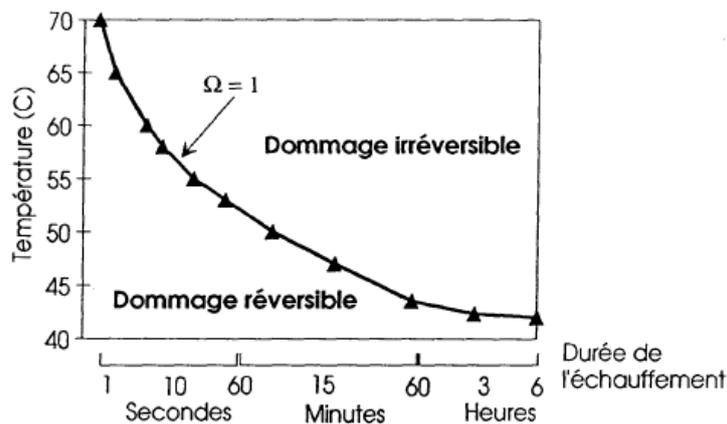


Fig 2.11- Frontière entre dommage réversible et irréversible sur la peau de bœuf, en fonction de la température et du temps. [Henriques 1947]

Généralement, la valeur $\Omega = 1$ sert de référence au tracé des courbes et correspond à l'apparition d'un dommage irréversible. Un dommage réversible est observé pour tout point < 1 . Par exemple, la gradation des brûlures est la suivante : brûlure du 1^{er} degré : $\Omega < 1$, 2^{ème} degré : $\Omega = 1$ et du 3^{ème} degré : $\Omega = 10\,000$. Le processus de dénaturation est cependant encore mal quantifié. Pourtant, c'est finalement lui qui détermine le résultat thérapeutique attendu par le médecin. D'un volume "physique" exprimé par le volume caractéristique, on aboutit à un volume "médical", résultat histologiquement appréciable par un médecin. Cette dénaturation conduit par exemple à des perforations d'une paroi par un phénomène de sténose ischémique due à la lésion des vaisseaux sanguins. Cette perforation peut être obtenue après un délai de plusieurs jours. Avec le laser Nd:YAG, on considère que la lésion maximale d'une paroi colique est obtenue trois jours après l'irradiation. On peut distinguer le dommage tissulaire réversible où la température atteinte est insuffisante pour produire une nécrose du tissu, et le dommage irréversible qui correspond à l'apparition d'une nécrose. En fonction du degré et du temps d'échauffement tissulaire, l'apparition d'un dommage irréversible peut être classée en trois groupes [Henriques 1947] [Cespanyi 1987].

a) *L'hyperthermie*

Correspond à une élévation modérée de la température, de quelques degrés centigrades, correspondant à des températures de 41°C à 45°C maintenues pendant plusieurs dizaines de minutes. Elle entraîne une mort cellulaire retardée par atteinte des processus enzymatiques. Il s'agit d'un processus difficile à contrôler car ne s'accompagnant d'aucun effet visuel et il est donc peu utilisé en pratique [Coad 2004].

b) La coagulation

Est obtenue avec des températures de l'ordre de 50°C à 99°C maintenues pendant une durée de l'ordre de la seconde. Il se produit une dessiccation et une rétraction des tissus par dénaturation des protéines et du collagène. On note un blanchissement de la surface. Les tissus vont secondairement s'éliminer (détersion) avec apparition ensuite de processus de cicatrisation. La coagulation est utilisée soit pour détruire des phénomènes tumoraux qui seront éliminés secondairement lors de la détersion, soit pour interrompre le flux sanguin dans des vaisseaux [Agah 1993].

c) La volatilisation

Correspond à une perte de substance immédiate où les différents constituants tissulaires partent en fumée. La température atteinte est supérieure à 100°C pendant un temps relativement bref, de l'ordre du dixième de seconde. À l'examen microscopique, on constate au niveau des berges de la zone volatilisée une zone de nécrose de coagulation car la transition thermique entre zone volatilisée et zone saine se fait graduellement. C'est cette zone de nécrose de coagulation qui est responsable de l'effet hémostatique. Si la zone volatilisée a une grande surface (quelques millimètres de diamètre), il est possible de détruire des phénomènes tumoraux de façon plus immédiate que lors de la coagulation. Si la zone volatilisée est étroite (100 - 500 µm), on obtient alors un effet d'incision, sans saignement capillaire sur les berges [Peavy 2001].

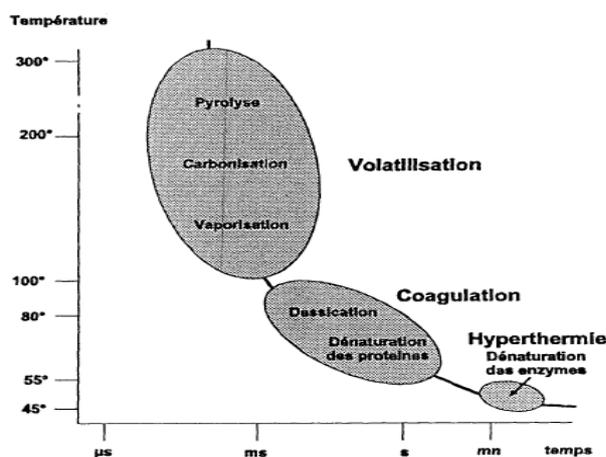


Fig 2.12- Actions de la chaleur sur les constituants tissulaires en fonction de la température et du temps [Dahan 2006]

III.3. Effet photomécanique

Comme nous l'avons vu précédemment les lasers dont la durée d'émission est supérieure à une centaine de microseconde induisent essentiellement des effets photothermiques et photochimiques. L'utilisation de laser ayant une durée d'émission très brève de 10 ps à 100 ns génère au niveau du tissu des effets photomécaniques.

La génération d'impulsions laser sub-microsecondes, associée au fait de pouvoir focaliser quasi ponctuellement le faisceau grâce à la cohérence spatiale des lasers, permet d'obtenir des densités surfaciques de puissances crêtes très supérieures au GW/cm^2 qui sont à

l'origine des effets photomécaniques. Les interactions de ce type de laser avec le tissu biologique sont particulières puisque le temps d'interaction est très court par rapport au temps de relaxation thermique du tissu. Ceci permet d'obtenir de hautes températures sans carbonisation notable des tissus adjacents. Ainsi les effets radiatifs du champ électrique induit par une impulsion laser très brèves se manifestant dans un volume extrêmement restreint. On peut distinguer en fonction de l'irradiation utilisée, deux types d'effet photomécanique [Delacretaz 2009] :

1) Effet électromécanique

Cet effet résulte de l'utilisation du champ électrique associé avec l'onde lumineuse. La possibilité de focaliser tous les photons consécutifs d'un faisceau laser sur une faible surface permet d'obtenir des champs électrique de l'ordre de 10^7 à 10^{12} V.m⁻¹, l'amplitude de ces champs est directement liée à l'irradiance (10^{10} w/cm²), on obtient la rupture diélectrique de la cible irradiée ; c'est à dire une rupture brutale des liaisons électriques unissant les électrons et les noyaux dans les atomes et les molécules. Cette rupture brutale est à l'origine de la création d'un plasma qui est un volume ionisé contenant une très haute densité d'électrons libres. Dans l'air, le seuil de la rupture diélectrique est d'environ 10^{14} W/cm² pour des impulsions de 25 ps et de 10^{11} W/cm² pour des impulsions de 10 ns. Dans les tissus biologiques, ces valeurs sont 100 fois moindres.

Le mécanisme conduisant à la rupture diélectrique est la production massive d'électrons libres. Celle-ci se fait en deux phases successives. Une phase initiale caractérisée par la production localisée d'électrons libres en relativement petit nombre (créés par ionisation moléculaire), suivie d'une seconde phase aboutissant à une production massive d'électrons libres.

Avec les impulsions nanosecondes, l'ionisation est due à l'émission thermique résultant de l'échauffement provoqué par la focalisation du faisceau sur la cible qui est portée à plusieurs milliers de degrés. Avec des impulsions picosecondes, l'ionisation moléculaire est principalement due à un phénomène non linéaire, appelé absorption à plusieurs photons. Du fait de la très haute irradiance, les photons peuvent ajouter leurs énergies permettant d'atteindre l'énergie d'ionisation susceptible de créer des électrons libres.

Le mécanisme physique essentiel de la génération du plasma est la production massive d'électrons en avalanche. Les électrons libre déjà produits absorbent les électrons incident dont l'énergie se convertie en énergie cinétique, ce qui accroît leur vitesse. Ces électrons libres, par suite de collisions avec les molécules avoisinants, provoquent des ionisations, et ainsi de suite selon un processus de croissance exponentielle jusqu'à la fin de l'application de l'impulsions laser. Le fort accroissement de la température du plasma sommet alors le tissu à une pression élevée. La soudaine discontinuité de pression, provoquée par l'échauffement puis la détente de ce plasma, induit une onde de choc qui va se propager dans le tissu. C'est sa propagation qui provoque des ruptures mécaniques du tissu avoisinant la cible laser et donc les effets destructifs.

2) Effet thermomécanique

Effet thermomécanique n'a pas pour origine la formation de plasma, comme précédemment. Il est la conséquence de la conversion de l'énergie lumineuse en chaleur. Il est

obtenu avec des lasers possédant des durées d'impulsions suffisamment brèves (microsecondes) pour que la chaleur générée au niveau de la cible n'ait pas le temps de se diffuser. Si l'élévation thermique est importante, le volume interactif a tendance à se dilater (formation de vapeur). Cette variation de volume étant contrariée par les tissus adjacents restant froid, la dissipation de l'énergie se fait par l'émission d'onde thermo-élastique de faible amplitude qui se propage à l'intérieur du tissu. Ces ondes, beaucoup moins énergétiques que les ondes de choc, vont rapidement être amorties par les tissus adjacents en endommageant leur structure mécanique.

Un dommage tissulaire sélectif est tout d'abord conditionné par une identification précise de la cible et du chromophore à atteindre. Ensuite la caractérisation du couple cible-chromophore vont déterminer, dans un premier temps, la longueur d'onde à utiliser et, dans un deuxième temps le mécanisme laser à mettre en place afin d'obtenir une sélectivité de l'action de la lumière. La génération de ce mécanisme sera alors conditionnée aussi bien par le choix judicieux de la durée de l'impulsion vis-à-vis du temps de relaxation thermique de la cible et/ou du chromophore que par la quantité d'énergie qui sera absorbée par le chromophore.

III.4. Effet photo-ablatif

Cet effet se définit comme une ablation pure de matériel sans lésion thermique sur les berges, comme le ferait un scalpel. Il peut être obtenu par le principe de la photodissociation. Avec de très courtes longueurs d'onde (0,190 à 0,300 μm), le champ électrique associé à la lumière est supérieur à l'énergie de liaison inter moléculaires. Les molécules sont cassées et les composants du tissu sont gazéifiés, sans génération de chaleur sur les berges. Cet effet est obtenu avec des lasers ayant une longueur d'onde très énergétique comme les lasers émettant dans l'ultraviolet: lasers excimères émettant à 0,193 μm (ArF), 0,248 μm (KrF) ou le laser Nd:YAG émettant à 0,213 μm . L'action est très superficielle, sur quelques microns, car la lumière est très fortement absorbée par les tissus. L'effet photo-ablatif peut également être obtenu avec des lasers émettant dans l'infrarouge comme le laser Erbium-YAG (2,9 μm). Le mécanisme initial est une conversion de la lumière en chaleur, mais cette chaleur ne va pas diffuser, car, la très brève durée du pulse (quelques centaines de microsecondes) évite les phénomènes de diffusion thermique [Kaufmann 1996].

L'effet photo-ablatif ne serait pas intéressant pour provoquer des incisions ou des ablations de tissus vascularisés car il les ferait saigner de la même manière qu'un scalpel. Il ne peut s'appliquer qu'à des gestes qui n'entraînent pas de saignement, cette intervention s'adresse à des patients présentant des troubles de la réfraction. Le myope a un œil trop long et focalisé en avant de la rétine. Le principe consiste à modifier les courbures de la cornée afin de compenser ces troubles de focalisation des images sur la rétine. Des pathologies cornéennes diverses peuvent également être traitées (séquelles de kératites, dystrophies, kératocônes).

IV. Modèles de la propagation de la lumière dans le milieu turbide

Dans cette section, nous donnons un aperçu des approches et des modèles de modélisation pertinents utilisée dans des applications biomédicales impliquant optique des tissus. Il est à noter que ces modèles sont principalement destinés à la mesure et à la reproduction des propriétés spectrales de la peau afin de déterminer le contenu et la distribution de substances diverses [Tsumura 2000] [Zonios 2001], soit des propriétés de diffusion qui affectent l'apparence de la peau ne sont généralement pas pris en compte.

IV.1. Modèles basés sur la théorie Kubelka-Munk

Au début du siècle 1931, Kubelka et Munk [Kuberla 1931] ont développé une relation simple entre la dispersion et les coefficients d'absorption des couches de peinture et de son facteur de réflexion globale. Cette relation, connue sous le nom de Kubelka-Munk théorie (KM), applique des équations de transport d'énergie pour décrire le transfert de rayonnement dans un milieu de diffusion diffuse. Deux paramètres sont utilisés dans la description: dispersion et les coefficients d'absorption.

La théorie de KM, fixée à l'origine, est considéré comme une théorie des deux flux, depuis que deux types de flux de rayonnement diffus sont impliqués: un flux descendant diffusé et un flux ascendant diffusé [Igarashi 2007].

La théorie de KM d'origine suppose également que le support présente des inhomogénéités qui sont petites par rapport à son épaisseur.

Modèle de Kubelka-Munk est basé sur les trois interactions d'un rayon de lumière incident avec une surface d'un support: la réflexion, l'absorption et la transmission. Modèle KM divise le flux lumineux traversant une matière en deux flux allant dans des directions opposées.

The K-M model est largement utilisé, exemple [Anderson 1981], [Krishnaswamy] [Baranoski 2004], [Igarashi 2007] et [Cotton 1997].

L'équation reliant la variation d'énergie de ces flux sur l'infiniment petite distance dx sont connus comme les équations de Kubelka-Munk (KM):

$$-\frac{dI}{dX} = -(S + K)I + SJ \quad 2.12$$

$$-\frac{dJ}{dX} = -(S + K)J + SI \quad 2.13$$

où I est l'intensité lumineuse à l'intérieur de l'échantillon allant vers le bas (transmis), J est l'intensité de la lumière allant vers le haut (rétrodiffusée), S et K sont respectivement le coefficient de diffusion et un coefficient d'absorption par unité d'épaisseur, et x est la surface de la distance / interaction région.

Ceux-ci peuvent être réécrits pour exprimer S et K en fonction de R de réflexion et de transmission T :

$$\frac{K}{S} = \frac{1 - T^2 + R^2}{2R} - 1 \quad 2.14$$

Lorsque l'épaisseur du support est très grand, le facteur de transmission T est proche de 0 conduisant à:

$$\frac{K}{S} = \frac{(R - 1)^2}{2R} \quad 2.15$$

En étendant le modèle à deux couches, la réflectance $R_{1,2}$, et la transmission totale $T_{1,2}$, peuvent être calculée en réécrivant les équations 2.12 et 2.13 par:

$$R_{1,2} = R_1 + T_1 T_2 R_2 (1 + R_1 R_2 + R_1^2 R_2^2 + \dots) = R_1 + \frac{T_1 T_2 R_2}{1 - R_1 R_2} \quad 2.16$$

$$T_{1,2} = T_1 T_2 (1 + R_1 R_2 + R_1^2 R_2^2 + \dots) = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} \quad 2.17$$

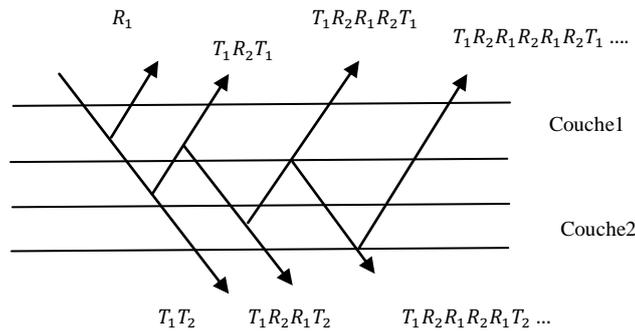


Fig 2.13- Les transitions énergétiques d'après le model Kubelka-Munk.

Pour un système en couches (voir figure 2.11), le modèle peut être étendu à partir du modèle à deux couches où la lumière totale émise est calculée. Les n résultats du système en couches dans les valeurs de R_{12} et $T_{12} \dots n$ s'écrivent:

$$R_{12\dots n} = R_{12\dots n-1} + \frac{T_{12\dots n-1}^2 R_n}{1 - R_{12\dots n-1} R_n} \quad 2.18$$

$$T_{12\dots n} = \frac{T_{12\dots n-1} T_n}{1 - R_{12\dots n-1} R_n} \quad 2.19$$

En optique de la peau, la théorie de KM est d'abord appliquée sur les tissus de la peau spécifiques. Anderson et Parish ont utilisé un modèle KM pour calculer les coefficients d'absorption et de diffusion pour les tissus du derme. Wan et al. [Yaroslavsky 1994] a étendu ce modèle pour calculer les coefficients d'absorption et de diffusion pour les tissus de l'épiderme. Dans les deux cas [Anderson 1981], [Yaroslavsky 1994], la diffusion vers l'avant dans l'épiderme n'a pas été considéré. Diffey [Diffey 1983] a proposé un modèle de KM qui

ajoute deux fonctionnalités pour les modèles précédents, c'est à dire qu'il tient compte des changements de l'indice de réfraction aux interfaces air / peau. Coton et Claridge [Angelopoulou 2001] ont proposé un modèle pour déterminer la couleur de la peau humaine qui applique les équations de KM de la couche de derme. Ce modèle prend en compte la présence de mélanine et le sang pigments. Récemment, Doi et Tominaga ont présenté un modèle qui considère la peau composé de deux couches : l'épiderme et du derme, ils appliquent la théorie K -M pour les deux couches. Leur modèle propose cinq pigments de la peau (mélanine le β carotène, l'oxy -hémoglobine, désoxy- hémoglobine et la bilirubine) ainsi que la réflectance de la surface de la peau. Ces six paramètres sont obtenus en ajustant la réflectance estimée à des valeurs mesurées en utilisant la méthode des moindres carrés [Burden 1993].

Bien que la théorie de KM permet un traitement quantitatif simple des propriétés spectrales de la peau et des extensions récentes de la théorie des deux flux d'origine ont amélioré son applicabilité à l'optique des tissus biologiques, ce n'est pas un modèle approfondie de transfert de rayonnement optique. Les modèles de KM peuvent être considérés comme d'analyse, et ils permettent la détermination rapide des paramètres optiques de la peau au moyen de procédures d'inversion. Cependant, la relative simplicité et la rapidité de ces modèles sont réalisées au détriment de la précision [Igarashi2007], ce qui nécessite une analyse plus détaillée de la structure et les propriétés optiques des différents tissus de la peau.

IV.2. Modèles basés sur la théorie de diffusion

Propagation des photons dans les médias optiquement troubles, tels que les tissus de la peau, peut être décrit en utilisant l'équation de Boltzmann du transport de photons [Ishimaru 1978] , ce qui exige que les propriétés optiques du milieu soient exprimées en termes de coefficient de diffusion , le coefficient d'absorption et la fonction de phase . Théorie de la diffusion peut être considérée comme une solution approchée de cette équation, c'est à dire, il combine la fonction de phase et la diffusion d'un paramètre, appelé coefficient de diffusion réduit . Les modèles basés sur l'approximation de la diffusion [Van Gemert 1987] ou en combinaison avec d'autres approches, telles que la théorie de KM [VanGemert 1987], [VanGemert 1989] ou des méthodes de Monte Carlo [Wang1995], ont été utilisées dans les enquêtes biomédicales impliquant propagation de la lumière dans les milieux troubles. Farrell et Patterson [Farrell 1992] ont proposé un modèle basé sur la théorie de la diffusion pour être utilisé dans la détermination non invasive des propriétés d'absorption et de diffusion de tissus de mammifères. Leur modèle intègre une source dipolaire photon afin de satisfaire les conditions aux limites de tissus. Récemment, Doornbos et al. [Doornbos 1999] ont proposé une méthode basée sur la théorie de la diffusion pour la mesure de propriétés optiques et dériver la concentration de chromophores à partir des mesures en réflexion diffuse à la surface d'un milieu trouble.

Les modèles basés sur la théorie de la diffusion se prêtent à la manipulation analytique, lieu contraintes mineures sur le type d'échantillon et sont relativement faciles à utiliser [Prahl1993]. La théorie de la diffusion, cependant, ne peut être appliquée que lorsque des événements de diffusion sont plus probables que les événements d'absorption. C'est

généralement le cas pour les tissus de mammifères dans les régions infrarouges et rouges près du spectre de la lumière [Flock1989]. Sans surprise, les modèles de diffusion ont été utilisés dans des applications médicales impliquant des lasers rouges [VanGemert1987], [Yoon1987]. Lorsque le coefficient d'absorption d'un milieu trouble n'est pas sensiblement plus petit que le coefficient de diffusion, la théorie de la diffusion présente une mauvaise approximation de l'équation de transport de photons [Prah1988], [Sardar1998], [Yoon1987].

IV.3. Les modèles de transport radiatif

L'équation de transfert radiatif (RTE) est communément utilisé pour la propagation de la lumière dans un milieu de diffusion, tels que la propagation des neutrons dans un réacteur nucléaire ou également du gaz dans l'atmosphère. Ce modèle est défini comme une approximation des équations de Maxwell lorsque des phénomènes ondulatoires (ondes) ne sont pas pris en compte.

Malgré cette simplification, la mise en œuvre de cette technique, dans le cas de la propagation de la lumière dans l'espace est impossible en raison de la complexité du problème, et il est donc rarement directement utilisé pour simuler la propagation de la lumière sous cette forme actuelle. La propagation de la lumière après la diffusion multiple dans les milieux turbides, n'est pas considérée comme une onde mais elle est exprimée comme l'énergie moyenne qu'il contient [Romuald Jolivot 2011]. La manière classique pour décrire la lumière comme un champ électromagnétique est remplacée par une mesure de l'intensité spécifique $I(r, s, t)$ qui se traduit par:

$$dP = I(r, \hat{s}, t) d\omega da \quad 2.20$$

Où dP est la puissance lumineuse à l'instant t se propageant le long de la direction r d'entrer en collision avec une particule à la section da dirigé dans un cône d'angle solide $d\omega$.

Le cône d'angle solide $d\omega$ est orienté selon la normale du vecteur unitaire \hat{s} de la surface zone da . $I(r, \hat{s}, t)$ correspondent à la puissance lumineuse (quantité de photons) par unité de surface par unité d'angle solide. Cette simplification n'est valable que si la longueur d'onde est beaucoup plus faible que la taille des éléments de diffraction des médias. La propagation de l'énergie lumineuse peut être caractérisée par les paramètres suivants: le coefficient de diffusion (μ_s), le coefficient d'absorption (μ_a) et la fonction de phase. Le coefficient d'atténuation est défini comme l'addition du coefficient d'absorption et de diffusion. La notion de coefficient d'atténuation mut est défini comme suit:

$$\mu_t = \mu_s + \mu_a$$

Dans le modèle du transport radiatif, il est considéré qu'un seul type de particules est responsable de la diffusion et l'absorption. Pour l'équation du transport radiatif, la fonction de phase est approximée par la fonction Henyey-Greenstein et est modifiée pour inclure le coefficient d'atténuation. L'équation du transport radiatif est considérée comme étant

l'équation la plus correcte pour décrire la propagation de la lumière dans la peau. Sur la base de l'équation de Boltzmann, il considère que la propagation de la lumière comme étant un flux de photons qui peut être localement absorbé ou diffusé par le milieu biologique. Il est défini comme suit:

$$\hat{s} \cdot \vec{\nabla}(r, \hat{s}) = -(\mu_s + \mu_a)I(r, \hat{s}) + \frac{\mu_s + \mu_a}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') I(r, \hat{s}') d\Omega' \quad 2.21$$

Une solution finie à l'équation du transport radiatif n'est pas facile à obtenir en raison de sa forme différentielle intégrale. Cependant, la solution de cette équation peut être approchée. RTE est applicable lorsqu'elle est limitée à des conditions simples et les géométries de la dalle. La précision peut être améliorée par l'ajout de méthodes robustes (coordonnées discret).

IV.4. Modèles de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo a été initialement proposée par Metropolis et Ulam [Metropolis1949] pour simuler les processus de transfert radiatif dans un modèle stochastique qui consiste à garder la trace des histoires de photons comme ils sont dispersés et absorbés dans un milieu donné. Le noyau du modèle de Monte-Carlo de transport de la lumière dans le milieu trouble est représenté par le profil de dispersion des particules, qui peut être décrit par une fonction de phase [Prah1988].

En 1988, Prah1 [Prah1988] ont proposé un algorithme basé sur Monte Carlo pour le transport de la lumière dans le tissu lors de l'irradiation au laser. Bien qu'une approche basée sur Monte Carlo a été utilisée avant d'étudier la propagation de la lumière dans les tissus, Monte Carlo de l'algorithme de Prah1, au mieux de notre connaissance, a été le premier à intégrer une fonction de phase, à savoir la fonction de phase Henyey-Greenstein ou HGPF [Henny1941], pour représenter le profil de diffraction des tissus de la peau. Récemment, cependant, l'applicabilité de la HGPF à la simulation d'interaction de la lumière avec les tissus biologiques ont commencé à être remise en question [Baranoski2003]. Il est à noter que le HGPF n'est ni fondée sur une théorie mécaniste de diffusion [Mourant1998], ni a-t-il un fondement biologique.

Modèles Monte Carlo ont été largement utilisés pour simuler l'optique des tissus biologiques car ils peuvent fournir une approche flexible, et pourtant rigoureuse à ce problème. Ces modèles peuvent être facilement mises en œuvre, et ils sont suffisamment souples pour permettre la simulation de tissus complexes. Théoriquement, les solutions de Monte Carlo peuvent être obtenues pour toute précision souhaitée [Prah1988]. Dans la pratique, la précision des simulations de Monte Carlo est limitée par la précision des paramètres d'entrée et l'utilisation de représentations appropriées pour les mécanismes de diffusion et d'absorption de photons. Au meilleur de notre connaissance, les modèles Monte Carlo utilisées en biomédecine [Churkamov2003], [Meglinski2001], [Meglinski2003], [Prah1989], [Shimada2001], [Simpson1998], la colorimétrie [Tsumura2003] et la reconnaissance de formes [Nakai1998] fournissent seulement réflexion et des lectures de transmission pour des échantillons de peau. On remarque que ces modèles sont pour la plupart

destinés à des applications laser, et la comparaison des valeurs de transmission et de réflexion modélisée avec les valeurs mesurées réelles sont rares.

Les avantages de la méthode de Monte Carlo sur des modèles analytiques sont les suivantes:

- i. La technique MC permet une description complète en 3 dimensions du problème à portée de main, pour presque n'importe quelle géométrie.
- ii. Des inhomogénéités de tissus peuvent être facilement comprises. Cela permet de donner un traitement plus réaliste des vrais tissus et des organes.
- iii. Dans la mesure où la seule physique de photons est exact et l'hypothèse du caractère aléatoire de la diffusion est valide (excluant pour diffusion de la lumière par exemple dans un réseau régulier des centres de diffusion), la technique de Monte Carlo donne des résultats exacts.
- iv. L'effet de la réfraction et la réflexion au niveau des frontières entre les différents médias sont facilement pris en compte.
- v. La technique est très souple : la géométrie du problème peut facilement être changée. Il est aussi simple de regarder plusieurs quantités d'intérêt, par exemple transmis / intensités réfléchies, la dose absorbée dans les tissus.

Un inconvénient de la méthode de Monte Carlo est qu'elle nécessite un large de temps de calcul. Comme la vitesse des ordinateurs a augmenté de façon assez spectaculaire au cours des dix dernières années, c'est devenu un problème moins grave. Même dans les cas où l'utilisation systématique d'une technique de Monte Carlo aurait besoin de temps d'ordinateur trop pour la journée à une utilisation quotidienne, il est toujours utile comme un modèle plus exact contre lequel des solutions analytiques plus approximatives peuvent être comparées [Star 1988].

Bibliographie

- [Adachi 1982] S. Adachi, *J. Appl. Phys* ; **53**, 8775 (1982).
- [Afsari 2001] M. Afsari Golshan, M. Ghasemi Tarei, M.A. Ansari, A.Amjadi, *J. Laser Med. Sci.* 2, 109 (2001).
- [Ahrens 1972] Ahrens, J.H. and U. Dieter, "Computer Methods for Sampling for the Exponential and Normal Distributions," *Comm. ACM*, 15, 873 (1972).
- [Alaluf 2002] S. Alaluf, D. Atkins, K. Barrett, M. Blount, N. Carter, A.Heath, *Pigment Cell Res.* 15, 119 (2002).
- [Alerstam 2010] E.Alerstam, W.Chun Yip Lo, T.David Han, J.Rose, S.Andersson-Engels, and Lothar Lilge. Next-generation acceleration and code optimization for light transport in turbid media using GPUs. Vol. 1, No. 2 /*biomedical optics express* 658, September (2010).
- [Alivisatos 1996] A.P.Alivisatos. Semiconductor clusters, nanocrystals, and quantum dots. *Science* 271,933(1996).
- [Amsler 2009] F. Amsler, T. Willenberg, W. Blättler, *J. Vasc. Surg.* 50,668 (2009).
- [Anderson 1981] R.R. Anderson, J.A. Parrish, *J. Invest. Dermatol.* 77,(1981).
- [Bashkatov 2011] A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.V. Tuchin, *A Rev. J.Innov. Opt. Health Sci.* 4, 9 (2011).
- [Beer 1986] A.V.Bestimmung Der absorption des rother lights in farbigen flursing keiten. *progg.ann*, 78-88, (1986).
- [Belaroussi 2008] T. Belaroussi et al., *Comput. Mater. Sci.* (2008), doi:10.1016/j.commatsci.2008.02.006
- [Boord 2006] M. Boord, *Laser in Dermatology*, Vol. 21 ElsevierSaunders, , pp. 145–149. (2006).
- [Born 1986] Born, M., and E. Wolf, "Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light," Sixth corrected Ed., Pergamon Press (1986).
- [Cashwell 1959] ED. Cashwell and C.J. Everett, *A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems* (Pergamon Press, New York, (1959).
- [Chernyak 1996] V.Chernyak and S.Mukamel, *J. Opt. Soc. Am. B/Vol.* 13, No. 6 (1996).

- [Coldren 1995] L.A. Coldren, S.W. Corzine, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits ; John Wiley & Sons, New York, (1995).
- [Dabbousi 1997] B.O.Dabbousi, J.Rodriguez-Viejo, F.V. Mikulec, J.R. Heine, H. Mattoussi, R. Ober,K.F. Jensen, and M.G. Bawendi. (CdSe)ZnS core-shell quantum dots : Synthesis and characterization of a size series of highly luminescent nanocrystallites. *J. Phys. Chem. B* 101, 9463–9475 (1997).
- [Dahan 2006] S. Dahan, T. Michaud, *Laser in Dermatology*, 2nd edn.(Wolters Kluwer, France, (2006).
- [Darvin 2005] M.E.Darvin, I.Gersonde, M.Meinke, W. Sterry, J. Lademann,Non-invasive in vivo determination of the carotenoids beta-carotene and lycopene concentrations in the human skin using the Raman spectroscopic method,” *J.Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005).
- [David 2005] David J. Gold Berg, *Laser and Lights: Vascular, Pigmentation, Scars, Medical Applications Elsevier Saunders*, , pp. 166. (2005)
- [Ding 2006] H. Ding, J. L. Lu, W.A. Wooden, P.J.Kragel, and X.H. Hu. Refractive indices of human skin tissues at eight wavelengths and estimated dispersion relations between 300 and 1600nm. *Physics in Medicine et Biology*, 51 :1479–1489, (2006).
- [Doronin 2011] A. Doronin, I. Meglinski, *Biomed. Optics Express* 2, 2461 (2011).
- [Fiher 2005] B.Fisher, J.M. Caruge, D.Zehnder, and M.Bawendi. Room Temperature Ordered Photon Emission from Multiexciton States in Single CdSe CoreShell Nanocrystals. *Phys. Rev. Lett.* 94, 087403 (2005).
- [Furis 2005] M.Furis, A. Hollingsworth, I.Victor, and A. Crooker.Time- and Polarization-Resolved Optical Spectroscopy of Colloidal CdSe Nanocrystal Quantum Dots in High Magnetic Fields. *J. Phys. Chem. B* 109, 15332 (2005).
- [Gardner 1992] Gardner, C.M., and A.J. Welch, private communication, Biomedical Eng. Program, Univ.of Texas, Austin (1992).
- [Gardner 1994] Gardner, C.M., and A.J. Welch, Monte carlo simulation of light transport in tissue, unscattered absorption evnts, *Appl. Opt.* 33 2743-2745. (1994).
- [Gemert 1989] M. J. C. van Gemert, S. L. Jacques, H. J. C. M.Sterenborg, W. M. Star, \Skin optics," *IEEETrans. Biomed. Eng.* 36, 11461154 (1989).
- [Giovanelli 2007] R. Giovanelli, Vol. 2 (*Optica Acta*, London, 1955), p. 15333. R. Chen, Z. Huang, H. Lui, I. Hamzavi, D.I. McLean, S.Xie, H. Zeng, *J. Photochem. Photobiol. B Biol.* 86, 219 (2007).
- [Halperin 2001] E. Johnston-Halperin and D. D. Awschalom, S. A. Crooker, Al. L. Efros and M. Rosen, X. Peng and A. P. Alivisatos. *Spin*

spectroscopy of dark excitons in CdSe quantum dots to 60 T. *Physical Review B* 63, 205309 (2001).

- [Hasegawo 1991] Y. Hasegawo, Y. Yamada, M. Tamura, Y. Nomura, *Appl.Opt.* 30, 4515 (1991).
- [Henny 1941] L.G. Henney, J.L. Grennstein, *Astrophys. J.* 93, 70 (1941).
- [Hinesand 1996] M.A. Hinesand, P. Guyot-Sionnest. Synthesis and characterization of strongly luminescing ZnS-capped CdSe nanocrystals. *J. Phys. Chem.* 100, 468(1996).
- [Hir 1993a] M. Hiraoka, M. Firbank, M. Essenpreis, M. Cope, S. Arridge, P. van der Zee, and D. Delpy. \Monte Carlo simulation of light transport through inhomogeneous tissue".In : *Proc. SPIE.,* pp. 149-159, (1993).
- [Hir 1993b] M. Hiraoka, M. Firbank, M. Essenpreis, M. Cope, S. Arridge, P. van der Zee, and D. Delpy. \A Monte Carlo investigation of optical pathlength in inhomogeneous tissue and its application to near infrared spectroscopy". *Phys. Med. Biol.,* Vol. 38, pp. 1859-1876, (1993).
- [Hong 1994] Yi- Hong Wu, , *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-30**, 1562 (1994).
- [Howell 1998] Howell J. R. "The Monte Carlo Method in Radiative Heat Transfer", *Journal of Heat Transfer*, 120, pp.547-560. (1998).
- [Hu 2001] J. Hu, L. Li, W. Yang, L. Manna, L. Wang, and A.P. Alivisatos. Linearly polarized emission from colloidal semiconductor quantum rods. *Science* 292, 2060–2063 (2001).
- [Ishimaru 1978] A. Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media* (Academic Press, New York), p. 267; (1978).
- [Jacques 1991] S.I. Jacques, M. Keijzer, *Dosimetry for Laser and Light in Dermatology; Monte Carlo Simulation of 577 nmpulsed Laser Penetration and Light into Cutaneous Vessels*, edited by O. T. Tan, R.A. White, J.V. White (SPIE,Los Angeles, CA, USA, pp. 2–13; (1991).
- [Jacques 1987] S.L. Jacques, C.A. Alter, S.A. Prahl, *Laser Life Sci.* 1, 309 (1987).
- [Jensen 2003] H.W. Jensen, *Monte Carlo Ray Tracing, Course 44,Siggraph* (2003).
- [Kaviany 1995] Kaviany M. "Principles of Heat Transfer in Porous Media", pringer, New York, 709 p. (1995).
- [Kafos 1986] M.H. Kafos and P.A. Whitlock, *Monte Carlo Methods,I: Basics* (John Wiley St Sons, Inc), (1986).

- [Keijzer 1989] M. Keijzer, S.L. Jacques, S.A. Prahl, A.J. Welch, *Lasers Surg. Med.* 9, 148 (1989).
- [Kie 1997] A. Kienle and M. Patterson. "Determination of the optical properties of semi-infinite turbid media from frequency-domain reflectance close to the source". *Phys. Med. Biol.*, Vol. 42, pp. 1801-1819, 1997.
- [Krishnaswamy 2004] A. Krishnaswamy, *Bio-Spec. A Biophysically-Based Spectral Model of Light Interaction With Human Skin*, Waterloo, Ontario, Canada, Technical Report CS-2004-01, (2004).
- [Kunishige2007] J.H. Kunishige, L.H. Goldberg, P.M. Friedman, *Clin. Dermatol.* 25, 454 (2007).
- [Lee 1975] R. Lee, M. Mathews-Roth, M. Pathak, J. Parrish, J. *Invest. Dermatol. Dermatology* 64, 175 (1975).
- [Levy 1995] J.J. Levy. Validation of an in vivo wound healing model for the quantification of pharmacological effects on epidermal regeneration. *Dermatology.*, 1995. 190(2): p. 136-41. (1995).
- [Maclaren 1964] MacLaren, M.D., G. Marsaglia, and T. Bray, "A Fast Procedure for Generating Exponential Random Variables," *Comm. ACM*, 7, 298 (1964).
- [Maglinski 2002] V. Meglinski, S. J. Matcher, Quantitative assessment of skin layers absorption and skin reflectance spectra simulation in visible and near-infrared spectral region," *Physiol. Meas.* 23, 741-753 (2002).
- [Magana 2008] D. Magana, X. Wei, and F. Strouse. Perturbation of the magneto-optical properties of nanocrystalline CdSSe. *Physical Review B* 77, 115337 (2008).
- [Marsaglia 1961] Marsaglia, G., "Generating Exponential Random Variables," *Ann. Math. Stat.*, 32, 899 (1961).
- [McBride 2004] J.R. McBride, T.C. Kippeny, S.J. Pennycook, and S.J. Rosenthal. Aberration corrected z-contrast scanning transmission electron microscopy of CdSe nanocrystals. *Nano Lett.* 4, 1279 (2004).
- [Muller 2000] M. Müller, thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1 (2000).
- [Murry 1993] C.B. Murray, D.J. Norris et M.G. Bawendi. Synthesis and characterization of nearly monodisperse CdE (E=S, Se, Te) semiconductor nanocrystallite. *J. Am. Chem. Soc.* 115, 8706 (1993).
- [Peng 2008] Q. Peng, A. Juzeniene, J. Chen, L.O. Svaasand, T. Warloe, K.-E. Giercksky, J. Moan, *Rep. Prog. Phys.* 71, 28 (2008).
- [Prahl 1988] Prahl, S.A., "Calculation of Light Distributions and Optical

- Properties of Tissue," Ph.D.Dissertation, Department of Biomedical Engineering, U. Texas at Austin (1988).
- [Prahl 1989] S.A. Prahl, M. Keijzer, S.L. Jacques, A.J. Welch, Proc.SPIE IS 5, 102 (1989).
- [Prahl 1995] S.A. Prahl, The Adding-doubling Method", Optical-Thermal Response of Laser Irradiated Tissue, edited by A.Welch, M. van Gemert (Plenum Press, New York), pp. 101–125, (1995).
- [Prahl 1999] Prahl, Optical Absorption of Hemoglobin (Oregon Medical Laser Center), available online at <http://omlc.ogi.edu/spectra/hemoglobin/>, (1999).
- [Rabea 2010] M. Rabea Maysa, World J. Sport Sci. 3, 942 (2010) .
- [Reinoso 1997] R.F.Reinoso, B.A.Telfer, M.Rowland, Tissue water content in rats measured by desiccation," J. Pharmacol. Toxicol.Methods 38, 87 - 92 (1997).
- [Reiss 2002] P.Reiss, J.Bleuse, and A.Pron. Highly luminescent CdSe/ZnSe Core/Shell nanocrystals of low size dispersion. Nano Lett. 2, 781–784 (2002).
- [Riane 2006] H.Riane, F.Hamdache, S.Bahlouli, N.Benharrats, Alloy composition effects on the gain and the differential gain for CdZnTe based II-VI semiconductor lasers, Elsevier, superlattices and microstructures 40 (2006) 19-28.
- [Rog 1999] A.Roggan, M.Friebel, K.Dorschel, A.Hahn, and G.Muller. \optical properties of circulating human blood in the wavelength range 400-2500 nm". j. biomed. opt.,vol. 4, pp. 36-46, (1999).
- [Rong 2007] C.Rong, Z.Huang, H.Lui, I.Hamzavi, I. McLean, S.Xie, H.Zeng, Monte Carlo simulation of cutaneous reflectance and fluorescence measurements The eect of melanin contents and localization.Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology 86,219226 (2007).
- [Spiegel 1968] Spiegel, M. R., "Mathematical Handbook of Formulas and Tables," McGraw-Hill, Inc,(1968).
- [Swa 2003] J. Swartling, S. Dam, and S. Andersson-Engels. \Comparaison of spatially and temporally resolved diffuse-reflectance measurement systems for determination of biomedical optical properties". Appl. Opt., Vol. 42, pp. 4612-4620, (2003).
- [Tuchin2011] V. Tuchin, Alexey N.Bashkatov, Elina A. Genina.Optical properties of skin,subcutaneous and muscle tissues: A REVIEW Journal of Innovation Optical Health Sciences.Vol 4,No.1 P9-38 (2011).
- [VanDeHulst 1981] H.C. van de Hulst, Light Scattering by Small Particles (Wiley,

New York, 1957), Reprinted by Dover, New York, (1981).

- [Wang 1992] Lihong Wang, Ph. D. Steven L. Jacques, Ph. D. Monte Carlo Modeling of Light Transport in Multi-layered Tissues in Standard C, the Medical Free Electron Laser Program, the Department of the Navy N00015-91-J-1354.(1992).
- [Wang 1994] L.H. Wang, S.L. Jacques, Med. Phys. 21, 1081 (1994).
- [Wang 1995] A.Lihong Wang, Steven L. Jacquesa, Liqiong Zhengb, CML - Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered. tissues, Computer Methods and Programs in Biomedicine 47 131-146. (1995).
- [Wang 1997] L. Wang, S.L. Jacques, L. Zheng, Comput. Methods Programs Biomed. 54, 141 (1997).
- [Wilson 1983] 14. B.C. Wilson, G. Adam, Med. Phys. 10, 824 (1983).
- [Wilson 1986] B.C.Wilson, and M.S.Patterson, 'the physics of photodynamic therapy', physics in medicine and biology, 31, 327-360. (1986).
- [Wilson 1990] Wilson, B.C., and S. L. Jacques, "Optical Reflectance and Transmittance of Tissues:Principles and Applications," IEEE J. of Quant. Electronics, 26 (12), 2186-2199 (1990).
- [Wyman 1989a] Wyman, D. R., M. S. Patterson, and B. C. Wilson, "Similarity relations for anisotropic scattering in Monte Carlo simulations of deeply penetrating neutral particles," J. Comput. Phys., 81, 137-150 (1989a).
- [Wyman 1989b] Wyman, D. R., M. S. Patterson, and B. C. Wilson, "Similarity relations for the interaction parameters in radiation transport," Appl. Opt., 28, 5243-5249 (1989b).

CHAPITRE III

III. Résultats et discussions

Parmi les problèmes dermatologiques cruciaux chez 80% des femmes [Dahan 2006]; les varicosités, **qui sont des dilatations permanentes des veinules intradermiques qui se forment superficiellement sous la peau**, ils apparaissent sous forme de réseaux rouges ou bleutés et qui peuvent être traités par un laser vasculaire. Ce dernier va générer un faisceau de lumière concentré, qui est absorbé par les vaisseaux sanguins situés dans la zone de lésion vasculaire, sans affecter les tissus environnants.

Aujourd'hui les mécanismes de formation des varicosités sont mieux compris et leurs traitements mieux cernés. La technique la plus ancienne est la micro sclérose assistée par Laser apparue en 1997, son principal inconvénient est qu'elle nécessite une anesthésie locale. Actuellement le matériel le plus répandu pour la prise en charge des varicosités rouges et bleus est ; le Laser Nd-Yag (laser KTP 1064-532 nm) et le laser colorant pulsé, qui représentent à eux deux le traitement de référence des varicosités [Boord 2006]. En raison de leurs gros volumes ils posent des problèmes d'encombrement. Une autre alternative se présente pour palier à ce problème d'encombrement dans les lasers à semi conducteurs. Il existe depuis quelques années un véritable engouement en dermatologie pour ce type de laser, auxquels on prête des qualités thérapeutiques extraordinaires. Ces qualités résident dans leurs avantages économiques en effet l'énergie de pompage est reconvertie en énergie de rayonnement avec une grande efficacité pour ce type de dispositif, Ils permettent aussi une très grande amplification optique, *la possibilité de contrôler la longueur d'onde* du rayonnement émis. Par ailleurs, comparativement aux lasers Nd-Yag et aux lasers à colorant pulsé *leurs coûts* se trouve réduits [Levy 1995].

Ce type de laser nous permet de faire un large balayage dans le spectre électromagnétique, allant de l'ultraviolet à l'infrarouge, par un simple changement de concentration des composants des semi-conducteurs ou par un ajustement de la taille du puits quantique. Les matériaux II-VI qui sont luminescent dans le visible offrent une solution au traitement des varicosités, en particulier les diodes lasers jaune-vert à base de CdZnSe, et ceux à base de CdZnTe qui représentent de bon candidats pour le traitement esthétique des varicosités, par effet de thermo coagulation [Wilson 1986].

Ce chapitre est consacré à l'étude d'une structure laser à base de semi-conducteur pour le traitement des varicosités. Dans un premier temps nous étudions l'interaction lumière laser-tissu biologique sain, ensuite l'interaction lumière laser-tissu biologique avec varicosités et sous ses trois colorations (claire, mate et brune) par la méthode de Monte Carlo. Cette étude nous permettra de déterminer les longueurs d'ondes adaptées au traitement des varicosités. Nous avons alors développé la modélisation appropriée à la propagation de la lumière dans les tissus biologiques en prenant en compte les caractéristiques de l'état physiologique du tissu. La principale difficulté rencontrée dans la modélisation de la propagation de la lumière dans les tissus résulte de la structure complexe de ces derniers qui est multi stratifiée et hétérogène. Ensuite nous nous intéresserons à la structure du laser à semi conducteur CdZnSe afin de déterminer les conditions optimales de fonctionnement de ce laser à puits quantiques pour le traitement des varicosités à travers l'analyse des niveaux énergétiques et le calcul du gain maximum et du gain différentiel [Reiss 2002].

1^{ère} Partie :

I. Propagation de la lumière dans un milieu turbide

Après avoir présenté le principe des interactions Laser-tissu, et la modélisation en rapport avec ce type d'interactions dans un milieu turbide tel que le tissu biologique, technique qui s'est avéré très prometteuse pendant de longues années, puisqu'elle est

relativement simple et elle peut gérer des géométries arbitraires et peut donc fournir une solution directe de l'équation de transport radiatif (RTE). [Ish 1978] [Kaviany 1995].

La méthode de MONTE CARLO [Wil 1983], [Has 1991], est une technique numérique basée sur l'étude des caractéristiques statistiques d'un processus physique qui est ici, la propagation de rayons lumineux dans un matériau hétérogène [Hir 1993a], [Hir 1993b]. La méthode consiste à suivre le parcours d'un rayon jusqu'à son absorption ou sa sortie du milieu étudié. Lorsque le rayon se propage dans un milieu hétérogène, il va suivre les lois de l'optique géométrique. La méthode de Monte Carlo qui est une méthode stochastique consiste à faire avancer pas à pas un rayon lumineux [Wil 1983], [Kie 1997]. A travers sa trajectoire, il est possible de déterminer les paramètres quantifiant l'interaction de la lumière avec le milieu turbide. Un nombre aléatoire est généré pour décider du sort du rayon (réfraction ou réflexion) et du sort de la nouvelle direction de propagation du rayon lumineux. Cette opération est répétée N fois.

La première partie de ce chapitre correspond à la description de la méthode de Monte Carlo dite MCML (Monte Carlo Modeling of light in multi-layer tissue) en présentant toute les étapes constituant l'algorithme. Nous commençons par étudier la propagation de la lumière laser dans un milieu turbide quelconque à une seule couche ensuite dans un milieu turbide multicouche afin d'avoir accès aux grandeurs physique (coefficients, d'absorption de reflectance et de transmittance), afin de déterminer l'influence des paramètres optiques (indice de refraction, coefficient d'absorption le coefficient de diffusion et le facteur d'anisotropie) du milieu sur la trajectoire de la lumière [Swa 2003].

I.1. Description de la simulation monte Carlo

La méthode de Monte Carlo est une technique d'échantillonnage statistique qui a été largement appliquée à un certain nombre de problèmes importants en biophysique médicale. [Howell 1998], [Krishnaswamy 2004]. Le dispositif principal de la méthode de Monte Carlo repose sur la génération de nombre aléatoire d'une distribution de probabilité particulière en vue de modéliser un processus physique donné [Lee1975].

Dans le cas du transport de photon dans le tissu, nous considérons une variable aléatoire ε qui peut être la taille de pas du déplacement du photon entre les sites d'interaction photons-tissus, ou l'angle de déviation d'un photon diffusé [Bashkatov 2011].

Il s'agit d'une fonction de densité de probabilité qui définit la distribution dans l'intervalle (a,b). La fonction de densité de probabilité est normalisée de telle sorte que [Kafos 1986] :

$$\int_a^b p(\chi) d\chi = 1 \quad 3.1$$

Où χ est une valeur aléatoire dans l'intervalle (a,b), $p(\chi)$ est la fonction de densité de probabilité.

Pour simuler la propagation, nous devons être en mesure de choisir une valeur de ε à plusieurs reprises et de façon aléatoire basée sur un générateur de nombres pseudo-aléatoires.

L'ordinateur génère une variable aléatoire, ε , qui est distribuée de façon uniforme sur l'intervalle (0, 1). L'échantillonnage non uniforme de la fonction de densité de probabilité $p(\chi)$ se fait en résolvant l'équation suivante [Cashwell 1959] :

$$\int_a^{\chi} p(\chi) d\chi = \varepsilon \text{ pour } \varepsilon \in (0,1) \quad 3.2$$

Soit un photon dont la taille du pas est s et sur laquelle nous faisons un échantillonnage. La fonction de densité de probabilité est donnée par :

$$p(s) = \mu_t \exp(-\mu_t s) \quad 3.3$$

Où $\mu_t = \mu_a + \mu_s$

Avec μ_a et μ_s qui représentent respectivement le coefficient d'absorption et le coefficient de diffusion.

Si on injecte la fonction de densité de probabilité donnée par l'équation 3.3 dans l'équation 3.2 nous obtenons alors la valeur échantillonnée, $s1$, basée sur le nombre aléatoire ε .

$$\varepsilon = \int_0^{s1} p(s) ds = \int_0^{s1} \mu_t \exp(-\mu_t s) ds = 1 - \exp(-\mu_t s1) \quad 3.4$$

La résolution de cette équation nous donne le pas pour un échantillonnage :

$$s1 = \frac{-\ln(1-\varepsilon)}{\mu_t} \quad 3.5$$

Puisque $(1 - \varepsilon)$ et ε ont la même distribution, ils peuvent être inter changés. Par conséquent, le pas $S1$ prend pour expression :

$$S1 = \frac{-\ln(\varepsilon)}{\mu_t} \quad 3.6$$

L'équation 3.6 est utilisée pour échantillonner la taille de pas du mouvement de photons dans un milieu infini ou semi-infini. Chaque photon est dépisté pour des centaines d'itérations et souvent des milliers parfois même des millions de photons sont exigé pour calculer la quantité physique qui nous intéresse, par exemple la distribution de réflexion ou de transmission.

I.2. Interaction du faisceau de lumière avec le milieu turbide:

1) Modélisation du milieu turbide

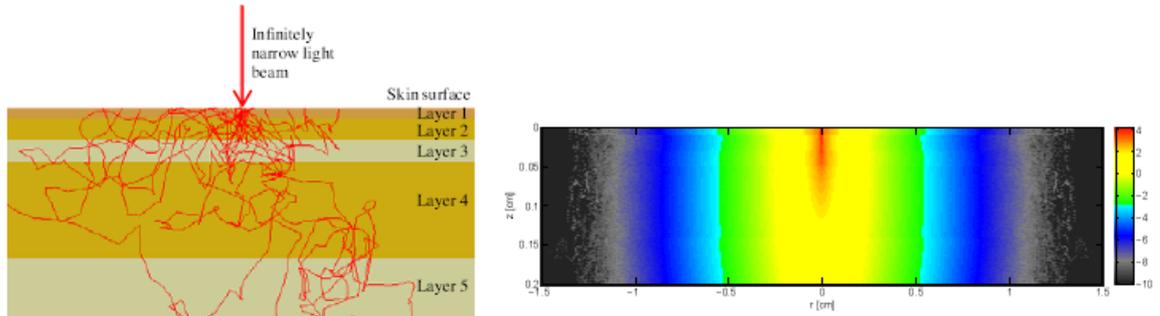


Fig 3.1 - Monte Carlo simulation de la propagation des photons dans 5 couches.

La simulation de Monte Carlo traite le transport d'un faisceau de photons incident infiniment étroit et perpendiculaire au tissu multicouche turbide Fig 3.1. Chaque couche est décrite par trois paramètres: les coefficients d'absorption et de diffusion (μ_a, μ_s) qui désignent la probabilité d'interaction du photon par unité de longueur. Le facteur d'anisotropie (g) qui est la moyenne de la valeur du cosinus de l'angle de déflexion. Les indices de réfraction du milieu ambiant au-dessus du tissu (par exemple l'air) et le milieu ambiant au-dessous du tissu doivent être donnés [Wilson 1983].

Cette méthode donne accès aux trois paramètres quantifiant l'interaction du laser avec n'importe quel milieu donné ; l'absorption la transmission et la réflexion. Dans le code MCML (Monte Carlo Modeling for Multi Layer tissue), l'absorption est enregistrée dans une matrice 2-D notée $A[r,z]$, représentant la densité de probabilité d'absorption de photon par unité de volume [cm^{-3}] en fonction du rayon r et de la profondeur z . La réflexion et la transmission sont enregistrées dans une matrice 2D $Re[\alpha,r], T[\alpha,r]$ respectivement, représentant la densité de probabilité de réflexion et de transmission de photon par unité de surface [cm^{-2}] en fonction de l'angle de déflexion α et du rayon r . La taille de chaque élément de la matrice (d'absorption, réflexion ou transmission) et le nombre des éléments sont spécifiés par $(dr,dz,d\alpha)$ et $(nr; nz \text{ et } n\alpha)$ respectivement [Prah 1989]. Ces matrices de quantifications sont placées dans trois Systems de coordonnées. Le déplacement du photon dans le milieu est étudié dans un système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) , son origine est le point de contact du paquet de photon avec le milieu, l'axe z est la profondeur, le plan (x,y) représente le plan des couches. Le système cylindrique représente la situation physique où le faisceau de photons infiniment étroit tombe perpendiculairement à la surface du milieu turbide multi-couches, il est mis en place pour marquer l'absorption interne de photons en fonction de r (rayon radiale) et z (la profondeur du milieu) [Gardner 1994]. Un système de coordonnées sphériques en mouvement, dont l'axe z est dynamiquement aligné avec la direction de propagation de photons, est utilisé pour déterminer l'angle de deflection (α) [Keijzer 1989].

2) Modélisation du faisceau de lumière

Nous allons simuler un faisceau de lumière à travers son grand nombre de photons marcheurs (N). Ils vont se déplacer selon un pas d'événement, en attribuant à chaque marcheur un poids initiale w_0 ; qui suivra la loi de décroissance exponentielle de Beer Lambert [Beer 1986].

$$P_x = P_0 e^{-\mu_i x} \quad 3.7$$

La propagation de chaque photon dans le milieu turbide suit cinq (5) étapes [Wang 1995]: lancement du paquet de photon, propagation du paquet de photon, absorption, transmittance ou reflectance, élimination.

a) **Lancement du paquet de photon :**

Le photon est injecté dans le tissu orthogonalement à l'origine, ce qui correspond à un faisceau de photons étroit bien focalisé.

La position du photon est spécifiée par les coordonnées cartésiennes (x,y,z). La direction du photon est définie par un vecteur unitaire, r, qui peut être décrit de façon équivalente aux cosinus directionnels μ_x, μ_y, μ_z

$$\mu_x = r \cdot x$$

$$\mu_y = r \cdot y$$

$$\mu_z = r \cdot z$$

Où x, y et z sont des vecteurs unitaires le long de chaque axe. La position des photons est initialisé à (0, 0, 0), et les cosinus de direction sont fixés à (0, 0, 1). Cette description de la position du photon dans un système de coordonnées cartésiennes est plus simple que dans un système de coordonnées cylindriques [Keijzer 1989].

b) **Propagation du paquet de photon**

Dans les milieux turbides à multicouches, le parcours du paquet de photons à travers le milieu représente la sommation des différents pas de mouvement entre plusieurs sites d'interaction sur toutes les couches dans lesquelles le paquet de photon a parcouru [Ahrens 1972] ; [Marsaglia 1961]; [MacLaren 1964], Par sommation sur les déplacements l'équation 3.6 devient :

$$\sum_i \mu_{ti} S_i = -\ln(\varepsilon) \quad 3.8$$

Où μ_{ti} désigne le coefficient d'atténuation de la couche i, S_i désigne le pas de photons dans la couche i.

c) **Absorption**

Quand le photon atteint un emplacement d'interaction, une fraction du poids de photon Δw , est absorbée conformément à la relation 3.9 :

$$\Delta w = w \frac{\mu_a}{\mu_a + \mu_s} \quad 3.9$$

On définit alors Δw la fraction du paquet de photons absorbée ; w le poids courant du paquet de photon, ce dernier avec le nouveau poids $w_{\text{après absorption}} = w - \Delta w$, continuera sa propagation dans le tissu après être diffusé par le milieu, donc sa direction changera nécessairement par rapport à sa direction initiale. Le changement de direction dépend de deux angles, l'angle azimutal $\psi = 2\pi\varepsilon$ ($0 < \psi < 2\pi$) et l'angle radial θ ($0 \leq \theta < \pi$). Comme cela apparaît nous sommes passé d'un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) à un système de coordonnées sphériques (r, ψ, θ) [Prah 1989].

L'angle radial, est donné par une fonction de phase, qui dans notre cas sera la fonction de Henyey-Greenstein [Henny 1941]. Elle est utilisée généralement pour simuler l'angle de dispersion dans le milieu. Elle dépend de l'anisotropie, g donnée par $\langle \cos\theta \rangle$ et comprise entre -1 et 1, une valeur de 0 indique une diffusion isotrope et une valeur proche de 1 indique une diffusion très dirigée vers l'avant [Jacques 1987], son expression est donnée par l'équation 3.10 :

$$p(\cos\theta) = \frac{1 - g^2}{2(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}} \quad 3.10$$

Selon Jensen $\cos\theta$ est une fonction du nombre aléatoire ε [Jensen 2003], donnée par l'équation 3.11

$$\cos\theta = \begin{cases} \frac{1}{2g} \left(1 + g^2 - \left[\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g\varepsilon} \right]^2 \right) & \text{if } g > 0 \\ 2\varepsilon - 1 & \text{if } g = 0 \end{cases} \quad 3.11$$

Après chaque événement de diffusion le paquet de photon se déplace dans le milieu avec de nouvelles directions calculées selon Wang [Wang 1995], et données par l'équation 3.12

$$\begin{aligned} \mu'_x &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos\psi - \mu_y \sin\psi) + \mu_x \cos\theta \\ \mu'_y &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_y \mu_z \cos\psi - \mu_x \sin\psi) + \mu_y \cos\theta \\ \mu'_z &= -\sin\theta \cos\psi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos\theta \end{aligned} \quad 3.12$$

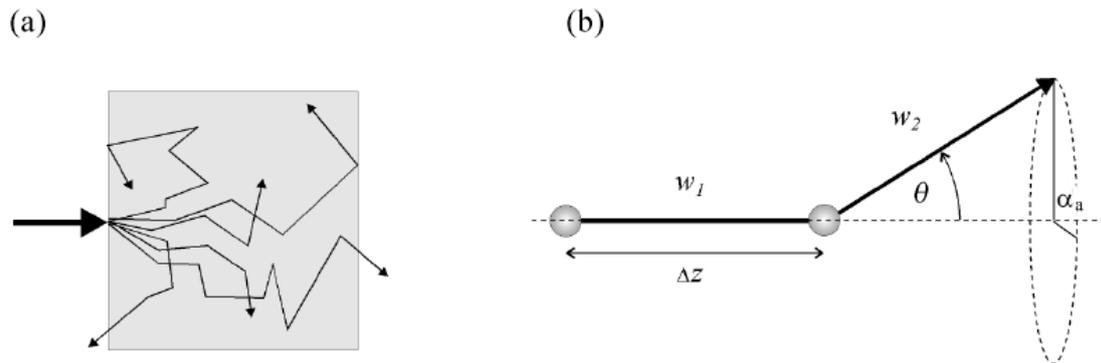


Fig 3.2- Schéma de la simulation de monte Carlo montrant a) un parcours aléatoire de multiple photons, b) les paramètres stochastique gouvernant la migration des photons i.e la taille du pas Δz , angle radial θ , angle azimuthal α_a .

d) Transmittance ou reflectance

Pour comptabiliser la reflectance et la transmittance la méthode fait appel à la loi de Snell Descartes qui relie les couches par leurs indices de réfraction (n_i milieu incident, n_t milieu transmis), l'angle d'incidence α_i , et l'angle de transmission α_t . Fig 3.2.

Cette loi annonce que :

- les rayons réfractés et réfléchis sont dans le plan d'incidence.
- l'angle de réflexion par rapport à la normale θ_r et l'angle incident θ_i sont du même côté de l'interface, les indices de réfraction n_i et n_t de chacun des milieux et les angles d'incidence θ_i et de réfraction θ_r' sont liés par la relation de Snell-Descartes ce qui est traduit par l'équation 3.13 :

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_r' \quad 3.13$$

Pour un couple d'indices n_i et n_t , un angle critique θ_c peut être déterminé. Il est défini par $\theta_c = \arcsin(n_t / n_i)$ (pour $\theta_r' = 90^\circ$), est un angle au delà duquel la transmission n'est plus possible.

Dans une étude en optique biomédicale, on veut généralement maximiser la transmission de lumière à l'interface air-tissu, afin d'optimiser l'effet d'excitation.

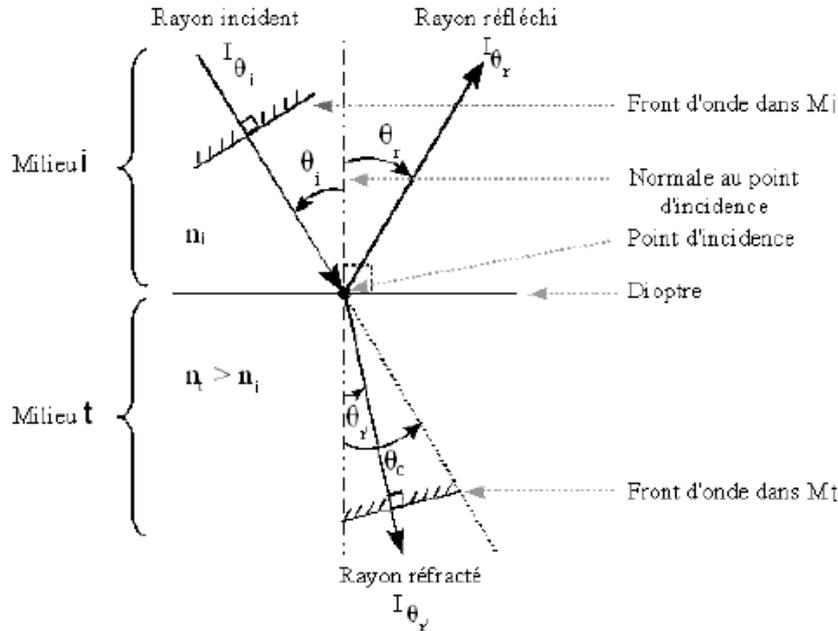


Fig 3.3 – Schéma du principe de réflexion/réfraction (Loi de Snell-Descartes) [Zeng 1993].

La reflectance interne $R(\alpha_i)$ est calculée par la formule 3.14 [Born 1986];[Hecht1987, [Zeng 1993] qui déterminera par la suite l’avenir du paquet de photon

$$R(\alpha_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(a_i - a_t)}{\sin^2(a_i + a_t)} + \frac{\tan^2(a_i - a_t)}{\tan^2(a_i + a_t)} \right] \quad 3.14$$

On distingue deux cas :

- Si $R(\alpha_i) > \varepsilon$ il s’agit d’une reflectance interne.
- Si $R(\alpha_i) < \varepsilon$ le paquet de photon quittera le milieu et son poids sera signalé soit dans la grille de reflectance $R [i_r, i\alpha]$ soit dans la grille de transmittance $T [i_r, i\alpha]$ cela dépendra de la position du paquet de photon dans le milieu.

e) **Elimination**

Le parcours d’un paquet de photons à l’intérieur du tissu se fait normalement jusqu’à ce qu’il quitte le milieu naturellement. C’est le processus d’élimination, *Il peut se manifester* par réflexion dans un milieu ambiant ou par transmission dans le tissu profond. On peut utiliser la technique statistique dite *la roulette russe* [Hendricks 1985). Cette technique s’active quand le poids du paquet de photon atteint une valeur minimal prédéfinie (w_0). Quand le poids atteint ce seuil, la roulette produit un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1. Si ce nombre aléatoire est inférieur à un certain facteur $1/m$, le paquet de photons initial est épuisé ; dans le cas contraire le poids du paquet de photons est multiplié par le facteur m , de cette manière la technique de roulette Russe donne au paquet de photon une chance sur m pour survivre avec un poids de $(m * w)$. Cette technique assure la conservation

d'énergie (poids de photon) sans déformer de manière remarquable la répartition des dépôts de photon qu'il s'agisse du calcul de la fluence ou de la détermination de la détection.

I.3. Quantifications physiques de l'interaction du faisceau de lumière avec un milieu turbide.

Résultats et discussions

L'intérêt majeur de la simulation de l'interaction de la lumière Laser avec un milieu quelconque réside dans le besoin croissant de caractériser le phénomène décrivant cette action par la quantification des grandeurs physiques comme l'absorption la reflectance et la transmittance. L'algorithme de Monte Carlo que nous avons adopté dans notre travail et qui nous permet de modéliser la propagation des photons dans le milieu turbide trouve son originalité dans la simplicité, la rapidité et la flexibilité à déterminer ces paramètres.

I.3.1. Milieu turbide à une seule couche

Pour enrichir notre travail nous nous intéressons en premier lieu à deux milieux turbides à une seule couche, avec un indice de réfraction différent. Les propriétés optiques des deux milieux sont consignées sur le tableau 3.1.

	n	g	μ_a	μ_s	d
Milieu turbide N°1	1	0.75	10	90	0.02
Milieu turbide N°2	1.5	0.75	10	90	0.02

Tableau 3.1 - Propriétés optiques des deux milieux turbides N°1 et N°2

a) Reflectance et transmittance

Pour représenter la reflectance diffusée et la transmittance des deux milieux turbides nous avons lancé 10 simulations de 100.000 paquets de photons. Le tableau 3.2 liste la comparaison des résultats de la reflectance diffusée R_d et la transmittance T_d avec ceux de van de Hulst's [VanDeHulst 1981], de Monte Carlo par Prahl [Prahl 1989] et de MCML [Wang 1995].

Méthodes de simulations	R_d		Erreur		T_d		Erreur	
	Milieu N° 1	Milieu N° 2						
Van de Hulst	0.0973	0.2600	-	-	0.66096	-	-	-

MCML	0.09734	0.25907	0.00035	0.00170	0.66096	-	0.0002	-
Prahl	0.09711	0.26079	0.00033	0.00079	0.66159	-	0.00049	-
O 3MC	0.09741	0.25957	0.00027	0.00043	0.66096	-	0.00017	-
Nos résultats	0.09733	0.25949	0.0003307	0.00058	0.660958	-	0.0002006	-

71

Tableau 3.2- Reflectance et Transmittance de deux milieux turbides à une seule couche à indice de réfractions différentes

Nous représentons sur la Fig 3.4 la résolution angulaire de la reflectance diffusée comparée avec celle de Vandel Hultz [VanDeHults 1981]. Nous remarquons d'après cette figure une décroissance de R_d en fonction de α avec un pic aplati ; observé de α partant de 10 à 20 rad. Un bon accord est clairement remarqué entre nos résultats et ceux de VandelHultz [VanDeHults 1981], ce qui confirme la validité de nos calculs.

De même pour la variation de la transmittance T_d en fonction de α représentée sur la figure 3.5. Nous remarquons la décroissance de la transmittance quand α augmente. Nous avons comparé nos résultats à ceux de VanDeHults, il apparait un bon accord entre notre courbe et celle de VanDeHults, ce qui valide notre méthode.

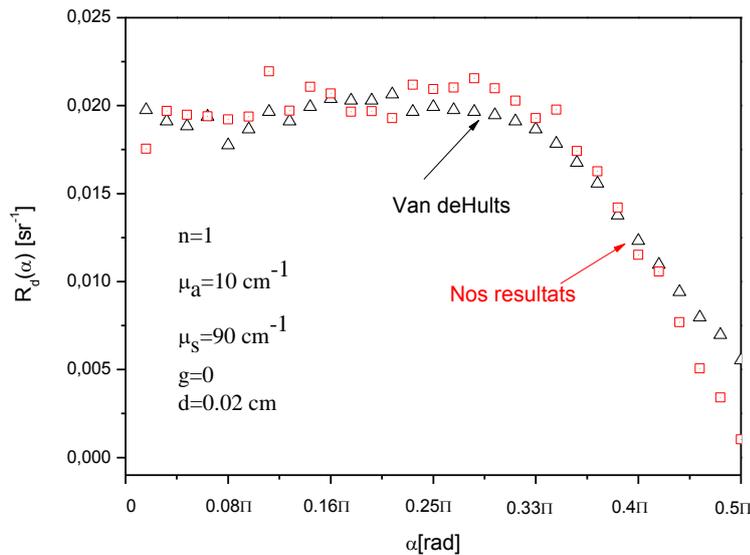


Fig 3.4 - Résolution angulaire de la reflectance diffusée

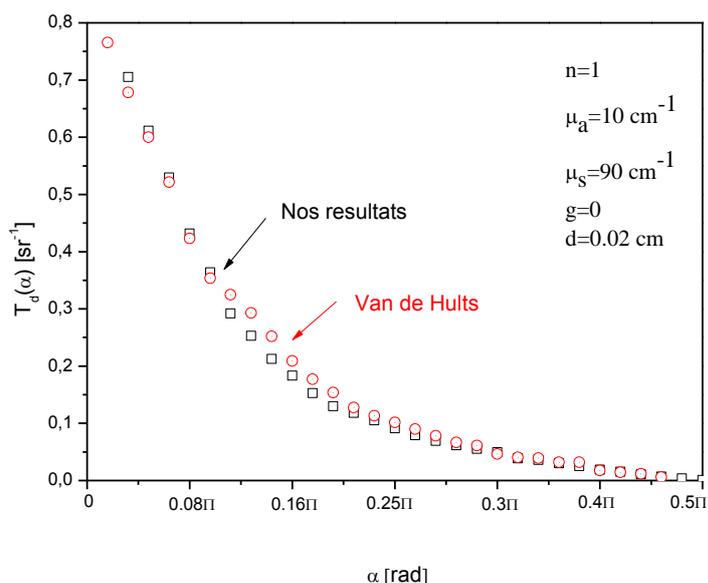


Fig 3.5 - Résolution angulaire de la transmittance diffusée

La figure 3.6 illustre la résolution radiale de la reflectance de deux milieux turbides dont les propriétés optiques sont gouvernés par les mêmes coefficients, d'absorption μ_a et de diffusion réduit $\mu_s' = \mu_s(1-g)$. Pour deux valeurs de g : $g=0$ et $g=0.9$. Cependant la réponse radiale devrait être similaire pour les deux milieux [Wyman 1989a] [Wyman 1989b].

Les deux courbes présentent une décroissance rapide et tendent vers des valeurs nulles pour des valeurs de r de plus en plus importantes. D'après la Figure 3.6, nous constatons que la similarité des résultats n'est pas appliquée lorsque r est au voisinage de la source de photon à la limite du milieu, La différence relative entre deux réflectivités diffusées est très grande quand le rayon r est petit, et devient plus petite quand r devient plus grand. Nous avons également confirmé que les relations de similitude fonctionnent très bien quand la source de photon est profonde à l'intérieur des médias.

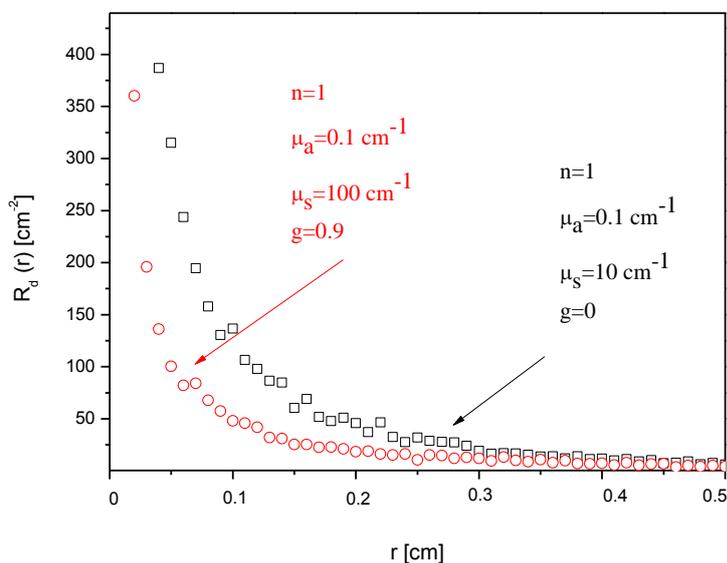


Fig 3.6 - Comparaison de la Reflectance diffusée de deux milieu turbides dont les propriétés

optiques sont équivalente en fonction de la distance radiale r .

b) Fluence interne

MCML nous permet de comptabiliser la fluence interne du milieu qui est déduite à partir de ; l'absorption interne divisé par le coefficient d'absorption μ_a , dont l'unité est en w/cm^2 . La figure 3.7 représente comme exemple la variation de la fluence interne de deux milieux à une seule couche avec un indice de réfraction différents ; en fonction de la profondeur z .

D'après cette figure il est trouvé que les deux fluences se comportent presque de la même manière avec une valeur multiple, si on passe du milieu à indice de réfraction faible à un milieu à indice de réfraction élevé. Ceci est du à la reflectance interne par la limite du milieu, vu que les photons réfléchis à l'intérieur par l'interface du milieu auront plus de chance d'être absorbés avant d'être détectés [Wilson 1990].

Ces deux valeurs de la fluence sont presque constantes dans un intervalle de z allant de 0 à 0.35 cm. Une chute brutale est observée autour de la même valeur de z pour des valeurs supérieurs à la limite de l'intervalle, les deux courbes se joignent et devienne nulle.

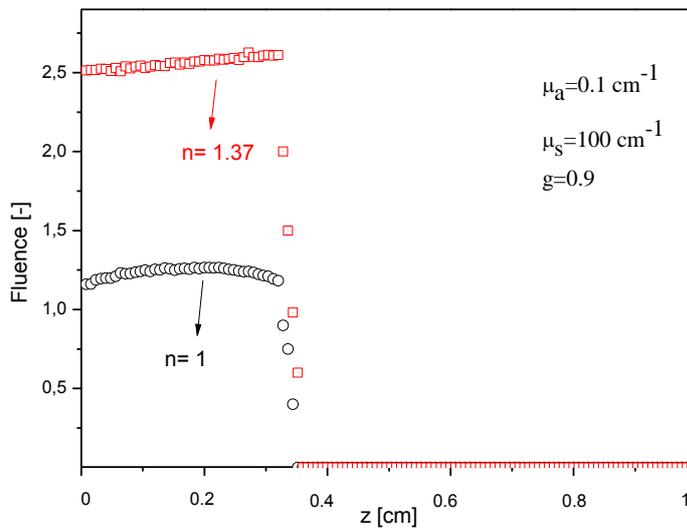


Fig 3.7 - Comparaison de la fluence interne de deux milieux turbides (à une seule couche) avec indice de réfraction différents en fonction de la distance profondeur z .

I.3.2. Milieu turbide multi couches

Après avoir étudié un milieu turbide à une seule couche, nous considérons maintenant un milieu turbide à plusieurs couches : dans notre étude notre milieu turbide est à 3 couches.

Sur le tableau 3.3, nous donnons les propriétés optiques du milieu.

couches	$\mu_a(cm^{-1})$	$\mu_s(cm^{-1})$	g	n	$d (cm)$
1	1	100	0.9	1.37	0.1

2	1	10	0	1.37	0.1
3	2	10	0.7	1.37	0.2

Tableau 3.3 - Propriétés optique d'un milieu turbide à 3 couches

a) Reflectance et transmittance

De la même manière et en se basant sur la même méthode de calcul, que dans un milieu à une seule couche, nous calculons la reflectance diffusée ainsi que la transmittance diffusée, et nous la comparons avec d'autres travaux de recherches.

On constate clairement sur le tableau 3.5, un bon accord entre les trois simulations indépendantes. Nos résultats sont presque égaux comparés avec les travaux de Gardner [Gardner1992] et celle issues de la méthode MCML.

	Reflectance diffusée	Transmittance diffusée
Gardner [Gardner 1992]	0.2381	0.0974
MCML	0.2375	0.0965
Nos résultats	0.2381	0.09603

Tableau 3.5 - Vérification de la reflectance et transmittance diffusée du milieu turbide à 3 couches

Nous traçons la variation radiale de la reflectance et la transmittance diffusée et la variation angulaire de la reflectance et de la transmittance diffusée sur les figures 3.8, 3.9 ,3.10, 3.11 respectivement.

Une décroissance des quatre quantités physique calculées est observée en fonction de r et de α .

Après avoir représenté la reflectance et la transmittance radiale et angulaire, dans le milieu turbide à une seule et à trois couches, nous pouvons déduire que ces deux grandeurs physiques décrivent si bien la réponse des milieux au rayonnement lumineux, et ceci dépend des paramètres optiques des milieux que nous avons pris en considération : l'indice de réfraction, le facteur d'anisotropie, le coefficient d'absorption, et le coefficient de diffusion. Nous constatons que dans le milieu turbide à une seule couche à indice de réfraction $n=1$, le rayonnement est plus transmis que réfléchi suivant la direction radiale et angulaire Fig 3.1 et 3.2 , ce qui n'est pas le cas dans le milieu turbide à trois couches à indice de réfraction $n \neq 1$, ou la reflectance est plus importante que la transmittance diffusée Fig 3.8 et 3.9 ceci revient à la reflectance spéculaire qui intervient dans la reflectance diffusée.

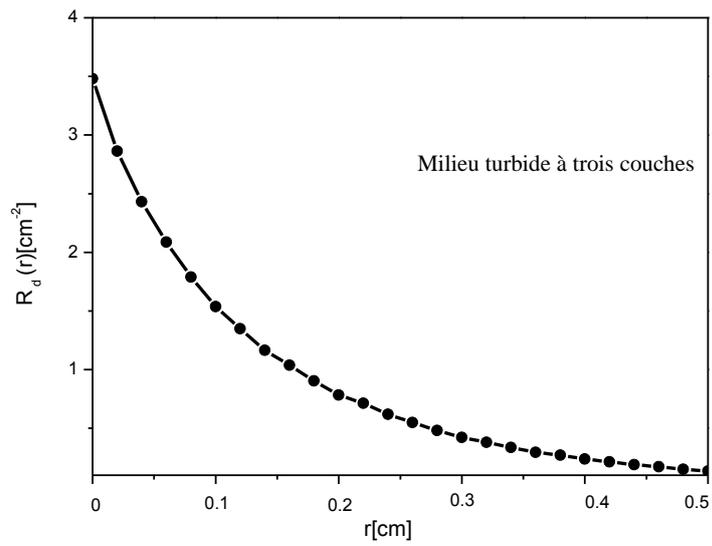


Fig 3.8 - Variation radiale de la réflectance diffusée des trois couches

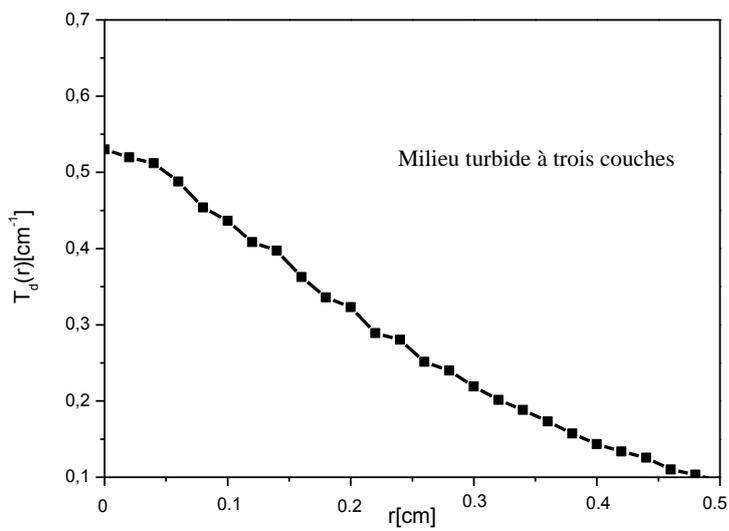


Fig 3.9 - Variation radiale de la transmittance diffusée des trois couches

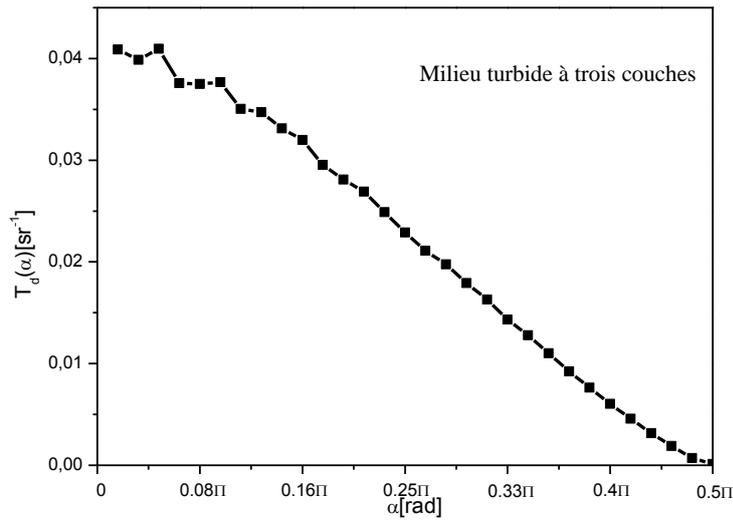


Fig 3.10 - Variation angulaire de la transmittance diffusée des trois couches

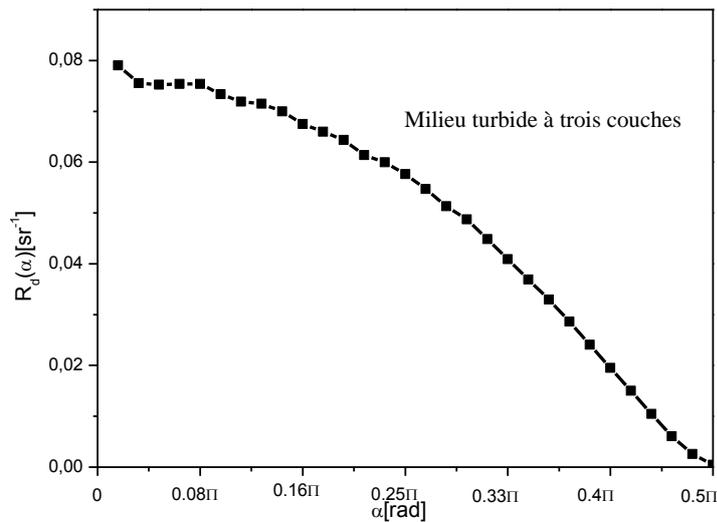


Fig 3.11 - Variation angulaire de la reflectance diffusée des trois couches

I.4. Caractérisation de la lumière Laser

L'objectif tracé dans notre travail est la caractérisation de la lumière laser dans un milieu turbide. Pour cela nous avons traité la propagation des photons avec la méthode Monte Carlo. Cette méthode discute la propagation des photons dans le milieu turbide en considérant le faisceau de lumière comme étant un faisceau étroit et infini en énergie. Dans ce cas la réponse est dite une réponse impulsionnelle. Par contre en réalité tout faisceau de lumière Laser est de taille finie caractérisée par son Energie et son diamètre de spot. Le programme MCML propose une solution pour simuler un faisceau de puissance finie ; en procédant à la distribution des positions initiales des photons avant l'interaction, mais ceci reste lourd et fastidieux en raison du nombre important de photons ce qui va nous conduire à

un nombre de variables très grand dont il sera par conséquent très difficile d'en faire, la définition analytique et traitement numérique. Il est donc nécessaire de trouver une alternatif et de passer à un autre type de traitement. La technique de convolution semblerait actuellement être la plus appropriée pour traiter le faisceau fini [Prah 1989].

On note que le système que nous traitons est linéaire et invariant. La linéarité signifie que si l'intensité de l'entrée du faisceau de photons infiniment étroite est multipliée par un facteur, les réponses seront multipliées par le même facteur. Cela signifie également que la réponse à deux faisceaux de photons est la somme des réponses à chaque faisceau de photons [Prah 1988]. L'invariance signifie que lorsque le faisceau de photons infiniment étroit est décalé horizontalement d'une distance dans une certaine direction, la réponse sera déplacée horizontalement également par la même distance dans la même direction. Donc, si nous supposons que le faisceau de photons est de taille finie et collimaté, la réponse d'un faisceau de photons infiniment étroite sera une fonction de Green du système, et la réponse du faisceau de photons de taille finie peut être calculée à partir de la convolution de la fonction de Green en fonction du profil du faisceau de photons de taille finie. Tel qu'il est exprimé dans l'Eq 3.15.

$$C(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', y', z) S(x', y') dx' dy' \quad 3.15$$

Nous notons la réponse par $C(x, y, z)$, $S(x, y)$ l'intensité de la source laser et $G(x, y, z)$ la fonction de green [Wang 1992].

Après un changement de variables et simplification de l'expression de $C(x,y,z)$ Equ 3.15, nous aboutissons à:

$$C(r, z) = \int_0^{\infty} G(r'', z) r'' \left[\int_0^{2\pi} S(\sqrt{r^2 + r''^2 - 2rr''\cos\theta''}) d\theta'' \right] dr'' \quad 3.16$$

Pour un bon traitement de la lumière laser, nous traitons deux types de faisceau laser, Gaussien et plat circulaire.

I.4.1. Faisceau Laser de type Gaussien

Le traitement de convolution peut être appliqué dans le cas d'un faisceau gaussien si la divergence est considérée comme négligeable sachant que $1/e^2$ le rayon du faisceau gaussien. L'intensité du profil peut être écrite comme suite [Wang 1992] :

$$S(r') = S_0 \exp(-2(r'/R)^2) \quad 3.17$$

Où S_0 est l'intensité au centre $r=0$ exprimé par :

$$S_0 = 2P/(\pi R^2) \quad 3.18$$

D'après 3.16 et 3.17 la convolution d'un faisceau gaussien devient :

$$\begin{aligned} C(r, z) \\ = S(r) \int G(r'', z) \exp\left(-2\left(\frac{r''}{R}\right)^2\right) \left[\int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{4rr'' \cos\theta''}{R^2}\right) d\theta'' \right] r'' dr'' \end{aligned} \quad 3.19$$

L'intégration entre les crochets ressemble à la représentation intégrale de la fonction de Bessel modifiée [Spiegel 1968]:

$$I_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(x \cos\theta) d\theta \quad 3.20$$

Donc l'Eq 3.19 peut être réécrite de la façon suivante :

$$C(r, z) = S(r) \int G(r'', z) \exp\left(-2\left(\frac{r''}{R}\right)^2\right) I_0(4rr''/R^2) 2\pi r'' dr'' \quad 3.21$$

Où I_0 est l'ordre zéro de la fonction de Bessel modifiée.

I.4.2. Faisceau de lumière de type Plat

Si le faisceau de photons est homogène à l'intérieur d'un rayon R , et collimaté, la fonction de la source d'un faisceau plat s'écrit:

$$S(r') = \begin{cases} \frac{P}{\pi R^2} & \text{if } r' \leq R \\ 0 & \text{if } r' > R \end{cases} \quad 3.22$$

Où P est la puissance totale du faisceau [Wang 1992], en utilisant l'Eq 3.21 et 3.22 la convolution devient :

$$C(r, z) = P/(\pi R^2) \int_0^\infty G(r'', z) I_0(r, r'') 2\pi r'' dr'' \quad 3.23$$

Où I_θ change de la manière suivante :

$$I_{\theta}(r, r'') = \begin{cases} 1 & \text{if } R \geq r + r'' \\ \frac{1}{\pi} \cos^{-1}((r^2 + r''^2 - R^2)/(2rr'')) & \text{if } |r - r''| \leq R \\ 0 & \text{if } R < |r - r''| \\ & < r + r'' \end{cases} \quad 3.24$$

I.4.3. Comparaison entre les deux types de faisceau gaussien et plat

Nous considérons les deux types de faisceau plat et gaussien d'énergie 1 joule et de rayon 0.1 cm. Afin de faire une comparaison entre les deux faisceaux, nous étudions la variation de la reflectance diffusée, la transmittance diffusée et la fluence, nos résultats sont représentés sur les figures 3.12, 3.13, et 3.14 respectivement.

On constate que le faisceau gaussien et le faisceau plat se manifestent de la même manière, lorsque r devient supérieur à environ 2 R, R est le rayon des faisceaux.

Sur la figure 3.12 et 3.13 une décroissance de la transmittance ainsi que la reflectance est observée. Lorsque r atteint 0.5 cm les deux grandeurs tendent vers les mêmes valeurs. Il est à noter que r= 0.5 cm est la limite considérée dans la simulation de la grille dans la direction r.

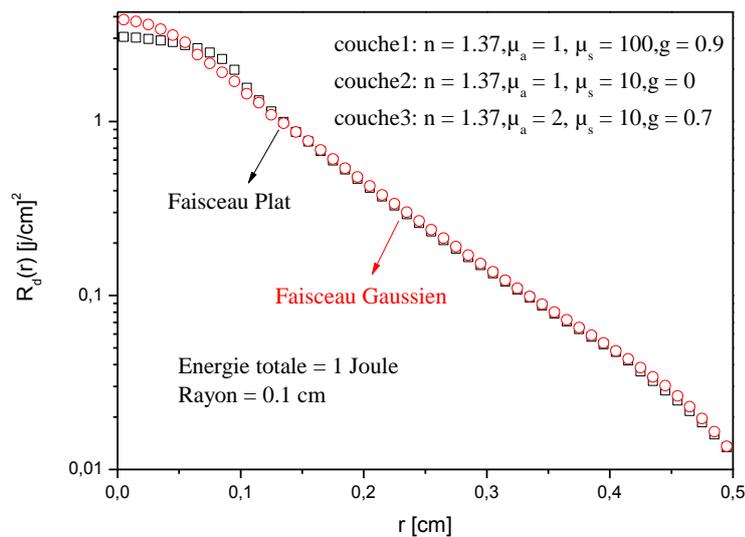


Fig 3.12 - Comparaison de la reflectance des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r.

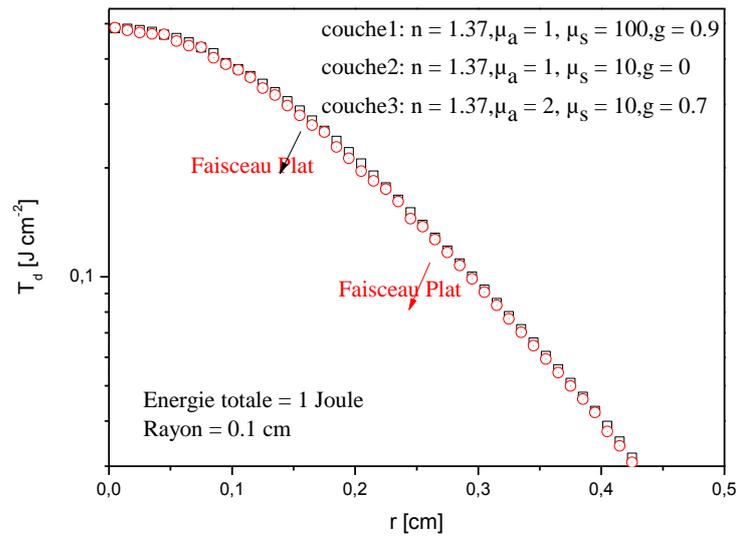


Fig 3.13 - Comparaison de la transmittance des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r .

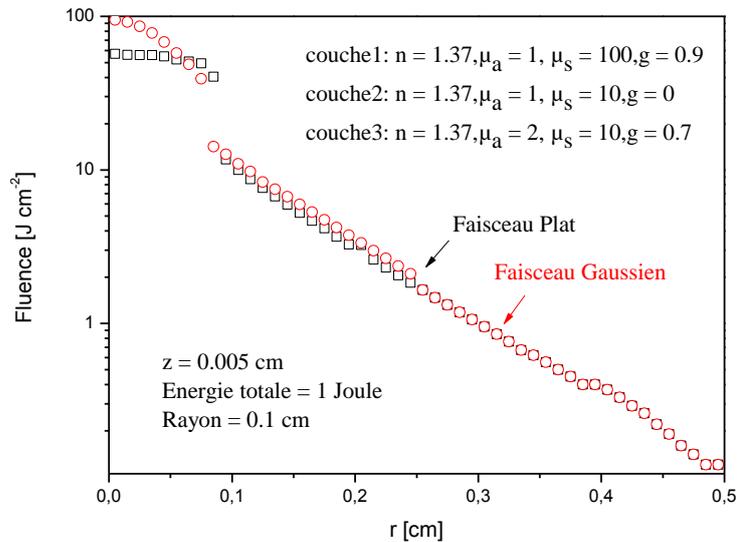


Fig 3.14 - Comparaison de la fluence des deux types de faisceau plat et gaussien en fonction de la distance radiale r .

I.4.4. Influence de la taille du spot dans l'interaction

Sur les figures 3.15 et 3.16 nous traçons les courbes iso-fluences interne du paquet de photon. Nous remarquons clairement une décroissance de la fluence interne du paquet de photon en fonction de la distance radiale, qui est dûe principalement à la décroissance du poids de photon qui suit la loi de Beer Lambert, par ailleurs on constate aussi que la taille du spot du laser joue un rôle primordial dans la réponse du système puisque avec un spot étroit on atteint des fluences plus importantes qu'avec un spot plus large. Les courbes iso-fluences

représentées sur la figure 3.15 et 3.16 expliquent également l'importance de connaître la taille du spot, vu que la réduction du spot diminue considérablement la profondeur de pénétration du faisceau laser.

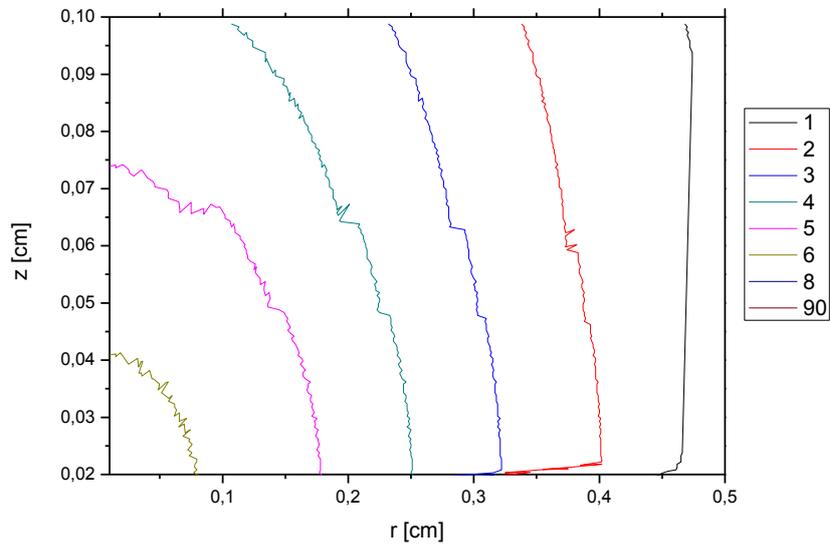


Fig 3.15 - Courbes isofluence [Jcm^{-2}] d'un faisceau Laser d'énergie 1 joule et taille de spot 0.5 cm

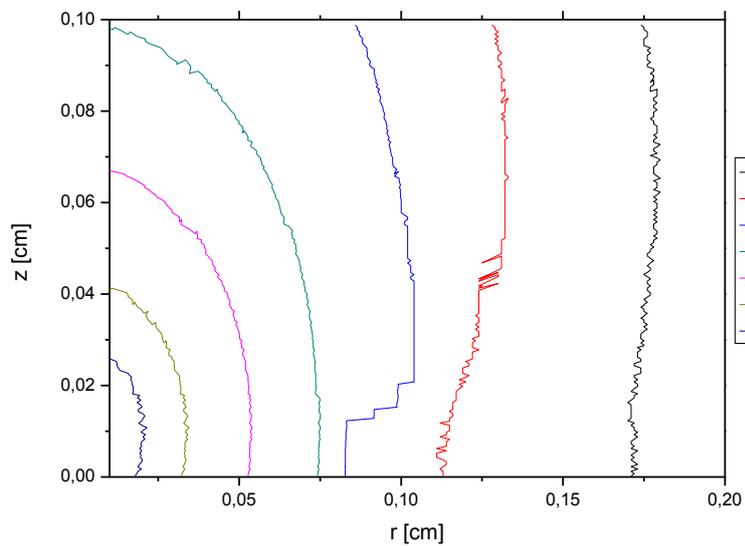


Fig 3.16 - Courbes isofluence [Jcm^{-2}] d'un faisceau Laser d'énergie 1 joule et taille de spot 0.1 cm

I.5. Conclusion

Cette partie du travail représente l'introduction à la modélisation de la lumière laser-tissu biologique, ou nous avons exposé plusieurs comparaisons avec plusieurs travaux de la littérature. Il en résulte un bon accord avec les résultats, ce qui confirme la validité de notre méthode et qui nous permet d'aller plus loin dans les calculs.

2^{ème} Partie :

II. Propagation de la lumière dans le tissu biologique dans le domaine du visible

Aujourd'hui la technologie de l'optique diagnostique est largement utilisée dans plusieurs applications impliquant l'ingénierie tissulaire. Le développement des techniques de

l'optique diagnostique pour une application spécifique est directement lié à une description précise réaliste de la propagation du rayonnement optique dans des milieux biologiques complexes. La description de la propagation des rayonnements dans un milieu aléatoire est basée sur l'équation de transfert radiative qui représente la base de la simulation Monte Carlo de l'émigration du photon dans le milieu biologique [Jacques 1991].

Nous nous intéressons dans cette partie à la simulation de l'absorption, de la reflectance et de la transmittance diffusée ; de la lumière visible pour les trois couleurs de peaux saines et avec lésions. Nous utilisons pour cela le code Multi Layered Monte Carlo (MCML) écrit sous l'environnement fortran pour modéliser la propagation du photon dans le tissu biologique et déterminer les paramètres optiques (n, g, μ_a, μ_s) pour différentes couleurs de peaux, les paramètres de calcul sont pris de l'étude de Tuchin [Tuchin 2010] qui offre une vue d'ensemble des propriétés optiques des tissus cutanés et sous-cutanés présentés sous la forme de formules d'approximation en fonction de la longueur d'onde pour une utilisation facile. Ces formules sont développées à partir de mesure in vitro de la transmission et réflexion totale, également à partir de la transmission et réflexion diffusée, et en utilisant différentes méthodes de simulation inverse.

La méthode Monte Carlo (MC) introduite par Wilson et Adam [Wilson 1983], puis améliorée par Prahl en 1989 [Prahl 1989], et généralisée par Lihong Wang et Stevens Jacques en 1995 [Wang 1995], fut reprise par Eric Alerstam [Alerstam 2010] qui a conçu le code CUDAMCML pour résoudre le même problème que l'original MCML mais avec une capacité à réduire le temps de simulation de milliers de photons jusqu'à 10^3 fois le temps prévu avec MCML.

En raison de la diversité des modalités et du nombre croissant des applications de l'optique diagnostique qui utilisent les propriétés optiques des mécanismes d'interaction laser-tissu, y compris la diffusion, l'absorption, l'anisotropie, la réflexion, et la transmission ; la technique Monte Carlo subit des modifications continues. Afin d'inclure ces propriétés optiques du Laser incident et la structure du milieu, un nouveau code MC a été développé en 2011 par Doronin et Meglinski [Doronin 2011] qui fait introduire le concept OOP (Oriented Object Programming) dans le but d'unifier ces méthodes Monte Carlo en un outil en ligne pour l'imitation des différents aspects de la propagation des rayonnements dans les milieux turbides multicouches, tels que la distribution de la fluence, Skin Spectrum, Skin Color... etc.

Le code de calcul que nous avons utilisé est ancien (1995) mais la structure de son algorithme reste la même que celle de Doronin [Doronin 2011]. Ces études récentes qui modélisent la propagation de la lumière dans un milieu turbide utilisent contrairement à nous un support de calcul de type CUDA-GPU (Graphics Processing Units) et dont l'avantage réside évidemment dans un gain de temps non négligeable (10^7 paquets de photon en quelque seconde), alors que pour notre moyen de calcul nous limite à un paquet de photon de 10^5 . Les calculs faits sur CUDA-GPU emploient le concept de OOP (Oriented Object Programming) qui permet de regrouper toutes les applications de l'optique diagnostique en une seule interface facile à manipuler.

II.1. Modélisation du tissu biologique sain

Le tissu humain considéré dans nos calculs se compose de trois couches essentielles (pour plus de détails voir le chapitre II) ; le stratum cornéum dite aussi couche cornée, l'épiderme, et le derme qui regroupe le derme papillaire et le derme réticulaire [Dahan 2006], d'épaisseur 0.001, 0.01, 0.2 cm respectivement.

Dans ce qui va suivre, on va définir les paramètres essentiels du calcul.

a) Indice de réfraction

Les tissus biologiques contenant principalement de l'eau ($n_{\text{eau}} = 1.33$) et des protéines ($n_{\text{protéine}} = 1.6$), leur indice de réfraction varie entre 1.35 et 1.5. La différence des indices de réfraction entre le tissu et l'air ($n_{\text{air}} \approx 1$) ou entre couches de tissus donne lieu au phénomène de la réfraction/réflexion au niveau des interfaces. Ce phénomène est important en optique biomédicale, parce qu'il conditionne non seulement la portion de lumière pénétrante dans le tissu pour y interagir, mais aussi l'intensité du signal lumineux sortant du milieu biologique pour la détection.

Couches	λ (nm)	n	n moyen
Stratum corneum	400-700	1.55	1.55
Epiderme	325	1.489	1.447
	442	1.449	
	532	1.448	
	633	1.433	
Derme	325	1.401	1.390
	442	1.395	
	532	1.378	
	633	1.396	

Tableau 3.6 – Indices de réfraction mesurés in-vivo par réfractomètres pour différentes couches cutanées dans le corps humain [Ding 2006]

Le tableau 3.6 recense les valeurs des indices de réfraction mesurées pour différentes couches de la peau humaine, indices compris entre 1.3 – 1.6 et dépendants de la longueur d'onde. La nature de la couche influe également sur l'indice de réfraction. En présence d'une pathologie de la peau, les caractéristiques morphologiques des tissus (tels que la dimension, la densité cellulaire...) peuvent changer, ce qui va influencer nécessairement sur l'indice de réfraction ce qui donnera une réponse spectrale différente par rapport à celle observée pour le tissu normal [Swa 2003].

b) Coefficients d'absorption μ_a et de diffusion μ_s

Dans nos calculs, on tient compte de l'absorption de différents chromophores présents dans chaque couche du tissu biologique, parmi lesquels l'eau, la mélanine, et l'hémoglobine.

Cependant, les milieux biologiques contiennent éventuellement plusieurs absorbeurs et l'absorbance $A(\lambda)$ d'un mélange de n espèces absorbantes est alors la somme des absorbances individuelles tel que décrit par l'équation 3.25:

$$A(\lambda) = \sum_{i=1}^n A_i(\lambda) = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i(\lambda) [C]_i = \sum_{i=1}^n \mu_a(\lambda)_i l \quad 3.25$$

	Longueur d'ondes (nm)	μ_a (cm-1)	μ_s (cm-1)	g	n	d (cm)
Air	350	-	-	-	1	
Stratum Cornéum		25.92	500	0.901	1.45	0.001
Epiderme		9.99	210.4	0.702	1.39	0.01
Derme (papillaire+réticulaire)		20.74	212.7	0.715	1.4	0.2
Derme profond		-	-	-	1.44	-
Air	400	μ_a (cm-1)	μ_s (cm-1)	g	n	d (cm)
		-	-	-	1	
Stratum Cornéum		17.28	500	0.903	1.45	0.001
Epiderme		6.77	156.3	0.712	1.39	0.01
Derme (papillaire+réticulaire)		13.82	159.9	0.715	1.4	0.2
Derme profond	-	-	-	1.44	-	
Air	450	μ_a (cm-1)	μ_s (cm-1)	g	n	d (cm)
		-	-	-	1	
Stratum Cornéum		11.63	500	0.910	1.45	0.001
Epiderme		4.41	121.6	0.728	1.39	0.01
Derme (papillaire+réticulaire)		9.31	124.1	0.715	1.4	0.2
Derme profond	-	-	-	1.44	-	

Tableau 3.7 - Les propriétés optiques des 3 couches d'une peau saine et claire. [Tuchin 2011]

c) Facteur d'anisotropie

Pour décrire la diffusion simple dans le tissu biologique on utilise la fonction Henyey-Greenstein. Les valeurs de g varient entre 0,3 et 0,98 [Gemert 1989] mais généralement, g est autour de 0,9 dans le spectre visible. Le coefficient d'anisotropie de la couche cornée, l'épiderme et le derme, peuvent être calculés par les équations ci-dessous :

$$g_{\text{couche cornée}} = 0.918 + 0.304 \left(1 - \exp \left(-\frac{\lambda - 507.4}{2404} \right) \right)$$

$$g_{\text{épiderme}} = 0.745 + 0.546 \left(1 - \exp \left(-\frac{\lambda - 500}{1806} \right) \right)$$

$$g_{derme} = 0.715 + 3.8 * 10^{-4} (1 - \exp\left(-\frac{\lambda - 542}{1129}\right))$$

λ désigne la longueur d'onde.

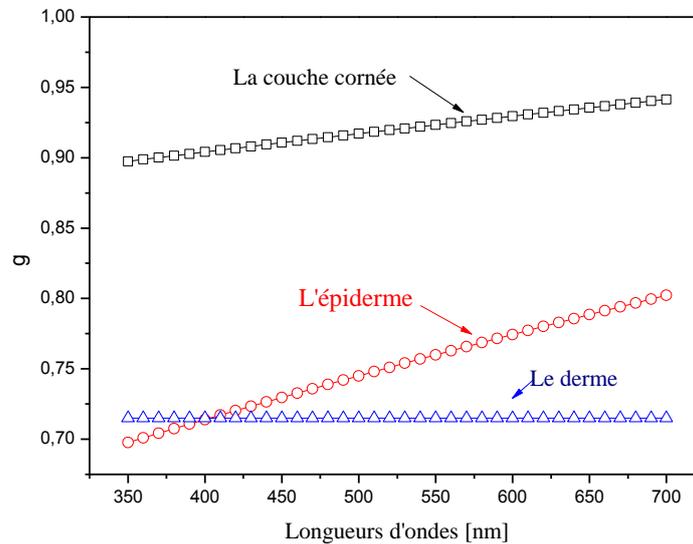


Fig3.17 : Variations du facteur d'anisotropie dans les trois couches du tissu biologique dans le domaine du visible 350-700 nm.

La figure 3.17 montre l'évolution du facteur d'anisotropie dans le domaine du visible des trois couches du tissu biologiques, il apparait une variation linéaire croissante dans la couche cornée et la couche épidermale, pour la couche dermale le facteur d'anisotropie présente un palier a 0.715 .

II.2. Caractérisation des trois types du Tissu biologique : sain clair, mate et brun.

Les fractions de volume des mélanosomes basés sur tout l'épiderme de la peau sont respectivement prises dans les intervalles 1.3-6.3%, 11-16% et 18-43%, pour une peau claire, mate et foncée [Alaluf 2002]. De façon arbitraire nous allons fixer pour chaque type de peau une valeur précise prise dans les intervalles précédents. Pour une peau claire cette valeur sera de 5.2%, pour une peau mate ce sera 15%, et 36% pour une peau brune. Le tableau 3.8 regroupe les propriétés optiques du tissu sain selon Tuchin [Tuchin 2010].

a) Absorption

La figure 3.18 donne le spectre d'absorption des trois couleurs de la peau, entre 350 et 700 nm.. Le tissu de couleur brune présente une absorption importante par rapport au tissu de couleur mâte et de couleur claire. D'un autre côté on remarque que l'allure de la courbe d'absorption du tissu de peau mate et claire est comparable, alors qu'elle présente une différence pour le tissu de peau brune. Il est clair que la différence de couleur liée à la

différence de pigmentation; influence considérablement sur l'allure de la courbe d'absorption, puisque l'absorption de la peau claire décroît de 350 à 450 nm ; et croît au-delà de 450nm, par ailleurs le taux de mélanine dans la peau conditionne la nature de l'absorption. En effet pour la peau claire la concentration de la mélanine dans les couches superficielle est faible, le rayonnement devient donc plus pénétrant dans le derme et entre en interaction avec les vaisseaux sanguins ce qui se traduit par une absorption de l'oxyhémoglobine.

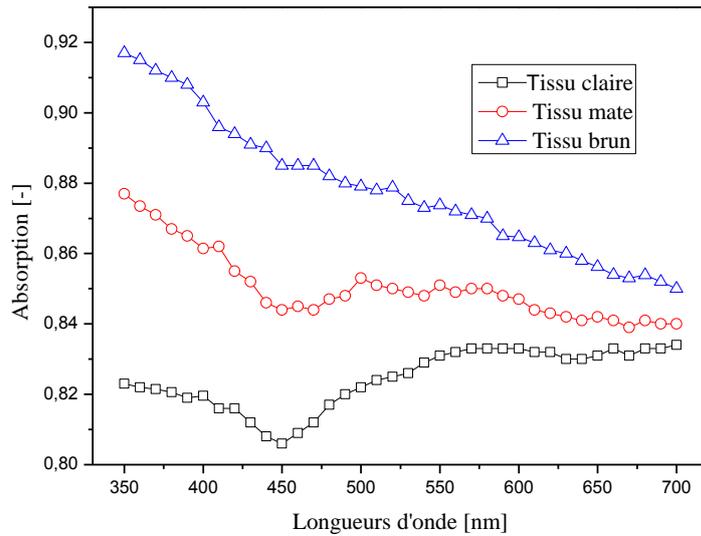


Fig 3.18– Distribution spectrale de l'absorption du tissu biologique sain

b) Reflectance

On représente sur la figure 3.19 la variation de la réflectance en fonction de la longueur d'onde. Il apparaît que la réflexion et l'absorption présente des comportements opposés.

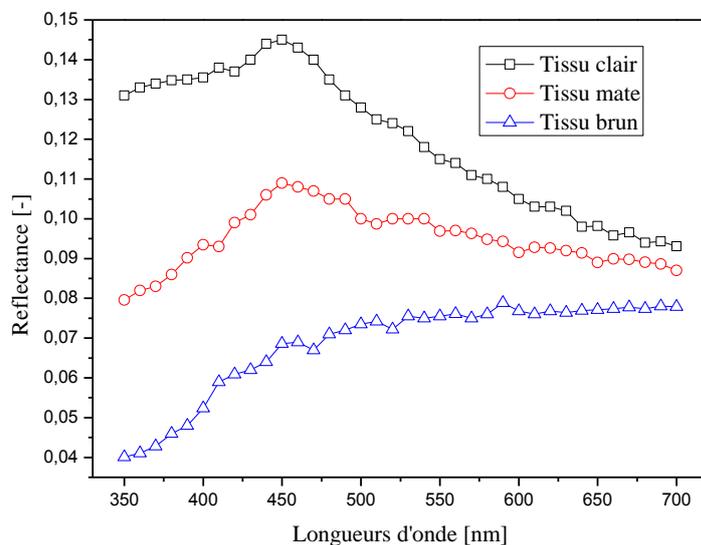


Fig 3.19 – Distribution spectrale de la reflectance du tissu biologique sain

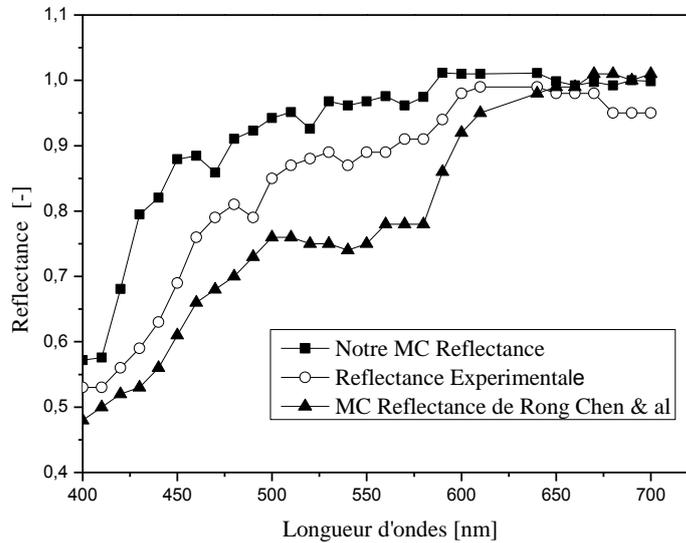


Fig 3.20 – Spectre expérimental et calcul de la Reflectance du tissu biologique brun

La figure 3.20 présente une comparaison de nos calculs de Reflectance d'un tissu biologique sain brun avec les travaux expérimentaux et théoriques de Rong Chen réalisés dans le cadre du traitement du vitiligo. Cette comparaison montre que nos calculs de Reflectance pour ce type de peau présente un meilleur accord avec l'étude expérimentale.

c) Transmittance

La transmittance, paramètre important qui décrit les propriétés optiques dans un milieu donné, il s'agit pour notre étude de la peau humaine avec différentes couleurs. La figure 3.21 donne l'évolution de ce paramètre en fonction de la longueur d'onde. Cette figure montre l'accroissement de la transmission de lumière aux couches les plus profondes à partir de 500nm ce qui est lié au faible pouvoir d'absorption du tissu. La peau faiblement pigmentée (claire) transmet donc plus de lumière que la peau fortement pigmentée (foncée).

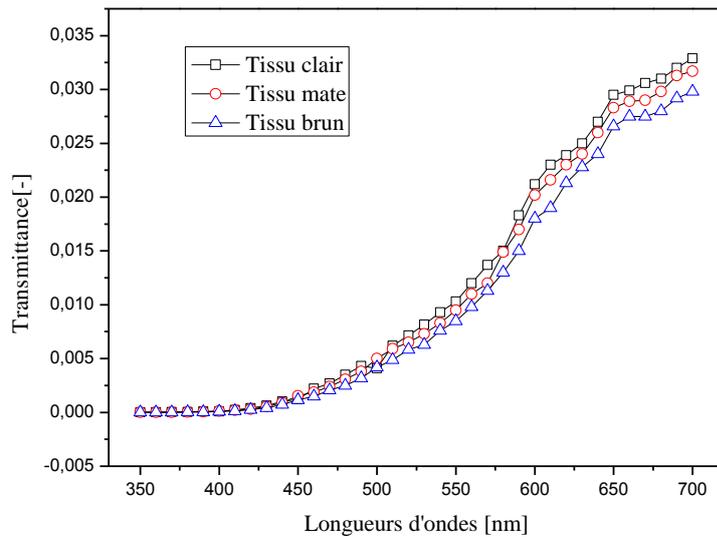


Fig 3.21 – Distribution spectrale de la transmittance du tissu biologique sain

II.3. Modélisation du tissu biologique lésé

II.3.1. Lésions pigmentaires (vitiligo)

La mélanine est l'un des plus importants chromophores présents dans le tissu biologique. Elle est produite au niveau des mélanosomes qui occupent 5.2% du volume de l'épiderme [David 2005], et elle est en grande partie, selon son type et sa concentration, responsable de la couleur de la peau, des yeux et des cheveux. La détermination du contenu et de la distribution de mélanine dans la peau est importante pour l'étude du système optique de la peau.

Des études utilisent la spectroscopie de Reflectance pour l'analyse de la pigmentation et la dépigmentation des régions lésées chez des patients atteints de vitiligo tel que schématisé par la figure 3.22.

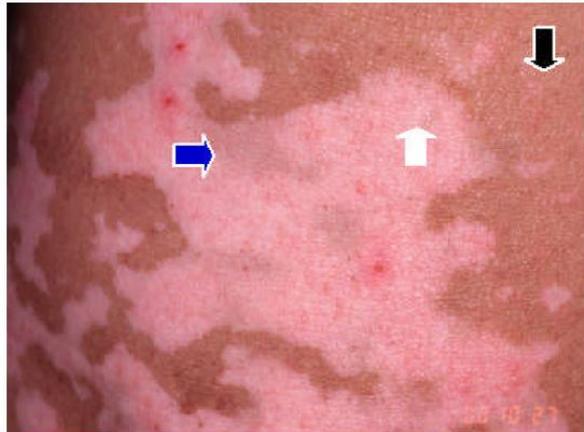


Fig 3.22 – Patient atteint de vitiligo montrant la peau normalement pigmentée (flèche noir du côté droit), la peau dépigmentée (flèche blanche au milieu) et (flèche bleue du côté gauche) secteurs gris bleus désignés sous le nom de vitiligo bleu [Dahan 2006]

II.3.2. Lésions vasculaires (varicosités)

Les varicosités télangictasique ou les telangictasies résultent d'une dilatation des plexus veineux sous papillaire, elles sont isolées ou nourries par le reflux d'une veinule ou d'une veine variqueuse (voir figure 3.23). Elles ne sont pas toujours visibles à l'examen car pouvant être perpendiculaire au plan cutané, leur diamètre varie de 0,1 à 1 mm. On distingue deux couleurs de varicosités Rouges chargées d'oxyhémoglobine, et Bleus chargées de dé-oxyhémoglobine [Prahl 1999].

Le traitement par laser repose sur le principe de la photo-thermolyse sélective [Giovanelli 2007] : acte visant à créer un dommage sélectif sur une cible spécifique, en l'occurrence les vaisseaux, tout en épargnant les tissus environnants. Pour atteindre ce but deux exigences techniques essentielles sont requises :

- 1- Une longueur d'onde qui atteint le chromophore spécifique qui est l'hémoglobine contenue dans les globules rouges sans toucher les tissus voisinant ; d'où la sélectivité du tir.
- 2- Une durée d'impulsion inférieure ou égale au temps de relaxation thermique de la structure cible afin de permettre un confinement thermique maximum. (Voir chapitre II)



Fig 3.23 – Varicosités des membres inférieurs [Dahan 2006].

Dans notre travail nous nous intéressons aux varicosités rouges de diamètre (0.2-0.5) mm et de profondeur (0.08-0.2) mm situées au niveau du derme papillaire et réticulaire.

Le derme est une couche vascularisée et les principaux absorbeurs dans la gamme du visible sont l'hémoglobine à une concentration de 150 g/l, le β -carotène à des concentrations entre (0,22 –0,63 nmol/g [Darvin 2005]) et la bilirubine à une concentration de 0.05 g/l. La fraction de volume de sang dans le derme varie entre 0,2% et 4% [Maglinski 2002] alors que sa fraction de volume d'eau est estimée entre 65,1 et 75,8% [Reinoso 1997].

Les faibles coefficients d'absorption de la bilirubine, du β -carotène et de l'eau par rapport aux coefficients d'absorption de l'hémoglobine et de la mélanine font que les effets des trois premiers chromophores cités sont négligeables par rapport aux effets des deux derniers chromophores dans le visible.

Pour la précision des calculs, nous introduisons le coefficient d'absorption basique de la peau qui inclut (β -carotène, bilirubine, eau) dans les équations calculant l'absorption [Prahl 1999]. Alors le coefficient d'absorption total du derme optique μ_a dans la gamme du visible dépend de l'absorption mineure de la peau basique et de l'absorption dominante d'hémoglobine.

Le coefficient d'absorption total du derme est calculé par :

$$\mu_{aDerme} = \mu_{aBilirubine} + \mu_{a\beta carotene} + \mu_{aEau} + \mu_{aHgb}$$

$$\mu_{aDerme} = C_{Hgb} \mu_{aHgb} + (1 - C_{Hgb}) \mu_{Peau\ basique} \quad 3.26$$

Conformément à [Krishnaswamy 2004] l'équation 3.26 peut s'écrire sous la forme 3.27

$$\mu_{aHgb} = \mu_{aDeOxyHgb} + \mu_{aOxyHgb} \quad 3.27$$

$$\mu_{aHgb} = \frac{150}{66500} (\varepsilon_{OxyHgb}(\lambda)\gamma + \varepsilon_{DeOxyHgb}(\lambda)(1 - \gamma))$$

C_{Hgb} est la concentration de l'hémoglobine dans le sang, $\varepsilon(\lambda)$ est le coefficient d'extinction molaire, et γ représente le rapport Oxy hemoglobine /DeOxy hemoglobine [Rog 1999].

a) Absorption

La figure 3.24 traduit que l'absorption aux trois couleurs de la peau varie de façon similaire dans la gamme de longueurs d'ondes entre 350 et 700 nm. Cette figure démontre clairement deux zones essentielles l'une entre (350 et 600 nm) et l'autre entre (600 et 700 nm). Dans le premier domaine il apparaît trois pics d'absorption, le premier à 420, le deuxième à 540 et le troisième à 580 nm. Le pic à 420 nm est provoqué par la participation de l'absorption de la mélanine à l'oxyhémoglobine, et les deux pics à 540 et 580 nm, sont dus à l'absorption maximale de l'oxy-hémoglobine, alors que le deuxième domaine traduit d'une décroissance. Dans ces deux régions, nous constatons un comportement analogue pour les trois types de peaux ce qui traduit d'une nécessité à adapter un traitement similaire pour les trois types de peaux.

Les figures 3.18 et 3.24 ; qui représentent respectivement l'absorption d'une peau saine et d'une peau avec lésion montrent que le comportement est différent d'un type de peau à un autre. Une comparaison entre ces deux spectres d'absorption nous indique que dans la zone de lésion vasculaire le rayonnement interagit préférentiellement avec l'oxyhémoglobine, par contre au niveau des zones saines ; le rayon Laser interagit avec les deux chromophores, mélanine et hémoglobine. L'importance de cette interaction dépend fortement de la teneur de la mélanine (puisque c'est elle qui conditionne la couleur de la peau). Lorsqu'il s'agit d'une peau claire le rayonnement est pénétrant, l'hémoglobine absorbe. Et dans le cas d'une peau plus foncée l'absorption de la mélanine est prépondérante alors l'hémoglobine absorbe moins et le rayonnement devient moins pénétrant.

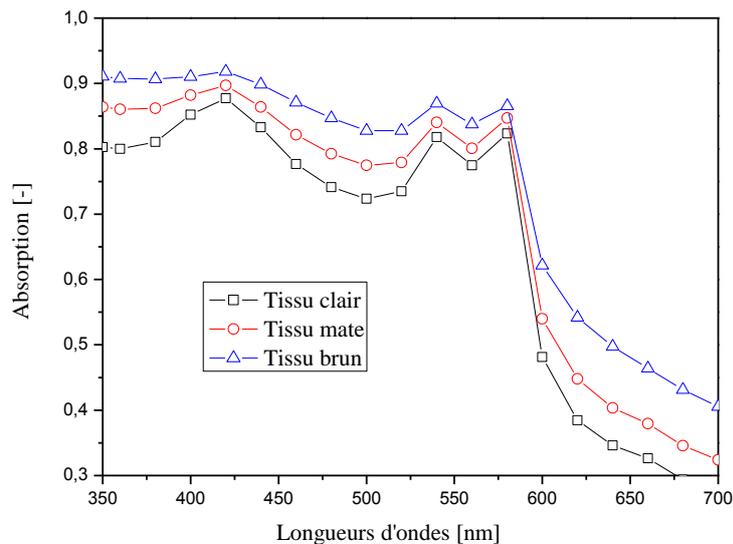


Fig 3.24 – Distribution spectrale de l'absorption du tissu biologique avec varicosités

b) Reflectance

La réflexion sur la figure 3.25 à partir de 600 nm augmente de façon importante ce qui était prévisible en raison de la faible absorption à partir de cette longueur d'onde.

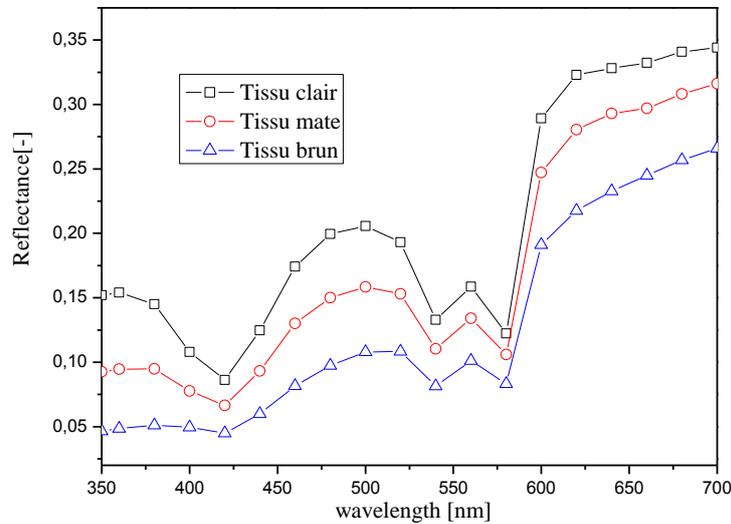


Fig 3.25 – Distribution spectrale de la réflectance du tissu biologique avec varicosités.

c) Transmittance

La figure 3.26 montre le comportement du coefficient de transmission aux couches les plus profondes. En raison de la faiblesse de la transmission qui est de l'ordre de 10^{-6} , il n'apparaît pas de différence plausible de comportement pour les trois types de peau dans le domaine 350-600 nm. Nous déduisons essentiellement de ce graphique une fenêtre particulière dite la fenêtre thérapeutique qui apparaît à partir de 600 nm. Dans cette portion, la radiation pénètre profondément le tissu. Ceci offre la possibilité d'atteindre des profondeurs importantes, typiquement de plusieurs millimètres.

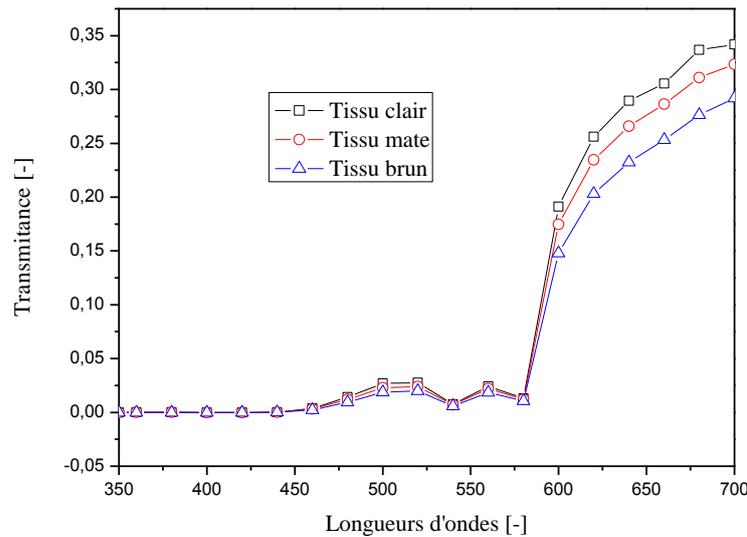


Fig 3.26 – Distribution spectrale de la transmittance du tissu biologique avec varicosités

II.4. Caractéristique de la réponse du tissu biologique au traitement des varicosités par Laser

Afin de choisir la longueur d'onde appropriée au traitement des varicosités par laser nous étudions la réponse des trois principales couches du tissu biologique sous ses différentes colorations, au rayonnement laser aux trois pics d'absorption principaux (420, 540, 580 nm). Le taux d'absorption de la peau humaine clair et sombre irradiées respectivement à 420, 540 et 580 nm pour le traitement des varicosités est représenté sur le tableau 3.8. A une longueur d'onde de 420 nm, l'absorption dans l'épiderme pour la peau sombre est supérieure ou égale à l'absorption dans le derme, ceci est lié à la présence de la mélanine dans l'épiderme qui contribue à une absorption plus importante. Alors une dépigmentation peut se produire et provoquer une brûlure de la peau, sans contribuer au traitement des varicosités. Ce qui nous pousse à écarter cette longueur d'onde d'un traitement thérapeutique. Les longueurs d'ondes à 540 et 580 nm semblent plus appropriées au traitement des varicosités. En effet à ces longueurs d'ondes, l'absorption dans le derme est principalement régie par l'absorption de l'oxyhémoglobine, qui va interagir avec le rayonnement laser de manière sélective.

420 nm	Stratum Corneum	Epiderme	Derme
--------	-----------------	----------	-------

Peau claire	0.047	0.107	0.72
Peau sombre	0.0343	0.455	0.433
540 nm	Stratum Corneum	Epiderme	Derme
Peau claire	0.0392	0.04155	0.562
Peau sombre	0.028	0.287	0.562
580 nm	Stratum Corneum	Epiderme	Derme
Peau claire	0.0348	0.0343	0.76
Peau sombre	0.0265	0.2394	0.606

Tableau 3.8 – Pourcentage de l’absorption des trois couleurs de peaux claire, mate et brune aux trois longueurs d’ondes 420, 540 et 580 nm.

II.5. Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans cette partie du travail à la simulation de l’absorption, la réflectance et la transmittance diffusée de la lumière visible pour les trois couleurs de peaux saines et avec varicosités.

D’après les résultats exposés dans cette partie il apparaît que dans les régions lésées (présence de varicosités) la lumière laser interagit sélectivement avec l’oxyhémoglobine, par contre au niveau des régions saines de la peau le rayonnement interagit avec tous les chromophores présents dans le milieu (mélanine, hémoglobine, bilirubine, β -carotène et l’eau) ; Le spectre d’absorption de la peau avec varicosités nous montre la présence de trois pics d’absorption à 420, 540, et 580 nm, mais d’après l’étude de la réponse de la peau humaine sous ses trois colorations ; les longueurs d’ondes 540 et 580 nm semblent plus appropriées au traitement des varicosités, en effet à ces deux longueurs d’ondes l’absorption dans le derme où se forment les varicosités est principalement régie par l’absorption de l’oxyhémoglobine qui va interagir avec le rayonnement laser de manière sélective, par contre à 420 nm la mélanine absorbe fortement ce qui encoure le risque de dommage épidermique sans traiter les lésions vasculaires.

3^{ème} Partie :

III. Conditions optimales de fonctionnement d'un Laser à puits quantique pour le traitement des varicosités

III.1. Choix des matériaux semi-conducteur pour la conception d'un laser à visée dermatologique

Notre choix se porte sur les composants semi-conducteurs de la famille II-VI qui sont des semi-conducteurs à gap direct. Ils ont en général une bande interdite assez large, supérieur à 2 eV [Fiher 2005] [Furis 2005]. Ces caractéristiques font d'eux des matériaux adéquats pour la réalisation de dispositifs optoélectroniques fonctionnant dans les régions du proche-UV et du visible. Ces semi-conducteurs sont utilisés sous différentes formes tels que les couches et films minces des nano-cristaux et nano-composites [Belaroussi 2008]. L'ensemble des propriétés physico-chimiques des nanomatériaux semi-conducteurs sont généralement affectés par le confinement énergétique induit par la taille nanométrique des cristallites. Le semi-conducteur CdZnSe, qui fait l'objet du présent travail, présente dans ce contexte un intérêt tout à fait remarquable vue la simplicité de sa synthèse et ses bonnes performances optiques [Muller 2000][Chernyak 1996].

Les semi-conducteurs II-VI sont constitués par l'association des atomes de la colonne II avec ceux de la colonne VI du tableau périodique (Tableau 3.9).

IA-B	IIA-B	IIIB	IVB	VB	VIB	VIIB
Li ^{Z=3}	Be ⁴	B ⁵	C ⁶	N ⁷	O ⁸	F ⁹
Na ¹¹	Mg ¹²	Al ¹³	Si ¹⁴	P ¹⁵	S ¹⁶	Cl ¹⁷
Cu ²⁹	Zn ³⁰	Ga ³¹	Ge ³²	As ³³	Se ³⁴	Br ³⁵
Ag ⁴⁷	Cd ⁴⁸	In ⁴⁹	Sn ⁵⁰	Sb ⁵¹	Te ⁵²	I ⁵³
Au ⁷⁹	Hg ⁸⁰	Tl ⁸¹	Pb ⁸²	Bi ⁸³	Po ⁸⁴	At ⁸⁵

Tableau 3.9 – Extrait du tableau périodique des éléments chimiques (*Colonne II et VI en gras*).

Ces atomes ne possèdent que 2 électrons de valence sur leur dernière orbitale *s* contre 4 sur les orbitales *s* et *p*. La liaison II-VI résulte donc de l'hybridation *sp*³ des orbitales atomiques (liaison covalente) avec, en plus, une partie ionique non négligeable due à la différence d'électronégativité entre le cation (élément II) et l'anion (élément VI) [Dabbousi 1997].

III.2. Propriétés structurales

Le matériau CdSe massif existe sous deux formes cristallines. La plus répandue est la structure wurtzite, dans laquelle les deux sous-réseaux de Cd et Se composant le cristal sont hexagonaux compacts. L'autre forme est la structure du type zinc blende, dans laquelle les deux sous-réseaux sont cubiques faces centrées, décalés l'un par rapport à l'autre, d'un quart du paramètre de maille. [Murray 1993].

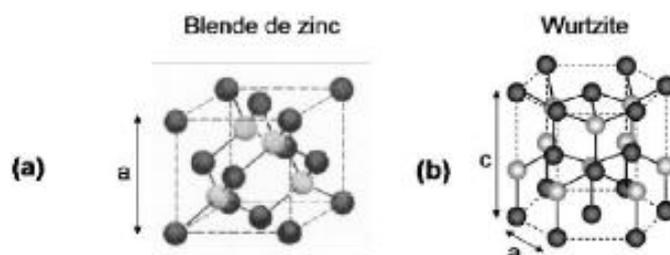


Fig 3.27- Les deux structures de cristallisation (a) Zinc blende, (b) Wurtzite

III.4. Les propriétés électroniques

III.4.1. Etude des paramètres du ternaire CdZnSe en fonction de la composition d'alliage

L'étude paramétrique des propriétés physique de l'alliage CdZnSe est faite avec comme variable intéressante la composition d'alliage qui représente le pourcentage en Cd.

1) Variation du pas de réseau

Le paramètre de maille a est égal à la distance entre deux atomes du cristal. Lorsqu'un atome étranger est introduit dans un réseau cristallin, il provoque en général une variation du paramètre cristallin. Cette variation obéit à loi de Vegard, elle est linéaire en x ; où x représente la concentration [Adachi 1982]. La loi de Vegard, nous permet de déterminer le paramètre du réseau de l'alliage CdZnSe qui s'exprime en fonction de la composition d'alliage x par la relation ci-dessous :

$$a(x) = x[\text{CdSe}] + (1-x)[\text{ZnSe}] \quad 3.28$$

Sur la figure 3.28, nous représentons la variation du paramètre de maille en fonction de la composition d'alliage, par ailleurs ce graphique nous donne les phases de cristallisation du système étudié. Le système cristallise dans la structure zinc blende, pour une concentration entre 0 et 0.3, et il cristallise dans la phase wurtzite pour $0.5 < x < 1$. Dans la phase intermédiaire $0.3 < x < 0.5$ une phase mixte.

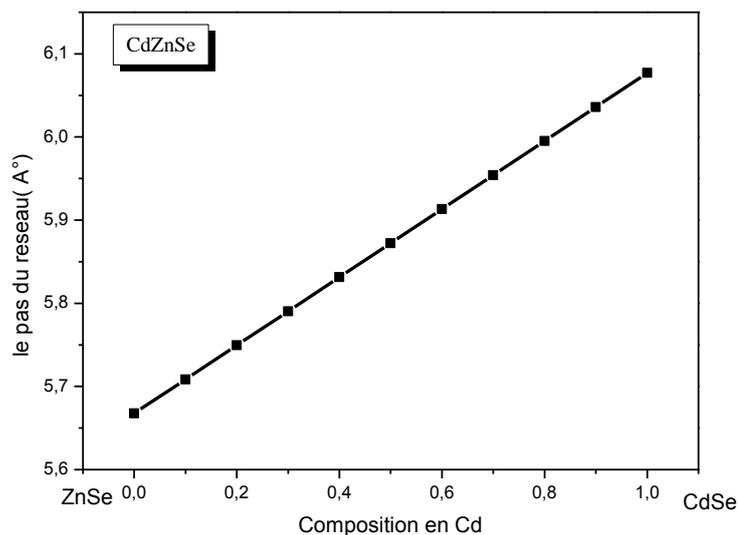


Fig 3.28 - Variation de paramètre de maille du $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ en fonction de la composition d'alliage x .

2) L'indice de réfraction

L'indice de réfraction de l'alliage ternaire $CdZnSe$, suit une variation linéaire en x conformément à la relation suivante [Hong 1994]:

$$n(x) = 3.022 + 0.07x \quad 3.29$$

Sur la figure 3.29 nous représentons la variation de l'indice de réfraction. Cette variation est croissante en fonction de x .

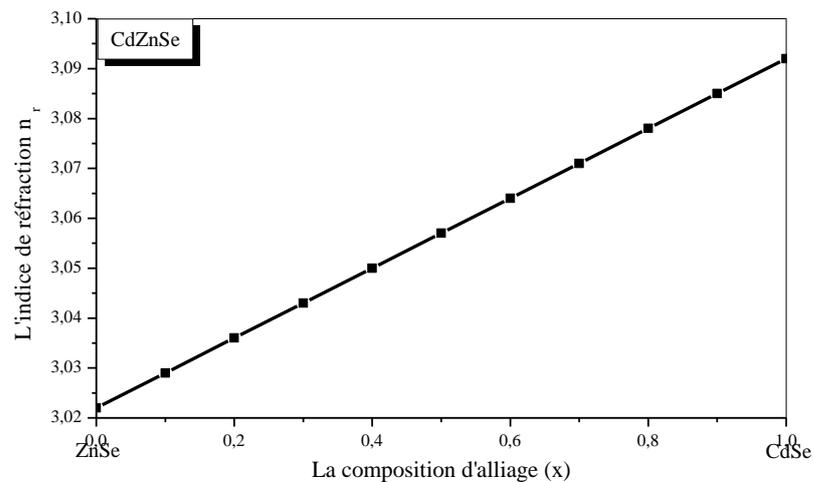


Fig 3.29-Variation de l'indice de réfraction n_r en fonction de la composition d'alliage x du $Cd_xZn_{1-x}Se$

3) L'énergie de la bande interdite E_g

Les diodes Lasers émettant dans le domaine bleu-vert sont fabriquées à partir de puits quantiques $Cd ZnSe/ZnSe$ et $Cd ZnSe/ ZnSSe$. Cette région spectrale est déterminée par la valeur de l'énergie du gap qui constitue un paramètre essentiel pour la fabrication des dispositifs. Les valeurs du gap sont obtenues par la loi de Végard corrigé par un terme $-bx(1-x)$ où b est le bowing optique ou paramètre de courbe optique. Ce paramètre de courbure optique introduit la non- linéarité dans la loi de Végard corrigé.

La valeur de l'énergie de la bande interdite en fonction de la composition d'alliage et en fonction de la température est donnée par la relation 3.30 [Hong 1994]:

$$E_g(x, T) = 0.51x^2 - 1.53x - 4.410^{-4}(T - 300) + 2.82 \quad 3.30$$

La figure 3.30 représente la variation du gap d'énergie du ternaire ($Cd_xZn_{1-x}Se$) qui représente le puits quantique dans l'hétéro-structure $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnSSe$; en fonction de la composition du Cadmium à température ambiante. Le gap de ce ternaire suit une décroissance quadratique, passant pour $x=0$ d'une valeur 2.91 eV qui représente le gap du $ZnSe$ à une valeur autour de 1.79 meV qui représente le gap du $CdSe$.

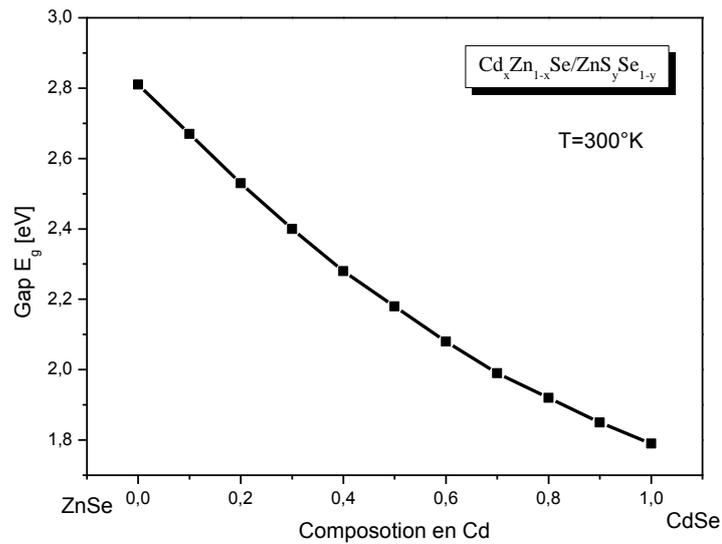


Fig 3.30 - Variation du gap en fonction de la composition d'alliage x du $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$

III.5. Modélisation du puits quantique $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ intervenant dans la conception de la structure Laser

Nous allons modéliser les structures à base de matériaux semi conducteur II-VI, de la famille de Séléniure de Zinc. Nous étudions la variation de la longueur d'onde de l'émission Laser, premier paramètre caractérisant tout type de dispositif d'émission de lumière. Le tableau 3.10 regroupe les caractéristiques des différents binaires qui seront utilisés dans les calculs.

	ZnSe	CdSe	ZnS	$\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$
$a(\text{\AA})$	5.6676 ^a	6.077 ^a	5.409 ^a	$5.6676(1-x)+6.077x^b$
γ_1	3.77 ^c	4.4 ^c	2.54 ^c	$3.77+0.63x^b$
γ_2	1.24 ^c	1.6 ^c	0.75 ^c	$1.24+0.63x^b$
γ_3	1.67 ^c	2.75 ^c	1.09 ^c	$1.67+1.08x^b$
m_{hh}^*/m_0	0.49 ^d	0.49 ^d	1.76 ^e	0.49 ^d
m_{lh}^*/m_0	0.2026 ^d	0.129 ^d	0.23 ^e	$0.2026(1-x)+0.129x^b$
m_e^*/m_0	0.2026 ^d	0.129 ^d	0.34 ^e	$0.2026(1-x)+0.129x^b$
$a_v(\text{eV})$	0.3 ^f	1 ^f	2.31 ^f	$0.3(1-x)+x^b$
$a_c(\text{eV})$	-5.1 ^f	-2 ^f	-4.09 ^f	$-5.1(1-x)-2x^b$
$b_v(\text{eV})$	-1.2 ^f	-0.7 ^f	-0.75 ^f	$-1.2(1-x)-0.7x^b$
$C_{11}(\text{Gpa})$	85 ^g	66.7 ^g	106.7 ^g	$85(1-x)+66.7x^b$
$C_{12}(\text{Gpa})$	50.2 ^g	46.3 ^g	66.6 ^g	$50.2(1-x)+34.8x^b$
$\Delta(\text{eV})$	0.43 ^c	0.42 ^c	0.4 ^c	$0.43(1-x)+0.42x^b$
n_r	3.022 ^h	3.092 ^h	2.726 ^h	$3.022+0.07x^b$

Tableau 3.10 - Paramètres du puits quantique $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$

- Avec a le pas du réseau,

- $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ les paramètres de Luttinger,
- m_i^* ($i=hh, lh, c$) les masses effectives des trous lourds, trous légers et les électrons respectivement,
- a_v est le potentiel hydrostatique de déformation,
- b_v est le potentiel de cisaillement (ou le potentiel de déformation tétragonal de la bande),
- C_{11}, C_{12} sont les constantes d'élasticité,
- Δ est l'énergie d'interaction spin-orbitale,
- n_r l'indice de réfraction.

a-A. C. Poon, Z. C. Feng, Y. P. Feng, M. F. Li, J. Phys : Condens. Matter, 7, 2783 (1995).

b-Interpolation suivant la loi de Vegard.

c- P. Lawaetz, Phys. Rev. B4., 3460 (1971).

d- Thèse d'octorat, Lionel Aigouy, Academie de Montpellier (1995).

e-Yi-Hong Wu, K. Ichino, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Fujita, Jpn., J., Appl., Phys. 31, 1737(1992).

f- K. Shalзад, D.J. Olego, C.G. Van de Walla : Phys. Rev. B38., 1417, (1991).

g-H. J. Lozykowski, V. K. Shastri, J. Appl. Phys. 69, 3235 (1991).

h-Yi-Hong Wu, IEEE. Journal of Quantum Electronic., 30, 1562 (1994)

III.5.1. Longueur d'onde d'émission Laser

La résolution numérique de l'équation de Schrödinger, nous permet d'avoir accès respectivement aux états énergétiques de conduction et de valence E_{cn} et E_{vn} qui nous permettront alors de déterminer la longueur d'onde du rayonnement Laser émis.[Riane 2006]

Nous schématisons sur la figure 3.31 et 3.32 la variation des états énergétiques dans la bande de valence et dans la bande de conduction ; en fonction de la composition d'alliage x à différentes largeurs puits quantiques, afin de déterminer la structure laser la plus optimale.

Nous remarquons que ces variations sont des fonctions croissantes en fonction de la composition d'alliage, et que le confinement augmente au fur et à mesure que la largeur du puits diminue.

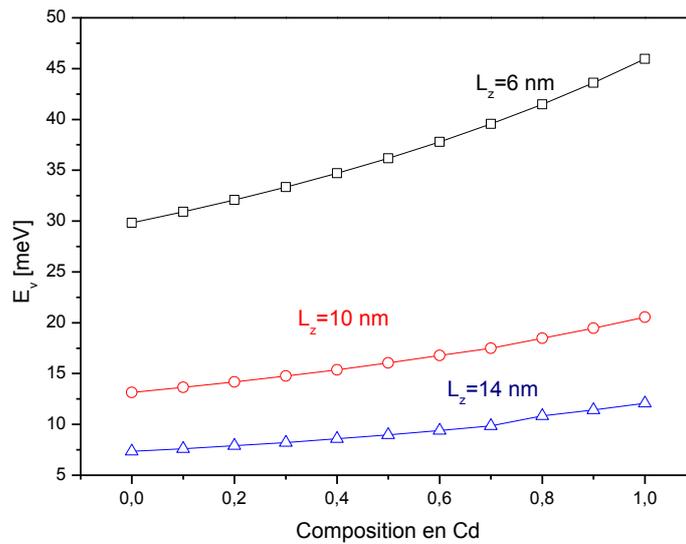


Fig 3.31 - La variation des bandes de valence en fonction de la composition d'alliage x pour $L_z=6\text{nm}$, $L_z=10\text{nm}$, $L_z=14\text{nm}$

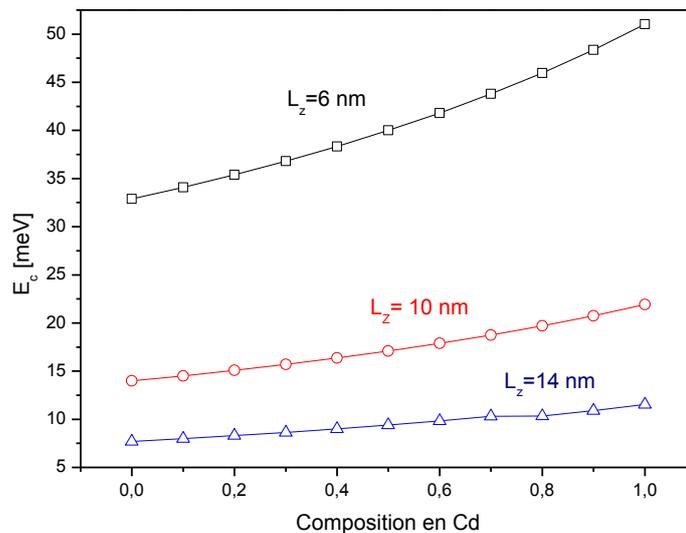


Fig 3.32 - La variation des bandes de conduction en fonction de la composition d'alliage x pour $L_z=6\text{nm}$, $L_z=10\text{nm}$, $L_z=14\text{nm}$

Nous nous intéressons dans ce travail à l'émission observée à 540nm et 580 nm pour la structure $Cd_xZn_{1-x}Se$. Le laser à base de ce ternaire servira au traitement des varicoistés à ces longueurs d'ondes. Nous traçons alors la variation de la longueur d'onde d'émission laser en fonction du pourcentage en Cadmium (Cd) à différentes largeurs de puits (L_z) figure 3.33 et 3.34.

Il apparaît essentiellement que la longueur d'onde augmente avec la composition d'alliage pour les trois largeurs de puits considérés $L_z=6, 10$ et 14nm . Pour les trois largeurs de puits l'évolution est comparable avec pratiquement une superposition des deux courbes

pour une largeur de 10 et 14 nm, et un faible écart à 6 nm. La longueur d'onde couvre le domaine s'étalant du bleu pour les faibles valeurs de composition d'alliage ($x=0.1$, $\lambda=450\text{nm}$) au rouge pour les grandes valeurs de composition d'alliage ($x=0.95$, $\lambda=666\text{nm}$). Cette étude montre que la structure laser $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$ ballait le domaine optique allant du bleu au rouge avec un choix judicieux de la composition d'alliage x .

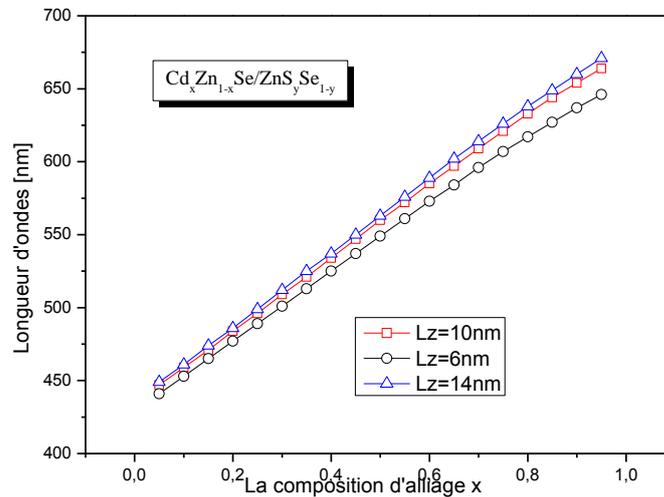


Fig 3.33 - Variation de la longueur d'onde d'émission du $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ en fonction de la composition d'alliage x .

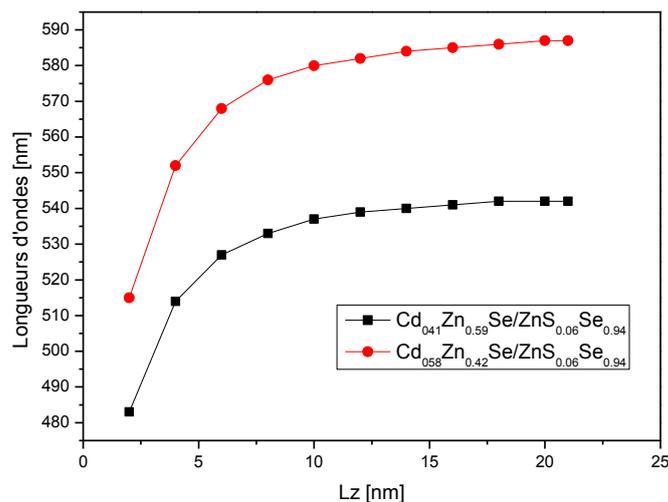


Fig 3.34 - Variation de la longueur d'onde d'émission du $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ en fonction de la largeur du puits quantique.

Les figures 3.33 et 3.34 représentent respectivement la longueur d'onde correspondant à la première transition (entre l'état fondamental et le premier état excité) d'un électron et un trou lourd, en fonction de la fraction molaire de Cd et de la largeur du puits L_z .

A partir de la figure 3.33 et 3.34 nous regroupons sur le tableau 3.11 la valeur de l'épaisseur du puits quantique L_z ainsi que les structures basées sur les binaires CdSe, ZnSe, ZnS, et qui émettent à 540nm et 580nm. Nous remarquons essentiellement que la composition d'alliage x augmente quand la largeur du puits se rétrécit.

	Les hétéro-structures	Largueur de puits [nm]
580nm	$Cd_{0.56}Zn_{0.44}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	14
	$Cd_{0.58}Zn_{0.42}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	10
	$Cd_{0.63}Zn_{0.37}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	6
540nm	Les hétéro-structures	Largueur de puits [nm]
	$Cd_{0.41}Zn_{0.59}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	14
	$Cd_{0.42}Zn_{0.58}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	10
	$Cd_{0.46}Zn_{0.54}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$	6

Tableau 3.11 - Structure Laser et largeurs de puits quantique dans le visible

III.5.2. Gain optique

Nous schématisons sur la Figure 3.35 et 3.36, le gain maximum en fonction de la densité des porteurs injectés pour la structure $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ à la température ambiante correspondant à la longueur d'onde d'émission 540 et 580 nm. Un chevauchement entre les courbes du gain des trois structures émettant aux trois longueurs d'onde ; est observé. Notons que les deux structures qui émettent respectivement à 540 et 580 nm deviennent opérationnelles avec un gain positif pour $N = (1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=14\text{nm}$, $1.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=10\text{nm}$, $2.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=6\text{nm}$) et $N = (1.14 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=14\text{nm}$, $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=10\text{nm}$, $2.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $L_z=6\text{nm}$) ; ou le gain passe des valeurs négatives à des valeurs positifs, Pour ces concentrations de porteurs injectés les structures laser deviennent sont dans des conditions optimales de fonctionnement.

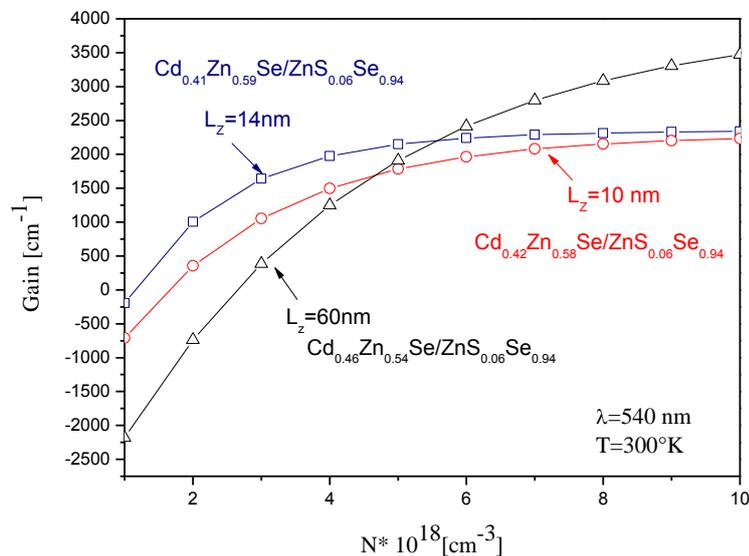


Fig 3.35 - La variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs injectés dans la structure $Cd_xZn_{(1-x)}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ correspondant à l'émission 540nm

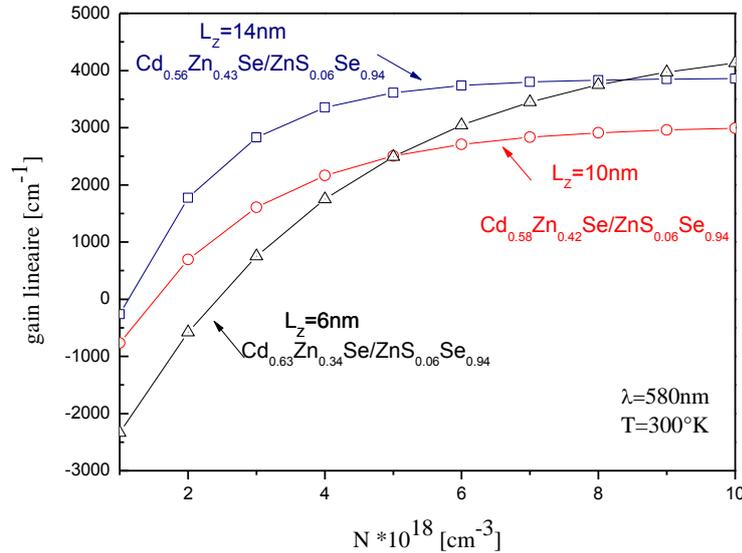


Fig 3.36 - La variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs injectés dans la structure $Cd_xZn_{(1-x)}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ correspondant à l'émission 580nm

Les figures 3.37 et 3.38 permettent de faire une analyse sur la variation du gain maximum calculé par le modèle parabolique à température ambiante, pour la structure $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ et pour une densité de porteurs injectés $N=3.510^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui assure la condition d'inversion de population. Nous remarquons que le gain présente un pic autour de la longueur d'onde d'émission, il se décale vers des longueurs inférieures. Lorsque la longueur d'onde devient supérieure à celle de l'émission il y a phénomène de saturation. Le gain atteint un plateau autour de zéro pour les trois largeurs de puits. Soulignant que pour la structure à 14nm le pic d'intensité est plus important comparativement au pic à 6 nm. Nous remarquons que le spectre s'élargit autour du maximum en raison de l'effet de relaxation, cet effet est causée par l'élargissement des niveaux quantifiés décrit par (τ_{in}) inclus dans l'intégrale (Equ 1.14 chapitre 1).

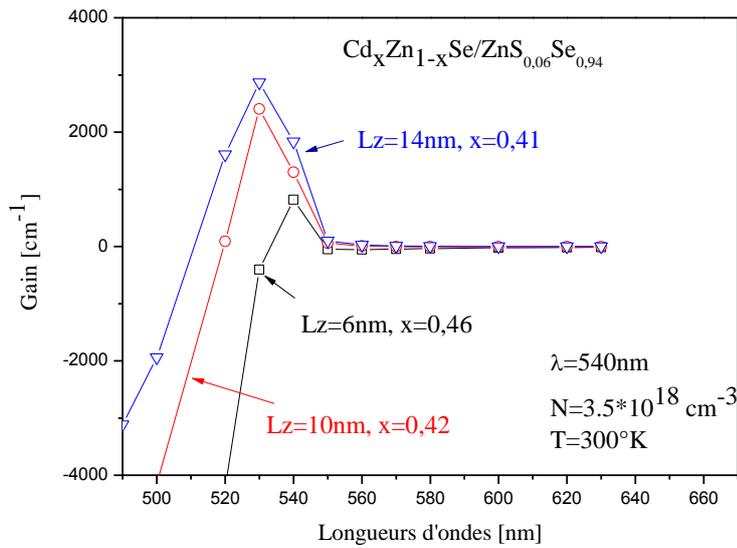


Fig 3.37 - Evolution du gain en fonction de la longueur d'ondes dans une structure laser $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$

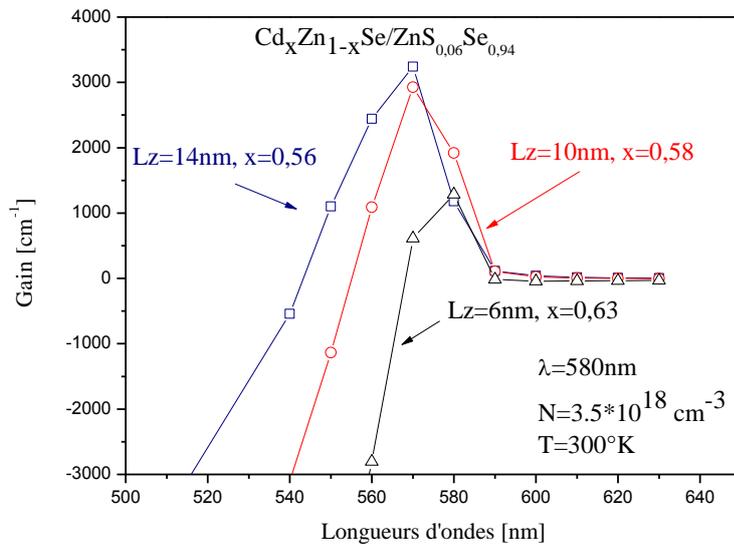


Fig 3.38 - Evolution du gain en fonction de la longueur d'ondes dans une structure laser $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$

III.5.3. Gain différentiel

Pour conforter les résultats précédents nous proposons d'étudier l'évolution du gain différentiel.

Il apparait sur les figures 3.39 et 3.40 que le gain différentiel décroît avec la densité des porteurs pour les deux structures Laser à 540 et 580 nm et tend à se stabiliser à partir d'une densité de porteurs égal à $3,5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ pour les trois largeurs de puits ce qui est en accord avec les résultats obtenus pour le gain.

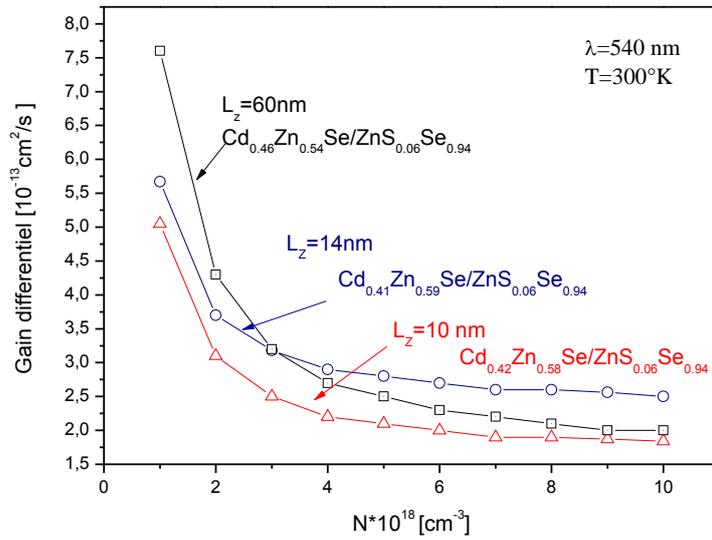


Fig 3.39 – Evolution du gain différentiel en fonction de la densité de porteurs injectés dans une structure laser $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_{0.06}\text{Se}_{0.94}$

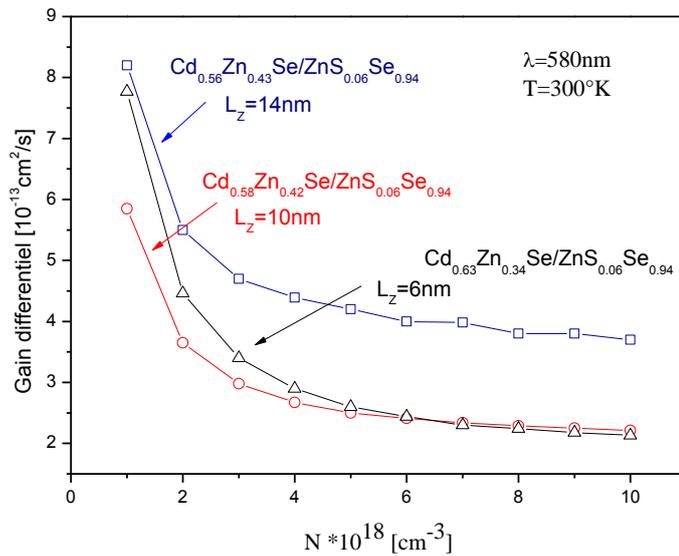


Fig 3.40 - Evolution du gain différentiel en fonction de la densité de porteurs injectés dans une structure laser $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnS}_{0.06}\text{Se}_{0.94}$

Le spectre du gain différentiel décrit sur les figures 3.41 et 3.42 est calculé pour une densité de porteurs égal à $N=3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à température ambiante. Le gain différentiel augmente pour des longueurs d'ondes inférieures à la longueur d'onde d'émission. A la longueur d'onde d'émission nous avons un maximum et une décroissance brutale du gain est observée, au-delà de la longueur d'émission il se stabilise pratiquement à zéro. Ce qui traduit

de l'efficacité de ces structures laser aux longueurs d'ondes d'émission laser c'est-à-dire 540, 580 nm. Ceci confirme les résultats présentés sur les figures 3.35 et 3.36 et met en évidence l'aptitude de ces structures laser à bien fonctionner aux longueurs d'ondes 540 et 580 nm. Un gain différentiel important correspond à une structure laser efficace avec un bon rendement quantique et un bon confinement optique au sein de la zone active du laser.

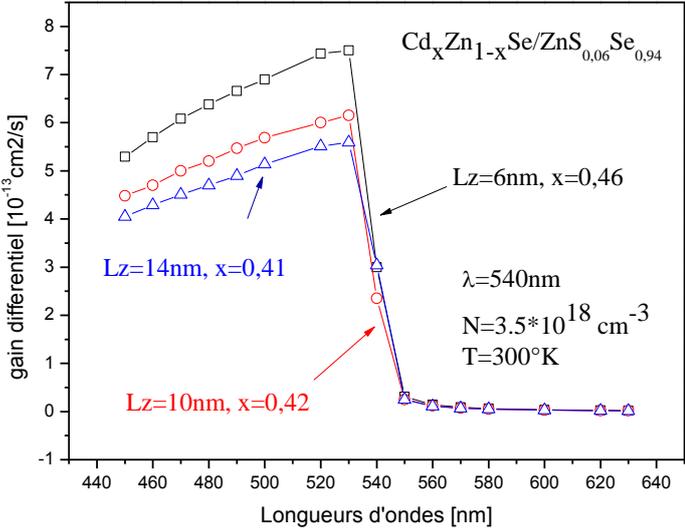


Fig 3.41 – Evolution du gain différentiel maximum en fonction de la longueur d'onde dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$

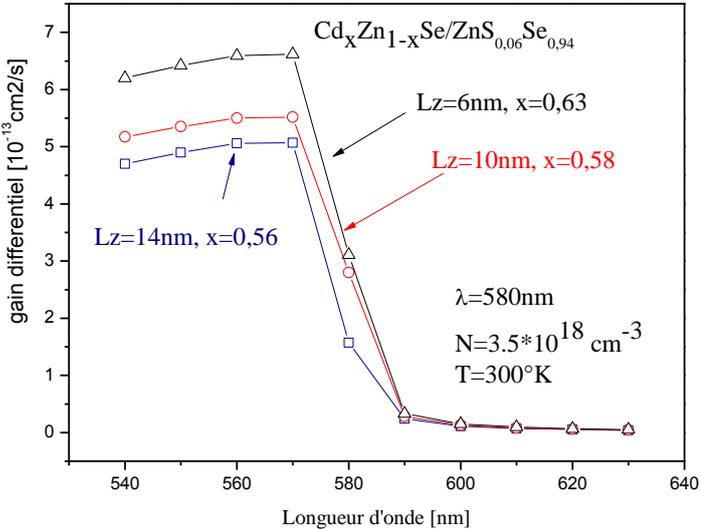


Fig 3.42 - Evolution du gain différentiel maximum en fonction de la longueur d'onde dans une structure laser $Cd_xZn_{1-x}Se/ZnS_{0,06}Se_{0,94}$

III.6. Conclusion

L'objectif de cette étude c'est la réalisation d'une structure laser à base du ternaire CdZnSe, fonctionnant d'une manière optimale et émettant à 540 et 580 nm. Sur le tableau 3.12 sont regroupés différentes hétéro-structures à différentes largeurs de puits quantique.

L'importance de ce travail était de trouver une compétitivité entre composition d'alliage x et largeur du puits quantiques afin d'avoir à la fois un très bon confinement des porteurs de charges, et d'avoir une structure qui peut fonctionner efficacement avec une faible densité de porteurs injectés. Ce challenge a été atteint pour une largeur de puits de 10 nm qui nous permet d'avoir un bon gain pour les deux émissions (10^3 cm^{-1}) pour une densité de porteurs relativement faible respectivement pour l'émission à 540 et 580 nm (2.9 et 2.36 cm^{-3}). Il ressort de cette étude que pour les deux structures émettant à 540 avec une concentration de 0.42 et 580 à une concentration de 0.58 un gain optique important est obtenu (10^3 cm^{-1}).

Conclusion générale

L'originalité de cette thèse est qu'elle représente le fruit de deux contributions scientifiques distinctes ; la physique des matériaux et la physique médicale. Sa première motivation était d'obtenir des résultats descriptifs d'une structure laser à semi conducteur pour une application dermatologique.

Dans ce mémoire, notre étude porte sur l'interaction lumière laser-tissu biologique, d'un point de vue modélisation ainsi que la modélisation des lasers à puits quantiques à base de matériaux II-VI, qui permettent une émission dans le visible.

Nous avons effectué une étude préliminaire sur les propriétés optiques du tissu biologique sain, et sur celles du tissu biologique avec varicosités rouges. Notre choix s'est porté sur cette anomalie en raison de sa présence chez plus de 80% de la population féminine.

La propagation de la lumière dans le tissu biologique est basée sur la méthode de Monte-Carlo qui reste une technique relativement soft pour ce type d'étude avec une description des différentes étapes du modèle qui décrivent chaque phénomène intervenant dans la propagation de la lumière.

Par ailleurs la résolution de l'équation de Schrödinger pour le modèle utilisé, qui est le modèle parabolique d'Asada [Asada 1984] et qui tient compte de l'effet de l'élargissement de bande par le biais de la relaxation intra-bande. Pour ce modèle les transitions se font en respectant la règle de sélection, c'est-à-dire se font directement de la bande de conduction vers la bande de valence. Cette résolution permet l'accès aux états énergétiques dans la bande de valence et dans la bande de conduction, qui nous donne par la suite la possibilité de calculer la longueur d'émission du laser.

Nous avons comparé nos résultats de simulations présentés dans le chapitre trois avec ceux de Van Del Hulst [VanDeHulst 1981], Eric Alerstam [Alerstam 2010]. Les résultats traduisent d'un bon accord, ce qui nous a permis de valider notre modèle de propagation de la lumière dans un milieu turbide multi couche. A partir de ce résultat nous avons abordé notre problématique principale qui se résume en la simulation sur un tissu biologique sain et un tissu biologique lésé sous ses trois colorations, claire, mate, et brune, par modification des paramètres optiques du tissu humain tel que la concentration des mélanosomes; responsable

de la couleur de peau, et la concentration du chromophore de l'oxyhémoglobine responsable du développement des varicosités. Nous avons alors comptabilisé les principales grandeurs physiques décrivant la propagation de la lumière dans le milieu biologique qui sont l'absorption, la réflectance, et la transmittance diffusée. Il apparaît que l'absorption dans le tissu avec varicosités est régit principalement par l'absorption de l'oxyhémoglobine. Nous avons observé pour des peaux avec varicosités, une forte absorption à 420 nm, 540 nm et 580nm, ceci conditionne le fonctionnement du laser à ces longueurs d'onde pour le traitement des varicosités rouges. Il apparaît par contre que la mélanine entre fortement en compétition avec l'hémoglobine pour l'absorption laser pour tous types de peaux à 420 nm, ce qui nécessairement dévoilera un risque de dommage épidermique proportionnel à la charge mélanique en raison de la forte absorption de la mélanine dans cet intervalle de longueurs d'ondes. Ce risque va donc varier d'une couleur de peau à une autre, d'un dommage minimum (blanchiment local) à des dégâts plus importants (brûlures et croûtes) ceci nous a mené à déduire que seules les longueurs d'onde destinés au traitement des varicosités sont 540 et 580 nm, car pour ces longueurs d'ondes, l'absorption dans le derme est principalement régie par l'absorption de l'oxyhémoglobine, ce qui permet au laser d'agir de manière sélective sur cette dernière lors du traitement des varicosités .

Cette étude nous a également permis de déterminer les conditions optimales de fonctionnement des structures lasers à puits quantiques à base de semi conducteurs et qui est utilisée dans le traitement des varicosités. Notre choix s'est porté sur la structure à base de Cadmium, CdZnSe, qui émet dans le visible et qui peut donc être modulée sur deux longueurs d'ondes 540 nm et 580nm. Une compétitivité entre composition d'alliage x et largeur du puits quantiques L_z a été obtenue pour réaliser une structure laser avec un bon confinement des porteurs de charges, et une bonne efficacité.

A venir

Le travail effectué dans ce manuscrit représente une introduction au monde de la modélisation de l'interaction lumière Laser-Tissus biologique ; un domaine qui reste toujours ouvert aux chercheurs et qui est loin d'être épuisé. Notre équipe va conserver ce domaine de recherche très varié, et nous avons en perspective l'étude d'autres applications dermatologiques du laser semi conducteurs, tout en faisant varier les matériaux semi conducteurs.

Résumé :

Les lasers ont vu leurs premières apparitions dans le domaine médical une vingtaine d'année après l'apparition des premiers lasers à rubis dans les années soixante. Les équipes médicales ont adopté cette technologie pour remédier aux défauts des instrumentations mécaniques. L'objectif de ce travail de thèse est l'étude d'une structure laser à semi conducteur pour application dermatologique.

La première partie de ce présent travail présente, une modélisation de l'interaction lumière- tissu biologique à partir de la méthode de Monte Carlo qui est une approche utilisée pour résoudre les problèmes de modélisation dans différents domaines physiques. A travers l'approche Monte Carlo nous allons essayer d'interpréter la réponse spectrale (réflexion, transmission, absorption) d'un tissu humain sain sous ses trois colorations dominantes dans le domaine du visible (350-700nm). Ensuite nous nous intéresserons toujours à la réponse spectrale du tissu humain avec des varicosités, afin de pouvoir déterminer les conditions optimales de fonctionnement du Laser semi-conducteur pour des applications à visée esthétique.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la deuxième problématique qui est d'étudier la structure laser à puits quantique à base de matériaux semi conducteur pour traiter le problème des varicosités. Après avoir déterminé les longueurs d'ondes 540 et 580 nm qui sont à la base du traitement des varicosités, nous portons notre choix sur la structure CdZnSe, puisqu'elle permet une émission dans le visible. Au cours de notre travail il nous a été possible de discuter en détail le paramètre nécessaire à l'étude de la performance de la structure laser à puits quantiques qui est le gain linéaire optique et le gain différentiel après avoir exposé notre modèle théorique utilisé dans cette partie du travail.

Mots clés : Monte Carlo, mélanine, hémoglobine, oxyhémoglobine, déoxyhémoglobine, varicosités, réflexion, absorption, laser, puits quantiques, semi conducteur, gain optique, gain différentiel.